

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

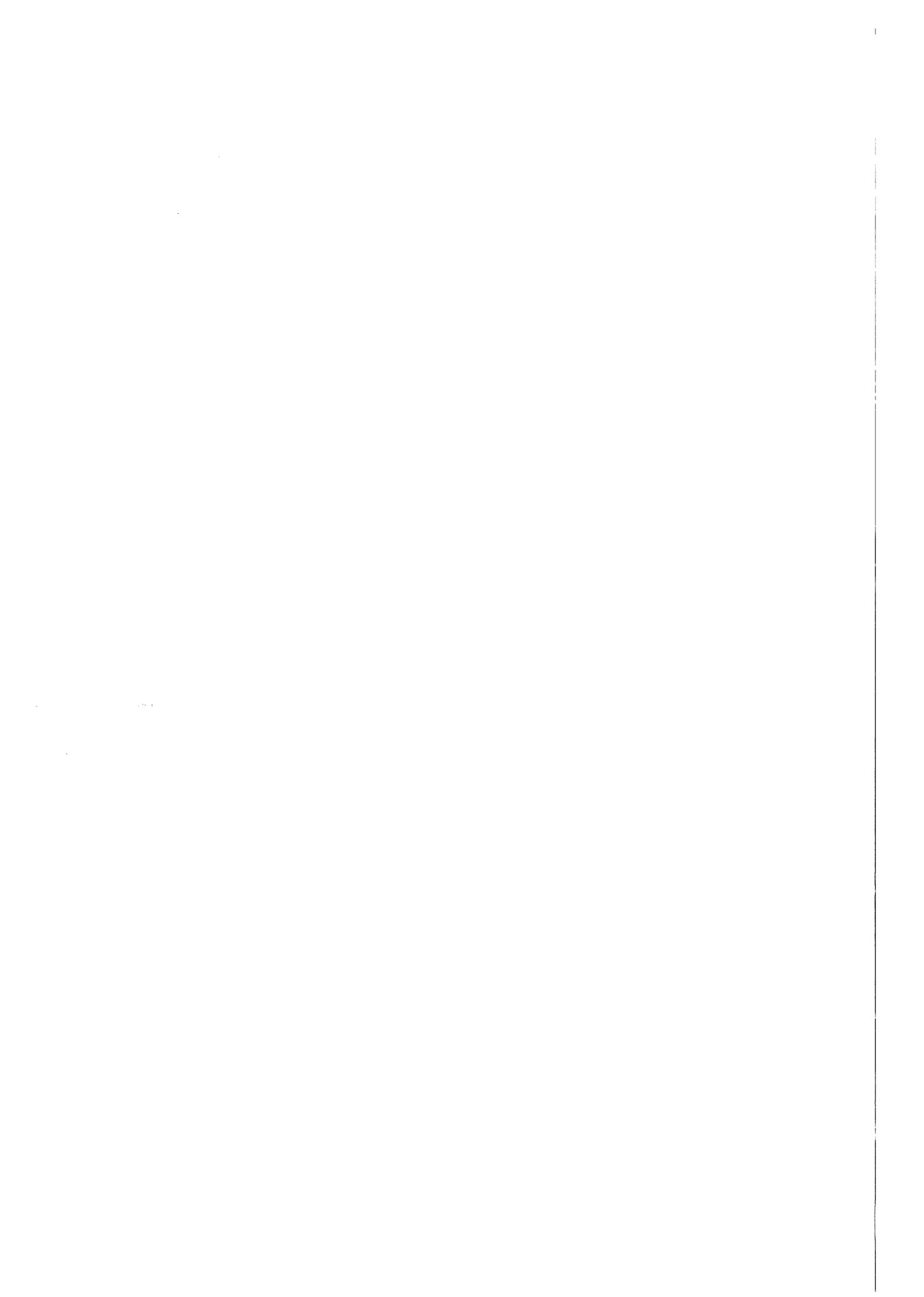
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6176

**Experimentelle Untersuchungen
zum Nachweis der langfristigen
Kühlbarkeit von Kernschmelzen**

W. Tromm

**Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik
Projekt Nukleare Sicherheitsforschung**

November 1998



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6176

**Experimentelle Untersuchungen zum
Nachweis der langfristigen Kühlbarkeit
von Kernschmelzen**

W. Tromm

Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik

Projekt Nukleare Sicherheitsforschung

**Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1998**

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Um den Einschluß der Radioaktivität auch bei auslegungsüberschreitenden Störfällen in Kernkraftwerken zu gewährleisten, muß die Integrität des Sicherheitsbehälters auch bei einem Kernschmelzenunfall erhalten bleiben. Damit ist u.a. auch die Kernschmelze in einen sicheren Zustand zu überführen und zu kühlen, wenn sie bei einem Unfall aus dem Reaktor-druckbehälter austritt. Dazu wird im Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik des Forschungszentrums Karlsruhe eine Kernfängerkonstruktion (COMET-Konzept) entwickelt, die auf der Fragmentation der Schmelze beruht. Die Fragmentation entsteht durch Eintritt von Wasser in die Schmelze von unten, was die Schmelze aufbricht und porös erstarren läßt.

Die dargestellten Untersuchungen tragen zur Absicherung des Konzeptes und zur Beschreibung der dabei ablaufenden Prozesse bei. Es wurden 3 Arten von Experimenten durchgeführt, deren Ergebnisse sich wie folgt zusammenfassen lassen:

In Versuchen im Labormaßstab soll geklärt werden, welche hydrodynamischen Einflußgrößen für die Blasen- und Kanalbildung in der Schmelze maßgebend sind. Dabei repräsentiert eine Flüssigkeit hoher Viskosität die Schmelze. Die Gasphase wird durch Luft dargestellt, die über eine Einzelöffnung Zutritt. Die Experimente zeigen, daß auch die Bildung von Blasenschwärmen bei hohen Volumenstromraten nicht zu einer gleichmäßigen Fragmentation der Schmelzen führt.

Für die Fragmentation von Schmelzen ist somit die Kopplung von Wasserzutritt von unten mit nachfolgender Verdampfung wesentlich. Dies untersuchen Experimente mit heißen Kunststoff- und Metallschmelzen, in die über eine Einzelöffnung von unten Wasser eindringt. Die Temperaturen in diesen Experimenten liegen bei 200 °C und damit deutlich über der Verdampfungstemperatur des Wassers. Es wird beobachtet, daß sich stets eine weitgehende Vermischung von Schmelze und Kühlmedium mit nachfolgender poröser Erstarrung einstellt.

In einer weiteren Annäherung an die reale Situation werden in einer detaillierten Versuchsserie Experimente mit Thermitschmelzen hoher Anfangstemperatur durchgeführt, deren Eisen- und Aluminiumoxid-Anteile die metallischen und oxidischen Phasen der Kernschmelze repräsentieren. Dabei werden der Einfluß von Druck und Zutrittsquerschnitt des Kühlwassers, die Höhe der Opferschicht, sowie die Masse und Zusammensetzung der Schmelze untersucht. Es zeigt sich in allen Fällen eine sehr schnelle und wirksame Abkühlung der Schmelze, die mit einer wesentlichen Fragmentation und porösen Erstarrung der Schmelze gekoppelt ist. Durch die bei den Experimenten beobachtete hohe Wasserzutrittsrate ist eine sichere Wärmeabfuhr aus der Schmelze gewährleistet.

Ausgehend von den Experimenten werden theoretische Überlegungen zur Frage der Fragmentation von Schmelzen durch Wasserzutritt von unten durchgeführt. Diese Untersuchungen dienen dazu, die physikalischen Prozesse zu verstehen. Dazu werden Rechnungen mit einem Modell durchgeführt, das die dynamischen Vorgänge in einem einzelnen Kühlkanal beschreibt, durch den Wasser von unten in die Schmelze eindringt. Die Rechnungen erfassen qualitativ den beobachteten Einfluß der Viskosität auf das Einsetzen der Fragmentation der Schmelze.

Die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Kühlkonzeptes für Kernschmelzen durch Kühlwasserzufuhr von unten konnte in den Experimenten nachgewiesen werden.

Experimental Investigations for the Demonstration of the Long-term Coolability of Core Melts

Abstract

To guarantee the enclosure of radioactivity also in case of core melt accidents in nuclear power plants, the integrity of the containment has to be maintained even in these accident situations. Therefore, the core melt released from the reactor pressure vessel has to be transferred into a stable configuration and has to be cooled down. At the Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik of Forschungszentrum Karlsruhe a core catcher is developed based on the fragmentation of the melt. The fragmentation is formed by penetration of water into the melt from below which results in a break up of the melt and a porous solidification.

The described investigations contribute to the validation of the concept and to the description of the occurring processes. Three kinds of experiments were conducted, their results can be summarized as follows:

Small scale experiments are conducted to clarify which hydrodynamic parameters are dominating the bubble and channel formation in the melt. The melt is represented by a liquid of high viscosity, air is injected via a single nozzle, representing the gas phase. The experiments show that the formation of bubble swarms at high volume rates does not lead to a uniform fragmentation of the melt.

Consequently, the coupled process of water inlet from below and evaporation is fundamental for the fragmentation of melts. This is investigated by experiments with hot plastic and metal melts with a single water inlet at the bottom. The temperatures in these experiments are some 200 °C and herewith far above the evaporation temperature of water. An extensive mixing of melt and coolant with a subsequent porous solidification is observed.

In a further approximation to the real situation detailed experiments with thermite melts of high temperature are conducted whose iron and alumina melts represent the metallic and oxidic phases of the core melt. The influence of pressure and cross-section of the water inlet, height of the sacrificial layer and mass and composition of the melt are investigated. In all cases a very rapid and efficient cooling of the melt is seen, coupled with a strong fragmentation and porous solidification. The observed high flow-rates of the ingressing water guarantee the safe heat removal from the melt.

Based on the experiments, theoretical investigations on the fragmentation process due to water inlet from below are conducted to understand the physical processes. Calculations with a model were conducted which describes the dynamic processes at one single cooling channel penetrating into the melt. The calculations show qualitatively the influence of the viscosity on the onset of fragmentation of the melt.

The principal functionality of the core catcher concept by water inlet from below could be demonstrated in the experiments.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Die Beherrschung von Kernschmelzenunfällen	1
1.1 Ablauf eines Kernschmelzenunfalls	1
1.2 Beherrschung von Kernschmelzenunfällen	1
2. Ziel der Untersuchungen zur COMET-Kühlungseinrichtung	4
2.1 Physikalische Vorgänge während der Kühlung	4
2.2 Überblick über die durchgeführten Untersuchungen	6
2.3 Materialeigenschaften der Schmelzen und ihre Simulation	7
2.3.1 Eigenschaften der Kernschmelze	7
2.3.2 Eigenschaften der verwendeten Simulationsschmelzen	9
3. Kühlung und Fragmentation von Schmelzen	12
3.1 Kühlbarkeit von Schmelzen	12
3.1.1 Kühlung der Schmelze durch Wärmeleitung	12
3.1.2 Begünstigung der Kühlung durch Fragmentation	13
3.2 Charakterisierung der physikalischen Prozesse durch Kennzahlen	15
3.3 Einfache physikalische Modellvorstellungen zur Fragmentation	17
3.3.1 Blasenbildungsmechanismus	18
3.3.1.1 Blasengasen	18
3.3.1.2 Strahlgasen	19
3.3.2 Dynamik der Blasenbildung an Düsen	19
4. Experimente zum Verhalten von Flüssigkeiten hoher Viskosität bei Gaszutritt von unten	24
4.1 Zielsetzung	24
4.2 Versuchsaufbau	24
4.3 Versuchsparameter	24
4.4 Ergebnisse	25
4.5 Schlußfolgerungen	31
5. Experimente mit erstarrenden Metall- und Kunststoffschmelzen	33
5.1 Zielsetzung	33
5.2 Versuchsaufbau	33
5.2.1. Versuchsstand	33
5.2.2 Versuchsablauf	34
5.2.3 Nachuntersuchungen	34
5.2.4 Optische Versuchserfassung	34
5.3 Untersuchte Parameter	34
5.3.1 Versuche mit Kunststoffschmelze Polymethylmethacrylat (PMMA)	34
5.3.2 Versuche mit geschichteter Metall-Kunststoffschmelze	35
5.3.3 Versuche mit dispergierter Metall-Kunststoffschmelze	35
5.4 Beobachtungen und Meßergebnisse	36
5.4.1 Fragmentationsmechanismen und Erstarrungsbild	36
5.4.2 Bildung eines stabilen Einzelkanals	36
5.4.3 Bildung verzweigter Kanäle	37
5.4.4 Sehr schnelle Fragmentation durch heftige Dampfbildung bei direktem Wasser-Metall-Kontakt	38
5.4.5 Druckverläufe	38

5.4.6	Druckverlust in der erstarrten Schmelze	39
5.4.7	Erstarrungszeit der Schmelze	40
5.5	Schlußfolgerungen	42
6.	Experimente mit erstarrenden Hochtemperaturschmelzen aus Thermit	44
6.1	Zielsetzung	44
6.2	Versuchsaufbau	45
6.2.1	Versuchsbehälter	45
6.2.2	Wasserezuführung	45
6.2.3	Schmelzkappen	46
6.2.4	Betonschicht	46
6.2.5	Chemische Zusammensetzung des Betonzuschlags	46
6.2.6	Zusammensetzung der eingesetzten Schmelzen	47
6.2.7	Instrumentierung	48
6.2.8	Allgemeiner Versuchsablauf	48
6.2.9	Nachuntersuchungen	49
6.2.10	Variation der Parameter	49
6.3	Versuchsergebnisse	49
6.3.1	Versuchsserie I	49
6.3.1.1	Ablauf der Thermitreaktion	49
6.3.1.2	Zeitdauer der Erosion der Opferschicht	50
6.3.1.3	Erstarrungszeit der Schmelze	50
6.3.1.4	Einfluß des Zirconiums	52
6.3.1.5	Dampfexplosionen	52
6.3.1.6	Nachuntersuchungen	55
6.3.2	Versuchsserie II	56
6.3.2.1	Öffungsverhalten der Schmelzkappen	56
6.3.2.2	Betonschichtmaterial	57
6.3.2.3	Versuchsparameter	57
6.3.2.4	Thermitreaktion	57
6.3.2.5	Zeitdauer der Betonerosion	57
6.3.2.6	Erstarrungszeit	58
6.3.2.7	Kühlwasserstrom und Porosität	58
6.3.2.8	Verdampfungsrate und abgeführter Wärmestrom	60
6.3.2.9	Aufheizung der Strukturen des Versuchsbehälters	60
6.3.3	Versuchsserie III	61
6.3.3.1	Versuchsaufbau	61
6.3.3.2	Versuchsparameter	61
6.3.3.3	Zusammensetzung der Schmelze	62
6.3.3.4	Zeitdauer der Betonerosion	62
6.3.3.5	Erstarrungszeit	62
6.3.3.6	Dampfexplosionen	62
6.3.3.7	Kühlwasser und Porosität	63
6.3.3.8	Verdampfungsrate und abgeführter Wärmestrom	64
6.4	Diskussion der Ergebnisse	66
6.4.1	Zusammensetzung der Schmelze	66
6.4.2	Temperatur der Schmelze und Zähigkeit	66
6.4.3	Opferschicht	66
6.4.4	Flutwasserdruck	67
6.4.5	Heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen	67

6.4.6	Wärmeaustrag aus der Schmelze	67
6.4.7	Fragmentation	67
7.	Ansätze für ein Modell zur Fragmentation	69
7.1	Modell für die Ausbildung freier Kühlkanäle in Schmelzen	69
7.1.1	Zielsetzung	69
7.1.2	Phänomenologie	69
7.2	Analytische Formulierung des Modells	70
7.2.1	Blasenbereich	70
7.2.2	Der freie Kühlkanal	71
7.3	Modell für das dynamische Verhalten der freien Ringraumströmung	74
7.4	Rechnungen anhand der entwickelten Modellvorstellungen	76
7.4.1	Modellparameter	76
7.4.2	Ergebnisse der Rechnungen mit dem Modell Dampfblase mit freiem Kühlkanal	77
7.4.3	Ergebnisse der Rechnungen mit dem Modell für die Ringraumströmung	78
7.5	Schlußfolgerungen	80
8.	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	81
	Literaturverzeichnis	84

Verzeichnis der Tabellen

2.3.1.1:	Kernschmelze nach RDB-Versagen für den EPR	7
2.3.1.2:	Stoffgrößen der Schmelze nach Verlassen des RDB	8
2.3.1.3:	Zusammensetzung der Betonopferschicht	8
2.3.1.4:	Stoffgrößen der dispergierten Kernschmelze	9
2.3.2.1:	Stoffeigenschaften der Silikonöle	10
2.3.2.2:	Stoffgrößen der eingesetzten Schmelzen in COMET-P	10
2.3.2.3:	Stoffgrößen der eingesetzten Schmelzen in COMET-T	11
3.2.1:	Wichtige dimensionslose Kennzahlen zur Fragmentation von Schmelzen	16
4.4.1:	Übergang zum turbulenten Bereich und zum Strahlgasen	25
5.3.1:	Versuche mit Kunststoffschmelzen	34
5.3.2:	Versuche mit geschichteten Schmelzen	35
5.3.3:	Versuche mit dispergierten Schmelzen	35
5.4.1:	Gemessene Druckspitzen bei verschiedenen Schmelzen	39
6.2.1:	Zusammensetzung der Betonschicht COMET-T	46
6.2.2:	Chemische Zusammensetzung des Betonzuschlags	47
6.3.1.1:	Überblick über die COMET-T Experimente der Versuchsserie I	51
6.3.2.1:	Überblick über die COMET-T Experimente der Versuchsserie II	59
6.3.3.1:	Überblick über die COMET-T Oxid-Experimente	61
6.3.3.2:	gemessene Maximalkräfte zu verschiedenen Zeitpunkten in Experiment 8.1	63

Verzeichnis der Abbildungen

1.1:	COMET-Kernfängerkonstruktion in einem modifizierten LWR-Containment	3
2.1:	Phänomene bei der Ausbildung der kühlbaren Schmelze nach dem COMET-Konzept	5
3.1:	Verschiedene Kühlkonfigurationen einer Corium-Beton-Schichtung	14
3.3.1:	Schematische Darstellung der ablaufenden Fragmentationsprozesse	17
3.3.2:	Schematische Darstellung der Blasenbildung	19
3.3.3:	Darstellung des Kräftegleichgewichtes an einer aufsteigenden Blase	20
4.2.1:	Versuchsanlage zur Gaseinströmung von unten	25
4.4.1:	Schematische Darstellung eines Ringspaltes und einer Lamelle	26
4.4.2:	Aufwärtsbewegung einer Primär- und Sekundärblase im Bereich des Blasengasens, Flüssigkeit M 1000, Volumenstrom 2000 l/h, \varnothing 10 mm	27
4.4.3:	Eindringen und Aufplatzen einer Sekundärblase in einer Primärblase, M 1000, 3000 l/h, \varnothing 10 mm	28
4.4.4:	wellige Oberfläche einer Primärblase mit eindringenden Flüssigkeitspartikeln, M 100, 7000 l/h, \varnothing 10 mm	28
4.4.5:	wellige Oberfläche der Blasen mit Ablösung von Schwarmblasen, M 10, 4000 l/h, \varnothing 10 mm	29
4.4.6:	Aufstieg von Blasen mit welliger Oberfläche im Bereich des Blasengasens, M 1000, 5000 l/h, \varnothing 4 mm	30

4.4.7:	Aufstieg von 3 Einzelblasen mit welliger Oberfläche, M 1000, 3250 l/h, \varnothing 2 mm	30
4.4.8:	Ausbildung eines Gasstrahls, M 100, 3250 l/h, \varnothing 2 mm	31
4.4.9:	Ausbildung eines Gasstrahls, M 10, 3250 l/h, \varnothing 2 mm	31
5.2.1:	Versuchsstand der Experimente	33
5.4.1:	Bildung eines stabilen Einzelkanals	36
5.4.2:	Bildung verzweigter Kanäle	37
5.4.3:	Heftige Dampfbildung bei Metall-Wasserkontakt	38
5.4.4:	Druckverlust der erstarrten Kunststoffschmelze, T=240 °C, T=255 °C	39
5.4.5:	Druckverlust der erstarrten dispergierten Schmelze, T=240 °C, T=255 °C	40
5.4.6:	Temperaturverlauf des Versuchs V26, V27, dispergierte Schmelze, Versuchstemperatur T=240 °C, T=255 °C	41
5.4.7:	Temperaturverlauf des Versuchs V16, V17, geschichtete Metall- Kunststoffschmelze, Versuchstemperatur T=240 °C, T=255 °C	42
6.2.1:	Versuchsaufbau der Experimente mit Hochtemperaturschmelzen	45
6.2.2:	Zustandsschaubild Al ₂ O ₃ -CaO	47
6.2.3:	Viskosität Al ₂ O ₃ -CaO-Schmelze	48
6.3.1.1:	Einfluß des Zr in der Schmelze auf die Wasserzutrittsrate in Exp. 4.1+	52
6.3.1.2:	Kraftkurve in Exp. 2.3, heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen	53
6.3.1.3:	Kraftkurve in Exp. 2.3, Maximalkraft im Zeitraum 41,15 - 41,2 s	53
6.3.1.4:	Wasserdrücke in Exp. 2.3 in den Wasserzuführungen 2, 4, 6, 8	54
6.3.1.5:	Schnitt durch die porös erstarrte Metallschicht	55
6.3.2.1:	Aufbau der Schmelzkappe 2	56
6.3.2.2:	Anstieg der Temperatur in Höhe der Oberkante der Schmelzkappen nach 1:42 min in Exp. 7.4	57
6.3.2.3:	Anstieg des Volumenstroms nach Ausbildung erstarrter Kühlkanäle in Exp. 7.7	58
6.3.2.4:	abgeführter Wärmestrom an das Kühlwasser in Exp. 7.4	60
6.3.3.1:	Kraftkurve in Exp. 8.1, heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen	63
6.3.3.2:	Kühlwasserstrom bei 0,4 bar Wasserdruck in Exp. 8.4	64
6.3.3.3:	Kühlwasserstrom bei 0 bar Wasserdruck in Exp. 8.5	64
6.3.3.4:	Aufsicht auf die porös erstarrte Oxidschmelze	64
6.3.3.5:	Vergleich der Verdampfungsraten bei verschiedenem Wasserdruck	65
6.3.3.6:	Temperaturabnahme in der Schmelze im Zeitraum 125-160 s in Exp. 8.6	65
7.1.1:	Modell für die Dampfblase mit freiem Kühlkanal	70
7.3.1:	Modell für das dynamische Verhalten der freien Ringraumströmung	74
7.4.2.1:	Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta=6$ Pa s	77
7.4.2.2:	Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta=0,1$ Pa s	77
7.4.2.3:	Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta=0,1$ Pa s, $\gamma=10$	78
7.4.2.4:	Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta=0,1$ Pa s, $\gamma=100$	78
7.4.3.1:	Entwicklung der Radien der unteren (1) und oberen (2) Zelle, $\eta=6$ Pa s, $\gamma=100$	78
7.4.3.2:	Entwicklung der Radien der unteren (1) und oberen (2) Zelle, $\eta=0,1$ Pa s, $\gamma=100$	79
7.4.3.3:	Entwicklung der Radien der unteren (1) und oberen (2) Zelle, $\eta=6$ Pa s, $\gamma=10$	79

Verzeichnis der Formelzeichen

a	-	Temperaturleitfähigkeit
c_p	-	spez. Wärmekapazität
c_f	-	Wandreibungsfaktor
c_w	-	Druckverlustbeiwert
d	-	Durchmesser
d_h	-	Durchmesser der Düse
e	-	innere Wärmequelle
g	-	Erdbeschleunigung
h	-	Höhe
h_w	-	Verdampfungsenthalpie des Wassers
p	-	Druck
p_m	-	Druck der Schmelze
p_{atm}	-	Umgebungsdruck
p_b	-	Druck in der Blase
p_c	-	Druck in dem Kühlkanal
r_b	-	Radius der Blase
r_c	-	Radius des Kanals
r_w	-	Radius des Wasserkerns
t	-	Zeit
t_b	-	Blasenbildungszeit
w	-	Geschwindigkeit
z	-	Höhe
z_b	-	Höhe der Blase
z_c	-	Höhe des Kühlkanals
A	-	Fläche
A_c	-	Fläche des Kühlkanals
F	-	Kraft
Fo	-	Fourier-Zahl
Fr	-	Froude-Zahl
H	-	Höhe
Ja	-	Jacob-Zahl
\dot{M}	-	Massenstrom
\dot{M}_{ev}	-	Verdampfungsmassenstrom
\dot{M}_n	-	Massenstrom von der Eintrittsdüse
Pr	-	Prandtl-Zahl
Q_N	-	Nachzerfallswärme
\dot{Q}	-	Wärmestrom
Re	-	Reynolds-Zahl
T	-	Temperatur
T_A	-	Anfangstemperatur
T_{ERST}	-	Erstarrungstemperatur
T_b	-	Temperatur der Blase
T_c	-	Temperatur im Kühlkanal
T_m	-	Temperatur der Schmelze
T_{SAT}	-	Sättigungstemperatur
V	-	Volumen
V_{ERST}	-	Volumen nach der Erstarrung

\dot{V}	-	Volumenstrom
We	-	Weber-Zahl
α	-	Wärmeübergangskoeffizient
ε	-	Porosität
η	-	dynamische Viskosität
η_L	-	dynamische Viskosität der Flüssigkeit
η_m	-	dynamische Viskosität der Schmelze
γ	-	Verdampfungsfaktor
λ	-	Wärmeleitfähigkeit
ν	-	kinematische Viskosität
θ	-	Temperaturverhältnis
ρ	-	Dichte der Flüssigkeit
ρ_G	-	Dichte des Gases
ρ_m	-	Dichte der Schmelze
ρ_c	-	Dichte des Gases im Kühlkanal
ρ_b	-	Dichte der Blase
σ	-	Oberflächenspannung
σ_m	-	Oberflächenspannung der Schmelze
τ	-	Erstarrungszeit

Verzeichnis der verwendeten chemischen und technischen Symbole

Al	-	Aluminium
Al ₂ O ₃	-	Aluminiumoxid
B ₂ O ₃	-	Boroxid
Ca	-	Calcium
CaO	-	Calciumoxid
Fe	-	Eisen
Na ₂ O	-	Natriumoxid
Si	-	Silicium
SiO ₂	-	Siliciumdioxid
U	-	Uran
UO ₂	-	Urandioxid
Zr	-	Zirconium
ZrO ₂	-	Zirconiumdioxid
PMMA	-	Polymethylmethacrylat
L-Sn60Pb	-	Weichlot (60% Zinn, 40% Blei)

1. DIE BEHERRSCHUNG VON KERNSCHMELZENUNFÄLLEN

1.1 Ablauf eines Kernschmelzenunfalls

Wird ein schwerer Störfall von den in einem Kernkraftwerk vorhandenen Sicherheitssystemen nicht beherrscht und kann auch mit anlageninternen Notfallmaßnahmen die Kühlung des Reaktorkerns nicht rechtzeitig wiederhergestellt werden, beginnt das Niederschmelzen der Brennelemente. Die Analyse entsprechender Kernschmelzenunfälle und die Wahrscheinlichkeit ihres Eintretens sind z.B. in der Deutschen Risikostudie Kernkraftwerke-Phase B der Gesellschaft für Reaktorsicherheit GRS (1989) behandelt.

Im weiteren Verlauf eines Kernschmelzenunfalls versagt die Kerntageplatte, wodurch sich in der unteren Kalotte des Reaktordruckbehälters (RDB) ein Schmelzsee der oxidischen und metallischen Anteile der Brennstäbe und des Strukturmaterials ansammelt. Nach ca. 2-3 h, abhängig von dem einleitenden Ereignis, kommt es zum Versagen der unteren Kalotte und die Schmelze ergießt sich auf das Reaktorfundament. Dabei hat die Schmelze eine Anfangstemperatur von ca. 2800 K. Sie besteht für einen Druckwasserreaktor (DWR) aus ca. 120 t Oxid und 80 t Metall, wobei angenommen werden kann, daß ca. 20 t des metallischen Zirconiums nicht innerhalb des RDB oxidiert wurden und deshalb dem Metallanteil zugerechnet sind. Das Nachwärmeniveau in der Schmelze beinhaltet nur die schwerflüchtigen Spaltprodukte in der Schmelze, da die leichtflüchtigen in dieser Phase bereits weitgehend in die Containment-Atmosphäre freigesetzt sind.

Mit Absturz der Schmelze aus dem RDB beginnt die langanhaltende Phase der Erosion des Reaktorfundamentes. Nach J.J. Foit (1995) ist durch die hohe Anfangstemperatur der Schmelze die Erosion des Betonfundamentes zu Beginn sehr hoch, verlangsamt sich aber nach Abklingen der Übertemperatur und Oxidation des Zirconiums. Etwa 5 Tage nach Beginn der Wechselwirkung hat die Schmelze das Fundament durchdrungen, was, wie A. Bayer, I. Al-Omari, W. Tromm (1989) berichten, zu einer Kontamination des Grundwassers führen kann. Eine weitere Gefährdung ergibt sich aus dem Druckaufbau im Containment, der durch die Gase aus der Betonzerstörung entsteht und der eine kontrollierte Druckentlastung nach spätestens 4-5 Tagen erforderlich macht.

1.2 Beherrschung von Kernschmelzenunfällen

Um den Einschluß der Radioaktivität auch bei auslegungsüberschreitenden Störfällen zu gewährleisten, soll nach dem sogenannten Artikelgesetz der Bundesregierung von 1994 die Integrität des Sicherheitsbehälters auch bei einem Kernschmelzenunfall erhalten bleiben. Um dies zu gewährleisten, muß u. a. die nach einem Unfall den RDB verlassende Kernschmelze in einen sicheren Zustand überführt und gekühlt werden.

Gleichzeitig muß eine wesentliche Erosion sowohl des Fundamentes als auch der statisch wichtigen Strukturen verhindert werden. Die Temperatur der Schmelze muß deshalb langfristig nicht nur unterhalb der Erstarrungstemperatur liegen, sondern auf so niedrigen Temperaturen gehalten werden, daß die Strukturen nicht gefährdet werden. Zusätzlich sollten dadurch die schwerflüchtigen Spaltprodukte sicher in der Schmelze eingeschlossen werden. Die Forderung an eine Kernkühlleinrichtung lautet also: Überführung der Schmelze in eine kühl-

bare Form, Abfuhr der Nachwärme bei niedrigem Temperaturniveau der Kerntrümmer und gleichzeitiger Einschluß der Radioaktivität.

Nimmt man an, daß sich die Kernschmelze auf einer nach unten isolierenden Fläche als gleichmäßige, kompakte Schicht ausbreiten kann und anschließend von oben mit Wasser gekühlt wird, ergibt sich aus einer einfachen Wärmeleitrechnung eine zulässige Schichthöhe von ca. 10 cm, damit die Schmelze auch an ihrer Unterseite Temperaturen unterhalb der Erstarrungstemperatur annimmt (siehe Kap. 3). Bei einer optimalen zweiseitigen Kühlung würde sich die Schichthöhe entsprechend auf 20 cm erhöhen. Ursache für die geringen zulässigen Schichthöhen ist die schlechte Wärmeleitfähigkeit des oxidischen Anteils der Schmelze, in dem der überwiegende Teil der Nachwärme freigesetzt wird.

Größere Schichthöhen können zugelassen werden, wenn es gelingt, die Schmelze in ein poröses Bett aufzubrechen und eine Kühlung des Bettes sicherzustellen. Für die Wärmeabfuhr aus der Schicht sind dann vor allem die Partikelgröße und die Porosität der Schmelze entscheidend, die die Durchströmung der porösen Schicht bestimmen.

Aus diesen Überlegungen heraus wird im Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik (IATF) des Forschungszentrums Karlsruhe eine Kernfängerkonstruktion (COMET Konzept) entwickelt, die auf der Fragmentation der Schmelze beruht. Die Fragmentation entsteht durch Eintritt von Wasser in die Schmelze von unten, was die Schmelze aufbricht und porös erstarren läßt.

Die Kernfängerkonstruktion ist in Abb. 1.1 dargestellt. Sie soll die Gesamtmasse der Kernschmelze von ca. 300 t beim Europäischen Druckwasserreaktor (European Pressurized Water Reactor, EPR), bestehend aus 160 t Oxid und 140 t Metall (davon ca. 20 t Zr), aufnehmen können und eine Nachzerfallswärme von anfangs 35 MW und langfristig ca. 15 MW sicher abführen, wobei die Temperatur der Kernschmelze zu Beginn ca. 2800 K beträgt. Die Kernfängerkonstruktion darf auch durch die verschiedenen möglichen Versagensarten des RDB nicht in ihrer Funktion gefährdet werden. Das heißt insbesondere, daß die Funktionsweise auch bei Hochdruckversagen und den Folgen von Dampfexplosionen, die eventuell innerhalb und außerhalb des RDB auftreten, noch gewährleistet sein muß.

Die Kernfängerkonstruktion selber besteht aus einer gelochten Bodenplatte, die eine Opferschicht aus Beton trägt, mit einem verstärkten Mittenteil als Schutz vor aufprallenden Teilen des RDB und erodierenden Schmelzenstrahlen. In die Opferschicht sind aufschmelzende Kühlkanäle (Schmelzkappen) integriert, die eine Fortsetzung der Löcher in der Bodenplatte darstellen. Die Bodenplatte ist über Doppel-T Profile auf dem Betonfundament verankert. Der so gebildete freie Raum wird in einer Unfallsituation von vorhandenem Sumpfwasser selbsttätig und rein passiv geflutet. Die Kernschmelze erodiert die Opferschicht, bis die integrierten Schmelzkappen so weit aufgeschmolzen sind, daß das unten anstehende Wasser in die Schmelze eindringt, diese aufbricht und durch die Schmelze nach oben abströmen kann. Die Schmelze wird dadurch gekühlt und beginnt zu erstarren, bevor sie die Bodenplatte erreicht. Ein Aufschmelzen der Bodenplatte wird damit sicher verhindert.

Die Opferschicht dient dazu, die Ausbreitung der Schmelze durch eine Absenkung der Erstarrungstemperatur und eine Erniedrigung der Viskosität der Schmelze zu fördern. Durch das Aufschmelzen der Opferschicht nimmt auch die hohe Anfangstemperatur der Schmelze auf unter 2000 °C ab. Des Weiteren kann durch die Materialien in der Opferschicht das vor-

handene metallische Zirkonium oxidiert werden. Dies verhindert, daß wichtige Strukturen durch das metallische Zirkonium chemisch angegriffen werden und beim nachfolgenden Wasserzutritt in die Schmelze durch die Zr-Oxidation eine wesentliche Wasserstoffquelle entsteht. Eine weitere wichtige Funktion der Opferschicht ist die sichere langfristige Einbindung der Spaltprodukte durch Glasbildner.

Der Wasserzulauf für die Kernfängerkonstruktion liegt im Erdgeschoß des Reaktorgebäudes an der tiefsten Stelle, um ein passives Fluten des Kernfängers durch das Sumpfwasser zu erreichen. Das Fluten erfolgt über ein Überlaufbecken, um bei Störfällen mit geringem Wasseraustritt, die von der Anlage beherrscht werden, ein Fluten des Kernfängers zu verhindern. Das Überlaufbecken kann über die Gebäudesumpfpumpen wieder entleert werden.

Die dargestellten Untersuchungen sollen zur Absicherung dieses Kernfängerkonzeptes und zur Beschreibung der dabei ablaufenden Prozesse beitragen.

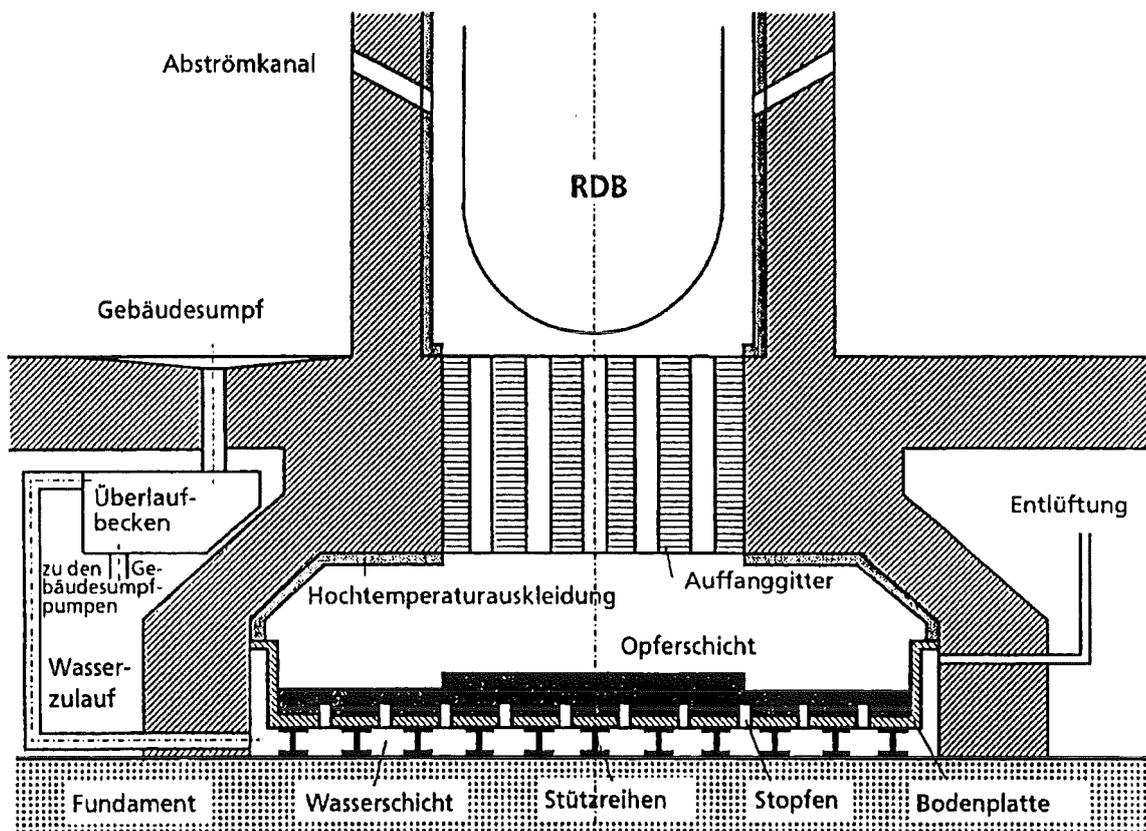


Abb. 1.1: COMET-Kernfängerkonstruktion in einem modifizierten LWR-Containment

2. ZIEL DER UNTERSUCHUNGEN ZUR COMET-KÜHLUNGSEINRICHTUNG

2.1 Physikalische Vorgänge während der Kühlung

Ziel der hier beschriebenen Untersuchungen ist es, zur Optimierung der Auslegung und zum Nachweis der Funktionsfähigkeit des COMET-Konzeptes zur Schmelzenkühlung beizutragen und die Phänomenologie der Fragmentation von Schmelzen bei Wasserzutritt von unten zu beschreiben.

Die wesentlichen Vorgänge zur Erreichung und Sicherstellung der Kurz- und Langzeitkühlung der Kernschmelze in dem COMET Konzept sind in Abb. 2.1 schematisch dargestellt und werden im folgenden erläutert:

Nach Austritt aus dem RDB fließt die Schmelze auf die Beton-Opferschicht der Kernfängerkonstruktion und breitet sich aus. Bedingt durch die hohe Temperatur der Schmelze setzt sofort die Erosion der Betonschicht mit starker Gasfreisetzung ein. Die Schmelze wird dadurch gasgerührt (siehe Abb. 2.1 a). In die Oxidphase der Kernschmelze werden die oxidischen Bestandteile der Opferschicht eingebunden. Dadurch erniedrigt sich die Zähigkeit der Schmelze, ihre Erstarrungstemperatur wird herabgesetzt und die Dichte gesenkt. Die exotherme Betonerosion und die Strahlungsverluste nach oben lassen die Temperatur der Schmelze absinken, so daß beim Öffnen der Schmelzkappen die Temperatur der Schmelze nahe der Erstarrungstemperatur ist. Mit dem Öffnen der Kühlkanäle setzt der Wasserzutritt ein (siehe Abb. 2.1 b). Zunächst wird das zutretende Wasser durch die hohe Temperatur der Schmelze sofort und vollständig verdampft. Der Dampf strömt durch die Schmelze ab und bricht diese auf. Die sich bildenden Dampf-Kanäle sind zunächst aber nicht stabil. Durch den direkten Wasserkontakt kühlt die Schmelze schnell ab und beginnt in der Umgebung der Schmelzkappen zu erstarren (siehe Abb. 2.1 c). Dabei bilden sich stabile Kühlkanäle, durch die eine Dampf-Wasser-Mischung abströmt. Diese Kanalbildung setzt sich mit zunehmender Erstarrung der Schmelze von unten nach oben fort. Der Endzustand ist damit eine porös erstarrte Schmelze, die durch die entstandenen Kühlkanäle von Wasser durchströmt und überflutet ist. Die Nachwärme wird durch stationäre Siedeprozesse bei niedriger Temperatur der erstarrten Schmelze abgeführt (siehe Abb. 2.1 d). Für diese ablaufenden Prozesse des Begangs einer Schmelze bis zu ihrer porösen Erstarrung soll in dieser Arbeit der Begriff Fragmentation verwendet werden.

Da es in diesem Kühlkonzept zu einem direkten Kontakt von Schmelze und Wasser kommt, können auch Dampfexplosionen mit höheren energetischen Wirkungsgraden nicht von vorneherein ausgeschlossen werden. Die Untersuchungen müssen deshalb auch prüfen, ob bei eventuellen Wechselwirkungen zwischen Schmelze und Kühlmittel die mechanischen Belastungen so klein sind, daß eine Gefährdung des Konzeptes ausgeschlossen ist.

Zusammenfassend läßt sich damit feststellen, daß für ein vertieftes Verständnis des Kühlvorgangs die Kopplung von Einströmung und Verdampfung des Kühlwassers einerseits und der Fragmentation und Erstarrung der Schmelze andererseits wichtig ist. Dieses wird in dieser Arbeit unter den folgenden Aspekten untersucht:

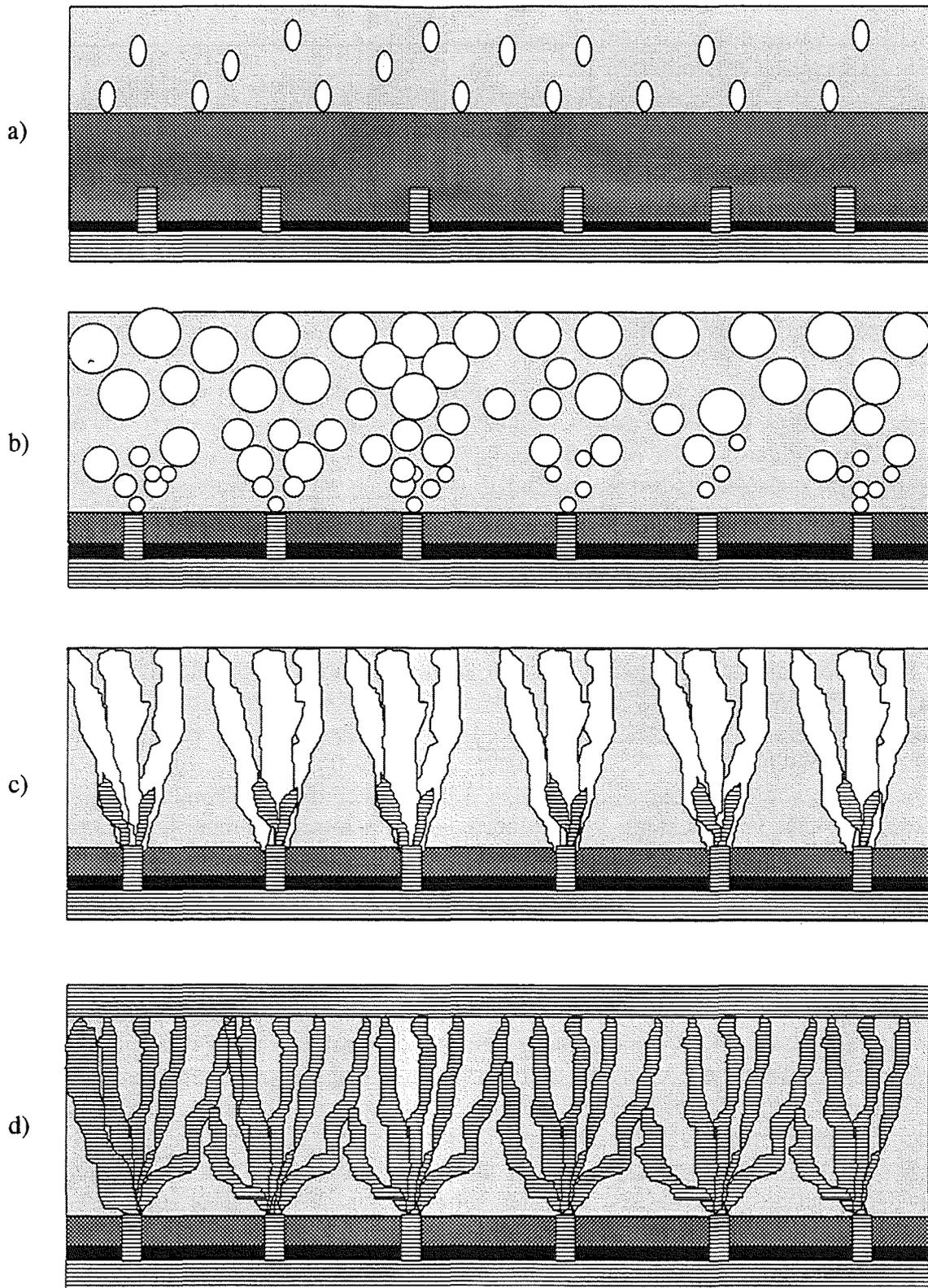


Abb. 2.1: Phänomene bei der Ausbildung der kühlbaren Schmelze nach dem COMET Konzept:
 a) trockene Betonerosion
 b) Beginn Wasserzutritt
 c) Fortschreiten der Flutung mit Erstarrung
 d) porös erstarrte und geflutete Schmelze

- ausreichende Wärmeabfuhr aus der Schmelze,
- schnelle Erstarrung der Kernschmelze,
- geringe Aufheizung der Strukturen der Kernfängerkonstruktion,
- kühlbare Schichthöhen der Schmelze,
- Auftreten eventueller Dampfexplosionen mit hohen energetischen Wirkungsgraden.

2.2 Überblick über die durchgeführten Untersuchungen

Im folgenden wird eine kurze Übersicht über die durchgeführten experimentellen und theoretischen Untersuchungen gegeben.

In einer ersten Versuchsserie werden Versuche im Labormaßstab an einer einzelnen Zutrittsöffnung durchgeführt, die klären sollen, welche hydrodynamischen Einflußgrößen für die Blasen- und Kanalbildung in der Schmelze maßgebend sind. Dabei repräsentiert eine Flüssigkeit hoher Viskosität die Schmelze. Die Gasphase, die aus der Verdampfung des zutretenden Wassers resultiert, wird in den Versuchen durch Luft dargestellt, die über eine zentrale Einzelöffnung zutritt. Als Versuchsparameter werden die Viskosität der Flüssigkeit, die Flüssigkeitshöhe im Versuchsbehälter und die Volumenstromrate der zutretenden Luft variiert.

Um die Phänomenologie der Fragmentation von Schmelzen in der Kopplung von Wasserzutritt von unten und Verdampfung zu untersuchen, werden Experimente mit heißen Kunststoff- und Metallschmelzen durchgeführt, in die über eine Einzelöffnung von unten Wasser eindringt. Die Temperaturen in diesen Experimenten sind zwar sehr viel niedriger als bei einem Kernschmelzenunfall, liegen aber dennoch deutlich über der Verdampfungstemperatur des Wassers, so daß vergleichbare Wärmeübertragungsprozesse ablaufen. Die Kunststoffschmelze repräsentiert den Oxidanteil der Kernschmelze, der Metallanteil wird durch ein Weichlot simuliert. Die Kunststoffschmelze besitzt ein der Oxidschmelze vergleichbares amorphes Erstarrungsverhalten und einen ähnlichen Viskositätsbereich.

In einer weiteren Annäherung an die reale Situation werden in einer detaillierten Versuchsserie Experimente mit Thermiterschmelzen hoher Anfangstemperatur durchgeführt, deren Eisen- und Aluminiumoxid-Anteile die metallischen und oxidischen Phasen der Kernschmelze repräsentieren. Die Temperaturen im Experiment liegen anfangs zwischen 1500 und 2000 °C und sind damit niedriger als zu Beginn des Kernschmelzenunfalls. Sie entsprechen aber den Temperaturen, die die Kernschmelze durch die Erosion der Opferschicht annimmt. Zu untersuchen ist vor allem, welchen Einfluß Druck und Zutrittsquerschnitt des Kühlwassers, die Höhe der Opferschicht, sowie Masse und Zusammensetzung der Schmelze auf deren Kühlbarkeit haben. In diesem Zusammenhang werden auch eventuelle energetische, dampfexplosionsähnliche Wechselwirkungen experimentell untersucht, wie sie beim direkten Kontakt von Wasser und Schmelze auftreten können.

Ausgehend von den Experimenten werden theoretische Überlegungen zur Frage der Fragmentation von Schmelzen durch Wasserzutritt von unten durchgeführt. Diese Untersuchungen dienen dazu, die physikalischen Prozesse zu verstehen. Dazu werden Rechnungen mit einem Modell durchgeführt, das die dynamischen Prozesse in einem einzelnen Kühlkanal beschreibt, durch den Wasser von unten in die Schmelze eindringt.

2.3 Materialeigenschaften der Schmelzen und ihre Simulation

2.3.1 Eigenschaften der Kernschmelze

Im Ablauf eines Kernschmelzenunfalls ist die Phase des Abfließens der Kernschmelze über die Tragestrukturen in die untere RDB-Kalotte nicht exakt beschreibbar. Ebenso gibt es für das Durchschmelzen des RDB verschiedene Szenarien. Deshalb ist der Anfangszustand der Kernschmelze nach Versagen des RDB mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Dies betrifft die Masse, die Zusammensetzung und die Temperatur der Schmelze für den Metall- und für den Oxidanteil.

In Tabelle 2.3.1.1 sind die wahrscheinlichen Anfangszustände der Kernschmelze für einen Kernschmelzenunfall nach Versagen des RDB für den EPR angegeben.

Zeitpunkt Durchschmelzen des RDB	< 3 h
Nachzerfallsleistung	
2 h: Gesamt:	46.5 MW
in der Schmelze	34.4 MW
5 h: Gesamt	36.8 MW
in der Schmelze	28.7 MW
30 d Gesamt	8.7 MW
in der Schmelze	6.8 MW
Temperatur zum Zeitpunkt Versagen RDB	
Oxid	2800 K
Metall	2220 K
Schmelzenmasse	
Gesamt	300 t
UO ₂	140 t
ZrO ₂	20 t
Stahl	120 t
Zr	20 t

Tab. 2.3.1.1: Kernschmelze nach RDB-Versagen für den EPR

Eine der wesentlichen Fragestellungen betrifft die notwendige Energieabfuhr aus der Schmelze. Die Nachzerfallsleistung in der Schmelze beträgt ca. 2 h nach Unfallbeginn etwa 35 MW. Die Schmelze hat zu Beginn eine Temperatur von etwa 2800 K. Die Erstarrungstemperatur des Metallanteils der Schmelze liegt bei ca. 1800 K. Die Metallschmelze ist der Anteil mit der niedrigsten Erstarrungstemperatur. Zusätzlich sind noch ca. 20 t Zr in der metallischen Phase der Schmelze vorhanden, die innerhalb kurzer Zeit mit den Opferschichtmaterialien zu ZrO₂ reagieren. Damit besitzt die Schmelze insgesamt eine Energie von etwa 300 GJ, bezogen auf die Erstarrungstemperatur, die zusätzlich zur Nachzerfallswärme abgeführt werden müssen. Um die Spaltproduktfreisetzung möglichst auf die erste Stunde nach Unfallbeginn zu begrenzen, sollte die Schmelze innerhalb dieses Zeitraumes nach der Erosion der Opferschicht erstarrt sein. Damit müssen während der ersten Stunde im Mittel ca. 120 MW, d.h. das 4-fache der Nachzerfallsleistung abgeführt werden. Beträgt die Fläche der Kernfängerkonstruktion ca. 170 m², sind demnach etwa 700 kW/m² an das zutretende Kühlwasser abzuführen. Bei 100 m² Grundfläche erhöht sich die benötigte Kühlleistung auf

1,2 MW/m². Geht man von einer zunächst vollständigen Verdampfung des zutretenden Kühlwassers aus, wird ein Kühlmittelvolumenstrom von etwa 180 m³/h benötigt. Nach Erstarrung der Schmelze reicht zur Abfuhr der Nachwärme eine Kühlwassermenge von 50 m³/h, die sich mit Abnahme der Nachwärmeleistung weiter vermindert.

Durch die Unsicherheiten in den Anfangsbedingungen können auch die physikalischen Größen der Schmelze nicht exakt angegeben werden. Bei den Stoffgrößen ist prinzipiell zwischen Metall- und Oxidanteil zu trennen. Der Metallanteil besteht zum überwiegenden Anteil aus Stahl. Der Anteil des nichtoxidierten, metallischen Zirconiums aus den Hüllrohren beträgt je nach Unfallablauf ca. 15 % der Metallschmelze. Der Oxidanteil besteht zu ca. 90 % aus UO₂, der Restanteil ist hauptsächlich ZrO₂, das durch die teilweise Oxidation der Hüllrohre innerhalb des RDB gebildet wurde.

Tabelle 2.3.1.2 gibt wesentliche Stoffgrößen der Schmelzen nach Verlassen des RDB an.

Stoffgrößen	UO ₂	ZrO ₂	Corium	Fe	Zr
Anfangstemperatur/K	2800	2800	2800	2200	2200
Erstarrungstemperatur/K	3115	2950	2820	1809	2125
Dichte/kg/m ³	8700	6000	7500	7000	6200
spez. Wärmekapazität/ kJ/kgK	0.5	0.7	0.59	0.8	0.45
Wärmeleitfähigkeit/ W/mK	5.6	1.4	3.3	65	36
Temperaturleitfähigkeit/ 10 ⁻⁶ m ² /s	1.29	0.33	0.75	11.6	12.9
Zähigkeit/ 10 ⁻³ Pa s	3-7	4	5.7	2.7-6.0	6.2
Oberflächenspannung/ N/m	0.49-0.42	0.45	≈ 0.45	1.91-1.65	1.43
Prandtl-Zahl	0.5	2	1.02	0.037	0.075

Tab. 2.3.1.2: Stoffgrößen der Schmelze nach Verlassen des RDB

Nach Verlassen des RDB beginnt die Schmelze, die Opferschicht der Kernfängerkonstruktion zu erodieren. Die Betonzusammensetzung der Opferschicht ist der Tabelle 2.3.1.3 zu entnehmen. Der Betonzuschlagsstoff besteht aus einem Borosilikatglas, das im Hinblick auf die Konditionierung der Schmelze und den Einschluß von Spaltprodukten gute Eigenschaften besitzt.

Komponente	Massenanteil
Zuschlagsstoff: Borosilikat-Glas	78 %
Zement	14 %
Wasser	8 %

Tab. 2.3.1.3: Zusammensetzung der Beton-Opferschicht

Durch die Erosion der Opferschicht werden die Temperaturen der Schmelze stark abgesenkt, so daß sie bei Beginn des Wasserkontaktes in der Nähe der Erstarrungstemperatur sind.

Weiterhin werden durch die Einmischung der Betonbestandteile die Stoffdaten des Oxids beeinflusst. Das Oxid besteht nun aus einer mehrkomponentigen Schmelze, deren Hauptbestandteile UO_2 , ZrO_2 und SiO_2 sind, mit kleineren Anteilen an Na_2O , B_2O_3 , CaO u.a., die die Zähigkeit der Schmelze verringern. Der Metallanteil ist hauptsächlich dadurch beeinflusst, daß durch die Erosion des Betons das metallische Zirconium oxidiert wird. Hierdurch wird in der Anfangsphase erheblich mehr Energie frei, als durch die Nachzerfallsleistung anfällt. Trotzdem sinken die Temperaturen der Schmelze aufgrund der stark endothermen Betonerosion schnell ab.

Nachdem die Opferschicht der Kernfängerkonstruktion von ca. 20 cm erodiert ist, setzt der Wasserzutritt ein. Durch die Einmischung der Opferschicht in den Oxidanteil der Kernschmelze weist die Oxidschmelze zu diesem Zeitpunkt eine kleinere Dichte als die Metallschmelze auf, wodurch sich eine Schichtung ergeben würde, bei der sich das Metall unterhalb des Oxids befindet. Durch die Gasfreisetzung des Betons und der damit verbundenen starken Rührwirkung der Schmelze wird aber nach J.J. Foit (1996) als der wahrscheinlichste Fall angenommen, daß die Metallschmelze in die Oxidschmelze eingemischt ist. Tabelle 2.3.1.4 gibt eine Übersicht der Stoffeigenschaften dieser dispergierten Schmelze zum Zeitpunkt Wasserzutritt. Die Werte sind das Ergebnis einer WECHSL-Rechnung von J.J. Foit (1995). Die Schmelze hat die Betonschichthöhe von 0,2 m nach ca. 1000 Sekunden erodiert.

Stoffgrößen	Corium + Opferschicht
Temperatur der Schmelze/ K	1980
Liquidustemperatur/ K	2233
Solidustemperatur/ K	1755
Dichte/kg/m ³	5260
spez. Wärmekapazität/kJ/kgK	0.76
Wärmeleitfähigkeit/W/mK	5.5
Temperaturleitfähigkeit/10 ⁻⁶ m ² /s	1.4
Zähigkeit/ Pa s	0.046
Oberflächenspannung/N/m	0.45
Prandtl-Zahl	6.4

Tabelle 2.3.1.4: Stoffgrößen der dispergierten Kernschmelze nach Erosion einer 20 cm Opferschicht nach WECHSL-Rechnungen

2.3.2 Eigenschaften der verwendeten Simulationsschmelzen

Wie in Abschnitt 2.2 dargelegt, ist das Ziel der Simulationsexperimente, die wesentlichen Vorgänge bei der Kühlung zu untersuchen. Dazu werden verschiedenartige Simulationsschmelzen bis zu realitätsnahen Schmelzen eingesetzt, die im folgenden charakterisiert werden.

Experimente zum Verhalten von Flüssigkeiten hoher Viskosität bei Gaszutritt von unten

Um die rein hydrodynamischen Vorgänge bei dem Fragmentationsprozeß zu untersuchen, werden in einer Serie von Versuchen Flüssigkeiten ausgewählt, deren Viskositäten vergleichbar der realer Schmelzen sind. Der Gaszutritt von unten wird durch Einblasen von Luft simuliert. Die Experimente werden bei Raumtemperatur durchgeführt, so daß Wärmeüber-

Stoffgrößen	Silikonöl M10	Silikonöl M100	Silikonöl M1000
Dichte / 10^3 kg/m^3	0.94	0.97	0.97
Viskosität/ Pa s	0.01	0.1	1
Oberflächenspannung/ mN/m	~20	~20	~20

Tab. 2.3.2.1: Stoffeigenschaften der Silikonöle

gänge und Phasenwechsel nicht auftreten. Die Stoffeigenschaften der als Flüssigkeit ausgewählten Silikonöle sind in Tab. 2.3.2.1 wiedergegeben.

COMET-P

Um die Phänomenologie der Erstarrung von Metall- und Oxidschmelzen simulieren zu können, werden für diese Versuche Kunststoffe und Metallegierungen ausgewählt, deren Schmelztemperaturen deutlich über der Verdampfungstemperatur des Wassers liegen, die aber dennoch eine leichte Handhabung im Labor zulassen.

Die eingesetzte Kunststoffschmelze repräsentiert hier den oxidischen Anteil einer Kernschmelze. Sie wird wegen ihrer Klarsichtigkeit und ihres amorphen Erstarrungsverhaltens ausgewählt. Die metallische Phase wird bei den Versuchen mit geschichteten und dispergierten Schmelzen durch das Weichlot L-Sn60 Pb repräsentiert, es setzt sich aus 60% Zinn und 40% Blei zusammen. Die physikalisch wichtigen Kenngrößen der Kunststoff-, Metall- und dispergierten Schmelze sind in Tabelle 2.3.2.2 aufgeführt.

Stoffgrößen der flüssigen Schmelze	PMMA	L-Sn60Pb	PMMA/ L-Sn60Pb
Anfangstemperatur/ °C	265	265	265
Erstarrungstemperatur/ °C		183-190	
Dichte/kg/m ³	1.05	8.5	4.8
spez. Wärmekapazität/kJ/kgK	1.45	0.15	0.8
Wärmeleitfähigkeit/W/mK	0.19	50	2.5
Temperaturleitfähigkeit/10 ⁻⁶ m ² /s	0.1	39.2	0.65
Zähigkeit/10 ⁻³ Pa s	100-6000	17	~100
Oberflächenspannung/N/m	0.025	0.5	0.26
Prandtl-Zahl	~1000	0.051	32

Tabelle 2.3.2.2: Stoffgrößen der eingesetzten Schmelzen in COMET-P

COMET-T

Um die mögliche Bandbreite an Zusammensetzungen der Schmelze experimentell untersuchen zu können, muß in den Experimenten eine Vielzahl unterschiedlicher Bedingungen simuliert werden.

Zur experimentellen Untersuchung von Kernschmelzenunfällen außerhalb des RDB werden Thermitschmelzen eingesetzt, die es erlauben, Metall- und Oxidschmelzen hoher Temperatu-

ren zu erzeugen. In den hier beschriebenen COMET-T Versuchen (COMET-T steht für COolability of MeLT-Transient) werden Eisen-Thermitschmelzen eingesetzt. Metallisches Aluminium und Eisenoxid reagieren ab einer Temperatur von ca. 1000 °C zu metallischem Eisen und Aluminiumoxid. Bei der chemischen Reaktion der beiden Komponenten entstehen Temperaturen bis zu 2400 °C. Das Thermitpulver wird in den Experimenten mit CaO vermischt, um die Erstarrungstemperatur und die Viskosität der Oxidschmelze abzusenken. Die Oxidschmelze hat damit eine ähnliche Erstarrungstemperatur wie die Metallschmelze. Zusätzlich wird in den Experimenten auch metallisches Zirconium zugesetzt, um den Einfluß des Zr zu simulieren. In Tabelle 2.3.2.3 sind die wichtigsten Stoffgrößen für die in COMET-T eingesetzten Schmelzen nach M. Steinbrück (1995) angegeben.

Stoffgrößen der flüssigen Schmelze	Al ₂ O ₃	CaO	Al ₂ O ₃ -CaO	Fe	Zr
Anfangstemperatur/K	2200	2200	2200	2200	2200
Erstarrungstemperatur/K	2327	2873	1773	1809	2125
Dichte/kg/m ³	3000	3320	3200	7000	6200
spez. Wärmekapazität/kJ/kgK	1.9	≈0.8	≈0.8	0.8	0.45
Wärmeleitfähigkeit/W/mK	1.5	≈7	≈4	65	36
Temperaturleitfähigkeit/10 ⁻⁶ m ² /s	0.26	2.63	1.6	11.6	12.9
Zähigkeit/10 ⁻³ Pa s	41-8	50	117-287	2.7-6.0	6.2
Oberflächenspannung/N/m	0.67-0.47	≈0.6	0.64-0.68	1.91-1.65	1.43
Prandtl-Zahl	52-10.1	5.7	23-57	0.037	0.075

Tabelle 2.3.2.3: Stoffgrößen der eingesetzten Schmelzen in COMET-T

3. KÜHLUNG UND FRAGMENTATION VON SCHMELZEN

3.1 Kühlbarkeit von Schmelzen

Um die Kernschmelze nach Verlassen des RDB sicher in einer Geometrie einschließen und kühlen zu können, muß der Auffangraum für die Schmelze auch langfristig thermisch stabil sein, um eine Schmelzenerosion oder ein bruchmechanisches Versagen sowohl des Fundamentes als auch der statisch wichtigen Strukturen zu verhindern. Weiterhin soll die Temperatur der Schmelze langfristig unterhalb der Erstarrungstemperatur liegen, um die schwerflüchtigen Spaltprodukte in der Schmelze zurückzuhalten. Daraus ergibt sich, daß die Nachzerfallswärme bei möglichst niedrigen Temperaturen der Schmelze abgeführt werden muß. Dies kann dann erreicht werden, wenn aus einer Schicht auf niedrigem Temperaturniveau stationär soviel Wärme abgeführt wird wie durch innere Wärmequellen entsteht.

3.1.1 Kühlung der Schmelzen durch Wärmeleitung

Ein möglicher Grenzfall der Kühlung ist gegeben, wenn die Schmelze als eine kompakte, ebene Schicht erstarrt. Physikalisch läßt sich dann die Kühlung auf das Problem der stationären Wärmeleitung aus einer homogenen Schicht mit inneren Wärmequellen zurückführen. Da die Ausbreitungsfläche groß gegenüber der Höhe der Schmelze ist, läßt sich das Problem eindimensional betrachten. Die Differentialgleichung für das Temperaturfeld lautet

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + e. \quad (3.1.1)$$

Im stationären Fall gilt somit

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{e}{\lambda} = 0. \quad (3.1.2)$$

Mit den Randbedingungen $T(z=0) = T_0$ und $T(z=h) = T_0$ erhält man ein symmetrisches, parabolisches Temperaturprofil

$$T(z) - T_0 = -\frac{e}{2\lambda} (z^2 - hz) \quad (3.1.3)$$

mit dem Scheitel bei $z = h/2$.

Für $z = h/2$ errechnet sich die maximale Temperaturdifferenz in der Schicht zu

$$\Delta T = \frac{e}{2 \cdot \lambda} \left(\frac{h}{2} \right)^2, \quad (3.1.4)$$

wobei die Maximaltemperatur entsprechend der Voraussetzung die Schmelztemperatur nicht überschreiten darf.

Bei Verwendung der integral freigesetzten Nachwärme $Q_N = e \cdot A \cdot h$ folgt

$$Q_N = \frac{8 \cdot \lambda \cdot \Delta T \cdot A}{h}, \quad (3.1.5)$$

woraus sich z.B. die zulässige Höhe einer Schicht ermitteln läßt.

Die verwendeten Größen sind:

- e - innere Wärmequelle, Nachzerfallswärme/Volumen,
- Q_N - Nachzerfallswärme,
- A - Ausbreitungsfläche,
- λ - Wärmeleitfähigkeit der Schmelze,
- h - Schichthöhe der Schmelze.

Legt man die technischen Daten des EPR-Ausbreitungskonzeptes zu Grunde mit einer Ausbreitungsfläche von 170 m^2 , einem angenommenen Volumen des Opferbetons von 34 m^3 und einem Volumen der Kernschmelze von 40 m^3 , ergibt sich eine Schichthöhe von ca. 0,4 m für die gesamte Schmelze. Unter der Voraussetzung, daß die Kernschmelze als homogene Schicht von beiden Seiten gekühlt wird und im Inneren die Temperaturen unter der Erstarrungstemperatur liegen sollen, ist die maximal zulässige Temperaturdifferenz ca. 1400 K. Damit wird die Erstarrung der Schmelze im Inneren erst erreicht, wenn das Nachzerfallswärmeniveau auf 14,5 MW abgesunken ist. Das tritt nach etwa 3 Tagen ein.

Durch die Einmischung der Opferschicht in die Schmelze wird die Schmelzenschicht erhöht. Das führt nach Gleichung (3.1.5) dazu, daß die volle Erstarrung der Schmelze erst bei niedrigerem Nachzerfallswärmeniveau erreicht wird, obwohl die Opferschicht zu einer Erniedrigung der Leistungsdichte der Nachzerfallswärme führt. Die Zumischung von Opfermaterial vermindert also die Kühlbarkeit der wärmeleitenden Schicht.

3.1.2 Begünstigung der Kühlung durch Fragmentation

Falls es gelingt, die Schmelze in ein Partikelbett oder eine poröse, feste Struktur zu überführen und eine Durchströmung des Bettes mit Wasser sicherzustellen, können größere kühlbare Schichthöhen zugelassen werden. Für die Wärmeabfuhr aus der Schicht ist dann nicht die Gesamtschichthöhe entscheidend, sondern zum einen die Schichthöhe des nichtfragmentierten Anteils sowie nach L. Barleon, H. Werle (1981) oder R.J. Lipinski (1986) die Partikelgröße und die Porosität der Schmelze.

In Abbildung 3.1 sind qualitativ die sich einstellenden Temperaturverteilungen über die verschieden strukturierte wärmeerzeugende Schicht für den Fall dargestellt, daß die Kernschmelze von oben geflutet wird. Es ist zu erkennen, daß eine Wasserkühlung von oben nicht ausreicht, die Temperaturverteilung in der Schmelze zu senken. Sie bleibt in dem unfragmentierten Bereich der Schmelze langfristig auf hohem Niveau. Erst durch eine vollständige Fragmentation kann die Schmelze effektiv gekühlt werden. Die am Argonne National Laboratory (ANL) von B.W. Spencer et.al. (1992) durchgeführten MACE Experimente haben dieses Ergebnis nach M. Fischer bestätigt (1995). Durch Fluten von oben kann eine Kernschmelze nur gekühlt werden, falls die unfragmentierte Höhe der Schmelze einen kritischen Wert nicht übersteigt, der bei etwa 10-20 cm liegt, oder ein Fragmentationsmechanismus eingeleitet wird, so daß die Schmelze in ein kühlbares Partikelbett überführt wird.

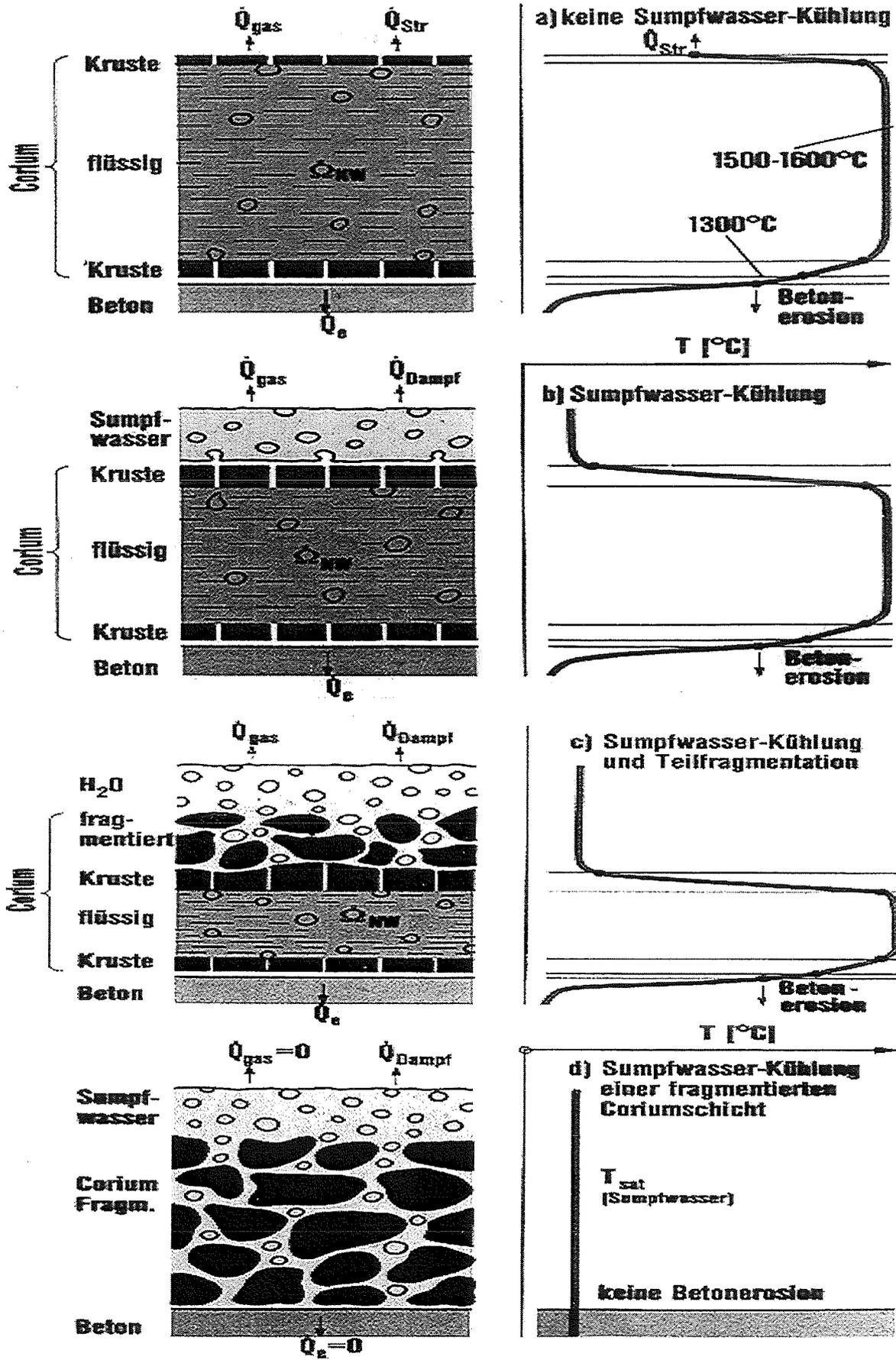


Abb. 3.1: Verschiedene Kühlkonfigurationen einer Corium-Beton Schichtung

Die Überführung der Schmelze in die Struktur einer Partikelschüttung könnte durch Einlaufen der Schmelze in eine Wasservorlage unterhalb des RDB erreicht werden. Dabei besteht aber die Gefahr einer Dampfexplosion. Deshalb scheidet ein solcher Prozeß als Weg für eine Kernfängerkonstruktion aus. Dagegen kann ein dosierter Wasserzutritt von unten in die Schmelze durch die einsetzende Verdampfung zur Fragmentation von Schmelzen genutzt werden, wie dies auch für Schlackengranulieranlagen in der Stahlindustrie eingesetzt wird.

Bei einer möglichen Fragmentation der Schmelze zu einem Partikelbett oder einer Erstarrung der Schmelze zu einem Feststoff mit hoher Porosität können größere Schichthöhen gekühlt werden, da der Porenanteil i.a. kontinuierlich von Wasser durchströmt und damit die Nachzerfallswärme abgeführt werden kann. Dieses Prinzip wird bei der in dieser Arbeit vorgestellten Kernfängerkonstruktion genutzt. Damit kommt dem Fragmentationsprozeß der Kernschmelze durch Wasserzutritt von unten bis zur Erstarrung unter den Bedingungen eines Kernschmelzenunfalls eine entscheidende Bedeutung zu.

3.2 Charakterisierung der physikalischen Prozesse durch Kennzahlen

Für das rein hydrodynamische Verhalten von Flüssigkeiten hoher Viskosität bei Gaszutritt von unten ohne Wärmeübergang sind die folgende Einflußgrößen maßgebend:

- Durchmesser der Düse: d_h
- Durchmesser der sich ausbildenden Gasblase: d
- Erdbeschleunigung: g
- Dichte der Flüssigkeit: ρ_L
- Dichte des Gases: ρ_G
- Oberflächenspannung: σ
- Viskosität der Flüssigkeit: η_L
- Geschwindigkeit des Gases: w

Da die Dichte des Gases klein ist gegenüber der Dichte der Flüssigkeit, kann sie nach R. Kumar, N.R. Kuloor (1970) i.a. vernachlässigt werden. Es ergeben sich somit 7 unabhängige Einflußgrößen.

In den Experimenten COMET-P und COMET-T werden auch die thermischen Vorgänge, im wesentlichen der Wärmeübergang, und die damit verbundene Abkühlung und Erstarrung der Schmelze bei Wasserzutritt von unten untersucht. In diesem Zusammenhang ergeben sich die folgenden zusätzlichen Einflußgrößen:

- Anfangstemperatur der Schmelze: T_O
- Erstarrungstemperatur: T_{Erst}
- spez. Wärmekapazität: c_p
- Wärmeleitfähigkeit: λ
- Volumen der Schmelze: V
- Volumen der erstarrten Schmelze: V_{Erst}
- Erstarrungszeit der Schmelze: Δt
- Wasserdruck: Δp
- Verdampfungsenthalpie des zutretenden Wassers: Δh_w

Daraus ergeben sich zusätzlich 9 Einflußgrößen. Insgesamt erhält man also 16 Einflußgrößen. Aufgrund der 4 Basisgrößen lassen sich somit 12 Kennzahlen identifizieren, die in Tab. 3.2.1 dargestellt sind.

Kenngrößen	Formel
Durchmesser Verhältnis	$\frac{d}{d_h}$
Reynolds-Zahl	$Re = \frac{wd_h}{\nu_L}$
Weber-Zahl	$We = \frac{\rho w^2 d_h}{\sigma}$
Froude-Zahl	$Fr = \frac{w^2}{gd_h}$
Fourier-Zahl	$Fo = \frac{V}{a\Delta t d_h}$
Geometrie Verhältnis der Schmelze und der Zutrittsöffnung	$\frac{V}{d_h^3}$
Temperatur Verhältnis	$\theta = \frac{T_A - T_{Erst}}{T_{Erst}}$
Prandtl-Zahl	$Pr = \frac{\nu_L}{a}$
Porosität	$\varepsilon = \frac{V_{Erst} - V}{V_{Erst}}$
Druckverlustbeiwert	$c_w = \frac{2\Delta p}{\rho_w w^2}$
Jacob-Zahl	$Ja = \frac{\rho_L V c_p \frac{\Delta T}{\Delta t}}{\rho_w \dot{V} \Delta h_w}$
Erstarrungszeit	$\tau = \frac{\Delta t \dot{V}}{V}$

Tab. 3.2.1: Wichtige dimensionslose Kennzahlen zur Fragmentation von Schmelzen

Dabei sind die physikalisch wichtigen Größen der Blasendurchmesser der in der Schmelze aufsteigenden Dampfblase für den rein hydrodynamischen Vorgang, sowie für die Kühlbarkeit die Porosität der erstarrten Schmelze und die Erstarrungszeit der Schmelze, ferner der Druckverlust des eindringenden Wasser-Dampf Gemisches in der Schmelze und der an das zuströmende Wasser abgeführte Wärmestrom.

Die folgenden Parameter wurden als wichtig erkannt und in den Experimenten variiert:

Für die isothermen Versuche mit Silikonöl:

- die Viskosität und die Schichthöhe der Flüssigkeit,
- der Volumenstrom des zutretenden Gases und der Durchmesser der Eintrittsdüse.

Für die Experimente mit heißen Kunststoffschmelzen:

- die Anfangstemperatur und die zugehörige Viskosität der Schmelze,
- die Zusammensetzung der Schmelze und deren Temperaturleitfähigkeit,
- der Wasserdruck und der Durchmesser der Wasserzutrittsöffnung.

Für die Experimente mit Thermitschmelzen:

- die Schmelzenmasse bzw. die Schmelzbathöhe,
- die Zusammensetzung der Schmelze und deren Temperaturleitfähigkeit, Viskosität und Übertemperatur,
- der Wasserdruck und die Zutrittsgeometrie.

Aufgrund der Komplexität der in den Experimenten ablaufenden Prozesse sind für die einzelnen Einflußgrößen keine einfachen Beziehungen herzuleiten. Zum Beispiel kann kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Höhe der Schmelze, dem Flutwasserdruck, der Übertemperatur der Schmelze und der Erstarrungszeit gefunden werden.

3.3 Einfache physikalische Modellvorstellungen zur Fragmentation

Zum Verständnis und zur Modellierung der ablaufenden Fragmentationsprozesse in Schmelzen ist es zweckmäßig, die Wasser-Wasserdampfströmung in den entstehenden Strömungskanälen in der Schmelze in folgenden Einzelschritten zu beschreiben (siehe Abb. 3.3.1):

1. Aufstieg der sich ausbildenden Gasblasen bzw. bei hohen Gasvolumenströmen eines Gasstrahls,
2. Nachströmung von Wasser unter Ausbildung einer invertierten Ringströmung,
3. Verdampfung des anstehenden Wassers,
4. Kanalverzweigung ausgehend von einem sich zunächst ausbildenden Hauptkanal.

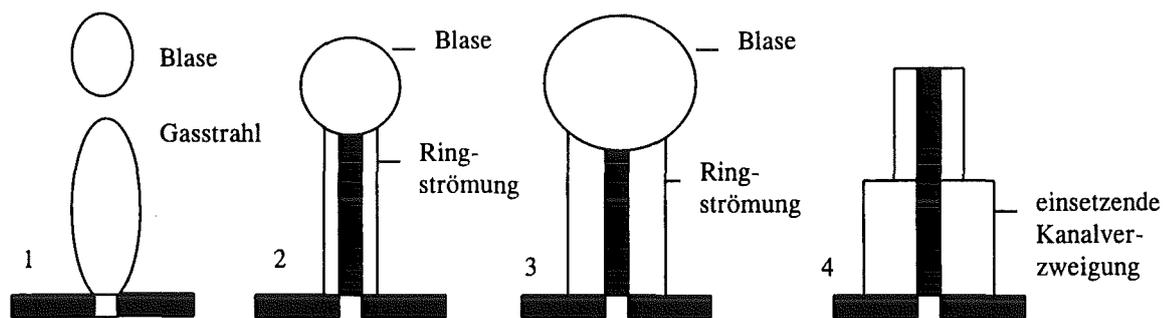


Abb. 3.3.1: Schematische Darstellung der ablaufenden Fragmentationsprozesse

Die Modellentwicklung verfolgt im wesentlichen zwei Phänomenkomplexe:

Zum einen werden die Prozesse beim Eindringen von Wasser in die darüberliegende Schmelzschicht an einer Einzelöffnung betrachtet. Dazu wird ein Modell für eine Dampfblase mit einem nachfolgenden freien Kühlkanal entwickelt. Es besteht aus einer aufsteigenden Blase, die sich in einen Kanal mit Wasserkern entwickelt. Wichtige Effekte, die in diesem Zusammenhang untersucht werden, betreffen die Wechselwirkungen zwischen Dampfaufstieg, seitlicher Expansion des Strömungskanals und der Blasenseparation. Als ein möglicher Mecha-

nismus für die Ausbildung poröser Strukturen wird dabei das Strahlgasen mit Ablösung größerer Dampfblasen am Ende eines Dampf-Wasser-Kanals und deren Zerfall in Blasen-schwärme betrachtet.

Als ein weiterer typischer Mechanismus zur Ausbildung poröser Strukturen ist die Verzweigung der Wasser-Wasserdampf Kühlungskanäle zu betrachten. Im Verlauf der Schmelzenkühlung durch Wasserzufuhr von unten kann sich unter bestimmten Bedingungen zunächst ein einzelner Wasser-Wasserdampf Kanal von der Eintrittsöffnung bis zur Schmelzenoberfläche ausbilden. Im weiteren Verlauf treten dann aber seitliche Verzweigungen auf. Diese seitlichen Verzweigungen begünstigen das Entstehen einer porösen Struktur und damit die Kühlung der Schmelze. Zur Identifikation elementarer Prozesse, die zu Kanalverzweigungen führen können, wird ein einfaches, aus zwei axialen Segmenten bestehendes Ringströmungs-Modell vorgestellt. Damit werden Wechselwirkungen zwischen den Segmenten und zwischen Dampf-abfuhr und seitlicher Expansion des Dampfes als Grundlage für mögliche Instabilitäten an der Dampf-Kanalbegrenzung und Ursachen für eine Kanalverzweigung untersucht.

In Kap. 7.4 werden die Ergebnisse von Modellrechnungen den Befunden aus den Experimenten mit Kunststoffschmelzen gegenübergestellt.

3.3.1 Blasenbildungsmechanismus

Als Grundlage der entwickelten Modellvorstellungen wird hier zunächst der Blasenbildungsmechanismus an einer horizontalen Düse in einer von unten begasten Flüssigkeit erläutert. Dabei werden nach H. Brauer (1971) zwei Bereiche unterschieden, das Blasengasen und das Strahlgasen.

3.3.1.1 Blasengasen

Unter Blasengasen versteht man die Form einer Flüssigkeitsbegasung, bei der sich an den Düsen Einzelblasen bilden. Mit zunehmendem Volumenstrom steigt der Durchmesser der sich bildenden Einzelblasen stetig an. Dabei nimmt der Einfluß der Trägheitskräfte bei der Bildung und der Bewegung der Blase nach erfolgtem Ablösen vom Düsenrand stetig zu, während gleichzeitig der Einfluß der Oberflächenspannung abnimmt. Mit dem Volumenstrom ändert sich nicht nur der Blasendurchmesser, sondern auch die Frequenz der Blasenbildung. Sie steigt mit zunehmendem Volumenstrom zunächst sehr steil an und geht dann in einen stetig flacher werdenden Verlauf über. Im Bereich hoher Volumenströme wird die Blasenbildungsfrequenz unabhängig vom Volumenstrom. Die bei konstanter Blasenbildungsfrequenz und steigendem Volumenstrom ablaufenden Vorgänge sind in Abb. 3.3.2 in schematisierter Form dargestellt.

Der Volumenstrom erhöht sich von V_a über V_b nach V_c . Unter Vernachlässigung der mit dem Blasendurchmesser zunehmenden Auftriebskräfte bleibt der Abstand der Blasenmittelpunkte unverändert. Die Folge ist, daß sich die Blasen bei einem kritischen Volumenstrom V_c berühren. Sie sind lediglich durch eine dünne Flüssigkeitslamelle getrennt. Wird der Volumenstrom auf V_d erhöht, bricht diese Lamelle zwischen den ersten beiden Blasen, und es entsteht durch Koaleszenz der Primärblase und der Sekundärblase eine große Blase. Schlauchbildung liegt nach D.J. McCann, R.G.H. Prince (1971) dann vor, wenn eine Einzelblase ihren Aufstieg beginnt, aber immer noch durch einen Gasschlauch mit der Düsenöffnung verbunden bleibt, bis schließlich dieser Schlauch abreißt.

Bei einer weiteren Erhöhung des Volumenstroms bilden sich die Blasen nicht mehr am Düsenrand, sondern an der Kuppe des in die Flüssigkeit hineinstoßenden Gasstrahles. Es vollzieht sich der Übergang vom Blasengasen zum Strahlgasen. Der Vorgang ist nach D.J. McCann, R.G.H. Prince (1971) dann voll turbulent. Noch während des Blasengasens findet mit zunehmendem Volumenstrom eine Deformation der sich bildenden Blasen statt. Die Blasen haben also nicht immer die in Abb. 3.3.2 angedeutete Kugelform, sondern gehen mit wachsendem Volumenstrom in die Form abgeplatteter Ellipsoide über und können im Übergangsbereich bei V_d eine regellose Form aufweisen.

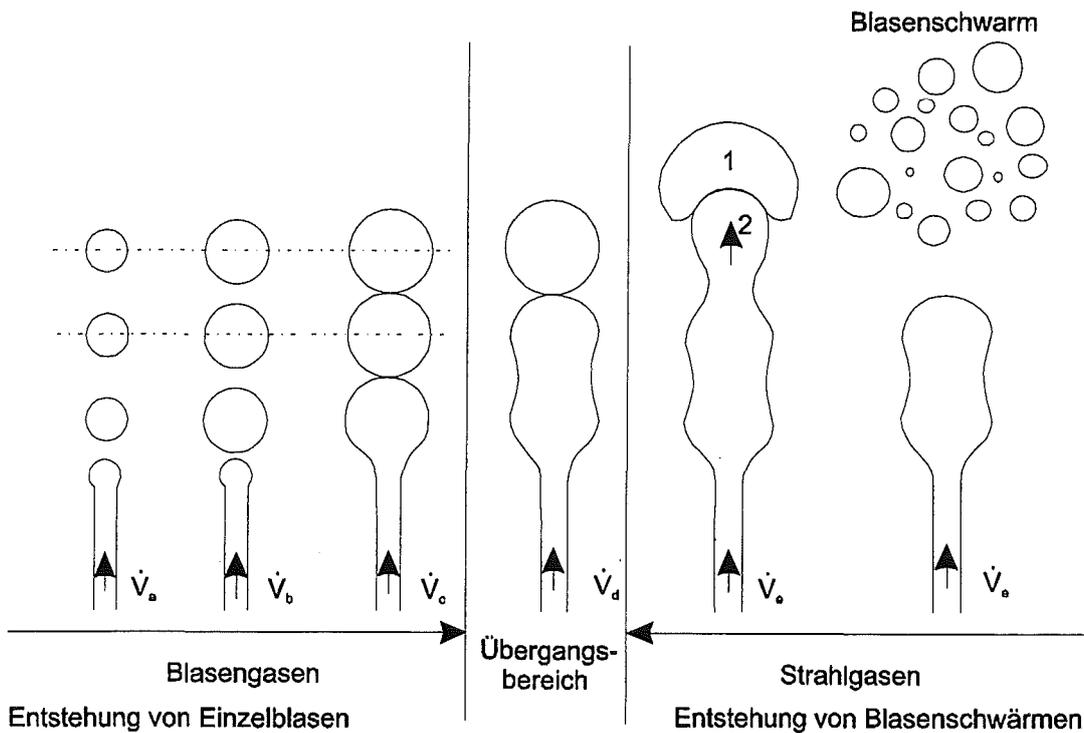


Abb. 3.3.2: Schematische Darstellung der Blasenbildung an einer horizontalen Düse in einer von unten begasten Flüssigkeit bei steigendem Gasvolumenstrom

3.3.1.2 Strahlgasen

Beim Strahlgasen tritt nach H. Brauer (1971) ein veränderter Mechanismus der Blasenbildung auf. Erhöht man den Volumenstrom von V_d auf V_e , dann zieht die bereits abgelöste Blase (1) unmittelbar eine gleich große Blase (2) aus der Strahlkuppe heraus. Blase (2) gerät in das Unterdruckgebiet der Blase (1), wird dadurch zusätzlich beschleunigt und stößt in Blase (1) hinein. Unter der Wirkung der hierbei wirkenden Trägheitskräfte und der starken Wirbel innerhalb beider Blasen führt ihr Zusammenstoß zur Zerteilung der gesamten Gasmasse. Es entsteht ein Blasenschwarm, der aus Blasen mit sehr unterschiedlichem Durchmesser besteht. Der mittlere Durchmesser dieser Blasen muß kleiner sein als derjenige Blasendurchmesser, der sich bei angenommenem Blasengasen einstellen würde.

3.3.2 Dynamik der Blasenbildung an Düsen

Unter den für die Schmelzenfragmentation notwendigen technischen Bedingungen bilden sich die Blasen mit großer Geschwindigkeit innerhalb sehr kurzer Zeiten. Deshalb kann dieser Vorgang nicht mehr quasistatisch behandelt werden. Zur Veranschaulichung des Kräf-

tegleichgewichtes sind in Abb. 3.3.3 nach E.S. Gaddis, A. Vogelpohl (1986) alle auf die aufsteigende Blase wirkenden Kräfte dargestellt:

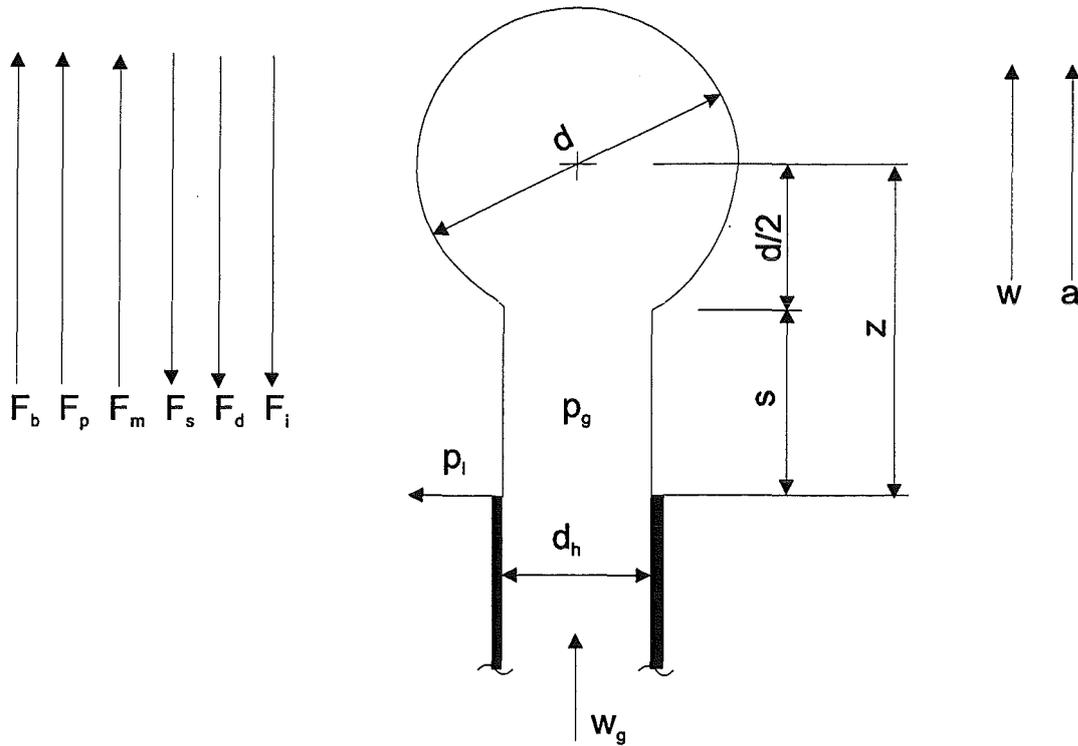


Abb.: 3.3.3: Darstellung des Kräftegleichgewichtes an einer aufsteigenden Blase

Durch den Dichteunterschied der beiden Medien Wasser und Luft erfährt die Blase die Auftriebskraft F_b :

$$F_b = \frac{\pi}{6} d^3 (\rho - \rho_g) g. \quad (3.3.2.1)$$

Die Druckkraft F_p , verursacht durch den Druckunterschied in der Blase und ihrer Umgebung, ist auf der Höhe der Düsenöffnung klein und wird deshalb in der folgenden Betrachtung vernachlässigt:

$$F_p = \frac{\pi}{4} d_h^2 (p_g - p_l) \approx 0. \quad (3.3.2.2)$$

Wegen der schnellen Injektion des Gases mit einer bestimmten Volumenstromrate in die Flüssigkeit ist das Gas auch nach der Blasenbildung noch in Bewegung. Durch seine kinetische Energie erfährt das Gas die Impulskraft F_m :

$$F_m = \frac{\pi}{4} d_h^2 \rho_g w_g^2. \quad (3.3.2.3)$$

An der Phasengrenzfläche wirkt die Oberflächenspannungskraft:

$$F_s = \pi d_h \sigma . \quad (3.3.2.4)$$

Bei der Aufwärtsbewegung erfährt die Blase durch ihre Form und die Zähigkeit der Flüssigkeit die Widerstandskraft F_d . Diese steigt mit der Zähigkeit und mit größerem Volumenstrom, der die Blasenform bestimmt:

$$F_d = \frac{\pi}{4} d^2 c_w \frac{\rho w^2}{2} , \quad (3.3.2.5)$$

wobei d den Blasendurchmesser bezeichnet und c_w der Widerstandsbeiwert der Blase ist.

Bei kleinen Reynoldszahlen gilt:

$$c_w = \frac{24}{Re} . \quad (3.3.2.6)$$

Für große Reynoldszahlen ändert sich der Widerstandsbeiwert nur wenig. Die Erfahrung zeigt, daß der Widerstandsbeiwert bei großen Reynoldszahlen ungefähr 1 ist. Deshalb ergibt eine Superposition dieser beiden Widerstandsbeiwerte für den gesamten Bereich der Reynoldszahlen:

$$c_w = \frac{24}{Re} + 1 . \quad (3.3.2.7)$$

Die Blasenauftiegs geschwindigkeit läßt sich dabei experimentell durch eine Weg-Zeit-Messung der Form

$$w = \frac{z}{t_b} \quad (3.3.2.8)$$

ermitteln.

Für z gilt nach Abb. 3.3.3

$$z = \frac{d}{2} + s , \quad (3.3.2.9)$$

wobei s die Schlauchlänge angibt, und mit hinreichender Genauigkeit bei kleiner Blasenbildungsfrequenz aus Messungen zu $s = \frac{d}{4}$ abgeleitet werden kann. Daraus folgt für z :

$$z = \frac{3}{4} d . \quad (3.3.2.10)$$

Die Blasenbildungszeit t_b ist gegeben durch die Beziehung:

$$t_b = \frac{V}{\dot{V}} = \frac{\pi d^3}{6 \dot{V}} , \quad (3.3.2.11)$$

wobei V das Blasenvolumen zum Zeitpunkt der Ablösung darstellt.

Daraus ergibt sich für die relevante Geschwindigkeit beim Blasenbildungsprozeß:

$$w = \frac{9\dot{V}}{2\pi d^2}. \quad (3.3.2.12)$$

Man erhält dann für die Widerstandskraft:

$$F_d = \frac{27\eta\dot{V}}{2d} + \frac{81\rho\dot{V}^2}{32\pi d^2}. \quad (3.3.2.13)$$

Durch das Blasenwachstum steigt die Auftriebskraft F_b . Das hat eine Beschleunigung der Blase zur Folge. Durch diese wachsende Beschleunigung wirkt auf die Blase die Trägheitskraft F_i , wobei nach Milne-Thomson (1949) das Volumen der mitbewegten Flüssigkeit um die Blase $\frac{11}{16}V_b$ beträgt. Man erhält somit:

$$F_i = \left(\frac{99}{32\pi} + \frac{9}{2\pi} \frac{\rho_g}{\rho} \right) \frac{\rho\dot{V}^2}{d^2}. \quad (3.3.2.14)$$

Aus dem Gleichgewicht dieser Einzelkräfte ergibt sich

$$F_b + F_m = F_s + F_d + F_i. \quad (3.3.2.15)$$

Aus dieser Beziehung läßt sich der Blasendurchmesser berechnen. Es ergibt sich die implizite algebraische Gleichung für den Blasendurchmesser in der Form

$$d^3 = S + \frac{L}{d} + \frac{T}{d^2} \quad (3.3.2.16)$$

mit

$$S = \frac{6d_h\sigma}{(\rho - \rho_g)g} \left(1 - \frac{We}{4} \right) \approx d_h \left(\frac{Fr}{We} \right) \left(1 - \frac{We}{4} \right), \quad (3.3.2.17)$$

$$L = \frac{81\eta\dot{V}}{\pi(\rho - \rho_g)g} \approx d_h^4 \frac{Fr}{Re}, \quad (3.3.2.18)$$

$$T = \left(\frac{135}{4\pi^2} + \frac{27}{\pi^2} \frac{\rho_g}{\rho} \right) \frac{\rho\dot{V}^2}{(\rho - \rho_g)g} \approx d_h Fr. \quad (3.3.2.19)$$

Hier wurde die Weberzahl We in der Form

$$We = \frac{16\rho_g\dot{V}^2}{\pi^2 d_h^3 \sigma} \quad (3.3.2.20)$$

benutzt.

Der erste Term in Gleichung (3.3.2.16) erfaßt die Oberflächenspannungskraft reduziert um den Gasimpuls. Der zweite Term beinhaltet den Einfluß der Viskosität, der dritte Term den Auftrieb und die Blasenbeschleunigung. Es gibt also drei Einflüsse, die bei der Blasenbildung für den Blasendurchmesser wichtig sind. Sie werden durch die drei Kennzahlen erfaßt, die in den Ausdrücken 3.3.2.17-19 auftreten.

Für $\rho_g \ll \rho$ und $We \ll 1$ dominiert die oberflächenspannungskontrollierte Blasenbildung mit einem resultierenden Blasendurchmesser

$$d = \left(\frac{6d_h \sigma}{\rho g} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3.3.2.21)$$

Für den Fall $Re^2 \sim Fr$ wird die Blasenbildung durch Auftrieb und Zähigkeitskräfte bestimmt, es handelt sich also um eine viskositätskontrollierte Blasenbildung mit

$$d = \left(\frac{81v\dot{V}}{\pi g} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.3.2.22)$$

Schließlich liegt für den letzten Fall die Trägheits- und Auftriebskraft kontrollierte Blasenbildung vor, die zu einem Durchmesser

$$d = \left(\frac{135\dot{V}^2}{4\pi^2 g} \right)^{\frac{1}{5}} \quad (3.3.2.23)$$

führt.

Nach Berücksichtigung aller drei Spezialfälle der Blasenbildung und näherungsweisen Auflösung der Gleichung (3.3.2.16) folgt nach E.S. Gaddis, A. Vogelpohl (1986) für den Blasendurchmesser der Ausdruck

$$d = \left[\left(\frac{6d_h \sigma}{\rho g} \right)^{\frac{4}{3}} + \left(\frac{81v\dot{V}}{\pi g} \right) + \left(\frac{135\dot{V}^2}{4\pi^2 g} \right)^{\frac{4}{5}} \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (3.3.2.24)$$

Zusammenfassend läßt sich nach R. Kumar, N.R. Kuloor (1970) feststellen, daß für sehr niedrige Volumenstromraten das Blasenvolumen von der Oberflächenspannung dominiert ist. Die Oberflächenspannung hat aber keinen Einfluß auf das Blasenvolumen, wenn die Volumenstromraten und die Viskosität der Flüssigkeit hoch sind. Der Einfluß der Viskosität auf das Blasenvolumen ist auch bei hohen Volumenströmen groß, weil die Reibungskraft auf der Flüssigkeitsseite den Blasenbildungsprozeß maßgeblich beeinflusst. Bei ansteigender Viskosität bilden sich damit Blasen größerer Durchmesser.

Im Hinblick auf den für das Kühlkonzept vorliegenden Anwendungsfall mit hoher Volumenstromrate der abströmenden Gase ist daher zu erwarten, daß der Einfluß der Oberflächenspannung der Schmelze auf die Fragmentations- und Abströmprozesse gering ist, daß sich aber die Zähigkeit der Schmelze sehr deutlich auswirkt.

4. EXPERIMENTE ZUM VERHALTEN VON FLÜSSIGKEITEN HOHER VISKOSITÄT BEI GASZUTRITT VON UNTEN

4.1 Zielsetzung

In dem COMET Kernfängerkonzept setzen durch den Wasserzutritt von unten in die heiße Schmelze sofort Verdampfungsprozesse ein. Diese 2-phasige Wasser-Dampf-Strömung bewirkt eine starke Volumenzunahme der Schmelze und führt schließlich zur Fragmentation und porösen Erstarrung der Schmelze. In diesem Kapitel wird untersucht, welchen Einfluß eine reine Gasströmung auf die Vermischungsvorgänge in einem zähen Flüssigkeitsvolumen auslöst, mit dem Ziel, die hydraulischen von den thermischen Effekten zu separieren. Für diese Versuche werden Flüssigkeiten mit ähnlichen Zähigkeiten wie die realer Schmelzen ausgewählt. Die Experimente, die bei Raumtemperatur durchgeführt werden, untersuchen Blasenbildung und eventuelle Kanalbildung bei sehr hohem Gaszutritt. Insbesondere soll geklärt werden, ob die bei den Experimenten mit Kunststoffschmelzen (siehe Kap. 5) beobachteten seitlichen Verzweigungen eines ausgebildeten Strömungskanals allein auf den Einfluß der Gasströmung zurückgeführt werden können, oder ob bei diesem Vorgang die Kopplung von Wasserzutritt mit einsetzender Verdampfung von entscheidender Bedeutung ist.

4.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einem rechteckigen Glasbehälter mit einer klarsichtigen Flüssigkeit, in die von unten über eine Einzelöffnung Luft eingeblasen wird (siehe Abb. 4.2.1). Damit simuliert Luft die von unten zutretende Dampfströmung in der Kernfängerkonfiguration. Die Gaseinströmung wird von 1000 l/h bis 7000 l/h variiert, um den Bereich des Blasengasens bis zum Strahlgasens untersuchen zu können. Des weiteren orientiert sich dieser Volumenstrombereich an den gemessenen Volumenströmen der Versuchsreihe aus Kap. 5 unter der Voraussetzung der Verdampfung des zutretenden Wassers. Die Abmessungen des Behälters sind mit 30 x 30 cm ausreichend groß gewählt, so daß störende Randeinflüsse des Behälters ausgeschlossen sind. Die einzelnen Versuchsdurchläufe werden mittels Videokamera erfaßt und dokumentiert.

4.3 Versuchsparameter

Als Flüssigkeit werden drei verschiedene Silikonöle verwendet, M10 ($\eta=0,01$ Pa s), M100 ($\eta=0,1$ Pa s) und M1000 ($\eta=1,0$ Pa s). Damit wird ein weiter, die realen Kernschmelzen repräsentierender Viskositätsbereich abgedeckt. Alle drei verwendeten Silikonöle haben die gleiche Oberflächenspannung von 19-21 mN/m, so daß allein der Einfluß der Zähigkeit der Flüssigkeit untersucht werden kann.

Der Gaszutritt erfolgt durch eine einzelne Düse in der Mitte der Grundfläche des Versuchsaufbaubehälters. Es werden drei Düsen mit verschiedenen Durchmessern verwendet, \varnothing 2 mm, \varnothing 4 mm, \varnothing 10 mm. Um den Einfluß des Bodens auf den Ablösevorgang der Blasen zu minimieren, ragen die Düsen mindestens 10 mm in den Behälter hinein. Bei den kleinen Düsen werden so hohe Gasgeschwindigkeiten erreicht, daß der Bereich des Strahlgasens gut beobachtet werden kann.

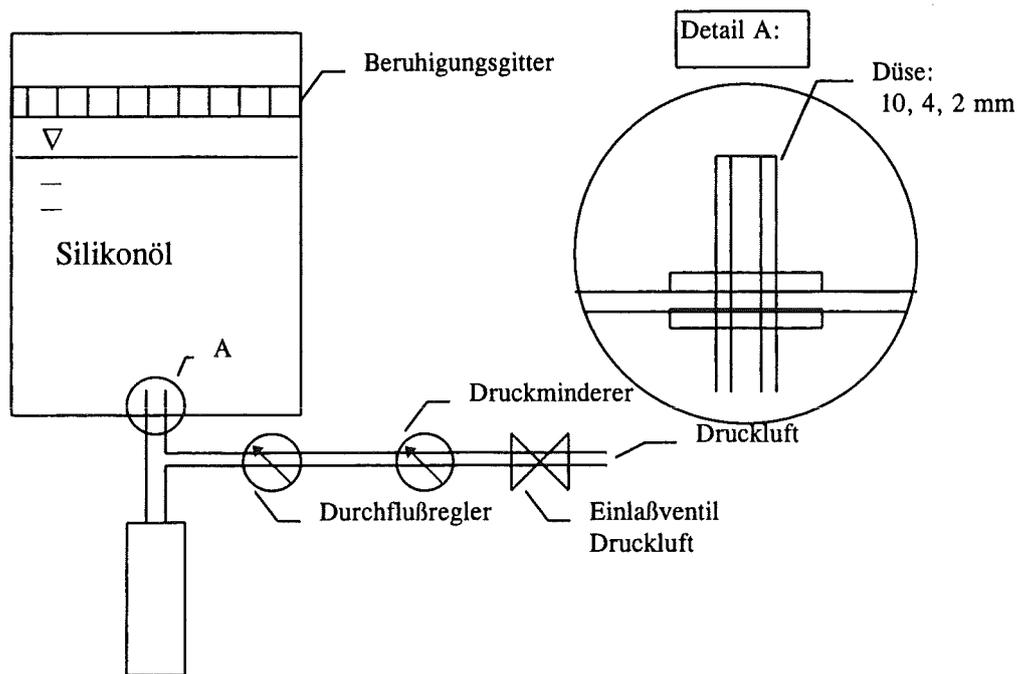


Abb. 4.2.1: Versuchsanlage zur Gaseinströmung von unten

Die Füllstandshöhe der Flüssigkeit wird bei den Versuchen von 50 cm Höhe auf 25 und 10 cm reduziert.

4.4 Ergebnisse

In den Experimenten beobachtet man mit wachsendem Gas-Volumenstrom zunächst den Übergang vom Aufstieg von Einzelblasen zu koaleszierenden Blasen, bei dem sich die nachfolgende Blase mit ihrem Vorläufer vereinigt. Bei weiterer Erhöhung der Gasrate bildet sich schließlich die Strömungsform des Strahlgasens aus, wobei dieser Gasstrahl bei genügend großer Lauflänge in einen Blasenschwarm zerfällt. Es zeigt sich, daß der Übergang zum Strahlgasen in den zähen Ölen bei wesentlich höherer Gasrate erfolgt als dies nach Beziehungen von K. Ruff (1974), die für Wasser gewonnen wurden, zu erwarten wäre.

Düsen-Ø	Volumenstrom für turb. Bereich		Volumenstrom für Strahlgasen	
	Silikonöl M 10	Silikonöl M 100	Silikonöl M 10	Silikonöl M 100
2 mm	1000 l/h	1500 l/h	1500 l/h	3000 l/h
4 mm	4000 l/h	6000 l/h	6000 l/h	

Tab. 4.4.1: Übergang zum turbulenten Bereich und zum Strahlgasen bei den verschiedenen Viskositäten und Düsendurchmessern

In Tabelle 4.4.1 sind die verschiedenen Gasraten aufgelistet, die zum Erreichen des turbulenten Bereiches bzw. des Strahlgasens bei den eingesetzten Flüssigkeiten führen. Es ist zu erkennen, daß mit steigender Zähigkeit der Flüssigkeit der Übergang zur nächsten Strömungsform jeweils höhere Gasraten erfordert. Dieses müßte in der Beziehung von K. Ruff

(1974) durch eine zusätzliche Abhängigkeit von der Re-Zahl berücksichtigt werden. Auch bei höchstem Volumenstrom konnte in den Versuchen jedoch kein Zustand gefunden werden, der eine Verzweigung des Gasstroms aus dem senkrechten Kanal in Querverzweigungen angedeutet hätte.

Die Experimente zeigen auch, daß die hohe Zähigkeit der Siliconöle einen starken Einfluß auf die Oberflächenstruktur der Kanäle hat. Das zähe Öl unterdrückt Oberflächenwellen und das Aufbrechen der Grenzflächen zwischen Blase und Flüssigkeit und bildet auch bei hohen Gasströmen sehr regelmäßige Blasenformen aus. Demgegenüber entstehen bei weniger zäher Flüssigkeit sehr regellose Grenzflächen zwischen Gas und Flüssigkeit, die der einer hochturbulenten Strömung entsprechen.

Im allgemeinen ist zu beobachten, daß bei niedriger Viskosität die Vereinigung von Blasen große Wirkung auf die Form der Blase hat. Der Vereinigungsprozeß von Primär- und Sekundärblasen sowie beschleunigte Flüssigkeitspartikel aus dem Ringspalt oder vom Prozeß zerplatzender Gaslamellen (siehe Abb. 4.4.1) haben eine starke Deformation der Blasenoberfläche zur Folge.

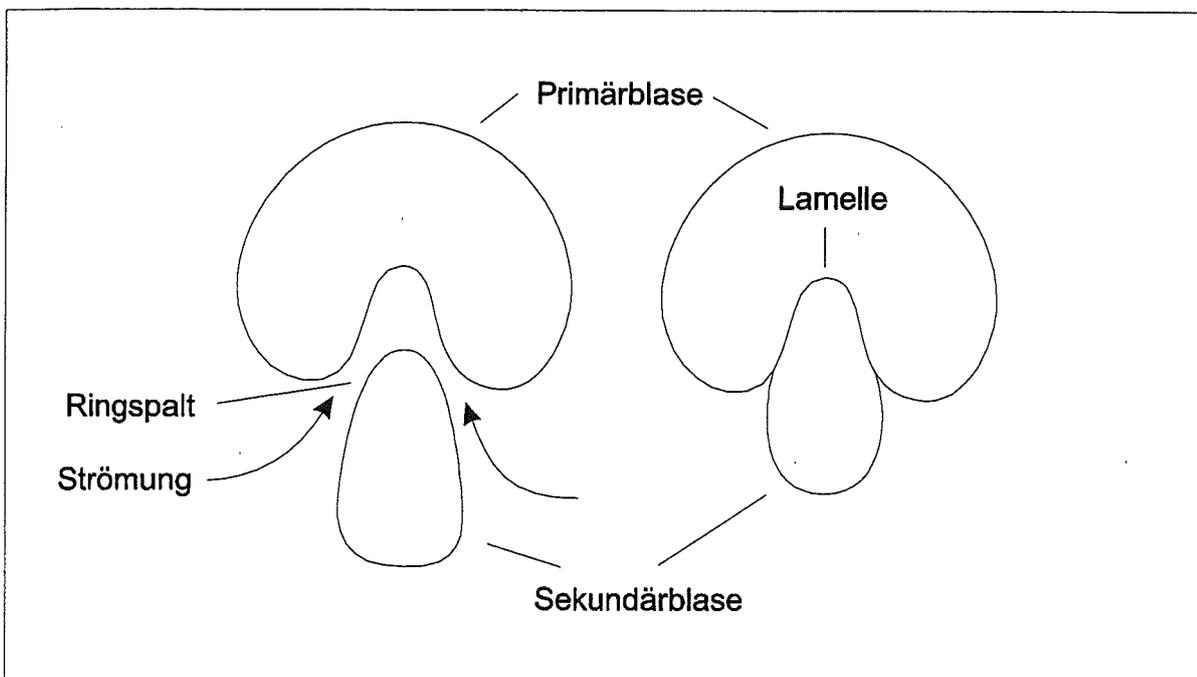


Abb. 4.4.1: Schematische Darstellung des Blasenkoaleszenzvorgangs durch Ausbildung eines Ringspaltes und dessen Übergang in eine Lamelle

Bei höherer Viskosität (Öl M1000) hat jedoch die Vereinigung von Blasen fast keinen Einfluß auf die Blasenform. Die vereinigte Blase hat zwar ein größeres Volumen, die Oberflächenstruktur und Form dieser Blase werden jedoch von dem Vereinigungsvorgang nicht beeinflusst. Die Oberfläche bleibt genauso glatt wie vor der Koaleszenz der Blasen.

Im Bereich des Blasengasens wird beobachtet, daß der Blasendurchmesser stetig mit dem Volumenstrom ansteigt. Ab Gasraten von 5000 l/h ist bei allen Ölen festzustellen, daß die seitliche Ausdehnung der Blasen nahezu konstant bleibt, die Blasen aber länger werden. Das Blasenvolumen wächst dann nur noch mit der Höhe der Blase. Die Blasenbildungsfrequenz ist nicht abhängig von der Gasrate. Auch der minimale Volumenstrom von 1000 l/h

ist so hoch, daß das Blasengasen bereits in einem Bereich stattfindet, in dem die Blasenbildungsfrequenz nach H. Brauer (1971) unabhängig vom Volumenstrom ist.

Die Variation der Füllstandshöhe der Flüssigkeit zeigt keinen Einfluß auf den Blasenbildungsmechanismus. Alle beobachteten Größen wie Blasenbildungsfrequenz, Blasengröße und Erreichen der Strahlgasgrenze sind unabhängig von der Füllstandshöhe.

Im folgenden werden die wesentlichen Strömungsformen an den verschiedenen Düsen bei Variation der Zähigkeit der Flüssigkeit diskutiert.

Strömungsformen bei 10 mm Düsendurchmesser

Die Vorgänge im Bereich des Blasengasens sind am besten bei den Experimenten mit dem Düsendurchmesser von 10 mm zu beobachten, da bei diesem Düsendurchmesser ein ausreichender Untersuchungsbereich vor Einsetzen des Strahlgasens zur Verfügung steht.

Flüssigkeit M1000

Bei dem Öl mit der höchsten Viskosität (Baysilone M1000, $\eta = 1,0 \text{ Pa s}$) entstehen über den gesamten untersuchten Volumenstrombereich von 1000 l/h bis 7000 l/h glatte, symmetrische Blasen. Die Nachlaufströmung hat zur Folge, daß die Sekundärblase in ihrer Aufwärtsbewegung beschleunigt wird und eine etwas spitzere Form als die Primärblase hat. Aufgrund der Beschleunigung durch die Nachlaufströmung holt die Sekundärblase die Primärblase ein. Sie nähert sich der Primärblase bis die beiden Blasen nur noch von einer dünnen Lamelle getrennt werden (siehe Abb. 4.4.2).

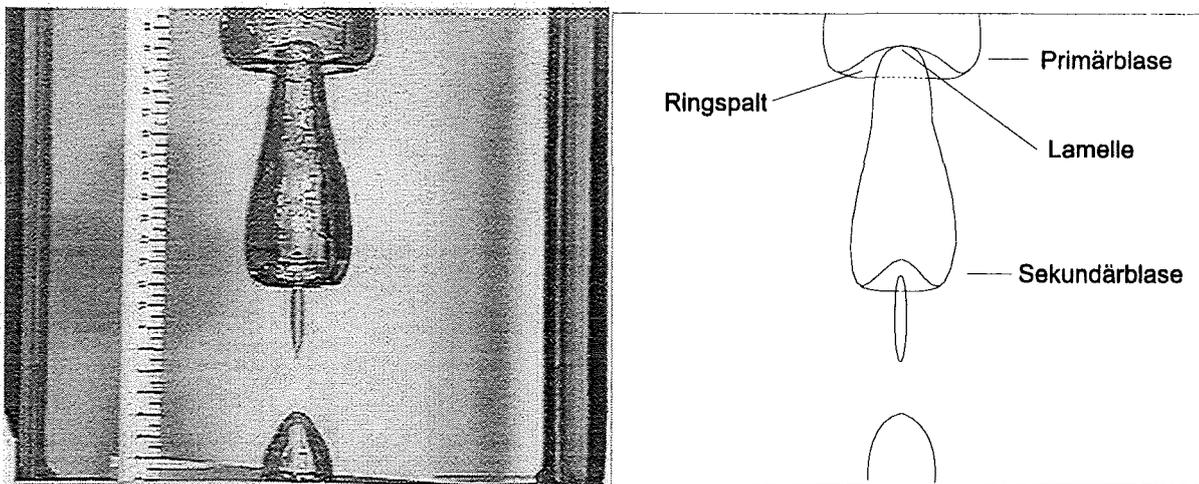


Abb. 4.4.2: Aufwärtsbewegung einer Primär- und Sekundärblase im Bereich des Blasengasens, Flüssigkeit M1000, Volumenstrom 2000 l/h, \varnothing 10 mm

Da die Nachlaufströmung die Sekundärblase weiter beschleunigt, wird diese Lamelle solange ausgedehnt, bis sie platzt und sich Primär- und Sekundärblase vereinigen (siehe Abb. 4.4.3). Aufgrund der hohen Viskosität der umgebenden Flüssigkeit führt dies aber nicht zur Zerteilung der vereinigten Blase.

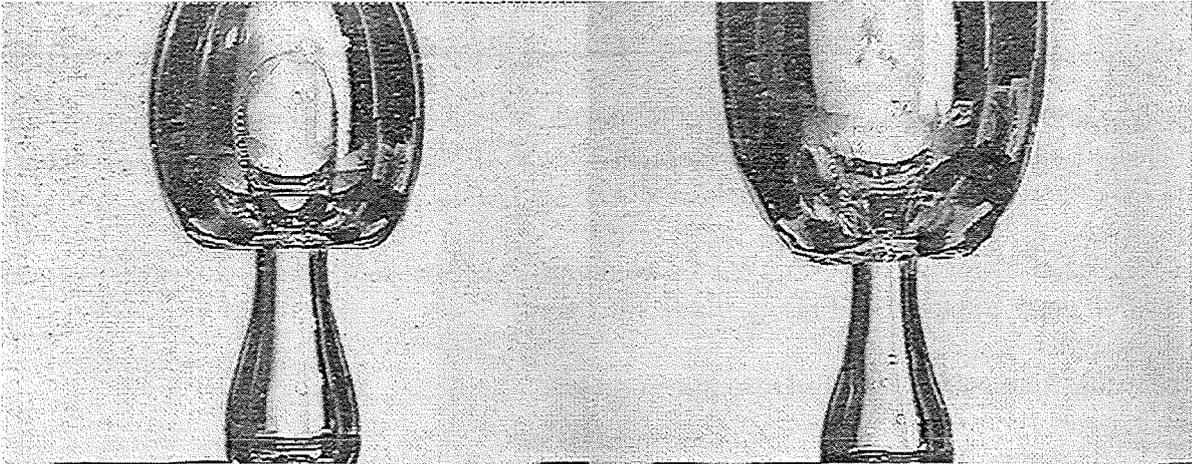


Abb. 4.4.3: Eindringen und Aufplatzen einer Sekundärblase in einer Primärblase, Flüssigkeit M1000, \varnothing 10 mm, 3000 l/h

Flüssigkeit M100

In dem Öl mit der Viskosität von 0,1 Pa s (Baysilone M100) bilden sich bis zu Volumenströmen von 2000 l/h ähnlich glatte und symmetrische Blasen aus wie bei dem zäheren Öl M1000. Bei Durchflußraten von über 2000 l/h, was bei der 10 mm Düse einer Gasgeschwindigkeit von 7,07 m/s entspricht, beginnen sich die Blasen zu zerteilen. Dies ist bei dem Öl M1000 nicht zu beobachten und läßt darauf schließen, daß die niedrigere Viskosität des Öles M100 diesen Vorgang ermöglicht. Die Oberflächen der vereinigten Blasen sind in der Nähe der Austrittsöffnung zunächst wellig (siehe Abb 4.4.4) und werden anschließend zerteilt.

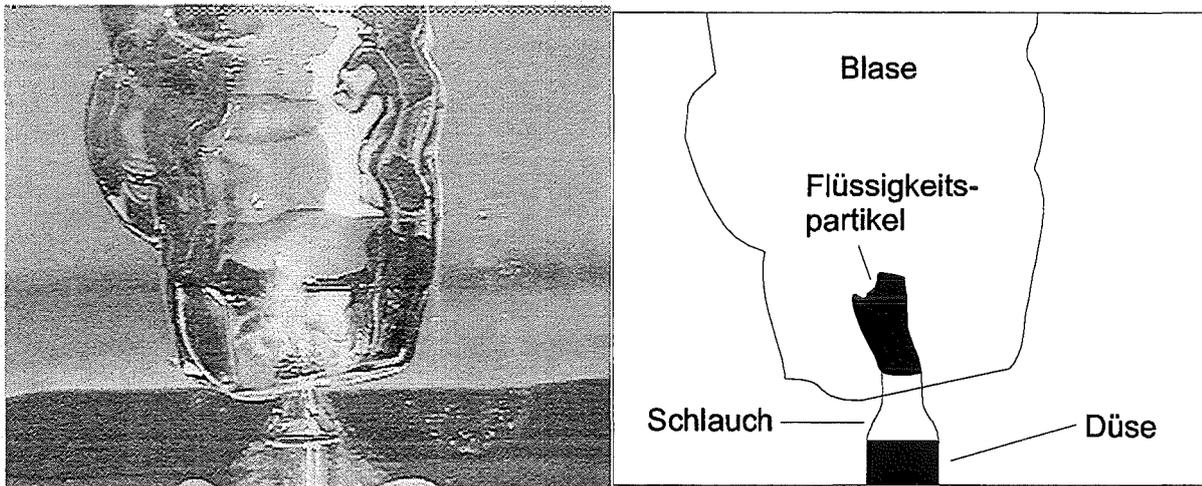


Abb. 4.4.4: wellige Oberfläche einer Primärblase mit eindringenden Flüssigkeitspartikeln, Flüssigkeit M100, 7000 l/h, \varnothing 10mm

Flüssigkeit M10

Das Öl mit der Viskosität von 0,01 Pa s bildet im gesamten untersuchten Volumenstrombereich regellose Blasenformen. Hier sind aufgrund der niedrigeren Viskosität auch schon bei geringerem Volumenstrom als bei den beiden anderen Ölen die Auswirkungen der Blasen-

vereinigung sichtbar. Die Oberfläche der Blasen ist schon ab einem Volumenstrom von 1000 l/h am Düsenaustritt wellig. Die beschleunigten Flüssigkeitspartikel dringen in die Primärblase ein und reißen die Phasengrenzfläche mit in ihre Bewegungsrichtung. Die Primärblase wird dann durch die Flüssigkeitspartikel zerschlagen, wodurch sich kleine Blasenwärme abtrennen, wie im oberen Teil der Abb. 4.4.5 zu sehen.

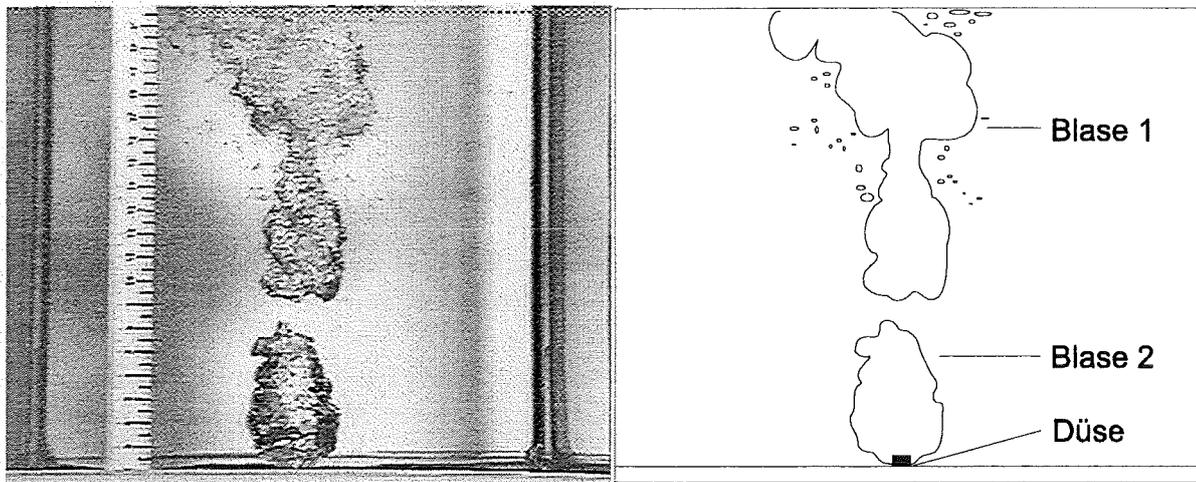


Abb. 4.4.5: wellige Oberfläche der Blasen mit Ablösung von Schwarmblasen, Flüssigkeit M10, 4000 l/h, \varnothing 10mm

Die Abbildung zeigt die regellose Form und die wellige Oberfläche von Blase 1, verursacht durch die vorangegangene Koaleszenz mit anderen Blasen, und die wellige Oberflächenstruktur der sich bildenden Blase 2. Um Blase 1 sind durch die Vereinigung und nachfolgende Zerteilung der Blasen kleinere Bläschen zu sehen.

Strömungsformen bei 2 mm und 4 mm Düsendurchmesser

Die Beobachtungen im turbulenten Bereich und im Bereich des Strahlgasens beziehen sich auf die Düsendurchmesser von 4 mm und 2 mm, da nur mit diesen Düsendurchmessern das Strahlgasen eindeutig erreicht wird. Bei dem Düsendurchmesser von 10 mm wird der Bereich des Strahlgasens selbst bei den höchsten Durchflußraten nicht erreicht.

Flüssigkeit M1000

Alle Blasen, die sich in diesem Öl bilden, haben bis zu Volumenströmen von 4000 l/h bei der 4 mm Düse eine glatte Oberfläche und eine nahezu symmetrische Form. Die Blasen sind wie bei den Versuchen mit der 10 mm Düse an der Unterseite abgeplattet, und laufen an der Oberseite spitz zu.

Bei höheren Volumenströmen haben die über der Düse entstehenden Sekundärblasen eine stark wellige Oberfläche, obwohl die Gesamtform meist nahezu symmetrisch ist.

Bei dem Düsendurchmesser von 4 mm sind Einzelblasen zu beobachten. Es ist deutlich die wellige Oberflächenstruktur und die dennoch annähernd symmetrische Blasenform zu erkennen.

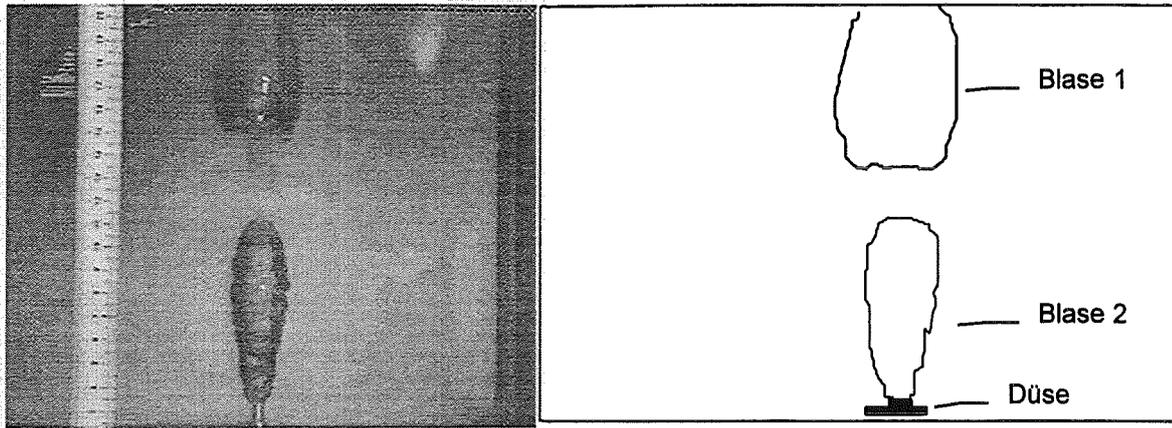


Abb. 4.4.6: Aufstieg von Blasen mit welliger Oberfläche im Bereich des Blasengasens, Flüssigkeit M1000, 5000 l/h, \varnothing 4 mm

Die Abb. 4.4.6 zeigt, daß es sich hier nicht um einen Strahl handelt, also der Bereich des Strahlgases noch nicht erreicht ist. Bei höheren Durchflüssen lösen sich Blasen verschiedener Größe in unterschiedlicher Höhe ab.

Bei dem Düsendurchmesser von 2 mm bilden sich längliche, fast ovale Blasenformen aus. Diese Blasen befinden sich in einem ständigen Vereinigungsprozeß, so daß es nicht möglich ist, das Volumen einer Einzelblase zu bestimmen.

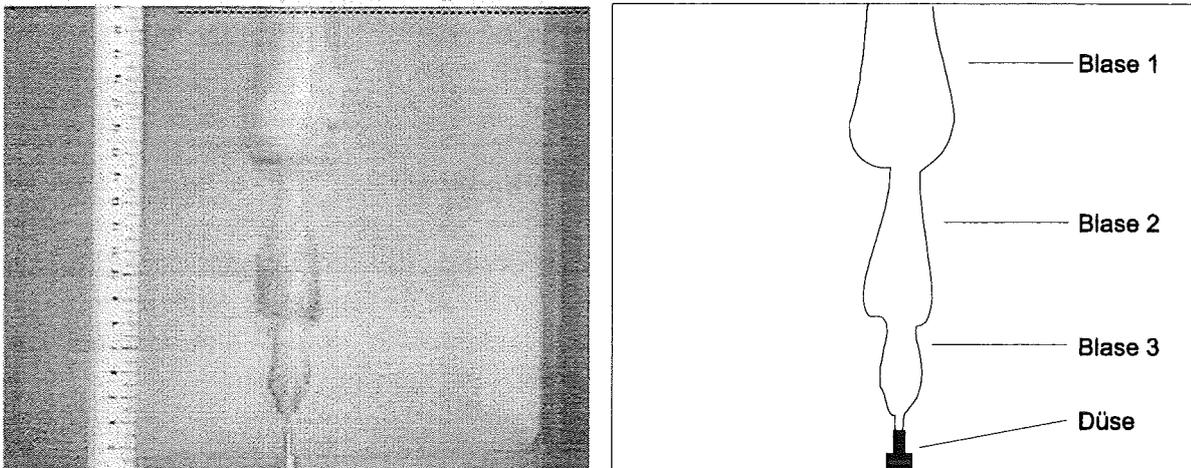


Abb. 4.4.7: Aufstieg von 3 Einzelblasen mit welliger Oberfläche, Flüssigkeit M1000, 3250 l/h, \varnothing 2 mm

In Abb.4.4.7 ist die Vereinigung von drei Blasen gleichzeitig zu sehen. Der Bereich des Strahlgases ist jedoch noch nicht erreicht, da sich einzelne Blasen an der Düsenöffnung ablösen. Man befindet sich also im turbulenten Blasenbildungsbereich.

Flüssigkeit M100

Der turbulente Bereich, in welchem noch kein definierter Strahl zu erkennen ist, wird bei der 2 mm Düse ab 1500 l/h und bei der 4 mm Düse ab 6000 l/h beobachtet. Bei der 2 mm Düse ist ab Durchflußraten von 3000 l/h ein Gasstrahl zu beobachten, der sich an seiner Kuppe in einen Blasenschwarm auflöst (siehe Abb. 4.4.8).

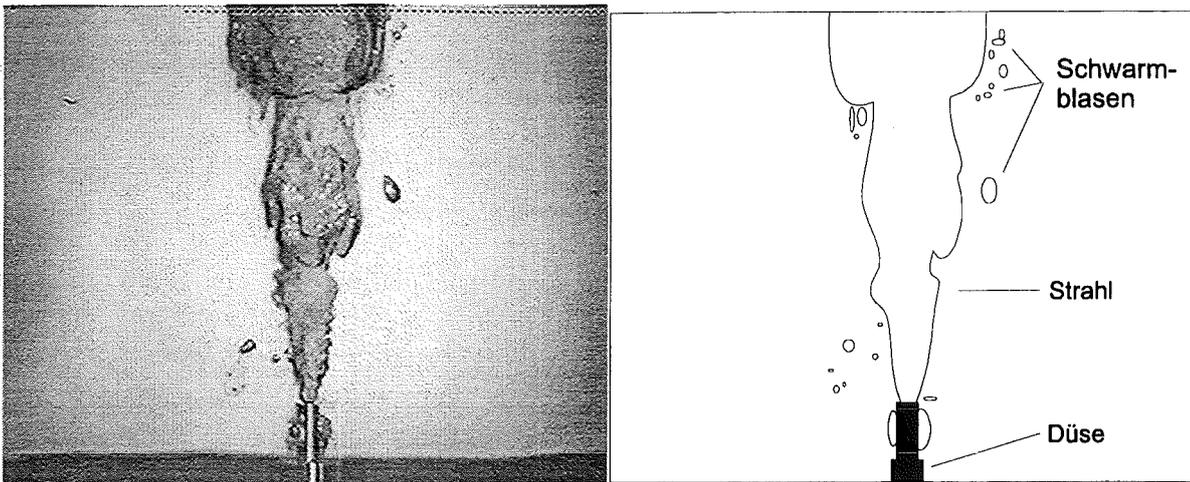


Abb. 4.4.8: Ausbildung eines Gasstrahles, Flüssigkeit M100, 3250 l/h, \varnothing 2 mm

Flüssigkeit M10

Bis zu Durchflüssen von einschließlich 1000 l/h bei der 2 mm Düse und 4000 l/h bei der 4 mm Düse befindet man sich im turbulenten Bereich. Ab den Volumenströmen von 1500 l/h bei der 2 mm Düse und 6000 l/h bei der 4 mm Düse ist der Bereich des Strahlgasens erreicht. Ab diesen Volumenstromraten ist ein Gasstrahl zu beobachten, welcher sich an seiner Kuppe in einen Blasenschwarm auflöst (siehe Abb. 4.4.9).

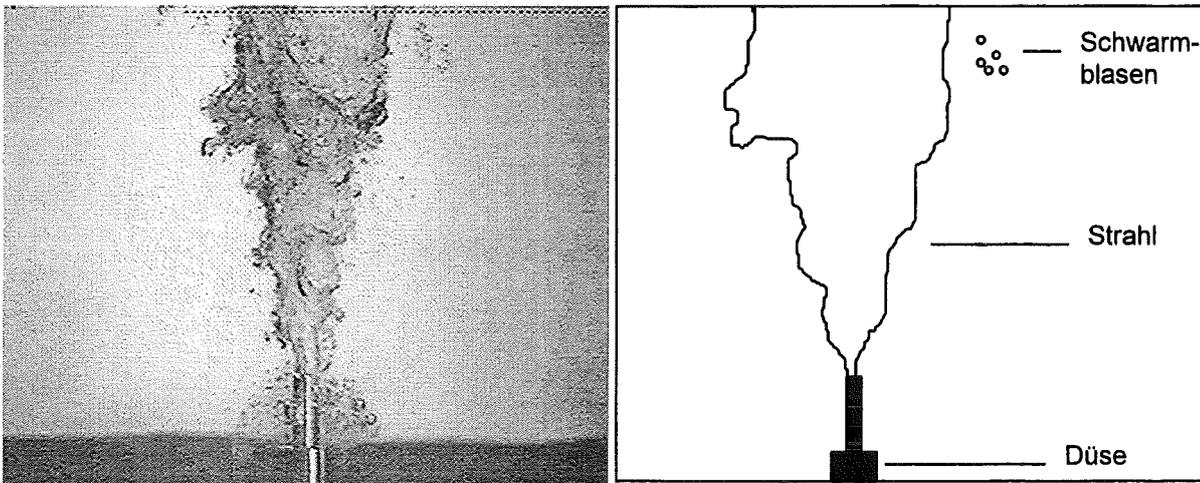


Abb. 4.4.9: Ausbildung eines Gasstrahles, Flüssigkeit M10, 3250 l/h, \varnothing 2 mm

4.5 Schlußfolgerungen

Die Viskosität der umgebenden Flüssigkeit hat erheblichen Einfluß auf die Blasenform. Bei niedriger Viskosität bilden sich regellose Blasenformen aus. Bei hoher Viskosität entstehen glatte, symmetrische Blasen.

Die nach der Koaleszenz zweier Blasen beobachtete Zerteilung der entstandenen Blase wird durch eingesaugte Flüssigkeitspartikel aus der Ringströmung oder aus dem Zerfall von Gaslamellen verursacht, wodurch es auch im Bereich des Blasengases schon zur Bildung von Schwarmblasen kommt. Diese Zerteilung wird bei hoher Viskosität nicht beobachtet.

Die Strahlgasgrenze ist aber i.a. noch nicht mit der Ausbildung von Blasenschwärmen erreicht, da sich an der Düse immer noch Einzelblasen ablösen. Dies wird von Untersuchungen von N. Rübiger und A. Vogelpohl (1981) bestätigt.

Der Übergang zum Strahlgas wird in diesen Versuchen aufgrund der höheren Viskosität der verwendeten Flüssigkeiten erst bei höheren Volumenströmen erreicht als dies die Untersuchungen von K. Ruff (1974) mit Wasser zeigen. Des Weiteren wird der Beginn des turbulenten Bereiches und des Strahlgases mit steigender Viskosität erst bei höheren Volumenströmen erreicht.

Die Ausbildung von Blasenschwärmen durch den Koaleszenzprozeß der aufsteigenden Blasen gibt aber keinen Hinweis auf eine starke Quervermischung der Gasphase in die Flüssigkeit, da die abgetrennten Blasenschwärme sich nur in geringem Maße seitwärts in die Flüssigkeit ausbreiten. Auch im Bereich des Strahlgases gibt es keine Hinweise auf eine mögliche stärkere Quervermischung der Gasphase in der Flüssigkeit, da Verzweigungen des Gasstrahles in die Seitenbereiche der Flüssigkeit nicht beobachtet werden.

Wir schließen daraus, daß die in den Kapiteln 5 und 6 beobachtete quasi homogene Begabung der Schmelzen mit nachfolgender poröser Erstarrung wesentlich durch den Verdampfungsprozeß und die damit verbundene Volumenzunahme des Kühlmittels im heißen Schmelzbad bestimmt ist, wobei vermutlich der Einfluß einer zunehmenden Zähigkeit bei der lokalen Abkühlung eine wichtige Rolle spielt.

5. EXPERIMENTE MIT ERSTARRENDEN METALL- UND KUNSTSTOFFSCHMELZEN

5.1 Zielsetzung

Mit ausgewählten heißen Metall- und Kunststoffschmelzen werden Experimente zu den kombinierten thermo- und fluiddynamischen Abläufen der Fragmentation von Schmelzen bei Wasserzutritt von unten durchgeführt. Dabei repräsentiert die eingesetzte, klarsichtige Kunststoffschmelze den oxidischen Anteil der Kernschmelze aufgrund ihres amorphen Erstarrungsverhaltens. Der Viskositätsbereich dieser Schmelzen ist mit dem silikatreicher Schmelzen im Kernschmelzenunfall vergleichbar, wie er nach Erosion der Betonopferschicht zu erwarten ist. Als Metallschmelze wird ein Weichlot eingesetzt mit ähnlichen physikalischen Eigenschaften wie der Metallanteil der Kernschmelze. Die Temperaturen in diesen Versuchen sind allerdings mit etwa 200 °C deutlich kleiner als im Kernschmelzenunfall, aber sie erlauben es, das Verdampfen des zutretenden Wassers zu untersuchen. Damit werden in den Experimenten alle Phasenwechsel, sowohl das Erstarren der Schmelze wie das Verdampfen des zutretenden Wassers, qualitativ simuliert. Die Stoffeigenschaften der Schmelzen sind in Kap. 2.3.2 aufgelistet.

5.2 Versuchsaufbau

5.2.1 Versuchsstand

Der Versuchsstand besteht im wesentlichen aus einem zweigeteilten Versuchsbehälter, einem Kühlkreislauf und der Flutwasserzuführung (siehe Abb. 5.2.1). Die obere Kammer des Versuchsbehälters, der Schmelzenbehälter, besitzt eine rechteckige Grundfläche mit den Seitenlängen 106 mm x 40 mm und eine Höhe von 200 mm. Sichtfenster in den beiden Längsseiten ermöglichen es, den Fragmentationsprozeß bei Eindringen des Wassers in die heiße Schmelze zu beobachten. Zusätzlich geben Temperaturmessungen in dem Schmelzenbehälter Auskunft über das Erstarrungsverhalten der Schmelzen. In ein Stahlrohr, das die obere mit der unteren Kammer verbindet, wird vor Versuchsbeginn ein oben verschlossenes Glasröhrchen eingeklebt. Die obere Kappe des Glasröhrchens wird zu Versuchsbeginn abgeschlagen, womit ein momentaner Wasserzutritt von unten ermöglicht wird. Der innere Durchmesser des Glasröhrchens beträgt 10 mm, in wenigen Experimenten wurde er auf 6 mm reduziert.

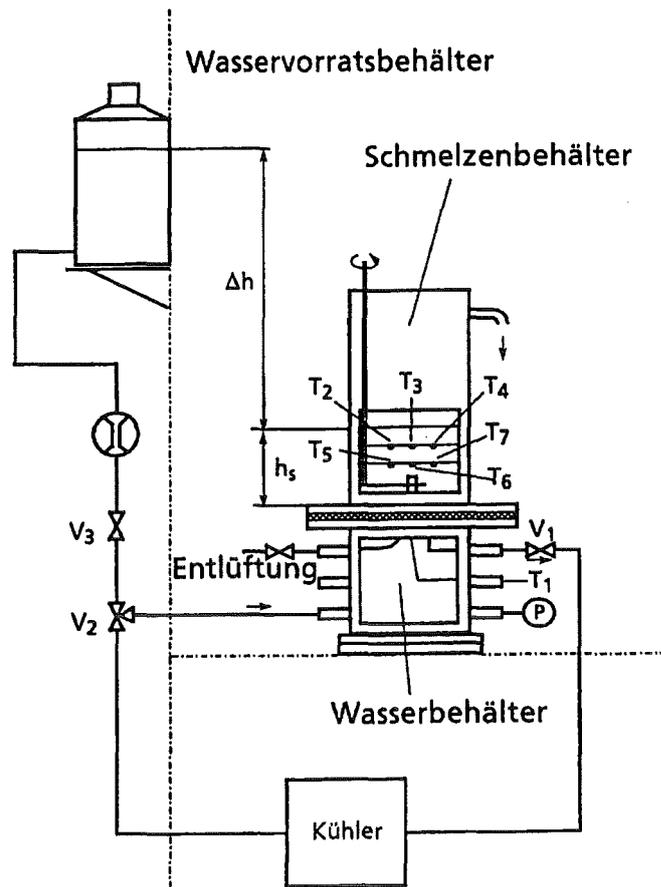


Abb. 5.2.1: Versuchsstand der Experimente

Die untere Kammer des Versuchsbehälters, der Wasserbehälter, besitzt die gleiche Grundfläche wie der Schmelzenbehälter. Das Flutwasser wird aus einem höhenverstellbaren Wasservorratsbehälter zugeführt. Der Druck des Wassers gegenüber der Schmelzbadhöhe wird so eingestellt, daß 0 bar Wasserdruck gerade Druckgleichheit zwischen der Schmelze und dem Wasser am oberen Ende des eingesetzten Glasröhrchens bedeuten. Es werden Druck und Volumenstrom des einströmenden Kühlwassers gemessen.

5.2.2 Versuchsablauf

Ist die geforderte Versuchstemperatur der Schmelze erreicht, setzt nach Abschlagen des Glasröhrchens der Wasserzutritt in die Schmelze ein. Gleichzeitig wird eine schnelle Datenerfassungsphase ausgelöst, die insgesamt 60 s andauert. Nach dieser Zeit sind die wichtigsten Fragmentationsprozesse, die während des Versuches ablaufen, abgeschlossen. Eine Videokamera beobachtet die Schmelze, bis sie vollständig erstarrt ist.

5.2.3 Nachuntersuchungen

Nachdem die Schmelze vollständig erstarrt ist, wird zur Charakterisierung ihrer Porosität eine Druckverlustmessung durchgeführt. Die Höhe der Schmelzenschicht gibt Aufschluß über die Volumenzunahme und damit über die Porosität gegenüber dem ursprünglichen Zustand. Zusätzlich werden in den Versuchsreihen mit 2 Komponenten Dichtebestimmungen der dispergierten Schmelzenschicht durchgeführt, Form und Menge des in die Kunststoffschmelze eingetragenen Metalls bestimmt und das Eindringverhalten des Metalls in den Öffnungsquerschnitt untersucht.

5.2.4 Optische Versuchserfassung

Drei verschiedene optische Erfassungssysteme werden verwendet: eine S-VHS Videokamera, eine 16 mm Hochgeschwindigkeitskamera und eine Kleinbildkamera mit automatischem Filmtransport. Die Videokamera zeichnet 50 Halbbilder/s auf, die Hochgeschwindigkeitskamera hat eine Bildfrequenz von 100 Bildern/s und die Kleinbildkamera 3 Bilder/s.

5.3 Untersuchte Parameter

5.3.1 Versuche mit der Kunststoffschmelze Polymethylmethacrylat (PMMA)

Viskosität / Pa s Temperatur / °C	Druck/mbar 0	10	20	30	50	90
6.0 220	V07	V06		V05	V36/V37	V35
1.0 240	V47	V10	V48		V46	V09
0.26 255	V41/V45	V39		V42/V44	V43	V38
0.1 265	V51				V49	

Tab. 5.3.1: Versuche mit Kunststoffschmelzen

Mit reinen Kunststoffschmelzen wurden 20 Experimente durchgeführt, wobei die folgenden Parameter variiert wurden: die Viskosität der Schmelze durch Variation der Anfangstemperatur, der Flutwasserdruck und die Schmelzbadhöhe. Tab. 5.3.1 zeigt, welche Versuche unter welchen Bedingungen durchgeführt wurden. In zwei Versuchen wurden die Schmelzenmassen verdoppelt, d.h. auf 600 g Schmelzenmasse erhöht (Schichthöhe 160 mm), in allen übrigen Versuchen wurde eine Schmelzenmasse von 300 g eingesetzt, entsprechend einer Schichthöhe der Schmelze von ca. 80 mm. Aufgrund einer leichten Oxidation der Schmelze mit der Umgebungsluft setzt zu Beginn des Versuches eine geringe Schaumbildung auf der Schmelzbadoberfläche ein. Dadurch gibt es Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schmelzbadhöhe.

5.3.2 Versuche mit geschichteter Metall-Kunststoffschmelze

Die Metallschmelze befindet sich bei diesen Versuchen aufgrund der größeren Dichte unten, die Kunststoffschmelze oben. Folgende Parameter wurden in den 13 durchgeführten Experimenten variiert: der Flutwasserdruck, die Anfangstemperatur und damit die Viskosität der PMMA-Schmelze und der Öffnungsquerschnitt. Alle Versuche wurden mit einer Schmelzbadhöhe von insgesamt 80 mm durchgeführt, davon 40 mm Metallschicht und 40 mm PMMA-Schicht. Tabelle 5.3.2 gibt einen Überblick über die in dieser Versuchsreihe durchgeführten Experimente.

Viskosität / Pa s Temperatur / °C	Druck/mbar		
	0	20	> 200
6.0 220	V20	V11	
1.0 240	V13	V16	V15
0.26 255	V19	V17	
0.1 265	V14 V23*/V25*	V18 V21*/V24*	

* 6 mm Flutungsquerschnitt

Tab. 5.3.2: Versuche mit geschichteten Schmelzen

5.3.3 Versuche mit dispergierter Metall- Kunststoffschmelze

Viskosität / Pa s Temperatur / °C	Druck/mbar		
	< 0	0	20
6.0 220	V32	V31	V26
1.0 240		V28	V27

Tab. 5.3.3: Versuche mit dispergierten Schmelzen

In diesen Versuchen wurden in die Kunststoffschmelze feine Metalltropfen ($< 1\text{mm}$) dispergiert. Dabei beträgt das Volumenverhältnis $V_{\text{Metall}}/V_{\text{PMMA}}$ etwa 1, die Dichte der Dispersion ist etwa $4.8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. In den durchgeführten Experimenten wurden der Flutwas-

serdruck und die Schmelzentemperatur und damit die Viskosität des Kunststoffanteils variiert (siehe Tab. 5.3.3).

5.4 Beobachtungen und Meßergebnisse

5.4.1 Fragmentationsmechanismen und Erstarrungsbild

Bei allen Versuchen beruht die Fragmentation der Schmelze auf der Kopplung von Wasserzutritt, Verdampfung des Wassers und der daraus resultierenden Begasung der Schmelze mit poröser Erstarrung. Dies ermöglicht weiteren Wasserzutritt in bisher nicht porös erstarrte Bereiche der Schmelze mit sich anschließenden Folgeprozessen.

Die bei den Versuchen beobachteten verschiedenen Erstarrungsformen lassen sich prinzipiell in drei Arten von Fragmentationsmechanismen unterscheiden:

1. Bildung eines stabilen Einzelkanals
2. Bildung von Kanalverzweigungen
3. Sehr schnelle Fragmentation durch heftige Dampf- bildung bei direktem Wasser-Metall-Kontakt

5.4.2 Bildung eines stabilen Einzelkanals

Dieser erstgenannte Fragmentationsmechanismus entsteht bei Experimenten mit reinen PMMA- und dispergierten Schmelzen mit hohen bis mittleren Flutwasserdrücken und hoher Schmelzenviskosität. Der ausgebildete Kanal bleibt dann über den gesamten Versuchszeitraum bis zur Erstarrung der Schmelze stabil. Bei geschichteten Schmelzen mit untenliegendem Metall ist keine Einzelkanalbildung zu beobachten.

Die Bildung des Einzelkanals ist, abhängig von der Schmelzenviskosität und dem statischen Flutwasserdruck, nach 1-4 s abgeschlossen. Der Kanal läuft vom Eintrittsquerschnitt senkrecht bis zur Schmelzenoberfläche nach oben, er besitzt einen mittleren Durchmesser von ca. 2,5 cm und hat damit einen größeren Querschnitt als die Eintrittsöffnung von 1,0 cm. Beispielhaft ist in Abb. 5.4.1 die Einzelkanaalaus- bildung eines Versuches abgebildet. Die drei Bilder zeigen die Schmelze 0,9 Sekunden, 2,4 Sekunden und 6,0 Sekunden nach Versuchsbeginn.

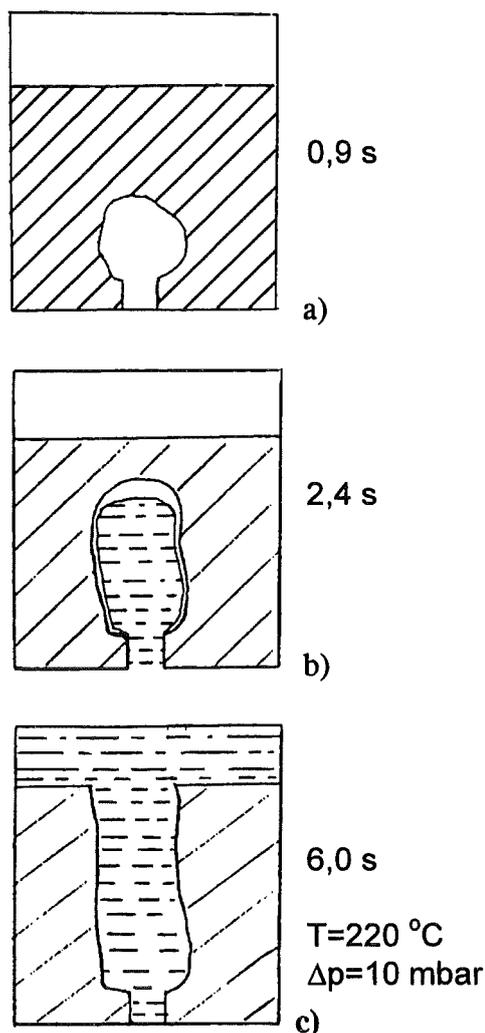


Abb. 5.4.1: Bildung eines stabilen Einzelkanals

Mit dem Öffnen des Glasröhrchens entweicht eine Dampfblase mit eingeschlossenen Wassertropfen, die ihr Volumen in der Schmelze durch weitere Verdampfung des Restwassers vergrößert (siehe Abb. 5.4.1.a: 0,9 s). Die Dampfblase steht in unmittelbarem Kontakt mit

dem nachströmenden Wasser, das zusätzlich zum Auftrieb die Blase nach oben drückt (siehe Abb. 5.4.1.b: 2,4 s). Die durch den statischen Flutwasserdruck bedingte hohe Wasserdurchtrittsgeschwindigkeit führt zu einer hohen Wärmeabfuhr von der Kanalinnenwand. Dadurch kühlt die Kanalwand und die angrenzende Schmelze schnell ab, erstarrt und stabilisiert den Kanal, (siehe Abb. 5.4.1.c: 6,0 s). Der ausgebildete Kanal besitzt eine glatte, leicht wellige Wand.

Mit sinkenden Schmelzenviskositäten und Wasserdrücken nimmt auch die Einzelkanalbildung und die Stabilität der Kanäle ab. Bei Versuchen mit sehr niedrig viskoser Schmelze und geringem oder fehlendem Wasserdruck ist gar keine Einzelkanalbildung mehr zu beobachten.

5.4.3 Bildung verzweigter Kanäle

Dieser Fragmentationsmechanismus mit Bildung verzweigter Kanäle beruht auf der Entstehung von Dampfblasen beim Verdampfen des in die Schmelze eingedrungenen Wassers. Bei den Versuchen mit geschichteten Schmelzen ist dieser Mechanismus in der oberen Kunststoffschmelze sichtbar. Aufgrund der Undurchsichtigkeit sind diese Prozesse im Metall nicht zu beobachten. Bei den Versuchen mit reinen PMMA- und dispergierten Schmelzen kommt es nach und schon während der oben beschriebenen Einzelkanalausbildung an verschiedenen Stellen des Kanals und in der Nähe der Wasserzutrittsöffnung zur Bildung von Dampfblasen. Aus den entstehenden Blasen können Nebenkäle oder abgeschlossene, wassergefüllte Kammern entstehen. Die Einzelheiten hängen stark von der Viskosität der Schmelze ab. Bei Schmelzen hoher Viskosität entstehen überwiegend abgeschlossene, mit Wasser gefüllte Kammern, während eine niedrigere Schmelzenviskosität die Ausbildung durchgehender Kanäle begünstigt. Im folgenden werden die bei der Bildung der Verzweigung ablaufenden Prozesse gedeutet (siehe Abb. 5.4.2).

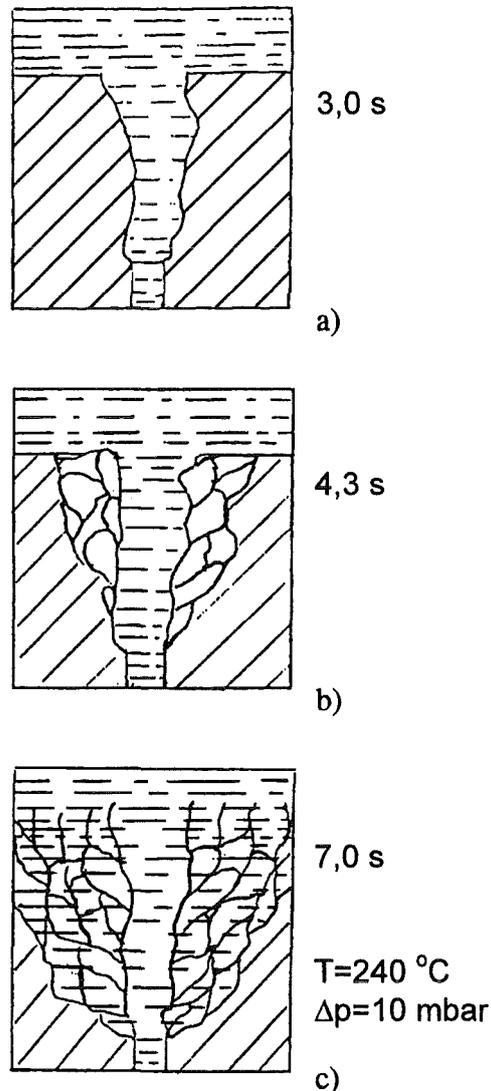


Abb. 5.4.2: Bildung verzweigter Kanäle

Das einströmende Flutwasser tritt durch das Glasrohr in die Schmelze ein. Die sprunghafte Querschnittserweiterung vom engen Einlaufrohr in den Schmelzenbehälter führt nach Ausbildung des Hauptkanals zu Wirbelbildung und Ablösegebieten im Flutwasserstrom. Ebenfalls können durch Unebenheiten an der Kanalwand Totwassergebiete entstehen, in denen durch den fehlenden Wasseraustausch nur wenig Wärme abgeführt wird. Durch die Wärmeabfuhr aus der noch heißen Schmelze entsteht an diesen Stellen ein Dampffilm, der die Kanalwand gegenüber dem Wasser thermisch isoliert. Dies führt zu einer erneuten Erhitzung und damit zu einer Abnahme der Viskosität an der Kanalwand. Damit kann Wasserdampf in dieses niedrigviskose Gebiet der Schmelze eindringen und dort eine Blase bil-

den. Aufgrund von Expansion durch Erwärmung und kontinuierlicher Dampfzufuhr aus dem Kanal wächst die Blase weiter und steigt durch ihren Auftrieb parallel zum Einzelkanal auf. Dringt Wasser in die neu entstandene Blase ein, kann sich dieser Fragmentationsmechanismus fortsetzen.

Bei Experimenten mit geringem oder keinem Flutwasserdruck kommt es fast ausschließlich zur Blasenbildung, eine Einzelkanalbildung ist überhaupt nicht oder nur schwach ausgeprägt zu beobachten. Entstehende Blasen steigen anfangs wegen des ungehinderten Auftriebs senkrecht nach oben auf. Die Blasen bilden im Nachlauf einen Blasenrumpf aus. Die dadurch gebildeten schmalen Kanäle sind nun für die neu entstehenden Blasen Gebiete höheren Verdrängungswiderstandes, weil sie bereits abgekühlt sind. Sie entweichen deshalb in Gebiete der Schmelze mit unverändert hoher Temperatur und niedriger Viskosität. So bildet sich langsam ein trichterförmiger Fragmentationskegel aus. Es ist dabei zu beachten, daß der Druckverlust der Zweiphasenströmung während der Fragmentationsprozesse in der heißen Schmelze deutlich höher liegt als der der erstarrten, kalten Schmelze, die allein von Wasser durchströmt wird.

5.4.4 Sehr schnelle Fragmentation durch heftige Dampfbildung bei direktem Wasser-Metall-Kontakt

Der dritte Fragmentationsmechanismus tritt nur bei der Versuchsreihe mit geschichteten Schmelzen auf, in denen eindringendes Wasser direkt auf heiße Metallschmelze trifft. Durch die hohe Temperaturleitfähigkeit der Metallschmelze werden große Wärmemengen in kurzer Zeit übertragen, dabei entsteht schlagartig Dampf und es kommt zu heftigen Reaktionen. Das verdampfende Wasser drückt die Metallschmelze nach oben, sie dringt in die PMMA-Schmelze ein und wird teilweise zusammen mit der PMMA-Schmelze aus dem Behälter ausgetragen. Der gesamte Prozeß läuft sehr schnell und heftig ab. Metall und PMMA werden dabei stark durchmischt (siehe Abb. 5.4.3). Dieser Prozeß läuft so lange ab, wie flüssiges Metall zur Verfügung steht. Ist das Metall erstarrt, wird in der über dem Metall liegenden PMMA-Schicht die Bildung verzweigter Kanäle beobachtet. Das Wasser dringt dazu durch kleine Kanäle in der erstarrten Metallschicht in die PMMA-Schmelze ein.

5.4.5 Druckverläufe

Zu Versuchsbeginn kommt es durch die Wechselwirkung zwischen Wasser und heißer Schmelze bei allen durchgeführten Experimenten zu Druckstößen. Im weiteren Verlauf stellt sich über die gesamte Versuchsdauer ein konstanter Druck ein.

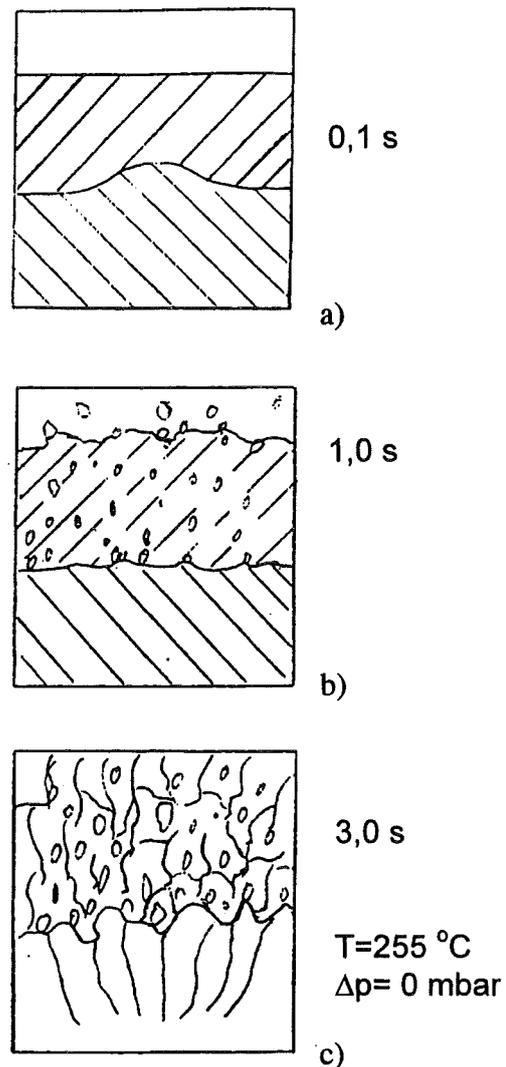


Abb. 5.4.3: Heftige Dampfbildung bei Metall-Wasserkontakt

Zum Vergleich der Experimente sind in Tabelle 5.4.1 die maximal auftretenden Druckamplituden dreier Versuche mit gleicher Anfangstemperatur ($T=240\text{ }^{\circ}\text{C}$) und gleichem Flutwasserdruck ($\Delta p=20\text{ mbar}$), aber unterschiedlichen Schmelzen und damit unterschiedlicher Temperaturleitfähigkeit aufgeführt. Die Höhe der beobachteten Druckstöße ist von der durch schnelle Verdampfung umgewandelten Wärmeenergie in mechanische Arbeit und der Umwandlungsgeschwindigkeit abhängig. Eine Schmelze mit hoher Temperaturleitfähigkeit ermöglicht eine schnelle Wärmeabgabe an das Wasser und damit eine schnelle Dampfbildung, die zu einem hohen Druck führt.

Schmelze	PMMA	Metall	dispergierte Schmelze
max. Druck/ mbar	80	140	100
Temperaturleitfähigkeit/ $10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$	12.5	39.1	20

Tab. 5.4.1: Gemessene Druckspitzen bei verschiedenen Schmelzen

5.4.6 Druckverlust in der erstarrten Schmelze

Die ermittelten Druckverluste des Kühlwassers in den Versuchen mit geschichteten Schmelzen sind um bis zu 2 Zehnerpotenzen höher als in den Versuchen mit reinen Kunststoff- bzw. dispergierten Schmelzen. Der Grund liegt z.T. im Einlaufen von Metallschmelze in die Zutrittsöffnung, in der das Metall porös erstarrt und nur sehr kleine Strömungskanäle offen läßt.

In den Versuchen mit reinen Kunststoffschmelzen und mit dispergierten Metall-Kunststoff-Schmelzen ist ein dominierender Einfluß des Flutwasserdrucks auf den Druckverlust in der Schmelze zu erkennen. Bei hohem Flutwasserdruck bildet sich zunächst ein Einzelkanal aus, an dessen Wänden sich anschließend neue Dampfblasen bilden, die in die Schmelze eindringen. Anschließend kann Wasser nachströmen, wodurch sich

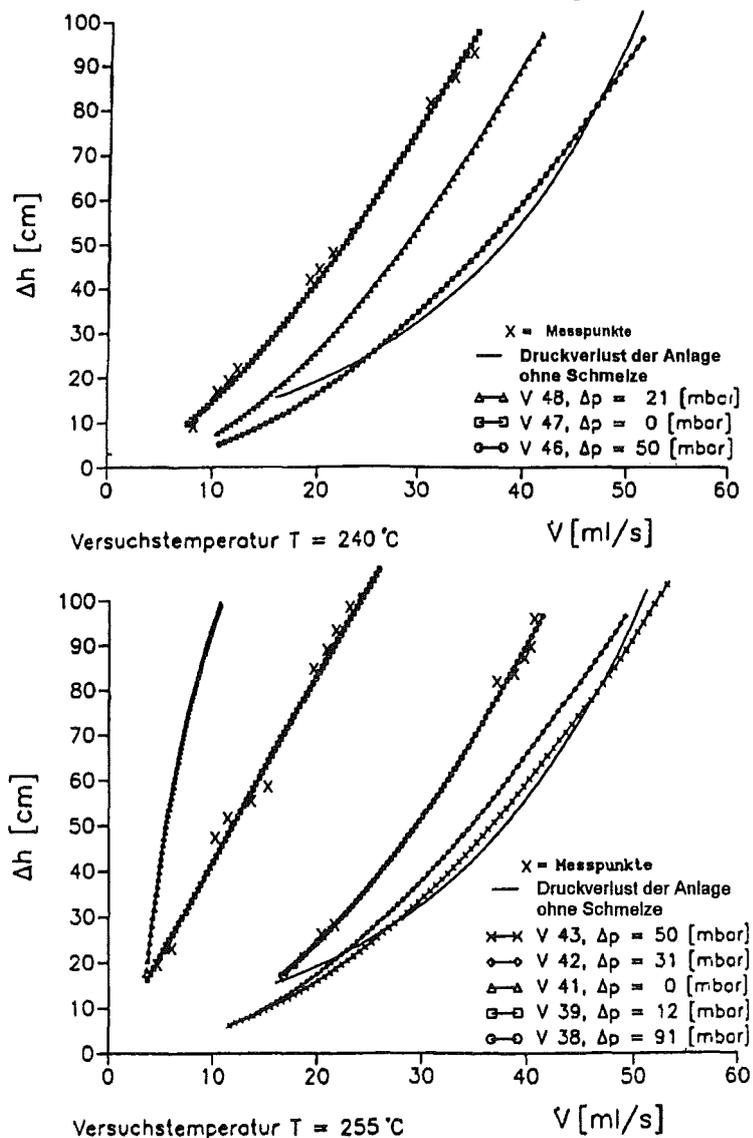


Abb. 5.4.4: Druckverlust der erstarrten Kunststoffschmelze, Versuchstemperatur $T=240\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $T=255\text{ }^{\circ}\text{C}$

neue Kanäle ausbilden und damit die Schmelze fragmentieren.

Je niedriger jedoch der Flutwasserdruck ist, um so weniger bildet sich zunächst ein stabiler Einzelkanal aus. Durch die nachfolgende Bildung von Kanalverzweigungen wird die Schmelze fragmentiert und erstarrt in Form eines porösen Festkörpers. Die kleineren Kanäle haben aber trotz ihrer Vielzahl einen höheren Druckverlust als die Schmelze mit dominierendem Einzelkanal. Aus der Abbildung 5.4.4 ist zu ersehen, daß die Viskosität der Schmelzen keinen Einfluß auf den Druckverlust hat. In beiden Diagrammen ist der Druckverlust, gemessen nach der Erstarrung, nur von dem eingestellten Flutwasserdruck, nicht aber von der Temperatur und damit von der Viskosität der Schmelze abhängig. Aus Abbildung 5.4.5 ist ersichtlich, daß auch bei den Versu-

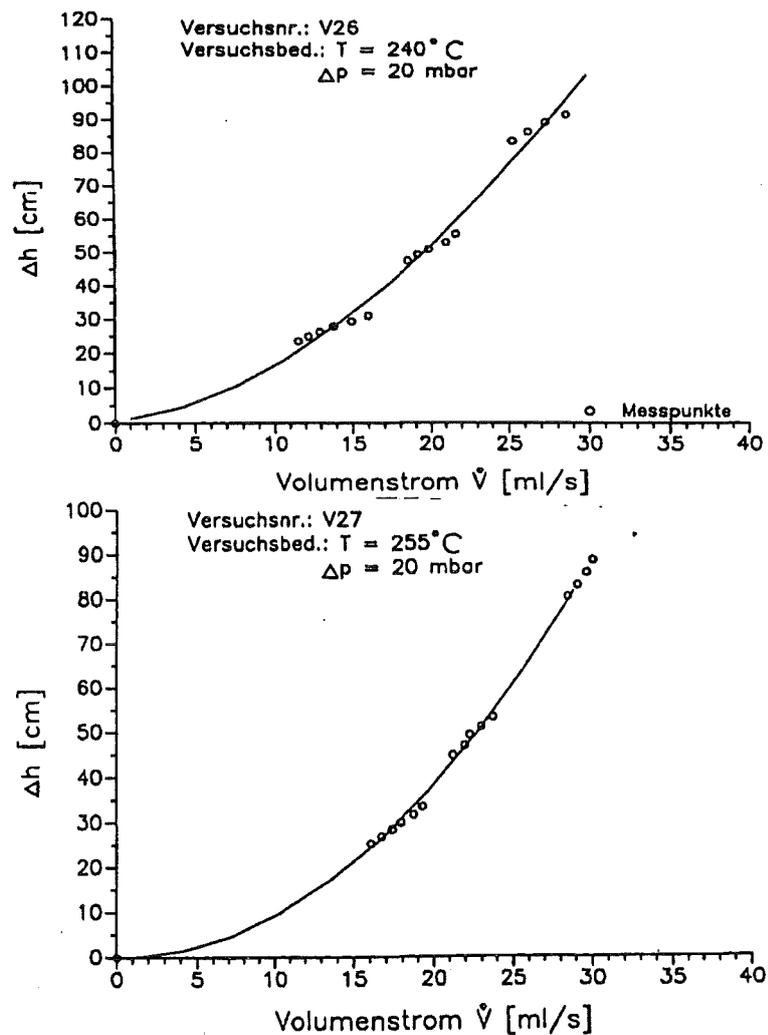


Abb. 5.4.5: Druckverlust der erstarrten dispergierten Schmelze, Versuchstemperatur $T=240\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $T=255\text{ }^{\circ}\text{C}$

chen mit dispergierten Schmelzen nur ein Einfluß des eingestellten Flutwasserdrucks auf den Druckverlust in der Schmelze zu erkennen ist. Der Druckverlust in der Schmelze ist praktisch gleich dem aus den Experimenten mit reinen Kunststoffschmelzen.

5.4.7 Erstarrungszeit der Schmelze

Die Zeitdauer von Versuchsbeginn bis zur vollständigen Erstarrung der Schmelze gibt Hinweise auf die dominierenden Einflüsse bei den Fragmentationsprozessen und damit auf die Intensität der Wärmeabfuhr aus der Schmelze. Die Viskosität der Schmelze hat dabei einen starken Einfluß auf den Erstarrungsprozeß und die Erstarrungszeit der Schmelze. Bei 4 Versuchen mit reinen Kunststoffschmelzen bei gleichem Flutwasserdruck aber unterschiedlichen Viskositäten zeigt die optische Versuchsauswertung folgende Befunde:

Bei dem Versuch mit der Anfangstemperatur $220\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $\eta=6,0\text{ Pa s}$ ist die Schmelze nach ca. 7 Minuten erstarrt, die Schmelze ist aber am gesamten Randbereich nicht fragmentiert worden. Bei einer erhöhten Versuchstemperatur von $240\text{ }^{\circ}\text{C}$, d.h. $\eta=1,0\text{ Pa s}$, ist die Erstarrung der Schmelze bereits nach ca. 3 Minuten abgeschlossen. Der Fragmentationskegel hat sich bis in die oberen Ecken des Versuchsbehälters ausgebildet, die unteren Seitenberei-

che sind aber ohne zu fragmentieren erstarrt. Bei einer Schmelzentemperatur von 255 °C, d.h. $\eta=0,26 \text{ Pa s}$, ist die Schmelze bereits nach 2 Minuten vollständig erstarrt und bis in die Randbereiche der unteren Ecken des Versuchsbehälters fragmentiert worden. Bei einer Versuchstemperatur von 265 °C, d.h. $\eta=0,1 \text{ Pa s}$, ist die Schmelze bis in die unteren Ecken fragmentiert und bereits nach 1:15 Minuten vollständig erstarrt.

Für dispergierte Schmelzen zeigt sich bezüglich der Erstarrung die gleiche Abhängigkeit von der Anfangstemperatur und der Viskosität. Da diese Schmelzen aber nicht klarsichtig sind, kann hier nur der gemessene Temperaturverlauf in der Schmelze zur Auswertung dienen. Die Abbildung 5.4.6 zeigt den Temperaturverlauf für 2 Versuche mit Anfangstemperaturen 240 °C und 255 °C bei gleichem Flutwasserdruck von 20 mbar. In dem Versuch mit 240 °C bildet sich zunächst nur ein Einzelkanal aus. Die Temperaturen an den Thermoelementen 3 und 6, die in der Mitte des Versuchbehälters angeordnet sind (siehe Abb. 5.2.1) sinken sehr schnell ab, aber erst nach ca. 1 Minute sinkt auch die Temperatur des Thermoelements 4 ab. Dies deutet auf die beginnende Verzweigung von Kanälen hin. Auch bei dem Versuch mit 255 °C bildet sich zunächst ein Einzelkanal aus (siehe Abb. 5.4.6, TE 3 und 6), aber bereits wenige Sekunden später bildet sich ein Fragmentationskegel aus, der dazu führt, daß die Schmelze bereits nach 1 Minute erstarrt ist.

Eine ähnliche Abhängigkeit von der Viskosität der Schmelze ist auch in den Versuchen mit geschichteten Metall- und Kunststoffschmelzen zu erkennen. Abbildung 5.4.7 zeigt 2 Versuche mit gleichem Flutwasserdruck, aber unterschiedlichen Schmelzentemperaturen von 240 und 255 °C. Bei der Temperatur von 255 °C ist die Wechselwirkung des zutretenden Wassers mit der Metallschmelze so heftig, daß eine sehr schnelle Fragmentation der Schmelze einsetzt und die Schmelze innerhalb weniger Sekunden erstarren läßt. Der Versuchsablauf bei dem Experiment mit 240 °C ist nicht ganz so heftig, aber auch hier ist die Schmelze innerhalb von weniger als ½ Minute erstarrt.

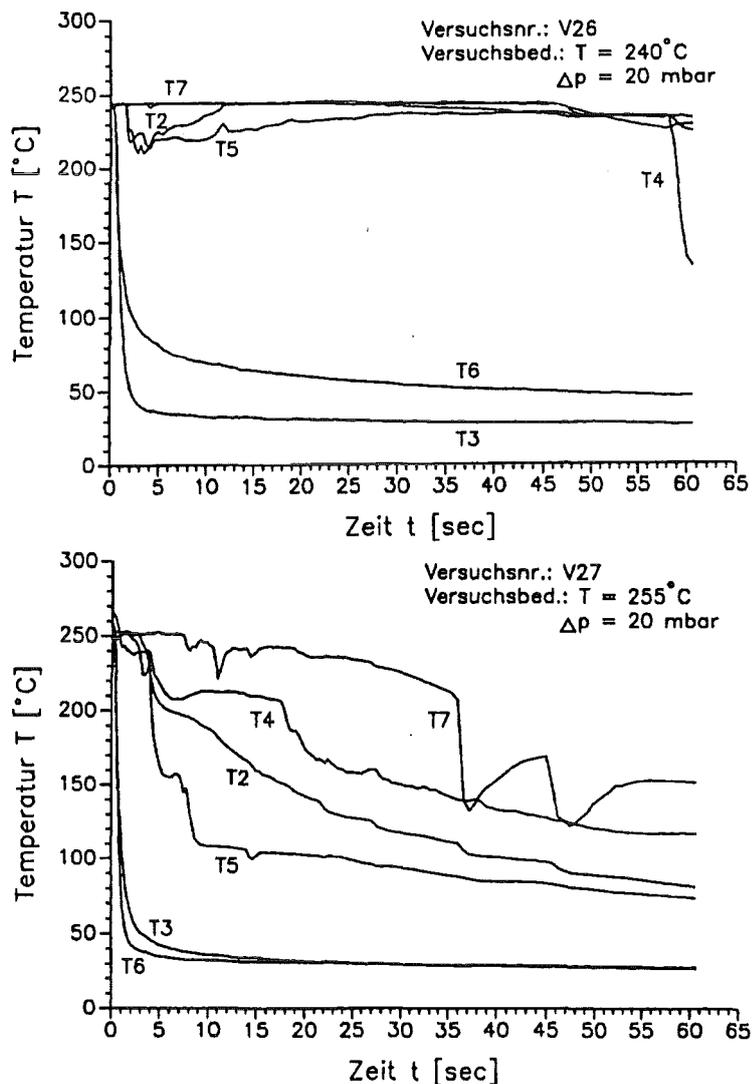


Abb. 5.4.6: Temperaturverlauf des Versuchs V26 und V 27, dispergierte Schmelze, Versuchstemperatur T=240 °C und T=255 °C

Bei den mit reiner Kunststoffschmelze durchgeführten Experimenten laufen die Fragmentationsprozesse in der Schmelze ruhiger ab, da die Temperaturleitfähigkeit kleiner ist und dementsprechend die Entspeicherung der Wärme langsamer erfolgt als bei Versuchen mit geschichteten Schmelzen. Die Angabe des Zeitpunktes des endgültigen Erstarrens der dispergierten Schmelze ist in diesen Versuchen wegen ihrer Undurchsichtigkeit schwierig. Mit Erstarrungszeiten von durchschnittlich 2:30 Minuten liegen diese Versuche zwischen denen der beiden anderen Versuchsreihen. Das entspricht ihren unterschiedlichen Temperaturleitfähigkeiten.

Bei den Versuchen mit geschichteten Schmelzen trifft das eindringende Flutwasser direkt auf flüssiges Metall mit sehr hoher Temperaturleitzahl. Dies hat eine schnelle Wärmeentspeicherung und heftige Fragmentationsprozesse in der Schmelze zur Folge. Die Schmelzen sind bei allen Experimenten dieser Versuchreihe in weniger als 2 Minuten erstarrt.

5.5 Schlußfolgerungen

Alle Schmelzen der Experimente mit einem Durchmesser der Kühlmittelzuflußöffnung von $d=10$ mm sind fragmentiert erstarrt, wobei der Grad der Fragmentation stark differiert. Kommt es zur Bildung von Kanälen - wie bei den PMMA- und den dispergierten Schmelzen - so gehen diese nach unseren Beobachtungen prinzipiell strahlenförmig von der Eintrittsöffnung aus. Die Experimente zeigen, daß die Schmelzen bei niedriger Viskosität und hoher Temperaturleitfähigkeit wesentlich stärker fragmentiert sind als bei hoher Viskosität und kleiner Temperaturleitfähigkeit. Dies entspricht dem turbulenten bzw. zähigkeitsdominierten Blasenbildungsprozeß, wie er in Kapitel 4 beschrieben ist, und hat einen direkten Einfluß auf die Erstarrungszeit der Schmelzen. Die Versuche mit geschichteten Metall- und Kunststoffschmelzen sind innerhalb von weniger als einer Minute vollständig fragmentiert und erstarrt, während die Experimente mit reinen Kunststoffschmelzen bei hoher Viskosität Erstarrungszeiten von bis zu 7 Minuten zeigen.

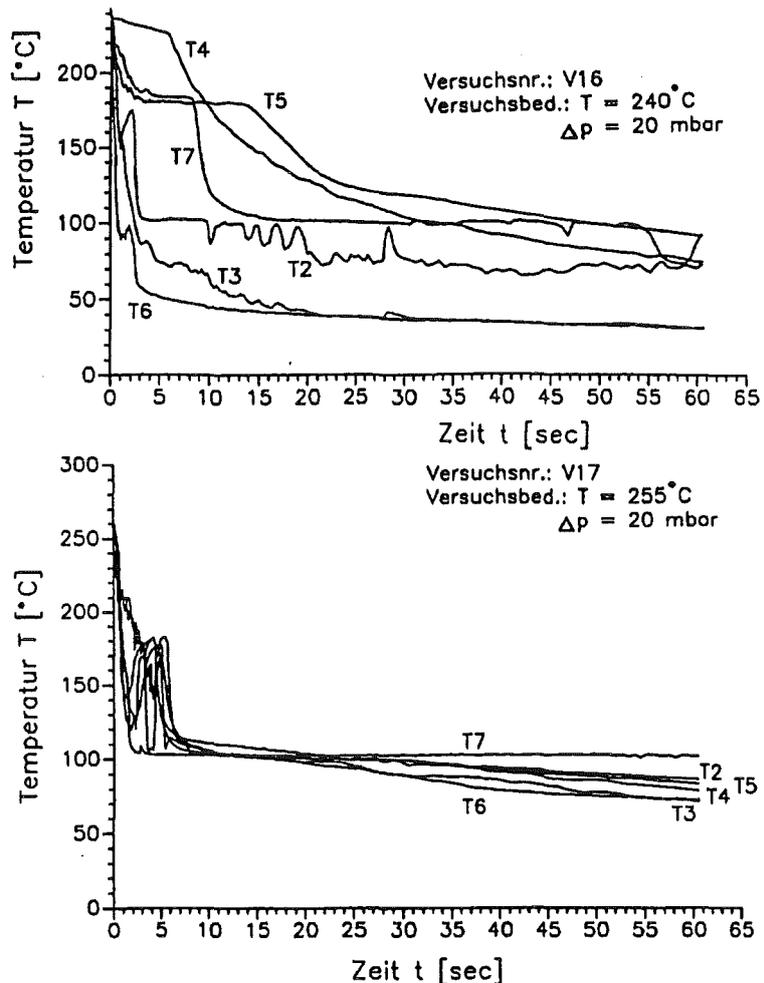


Abb. 5.4.7: Temperaturverlauf des Versuchs V16 und V 17, geschichtete Metall- Kunststoffschmelze, Versuchstemperatur $T=240^{\circ}\text{C}$ und $T=255^{\circ}\text{C}$

Die hohe Temperaturleitfähigkeit des Metalls führt bei den Versuchen mit geschichteten Metall-Kunststoffschmelzen zu einem höheren Druckanstieg während der ersten Phase der Wechselwirkung zwischen zutretendem Wasser und der Schmelze. Bei reinen Kunststoffschmelzen wird praktisch kein Druckanstieg beobachtet.

Der Flutwasserdruck hat einen entscheidenden Einfluß auf den Druckverlust der Kühlflüssigkeit nach Erstarrung der Schmelze. Bei hohem Flutwasserdruck bilden sich in der Schmelze verhältnismäßig weite Kanäle mit geringem Strömungsdruckverlust aus. Bei niedrigem Flutwasserdruck wird die Schmelze zwar auch fragmentiert, aber der Druckverlust in den ausgebildeten, kleineren Kanälen der Schmelze ist hoch, und die Porosität ist entsprechend kleiner. Dies kann unmittelbar aus der Druck-Volumenstrombeziehung in porösen Stoffen nach H. Brauer (1971) geschlossen werden.

6. EXPERIMENTE MIT ERSTARRENDEN HOCHTEMPERATURSCHMELZEN AUS THERMIT

6.1 Zielsetzung

Diese Versuchsserie zur Fragmentation von Schmelzen durch Wasserzutritt von unten zeichnet sich durch realitätsnahe Versuchsbedingungen aus. Die eingesetzten Thermitschmelzen kommen in ihren wichtigen physikalischen Eigenschaften den Kernschmelzen in einem Kernschmelzenunfall nahe (siehe Kap. 2).

Gegenüber den Experimenten in Kap. 5 besitzen die Schmelzen eine wesentlich höhere Temperatur von etwa 1900 °C. Sie entspricht der berechneten Temperatur der Kernschmelze nach Erosion der Opferschicht und damit zu Beginn des Kühlwasserzutritts. Im Kernschmelzenunfall sind zwei Fälle zu unterscheiden: Entweder schichtet sich nach Erosion der Opferschicht die leichtere Oxidschmelze über der Metallschmelze, oder die Metallschmelze wird wegen der starken Durchrührung der Schmelze durch die Gasfreisetzung in die Oxidschmelze eindispersiert. Beide Fälle werden in den Experimenten verwirklicht.

Der Versuchsaufbau wird dabei so gewählt, daß er einen Ausschnitt aus der Kernfängerkonfiguration im Maßstab 1:1 darstellt und damit den realen geometrischen Verhältnissen in der Umgebung der Zutrittsöffnungen für das Kühlwasser entspricht. Im Hinblick auf die weiteren Versuchsparameter wird die Übertragbarkeit auf die Kernfängerkonfiguration gewährleistet durch:

- Schmelzen hoher Temperatur mit ähnlichen physikalischen Eigenschaften,
- reale Schmelzbadhöhen,
- gleiche Wärmeströme und vergleichbare Energieinhalte der Schmelze,
- Einsatz des gleichen Opferschichtmaterials,
- Verwendung der selben Wasserzutrittsöffnungen,
- Variation des Flutwasserdrucks im Rahmen der Auslegungsgrößen des Konzeptes.

Die ablaufenden physikalischen Prozesse sind im wesentlichen zunächst die Schmelze-Beton-Wechselwirkung und der nachfolgende Fragmentations- und Kühlungsprozeß durch die Dampf- und Wasserdurchströmung der Schmelze. In den dargelegten Untersuchungen in den Kapiteln 4 und 5 werden nur Experimente mit einer einzelnen Öffnung für den Kühlmittelzutritt durchgeführt, um die Phänomenologie der ablaufenden Prozesse beschreiben zu können. In dieser Versuchsreihe wird die Schmelze-Wasser-Wechselwirkung bei mehreren Wasserzuführungskanälen untersucht. Deshalb wird eine Versuchsanordnung mit 9 bzw. 5 Wasserzutrittsöffnungen in den Versuchen benutzt.

Eine Simulation der Nachzerfallswärme durch eine volumetrische Beheizung der Schmelze wird hier allerdings wegen des erheblichen technischen Aufwandes nicht realisiert. Der Fragmentations- und Abkühlungsprozeß der Schmelze ist aber sehr schnell. Deshalb liegt der Energieeintrag aus der Nachzerfallswärme in diesem Zeitraum von ca. 200 Sekunden nur bei etwa 5 % der Enthalpieänderung der realen Schmelze, gerechnet bis zur Erstarrung. Der Einfluß auf die kurzzeitigen Kühlvorgänge kann deshalb als klein angesehen werden. Die COMET-H Experimente, die im FZK durchgeführt werden, erlauben auch die Simulation

der Nachzerfallswärme in einer großen Versuchsanlage. Hierzu sei auf die Experimente von H. Alsmeyer (1993) verwiesen.

6.2 Versuchsaufbau

6.2.1 Versuchsbehälter

Der Versuchsaufbau entspricht einem 1-dimensionalen, ebenen Ausschnitt der Kernfängerkonstruktion (siehe Abb. 6.2.1). Die horizontale Versuchsfläche von 250 mm \varnothing besteht aus der Betonopferschicht, in die Schmelzkappen für die Wasserzuführung eingegossen sind und auf der die heiße Schmelze erzeugt bzw. aufgegossen wird. Die Schmelze wird von einem zylindrischen Stahlbehälter mit einer keramischen Innenauskleidung von 25 mm Wandstärke gehalten, die die Wärmeverluste aus der Schmelze begrenzt. Der obere trichterförmige Vorwärmbehälter dient der Aufnahme größerer Mengen Thermit zur Erzeugung der Schmelze und erlaubt ein Rückfließen eventuell hochgeschleuderter Schmelze. Der Versuchsbehälter ist über drei Bolzen von 100 mm Höhe mit 3 Kraftmeßdosen verschraubt, die sich auf einer horizontalen Stahlplatte abstützen.

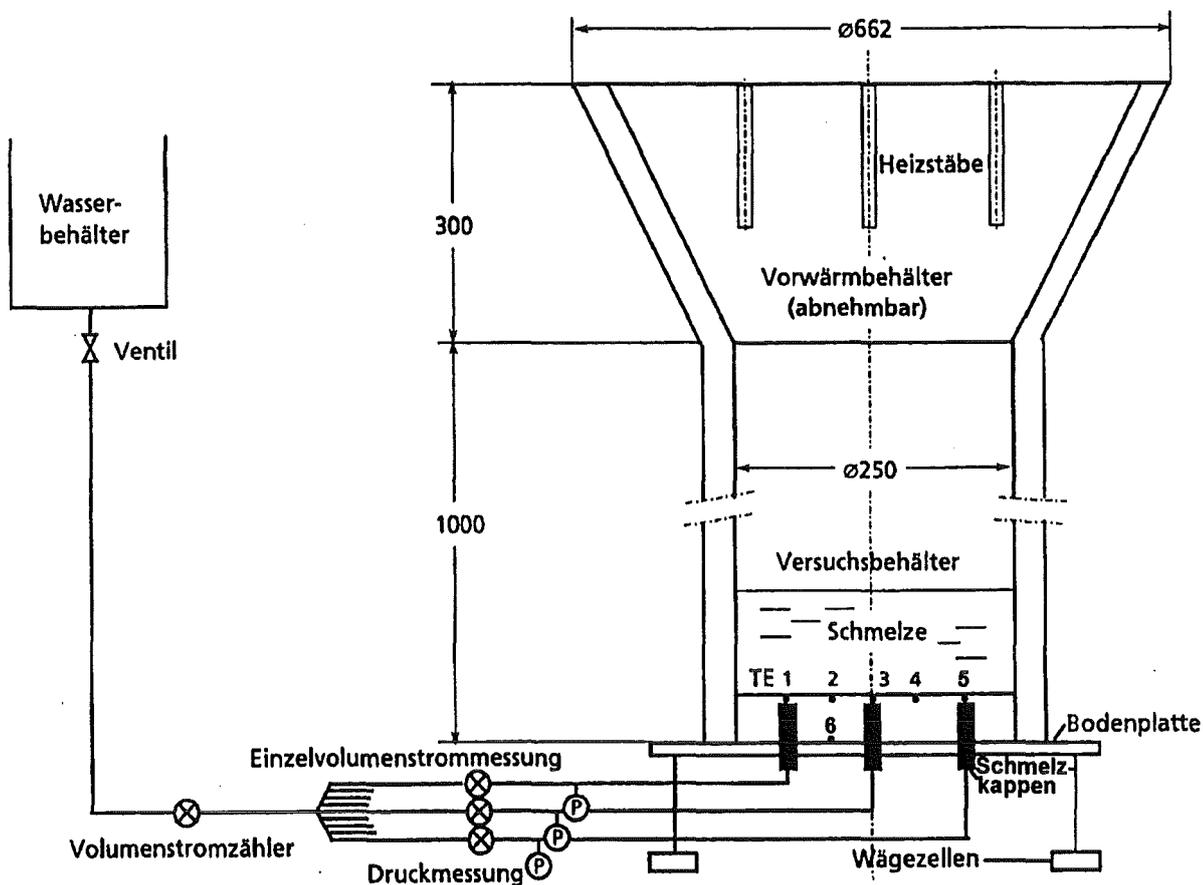


Abb. 6.2.1: Versuchsaufbau der Experimente mit Hochtemperaturschmelzen

6.2.2 Wasserzuführung

In die Bodenplatte sind 9 bzw. 5 Bohrungen zur Wasserzuführung eingearbeitet, eine in der Mitte und 8 bzw. 4 kreisförmig angeordnet auf einem Radius von 80 mm. In diese Bohrungen der Bodenplatte sind Schmelzkappen aus Kunststoff eingeschraubt, die mit ihrem oberen Teil 40 mm in die Betonschicht hineinragen. Durch diese Schmelzkappen ist zunächst der

Wasserzutritt versperrt. Erreicht die Schmelze die Oberseite der Kappen, werden diese aufgeschmolzen und der Wasserzutritt setzt ein. Die Schmelzkappen sind über Einzelzuführungen an einen Wasserverteiler angeschlossen, der mit einem Wasservorratsbehälter verbunden ist. Er wird über eine Niveauregulierung so mit Wasser bespeist, daß der Wasserspiegel in dem Vorratsbehälter immer eine konstante Höhe hat. Über die geodätische Höhe des Vorratsbehälters wird der Flutwasserdruck für den jeweiligen Versuch eingestellt. Dabei bedeuten 0 bar Flutwasserdruck, daß die geodätische Höhe der Wassersäule im Wasservorratsbehälter den hydrostatischen Druck der Schmelze an der Oberkante der Schmelzkappen gerade ausgleicht.

6.2.3 Schmelzkappen

Die Schmelzkappen der ersten Versuchsserie sind aus einem Thermoplast-Kunststoff, Polyethylen, gefertigt. Der Öffnungsquerschnitt der Schmelzkappen in dem oberen Teil beträgt 10 bzw. 12 mm, die Wandstärke 0,5 mm für den zylindrischen Teil und die Deckplatte. Das Material und die Geometrie der Schmelzkappen wurden während der Versuche optimiert.

6.2.4 Betonschicht

Die Gesamthöhe der Betonschicht auf der Bodenplatte beträgt je nach Versuch 45-50 mm. Sie überdeckt die eingesetzten Schmelzkappen um 5 bzw. 10 mm. Aufgrund der fehlenden Nachzerfallswärme wurde diese geringe Überdeckung gewählt, um die Versuche auf die Phänomene des Wasserzutritts zu konzentrieren.

Die Zusammensetzung der Betonschicht ist Tabelle 6.2.1 zu entnehmen:

Zusammensetzung	Masse	Gewichtsprozent
Borosilikatglas: 1mm	1,5 kg	23 %
2 mm	1,0 kg	16 %
4 mm	1,0 kg	16 %
8 mm	1,5 kg	23 %
Zement	1,0 kg	14 %
Wasser	0,6 kg	9 %

Tab. 6.2.1: Zusammensetzung der Betonschicht COMET-T

Die Zusammensetzung und Korngrößenverteilung wurde aus dem Zementtaschenbuch (1977) ausgewählt und entspricht der Sieblinie für Betonzuschlagsstoffe bis 8 mm. Diese Sieblinie wurde gewählt, um trotz der geringen Überdeckung eine homogene Betonschicht über den Schmelzkappen zu erhalten. Die Dichte der Betonschicht beträgt $2,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

6.2.5 Chemische Zusammensetzung des Betonzuschlags

In Tabelle 6.2.2 ist die chemische Zusammensetzung des eingesetzten Zuschlagsstoffs für die Betonschicht aufgeführt. Im Hinblick auf eine hohe Rückhaltung von Spaltprodukten wurde in der Versuchsserie I der Beton aus einem speziellen Glas gefertigt, das in wichtigen physikalischen Eigenschaften den Gläsern entspricht, die für die Endlagerung entwickelt wurden. Diese Gläser besitzen insbesondere eine sehr niedrige Viskosität. In dieser Versuchsreihe

chem. Zus.setzg.	SiO ₂	B ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	LiO ₂	Na ₂ O	CaO	MgO	TiO ₂
Gew. %	60,0	17,6	3,1	3,5	7,1	5,3	2,2	1,2

Tab. 6.2.2: Chemische Zusammensetzung des Betonzuschlags

werden deshalb Glaszusammensetzungen gewählt, die im Viskositätsverlauf diesen Gläsern entsprechen. Ab der Versuchsserie II wird dann dieselbe Zusammensetzung wie die Gläser für die Endlagerung eingesetzt, damit eine direkte Vergleichbarkeit mit den zu erwartenden Schmelzen im Kernschmelzenunfall möglich ist.

6.2.6 Zusammensetzung der eingesetzten Schmelzen

Zur Simulation der Kernschmelze wird eine Schmelze aus Eisen und Aluminiumoxid eingesetzt, die mittels einer Thermitreaktion erzeugt wird. Das dabei eingesetzte Thermitpulver besteht aus metallischem Aluminium und Eisenoxid (Fe₃O₄), das ab einer Temperatur von ca. 1000 °C unter starker Wärmeentwicklung zu metallischem Eisen und Aluminiumoxid reagiert nach der Reaktionsgleichung:



Dem Thermitpulver wird CaO Pulver zugesetzt, um den Oxidanteil der erzeugten Schmelze in den physikalischen Eigenschaften zu beeinflussen. Hauptsächlich wird hierbei die Erstarrungstemperatur des Oxids von der des reinen Al₂O₃ (2323 K) auf ca. 1670 K abgesenkt (siehe Abb. 6.2.2 aus Schlackenatlas (1981)), und die Viskosität der Schmelze erniedrigt (siehe Abb. 6.2.3 (aus Schlackenatlas (1981))). Es wird in den Experimenten eine Mischung aus 50 - 100 kg Thermitpulver mit 35 %igem CaO-Anteil eingesetzt. Nach der Zündung reagiert das Pulver innerhalb von ca. 30 Sekunden durch und es entstehen etwa 37 % Eisen-schmelze, die von 63 % Oxid-schmelze (56 % Al₂O₃ + 44 % CaO) überschichtet sind. Die Temperatur der Schmelze wurde in Thermitexperimenten mit 50 kg Schmelzen in einem ähnlichen Versuchsaufbau gemessen und beträgt ca. 2150 K. Die Zähigkeit der erzeugten Oxid-schmelze ist vergleichbar der einer Corium-Schmelze nach Einmischung des Opferbetons (siehe Tab. 2.3.1.4).

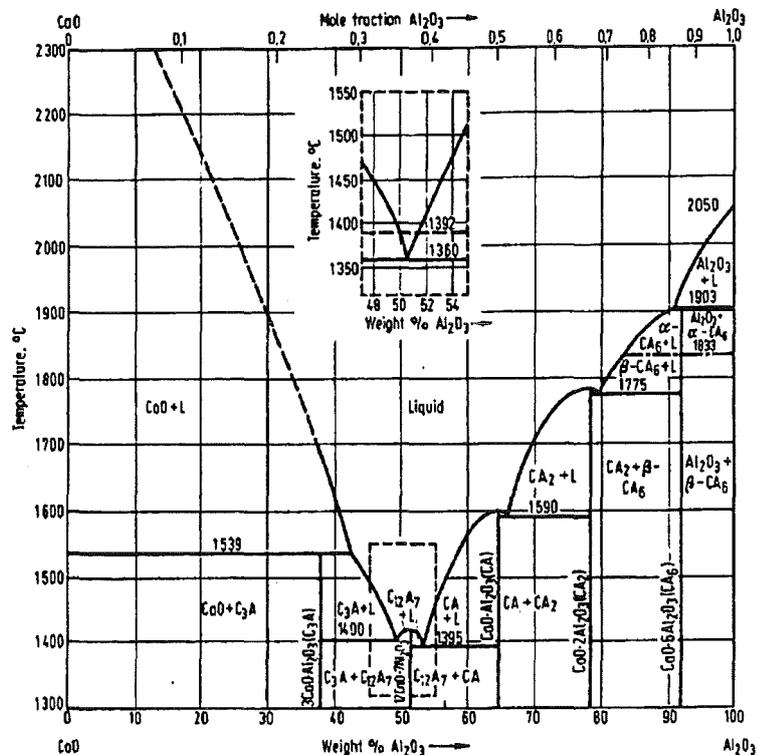


Abb. 6.2.2: Zustandsschaubild Al₂O₃-CaO

In einigen Experimenten werden zusätzlich 5-10 kg Zirkonium im Versuchsbehälter zugegeben, das mit den Betonbestandteilen und dem zutretenden Wasser nach Erosion der Opferschicht zu Zirkoniumoxid exotherm reagiert. Die den Vorgang beschreibenden Reaktionsgleichungen und die freiwerdende Energie sind:

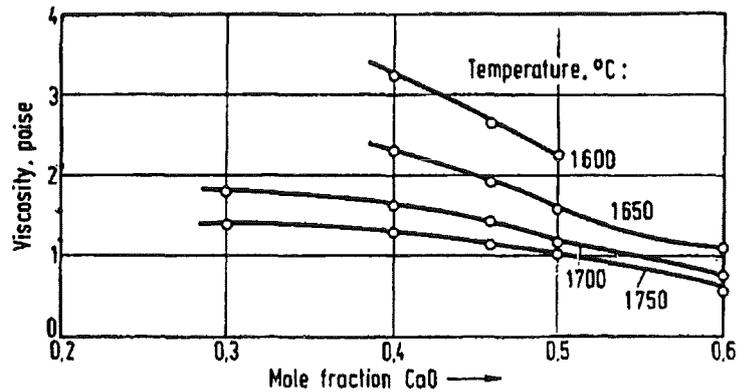
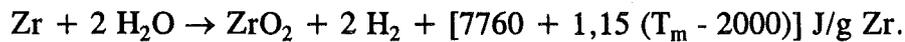
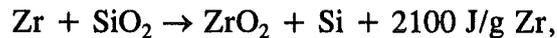


Abb. 6.2.3: Viskosität Al₂O₃-CaO-Schmelze



6.2.7 Instrumentierung

Gemessen werden die Volumenströme und Drücke des eindringenden Kühlwassers, sowie Temperaturen in den Schmelzkappen, in der Betonschicht und außen am Versuchsbehälter. Wägezellen unter dem Versuchsbehälter messen die Gewichtsänderung des Tiegels und lassen zusammen mit den Druckmessungen quantitative Aussagen über eventuelle heftige Schmelze-Wasser Wechselwirkungen bei Wasserzutritt zu. Mit Videokameras wird der Versuch von oben und von der Seite beobachtet.

6.2.8 Allgemeiner Versuchsablauf

Etwa 30 Sekunden nach Zündung ist, abhängig von der eingesetzten Schmelzenmasse, die zunächst heftig verlaufende Thermitreaktion beendet. Bereits zu diesem Zeitpunkt haben sich Metallschmelze und Oxidschmelze aufgrund der Dichtedifferenz getrennt, so daß die Metallschmelze unten liegt, überdeckt von der Oxidschmelze. Damit setzt die ruhig verlaufende Erosion des Betons durch die heiße Schmelze ein. Etwa 2 Minuten nach Zündung ist die Betonschicht soweit erodiert, daß der Wasserzutritt aufgrund des Öffnens der Schmelzkappen mit einem zunächst kleineren Volumenstrom einsetzt. Innerhalb kurzer Zeit vergrößert sich der Volumenstrom auf 50 bis 400 ml/s, abhängig von den experimentellen Bedingungen.

In dieser transienten Phase der Abkühlung der Schmelze wird die Schmelze im unteren Bereich direkt durch das eintretende und verdampfende Wasser gekühlt. Der obere Bereich der Schmelze wird zunächst durch den nach oben austretenden Dampf und mitgerissene Wassertropfen gekühlt. Mit fortschreitender Abkühlung der Schmelze steigt der Wasserstand in der porös erstarrenden Schmelze. Bereits nach wenigen Minuten ist die Schmelze vollständig erstarrt und kurze Zeit darauf ist die Schmelze vollständig mit Wasser überdeckt. Dies ist der langfristig angestrebte Zustand. Die Energie aus der Schmelze wird an das verdampfende Wasser übertragen, das Wasser wird passiv von unten nachgespeist. Die Temperaturen an der Bodenplatte erhöhen sich wegen der darüber liegenden, isolierenden Betonschicht und der schnell wirksam werdenden Abkühlung der Schmelze praktisch nicht.

6.2.9 Nachuntersuchungen

Direkt nach dem Versuch werden Druckverlustmessungen bei verschieden eingestelltem Flutwasserdruck mit der erstarrten Schmelze durchgeführt. Anschließend wird die Schmelze von der Restbetonschicht getrennt, und es werden erneut Druckverlustmessungen durchgeführt, um den Druckverlust der leeren Versuchsanlage mit den geöffneten Schmelzkappen zu bestimmen. Die Höhe der erstarrten Oxid- und Metallschicht wird genau vermessen, anschließend wird die Schmelze mittels eines Längsschnitts aufgetrennt, der Aufschluß gibt über den Porenanteil in der Metall- und Oxidschmelze.

6.2.10 Variation der Parameter

In den Versuchsserien wird der Durchmesser der Schmelzkappen von 10 auf 12 mm und der wirksame Flutwasserdruck von 0,0 bis 0,4 bar variiert. Dabei entspricht der Wasserdruck von 0,0 bar Druckgleichheit an der Oberkante der geöffneten Schmelzkappen, so daß der Druck der Schmelze durch die geodätische Höhe des Wasservorratsbehälters gerade ausgeglichen wird. Die eingesetzte Schmelzenmasse beträgt zwischen 50 und 100 kg, zusätzlich wird in einigen Experimenten 5 bzw. 10 kg Zr zugesetzt. Als weiterer Parameter wird die Opferschichthöhe vom Standardwert 10 mm auf 5 mm reduziert.

6.3 Versuchsergebnisse

Die Diskussion der Versuche erfolgt unter den Aspekten:

- Ablauf der Thermitreaktion,
- Erosion der Opferschicht,
- Flutwasserzutritt, Erstarrung der Schmelze und Fluten der Oberfläche,
- Nachuntersuchungen.

Die in speziellen Experimenten untersuchte Rolle von Zirconium und Dampfexplosionen werden ebenfalls dargestellt.

6.3.1 Versuchsserie I

In dieser ersten, orientierenden Versuchsserie werden die wesentlichen auftretenden Phänomene beim Kontakt heißer Metall- und Oxidschmelzen mit dem zutretenden Wasser identifiziert und untersucht. Eine wichtige Zielsetzung ist dabei auch, eventuelle konzeptionelle Verbesserungen zu erkennen und durchzuführen. Die durchgeführten Experimente und die entsprechenden Versuchparameter sind aus Tab. 6.3.1.1 zu ersehen.

6.3.1.1 Ablauf der Thermitreaktion

Der Ablauf der Thermitreaktion unterliegt gewissen Schwankungen, die z.T. durch den hohen, nicht vollständig gleichmäßig verteilten Anteil an CaO verursacht werden. Die Reaktionsdauer des Thermits beträgt bei den Experimenten mit 54 kg Thermitmasse ca. 30 Sekunden. Sie ist nur bei den beiden Experimenten mit vergrößerter Masse verlängert. Zu Beginn ist die Reaktion des Thermits mit heftiger Rauchentwicklung verbunden, weshalb der Zeitpunkt des Reaktionsendes nur ungefähr angegeben werden kann. Die Thermitreaktion läuft

z.T. so heftig ab, daß sie von Schmelzenauswurf begleitet ist. Dann reduziert sich bereits vor dem ersten Wasserkontakt die Schmelzenmasse geringfügig.

6.3.1.2 Zeitdauer der Erosion der Opferschicht

Darunter ist die Zeit zu verstehen, die die Schmelze braucht, um die über den Schmelzkappen liegende Betonopferschicht zu erodieren. Dann setzt der erste Wasserzutritt ein und verhindert ein weiteres Aufschmelzen des Betons. Diese Zeitdauer der Erosion ist von verschiedenen Faktoren abhängig, wie Höhe und Beschaffenheit der Opferschicht, Schmelzenzusammensetzung und -masse.

Der Zeitpunkt des ersten Wasserzutritts kann sowohl über die Videokamera-Aufsicht beobachtet werden als auch durch das erste Ansprechen der Wasserzähler und der Thermoelemente in den Schmelzkappen registriert werden. Die NiCr/Ni-Thermoelemente, die in der Spitze der Schmelzkappen installiert sind, geben durch einen steilen Temperaturanstieg eine genaue Information über den Zeitpunkt des Wasserzutritts.

Die Experimente mit gleicher Schmelzenmasse und -zusammensetzung, also ohne Zugabe von metallischem Zr, und gleicher Opferschichthöhe zeigen ein einheitliches Verhalten: Etwa 60-70 Sekunden nach Zündung der Schmelze und damit etwa 30 Sekunden nach Beenden der Thermitreaktion ist die Opferschicht von 10 mm aufgeschmolzen und der Wasserzutritt setzt ein.

In den Experimenten 2.1, 2.2, 2.3 ist deutlich zu sehen, daß die auf 5 mm abgesenkte Opferschicht auch zu einer schnelleren Erosion führt. Bereits nach ca. 30 s, also bereits mit Ende der Thermitreaktion, setzt der Wasserzutritt ein.

6.3.1.3 Erstarrungszeit der Schmelze

In allen Experimenten wird mit Eindringen der Kühlwassers die Schmelze sehr schnell abgekühlt und erstarrt in wenigen Minuten. Dabei haben die Wasserzutrittsbedingungen, beeinflusst durch den Wasserdruck und das Öffnungsverhalten der Schmelzkappen, einen entscheidenden Einfluß auf die Erstarrungszeit der Schmelze. Beim ersten Wasserzutritt wird in der Regel ein Teil der Schmelze aus dem Versuchsbehälter ausgeworfen. Dieser Anteil an der Gesamtmasse schwankt je nach Heftigkeit der Wechselwirkung von Wasser mit Schmelze. Die Masse des im Versuchstiegel erstarrten Regulus liegt dadurch z.T. deutlich unter der Anfangsmasse.

Bei den beiden Experimenten mit nur 5 mm Opferschicht und einem Wasserdruck von 0,2 bzw. 0,4 bar, bei denen heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen beobachtet wurden, erstarrt praktisch der gesamte, oberliegende Oxidanteil als lockeres Schüttbett, während der Metallanteil als zusammenhängender Block mit hoher Porosität erstarrt ist. Deshalb ist die Wasserzutrittsrate mit ca. 150 ml/s in diesen Experimenten sehr hoch und die Erstarrungszeit mit etwa 1 Minute nach Zündung sehr kurz (siehe Tab. 6.3.1.1).

In den ersten 4 Experimenten der Versuchsreihe 1 sind die Massen der erstarrten Reguli und die Porosität in etwa gleich, und auch die Erstarrungszeiten stimmen in etwa überein. Das Experiment 1.3 hat eine längere Erstarrungszeit, weil aufgrund des niedrigen Wasserdrucks von 0 bar zunächst nur Dampf durch die Schmelze abströmt.

Experiment	1.1	1.1+	1.2	1.3	1.4	2.1	2.2	2.3	3.1	3.1+	4.1	4.1+
Schmelzenmasse/ kg	54	54	54	54	54	54	54	54	108	108	59 +5 kg Zr	59 +5 kg Zr
Opferschichthöhe/ mm	10	10	10	10	10	5	5	5	10	10	10	10
Flutwasserdruck/ bar	0,2	0,2	0,4	0,0	0,2	0,2	0,0	0,4	0,2	0,2	0,2	0,2
Erosionszeit/ Wasserkontakt/ min	1:00	1:09	1:00	1:01	1:13	0:20	0:51	0:33	1:29	1:28	1:20	1:24
Oberfläche er- starrt/ min	2:42	2:55	3:01	3:55	4:30	1:00	2:58	1:05	---*	4:30	---*	---*
bedeckt mit Was- ser/ min	4:00	4:30	5:28	4:50	6:30	3:29	---*	1:05	---*	---*	---*	---*
Wasserzutritts- rate/ ml/s	200	149	56	61	53	171	101	210	15	46	159	139
Porosität/ % Oxid / Metall	58 / 36	69 / 34	50 / 19	53 / 36	54 / 36	88 / 38	65 / 40	73 / 40	53 / 26	73 / 31	74 / 44	69 / 46

*) Aufsicht auf die Schmelze wegen kondensierendem Dampf nicht möglich

Tab. 6.3.1.1: Überblick über die COMET-T Experimente der Versuchsserie I

In allen Experimenten ist die Schmelze ca. 1,5-2 Minuten nach der Erstarrung mit Flutwasser überdeckt, abhängig von der Porosität der Schmelze und der Wasserzutrittsrate.

6.3.1.4 Einfluß des Zirconiums

In den beiden Experimenten mit 5 kg Zr-Zugabe ist die Erstarrungszeit der Schmelze wesentlich verlängert auf etwa 4:30 Minuten nach Zündung. Die Ursache liegt in

der chemischen Reaktion des Zirconiums mit dem zutretenden Wasser. Der Wasserzutritt in die Schmelze setzt ca. 80 Sekunden nach der Zündung ein (siehe Abb. 6.3.1.1). Dennoch setzt erst nach ca. 220 Sekunden der max. Volumenstrom von ca. 150 ml/s ein. Dies ist darin begründet, daß das metallische Zirconium in der Schmelze, das noch nicht durch die Opferschicht oberhalb der Schmelzkappen oxidiert wurde, mit dem zutretenden Wasser zu H_2 und ZrO_2 reagiert. Damit wird zunächst das zutretende Wasser vollständig reduziert und eine entsprechende Menge H_2 freigesetzt. Erst nachdem die Zr-Oxidation abgeschlossen ist, dringt Wasser in die Schmelze ein und läßt sie schnell erstarren. Dies ist daran zu erkennen, daß über den Zeitraum bis ca. 220 Sekunden eine Wasserstoffflamme sichtbar bleibt. Auch die chemische Analyse der erstarrten Reguli zeigt, daß das Zr vollständig oxidiert wurde. Da die Betonschicht aus 60% SiO_2 und 10 % H_2O besteht, wird unter der Annahme einer vollständigen Reaktion des Zr mit der Opferschicht ca. 1 kg Zr oxidiert. Damit findet auch noch zu Beginn des Wasserzutritts die chemische Reaktion des Zr mit Wasser unter hoher Energiefreisetzung statt. Die Schmelze bleibt daher auf sehr hoher Temperatur und verhindert, daß sich trotz des Wasserdrucks in dieser Phase erstarrende Kanäle in der Schmelze ausbilden, durch die Wasser mit einer größeren Volumenstromrate eindringen kann. Für den Abschluß der Zr-Oxidation werden etwa noch 1,5 l Wasser benötigt. Das stimmt sehr gut überein mit dem gemessenen, integrierten Volumenstrom in diesem Zeitraum von etwa 1,6 l (siehe Abb. 6.3.1.1). Etwa 150 Sekunden nach Beginn des Wasserzutritts ist die Zr-Reaktion beendet und der Volumenstrom steigt auf den Maximalwert von etwa 150 ml/s an.

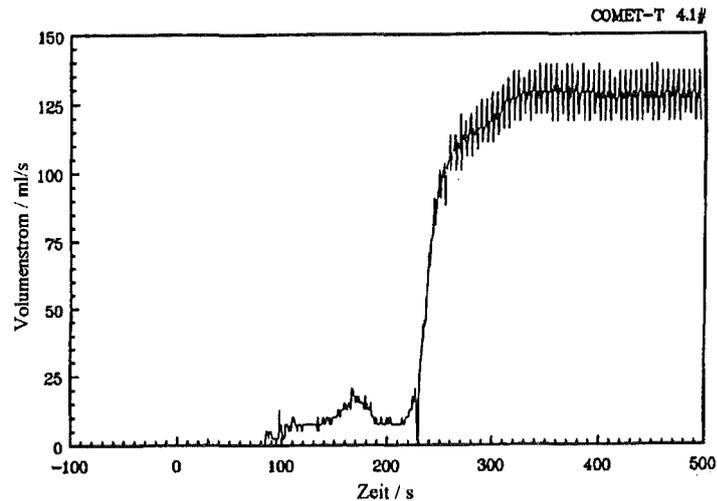


Abb. 6.3.1.1: Einfluß des Zr in der Schmelze auf die Wasserzutrittsrate in Experiment 4.1 +

6.3.1.5 Dampfexplosionen

Bei einem direkten Kontakt von heißer Schmelze mit Kühlmittel sind prinzipiell Dampfexplosionen möglich. Unter Dampfexplosion versteht man das explosionsartige Verdampfen einer Flüssigkeit durch Wärmeaustausch mit einem heißeren Material. Da auch bei dem COMET- Kernfängerkonzept Wasser in direkten Kontakt mit heißer Schmelze kommt, ist die Frage nach maximaler Größe und Auswirkung solcher schnellen Vorgänge unter typischen Kühlungsbedingungen zu beantworten.

Mit einer 5 mm hohen Opferschichthöhe und einem Wasserdruck von 0,2 bzw. 0,4 bar wurden in den beiden Experimenten 2.1 und 2.3 die Voraussetzungen geschaffen, um heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen zu beobachten. Weil die Erosion der 5 mm Opferschicht sehr schnell erfolgt, setzt mit dem Ende der Thermitreaktion nach ca. 30 Sekunden auch der Wasserzutritt in die Schmelze ein. Die Schmelze hat somit noch ihre hohe Anfangstemperatur aus der Thermitreaktion von ca. 2150 K und liegt damit ca. 500 K über der Erstarrungstemperatur. Des weiteren wurde der Flutwasserdruck so hoch gewählt, daß ein schneller Wasserzutritt in die Schmelze einsetzen sollte und Schmelze und Wasser in einen intensiven Kontakt kommen.

In dem Experiment 2.1 mit 0,2 bar Wasserdruck setzt der Wasserzutritt bereits nach ca. 20 Sekunden ein. Er ist zu Beginn von 2 heftigeren Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen begleitet. Sowohl die Kraftmessung als auch die Druckmessung zeigen aber, daß die Kräfte und Drücke vergleichsweise klein sind, und daher nur eine geringe Belastung darstellen, obwohl praktisch der gesamte Oxidanteil aus dem Behälter ausgeworfen wird.

Bei dem Experiment 2.3 werden wegen des höheren Wasserdrucks von 0,4 bar heftigere Wechselwirkungen erwartet. Der Wasserzutritt setzt nach 33 Sekunden ein. Im Zeitraum 33-42 Sekunden erfolgen insgesamt 6 heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen, wie aus Abb. 6.3.1.2 ersichtlich ist, von denen 3 Maximalkräfte bis ca. 10 kN zeigen.

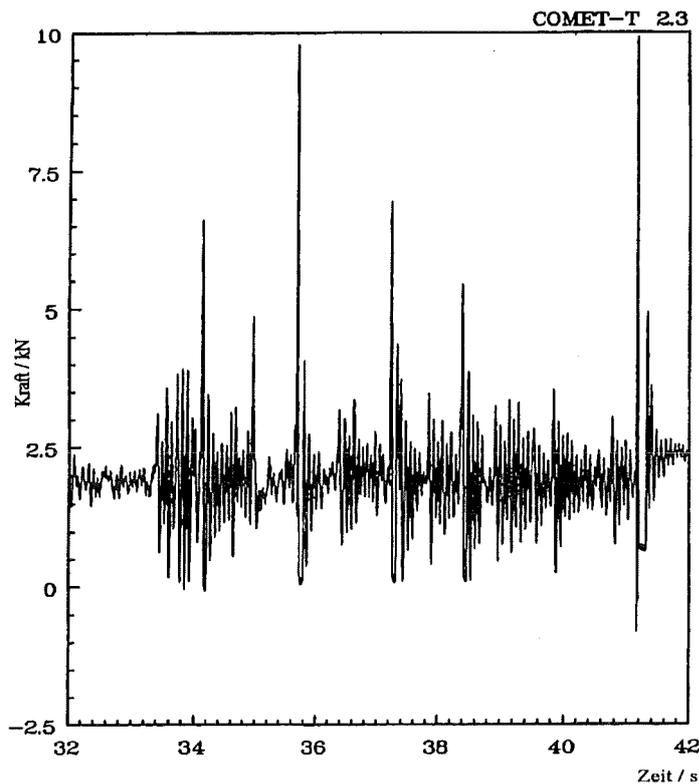


Abb. 6.3.1.2: Kraftkurve in Experiment 2.3: Heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen im Zeitraum 33-42 s

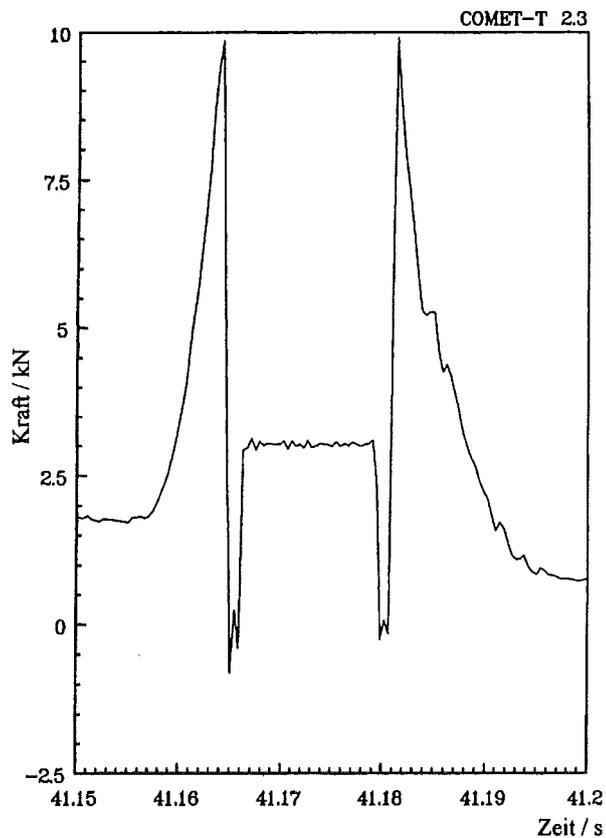


Abb. 6.3.1.3: Kraftkurve in Experiment 2.3, Maximalkraft im Zeitraum 41,15 - 41,2 s

Der zweite und stärkste Kraftstoß ereignet sich 41.1 Sekunden nach Zündung bzw. 8.1 Sekunden nach Wasserzutritt. Es handelt es sich um ein Doppelereignis, das in Abb. 6.3.1.3 dargestellt ist. Die Druckmessungen in der Wasserzuführungsleitung registrieren dieses Ereignis ebenfalls (siehe Abb 6.3.1.4). Zunächst steigt der Druck in Zuführungsleitung 8 auf ca. 1 MPa Differenzdruck, in einem Zeitabstand von ca. 1 ms registrieren auch die Druckgeber in den Zuführungsleitungen 4 und 2 diesen Druck, nur in Leitung 6 wird verzögert nur ein Druckaufbau von 0,2 MPa registriert.

Der aus der Kraftkurve ermittelte Impuls ergibt sich zu

$$I = \int F dt = 76 \text{ Ns.}$$

Aus der Kamerabeobachtung kann die maximale Steighöhe der aus dem Versuchsbehälter hochgeschleuderten Schmelze zu 10 m abgeschätzt werden, damit liegt die Geschwindigkeit, mit der die Schmelze aus dem Behälter geschleudert wird bei ca. 14 m/s. Aus der Impulserhaltung folgt die hochgeschleuderte Schmelzenmasse zu 5,4 kg mit einer kinetischen Energie von 530 J.

Für den thermischen Energie-inhalt der Gesamtschmelze ergibt sich

$$E_{\text{therm}} = m c_p \Delta T = 53 \text{ MJ.}$$

Er errechnet sich aus der zur Zeit der Wechselwirkung im Behälter befindlichen Schmelzenmasse von ca. 30 kg, einem c_p -Wert von 0,975 kJ/kgK für die Thermit-schmelze und einer Temperaturdifferenz, bezogen auf Umgebungstemperatur, von 1800 K. Damit ergibt sich ein Umsetzungswirkungsgrad der Dampfexplosion von

$$\eta = E_{\text{kin}}/E_{\text{therm}} = 10^{-5}.$$

Dieser Wert ist deshalb so klein, weil für die Wechselwirkung des Wassers mit der Schmelze nur die kleine Wassermenge zur Verfügung steht, die durch eine geöffnete Schmelzkappe in die Schmelze eindringen kann. Geht man davon aus, daß etwa 5 cm³ Wasser durch eine Schmelzkappe in die Schmelze eingedrungen sind und dieses Volumen mit dem gleichen Volumen Stahl-

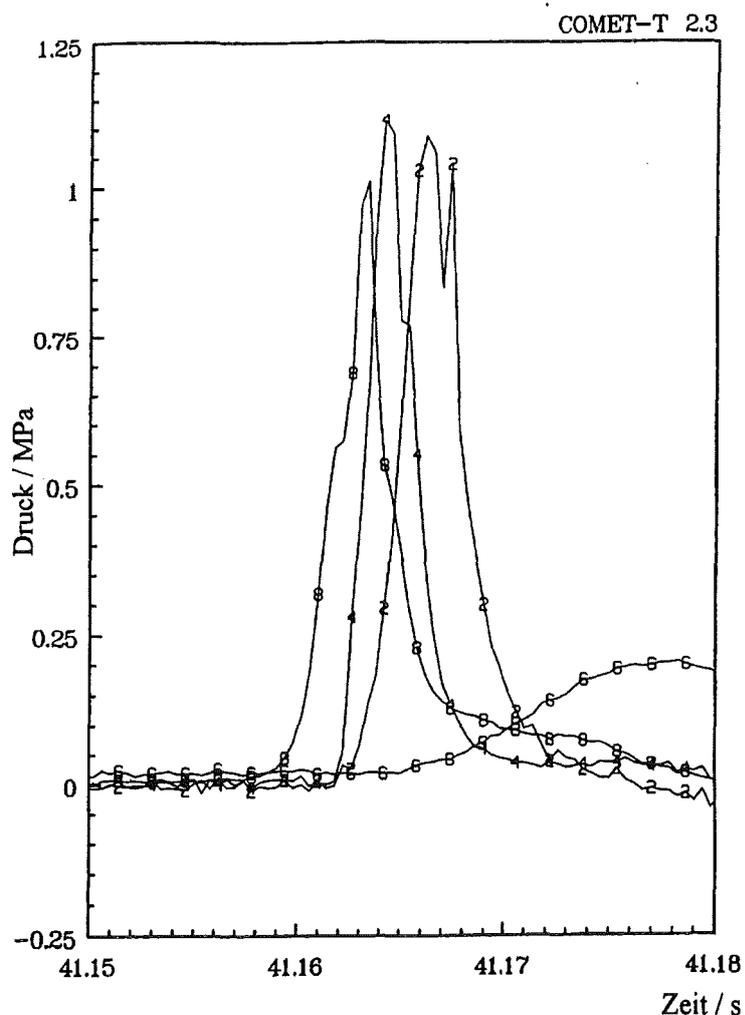


Abb. 6.3.1.4: Wasserdrücke in Experiment 2.3 in den Wasserzuführungen 2, 4, 6, 8 im Zeitraum 41,15 - 41,2 s

schmelze von 35 g reagiert, erhält man eine Aussage über den lokalen Umsetzungsgrad für diese kleinen Massen. Die Stahlmasse von 35 g besitzt etwa eine thermische Energie von 50 kJ, verglichen mit 530 J kinetischer Energie, die im Experiment ermittelt wurden. Daraus ergibt sich ein Wirkungsgrad von ca. 1 % bei der Umsetzung von thermischer zu mechanischer Energie. Wirkungsgrade dieser Größenordnung werden nach M. Berman (1984) auch in Experimenten zu Dampfexplosionen gemessen. Der um 3 Größenordnungen kleinere Wirkungsgrad in diesem Experiment folgt also aus der Begrenzung der reagierenden Wassermenge.

Für Sicherheitsüberlegungen zu diesem Konzept ist es zudem wichtig, daß sich erst größere Wassermengen ansammeln können, wenn die Schmelze bereits stark abgekühlt ist. Dann ist aber auch das Potential für eine Dampfexplosion nicht mehr gegeben.

In dem 3. Experiment mit 5 mm Opferschichthöhe über den Schmelzkappen werden keine heftigen Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen beobachtet, da der Wasserdruck nur 0 bar beträgt. Bei den Experimenten mit 10 mm Höhe der Opferschicht kühlt sich die Schmelze vor dem Wasserzutritt so weit ab, daß ebenfalls keine heftigen Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen beobachtet werden. Dies macht deutlich, daß bei richtiger Wahl der Opferschichthöhe Dampfexplosionen vermieden werden können.

6.3.1.6 Nachuntersuchungen

Die nach den Versuchen durchgeführten Druckverlustmessungen zeigen, daß der Druckverlust für das durchströmende Wasser zu einem wesentlichen Anteil durch die nicht vollständig aufgeschmolzenen Schmelzkappen bedingt ist und nur zu einem kleineren Teil in der erstarrten Schmelze entsteht. Die Tiegelschnitte zeigen, daß sich in der erstarrten Oxidschmelze sehr große Hohlräume ausbilden und in der erstarrten Metallschicht über den Schmelzkappen freie, miteinander verbundene Strömungskanäle zu sehen sind (siehe Abb. 6.3.1.5). Damit zeigt diese Experimentserie, daß anfängliche Schmelzenhöhen bis zu 25 cm sicher gekühlt werden können.



Abb. 6.3.1.5: Schnitt durch die porös erstarrte Metallschicht

Über alle Experimente dieser Versuchsreihe gemittelt beträgt die Porosität in der erstarrten Metallschmelze im Mittel 30 %, in der Oxidschmelze 60 %. Die Porosität berechnet sich aus dem Verhältnis von Leervolumen zum Volumen der porös erstarrten Schicht.

Die höchste Porosität und den größten Anteil der fragmentierten und aus dem Versuchsbekchälter ausgeworfenen Schmelze zeigen die Experimente 2.1 und 2.3 mit 5 mm Opferschicht und die Experimente mit 5 kg Zr-Zugabe. Die hohe Porosität in diesen Versuchen liegt bei ca. 70 % im Oxid und 40 % im Metall und beruht auf der heftigen Reaktion mit dem eintretenden Wasser.

6.3.2 Versuchsserie II

6.3.2.1 Öffnungsverhalten der Schmelzkappen

Die erste Versuchsserie hat gezeigt, daß das Öffnungsverhalten der eingesetzten Schmelzkappen aus Polyethylen nicht zufriedenstellend ist und im Hinblick auf einen ausreichenden Wasserzutritt zu verbessern ist.

Mit Annäherung der Schmelze steigt die Temperatur an der Oberkante der Schmelzkappen an, und sie beginnen aufzuschmelzen. Dieses kann unter ungünstigen Bedingungen, vor allem bei langsamen Temperaturanstieg, zur Bildung einer nur kleinen Öffnung in den Schmelzkappen führen, durch die das unten anstehende Luftpolster und nachfolgend ein geringer Wasserstrom in die Schmelze eindringen. In der direkten Umgebung der Oberseite der Schmelzkappen wird die Schmelze lokal gekühlt und verliert so schnell an Temperatur, daß die Schmelzkappe nicht mehr weiter aufgeschmolzen wird. Damit stabilisiert sich die anfängliche, kleine Öffnung mit nur geringem Wasserzutritt.

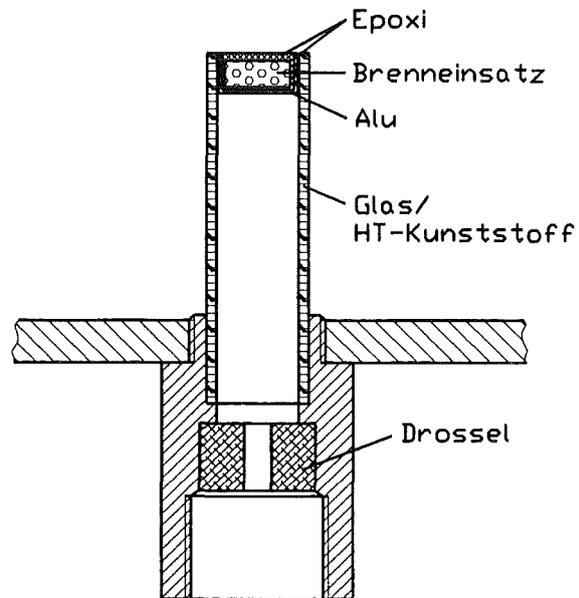


Abb. 6.3.2.1: Aufbau der Schmelzkappe 2

Um ein sicheres und ausreichendes Öffnen der Wasserzuführung auch unter ungünstigen Bedingungen zu gewährleisten, wurde daher eine spezielle Schmelzkappe entwickelt (siehe Abb. 6.3.2.1) und in mehreren Einzelexperimenten erprobt und optimiert. Dabei soll das Öffnen der Schmelzkappe so schnell erfolgen, daß es nicht durch die einsetzende Wasserströmung gestoppt wird. Die Schmelzkappe ist aus 2 Teilen aufgebaut. Den unteren Teil bildet eine Hülse aus Kunststoff mit einer Drossel von 5 mm \varnothing und einem Anschluß für die Wasserzuführung. In das obere Ende der Hülse wird eine Aluminiumkappe eingesetzt und verklebt, in die eine Brennkapsel eingebracht ist. Das gepreßte Pulver ($\text{KClO}_4 + \text{Mg}$ in stöchiometrischer Mischung), aus dem diese Brennkapsel besteht, reagiert stark exotherm nach Überschreiten der Zündtemperatur von 500 °C und schmilzt damit die Aluminiumkappe vollständig auf. Damit wird der gesamte Querschnitt der Schmelzkappe freigegeben. Die Brennkapsel erzeugt dabei aber nur wenig Gas, da der freiwerdende Sauerstoff das Mg oxidiert. Die so verbesserte Schmelzkappe hat sich in Versuchsserie II durch weitgehend vollständiges Öffnen bewährt.

6.3.2.2 Betonschichtmaterial

In den bisherigen Untersuchungen wurde bereits eine Betonopferschicht eingesetzt, die in ihren wesentlichen physikalischen Eigenschaften der vorgeschlagenen Opferschicht der Kernfängerkonstruktion entspricht. In der nachfolgend beschriebenen Versuchsserie wird nun genau die chemische Zusammensetzung für die Zuschlagsstoffe des Betons gewählt, die dem vom Institut für Nukleare Entsorgung (INE) des FZK entwickelten Glas für hochaktiven Abfall entsprechen (siehe Tab. 6.2.2).

6.3.2.3 Versuchsparameter

Die Anzahl der Schmelzkappen ist auf 5 reduziert, da der erwartete Kühlwasserstrom ausreichend ist, die Schmelze schnell erstarren zu lassen. Die Höhe der Opferschicht oberhalb der Schmelzkappen ist in allen Experimenten 10 mm.

Als Versuchsparameter werden in diesen Experimenten die Schmelzenmasse und -zusammensetzung sowie der Wasserdruck variiert (siehe Tab. 6.3.2.1).

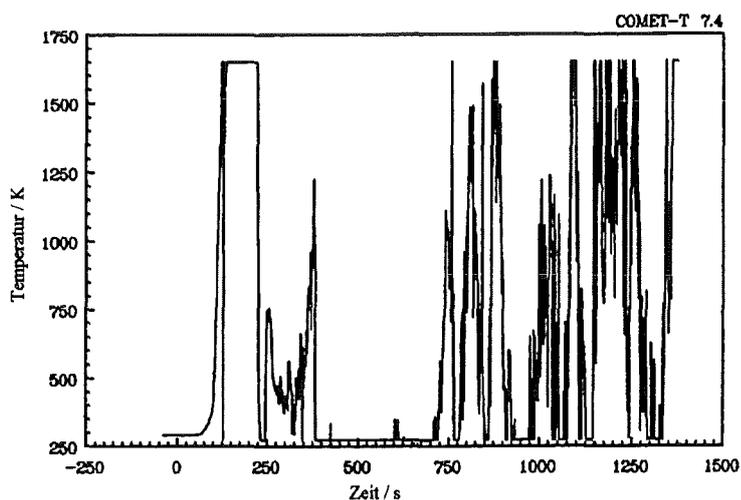


Abb. 6.3.2.2: Anstieg der Temperatur in Höhe der Oberkante der Schmelzkappen nach 1:42 min in Experiment 7.4

6.3.2.4 Thermitreaktion

Wie in der ersten Versuchsserie ist die Thermitreaktion in ca. 30 Sekunden abgeschlossen und erzeugt die Schmelze mit einer Anfangs-temperatur von ca. 1900 °C.

6.3.2.5 Zeitdauer der Betonerosion

Die Zeitdauer der Betonerosion beträgt in den Experimenten durchschnittlich 2:30 Minuten ab Zündung (siehe Tab. 6.3.2.1). Sie ist damit länger als in den Experimenten der ersten Versuchsserie. Ursache dafür ist die andere Zusammensetzung der Betonschicht und eine verbesserte Herstellungsweise. Im Experiment 7.4 mit 108 kg Schmelzenmasse und 10 kg Zr-Zugabe verläuft die Erosion der Opferschicht mit 1:42 Minuten wesentlich schneller (siehe Abb. 6.3.2.2), bedingt durch die hohe Schmelzenmasse und die Zugabe von Zr. Dadurch besitzt die Schmelze auch noch zu Beginn des Wasserzutritts eine hohe Temperatur. Aus diesem Grund verläuft auch die anschließende Schmelze-Wasser-Wechselwirkung heftiger als bei den anderen Experimenten.

6.3.2.6 Erstarrungszeit

Die Erstarrungszeit der Schmelze hängt ganz wesentlich von den Wasserzutrittsbedingungen ab. Bei den Experimenten mit 0,2 und 0,4 bar Wasserdruck erstarrt die Schmelze in weniger als 1 Minute nach Wasserzutritt. Die drei Experimente 7.5, 7.7 und 7.8 mit 0,0 bar Wasserdruck haben dagegen erwartungsgemäß die längsten Erstarrungszeiten. Mit einem höheren Kühlwasserdruck nimmt also die Erstarrungszeit ab. Bei dem Experiment 7.7 mit 108 kg Schmelzenmasse dauert der Erstarrungsprozeß ca. 11 Minuten. Durch die hohe Enthalpie der Schmelze können sich zunächst über einen Zeitraum von ca. 100 Sekunden keine erstarrenden Kanäle durch den abströmenden Dampf ausbilden. Erst nach dieser Zeit steigt die Volumenstromrate auf ca. 200 ml/s an (siehe Abb. 6.3.2.3).

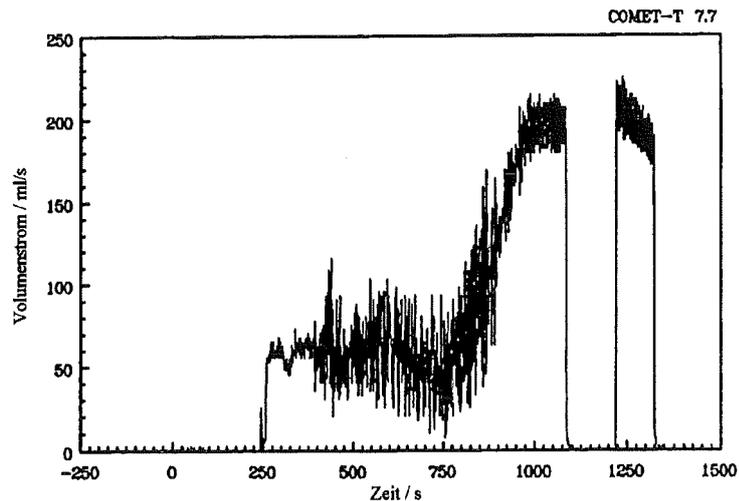


Abb. 6.3.2.3: Anstieg des Volumenstroms nach Ausbildung erstarrender Kühlkanäle in Experiment 7.7

Der Zeitpunkt des Überflutens der Schmelze korreliert mit dem Zeitpunkt des Erstarrens der Schmelze. Eine kurze Erstarrungszeit führt auch zu kurzen Überflutungszeiten der Schmelze. Obwohl in dem Experiment 7.4 die Schmelzenmasse mit 118 kg am größten ist, ist der Zeitpunkt des Flutens der Schmelze am kürzesten. Da die Schmelze durch die Zr-Zugabe bei Wasserzutritt sehr heiß ist, wird sie sehr stark fragmentiert. Durch die hohe Porosität der erstarrenden Schmelze sind auch die Erstarrungszeit und die Zeit des Flutens der Schmelze sehr kurz.

6.3.2.7 Kühlwasserstrom und Porosität

Die Experimente zeigen, daß Metall- und Oxidschmelzen bis zu 50 cm anfänglicher Höhe sicher gekühlt werden können. Dabei beträgt die Schichthöhe des Metalls ca. 10 cm, die des Oxids etwa 40 cm.

Der in den Experimenten gemessene Gesamtvolumenstrom des Kühlwassers beträgt durchschnittlich ca. 200 ml/s. In den Experimenten mit Zr-Zugabe und mit einem Wasserdruck von 0,2 oder 0,4 bar ist der Kühlwasserstrom mit über 300 ml/s am höchsten. Die Porosität beträgt in den Experimenten mit Zr mehr als 45 % im Metall, während sie in den Experimenten ohne Zr-Zugabe ca. 30 % beträgt. In allen Experimenten mit Wasserdruck von 0,2 oder 0,4 bar ist die Oxidschmelze sehr porös erstarrt, die Porosität beträgt durchschnittlich mehr als 50 %.

Experiment	7.1	7.2	7.3	7.4	7.5	7.6	7.7	7.8	7.9
Schmelzenmasse/ kg	54	59 +5 kg Zr	108	118 +10 kg Zr	54	54	108	59 +5 kg Zr	59 +5 kg Zr
Opferschichthöhe/ mm	10	10	10	10	10	10	10	10	10
Flutwasserdruck/ bar	0,2	0,2	0,2	0,2	0,0	0,4	0,0	0,0	0,4
Erosionszeit/ Wasserkontakt/ min	2:26	2:13	5:22	1:42	3:00	1:50	4:03	2:54	2:59
Oberfläche erstarrt/ min	3:17	3:00	6:08	2:30	5:39	3:50	15:00	10:00	3:50
bedeckt mit Wasser/ min	4:40	3:28	7:02	3:00	6:59	5:45	16:15	13:00	4:30
Gesamt Wasserzu- trittsrate/ ml/s	185	310	190	400	135	160	200	45	400
mittlere Verdamp- fungsrage / ml/s (erste 5 min nach Wasserkontakt)	100	150	100	200	65	100	50	20	200
Porosität/ % Oxid / Metall	69 / 33	67 / 49	62 / 29	--- / 54	66 / 33	49 / 38	32 / 22	44 / 45	64 / 45

Tab. 6.3.2.1: Überblick über die COMET-T Experimente der Versuchsserie II

6.3.2.8 Verdampfungsrate und abgeführter Wärmestrom

Aus dem Vergleich der Wasserzuströmung und der Gewichtszunahme des Tiegels während der Kühlung läßt sich die Verdampfungsrate ermitteln. Bei einsetzendem Wasserzutritt wird zunächst der Kühlwasserstrom vollständig verdampft. Damit ist in den Experimenten mit einem Flutwasserdruck von 0,2 bzw. 0,4 bar die anfängliche Verdampfungsrate zwischen 100 und 200 ml/s Wasser. Erst nachdem sich in der Schmelze erstarrte Kanäle ausgebildet haben, wird die Schmelze langsam geflutet, erkennbar an der Gewichtszunahme des Versuchstiegels, und die Verdampfungsrate nimmt ab. Dieser Zeitpunkt stimmt überein mit dem Erstarrungszeitpunkt der Oberfläche der Schmelze aus der Videobeobachtung.

Dies ist auch bei den Experimenten mit 0 bar Flutwasserdruck zu erkennen. Über einen langen Zeitraum von mehr als 2 Minuten nach Öffnen der Schmelzkappen strömt zunächst nur Dampf durch die Schmelze ab, der aus der Verdampfung des einströmenden Flutwassers von nur etwa 50 ml/s entsteht. Erst nachdem sich erstarrte Kanäle in der Schmelze ausgebildet haben - dies entspricht wiederum der Erstarrungszeit der Schmelze - wird die Schmelze geflutet und der Volumenstrom erreicht seinen Maximalwert.

Die abgeführten Wärmeströme liegen bei den Experimenten mit 0,2 und 0,4 bar Flutwasserdruck zu Beginn zwischen 250 und 500 kW und erreichen damit einen sehr hohen Wert (siehe Abb. 6.3.2.4). Aber auch in den Experimenten mit 0 bar Flutwasserdruck liegt der abgeführte Wärmestrom im Mittel über 100 kW und zeigt damit die sehr effektive Kühlung der Schmelze.

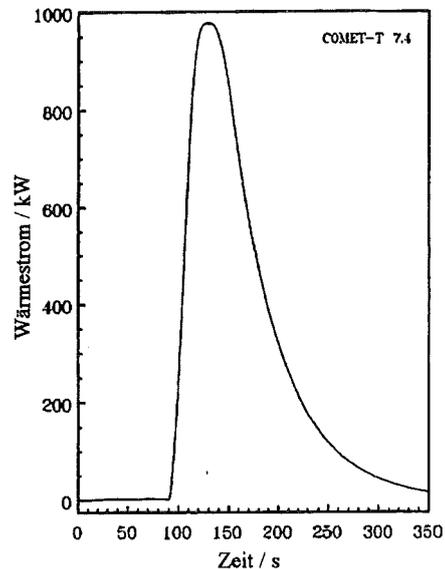


Abb. 6.3.2.4: abgeführter Wärmestrom an das Kühlwasser in Experiment 7.4

6.3.2.9 Aufheizung der Strukturen des Versuchsbehälters

In allen Experimenten bleibt die Temperatur der Bodenplatte unter 370 K. Die Temperaturen am Tiegel-außenmantel bleiben in allen Experimenten kleiner als 700 K. Nur in Experiment 7.7 mit einer Schmelzenmasse von 108 kg und 0 bar Wasserdruck beträgt die maximale Außentemperatur ungefähr 1000 K, bedingt durch den verzögerten Wasserzutritt. Erst als ein größerer Kühlwasserstrom die Schmelze abkühlt, sinkt auch die Außentemperatur. In keinem Experiment sind damit die äußeren Strukturen durch den thermischen Angriff der Schmelze gefährdet, da die Temperaturen niedrig bleiben.

Nachuntersuchungen an der Restbetonschicht zeigen, daß diese Schicht nach Kühlwasserzutritt nicht mehr weiter erodiert wird. Auch in den Experimenten mit Zr-Zugabe ist der Zeitraum, in dem das Zr mit dem zutretenden Kühlwasser reagiert, so kurz, daß die 5 cm hohe Restbetonschicht erhalten bleibt, und damit auch die Bodenplatte nicht stärker aufgeheizt wird. Auch die äußere Isolationsschicht wird von der Schmelze nicht angegriffen und bleibt vollständig erhalten.

6.3.3 Versuchsserie III

6.3.3.1 Versuchsaufbau

In dieser Versuchsserie wird die Kühlbarkeit von Schmelzen untersucht, die lediglich aus einem Oxidanteil bestehen. Dies wird bezüglich der Zusammensetzung der Schmelze als Grenzfall betrachtet, wenn der Metallanteil in der Kernschmelze gering ist oder der Metallanteil der Schmelze während der andauernden Betonerosion in Form kleiner Tropfen in die Oxidschmelze eingemischt wird. Das Verhalten einer auf diese Weise dispergierten 2-komponentigen Schmelze entspricht nach J.J. Foit (1996) eher einer reinen Oxidschmelze, weil die Oxidschmelze die kontinuierliche Phase ist und vom Volumenanteil deutlich überwiegt. Das Prinzip des Versuchsaufbaus wurde von der Versuchsserie II übernommen. Die Thermitmelze mit CaO-Zusatz wird aber nicht mehr direkt in dem Versuchsbehälter erzeugt, sondern in einem separaten Thermitreaktionstiegel gezündet. Nach ca. 1 Minute wird zunächst die nicht benötigte Metallschmelze in einen Behälter abgelassen und anschließend der oxidische Anteil der Schmelze über eine Gießrinne in den Versuchsbehälter abgegossen. Nach Erosion der 1 cm hohen Beton-Opferschicht erfolgt passiv der Wasserzutritt mit Aufschmelzen der Schmelzkappen. Die einsetzende Kühlung wird beobachtet und durch die Instrumentierung erfasst.

6.3.3.2 Versuchsparameter

Experiment	8.1	8.2	8.3	8.4 ¹⁾	8.5 ¹⁾	8.6 ¹⁾
Masse / kg	80	65	76	83	56	64
Fe / kg	15	0	6	11	0	0
Oxid / kg	65 (5 kg ZrO ₂)	65	70	72	56	64
Opferschichthöhe/ mm	10	10	10	10	10	10
Flutwasserdruck/ bar	0,2	0,2	0,4	0,4	0,0	0,2
Erosionszeit/ Wasserkontakt/ min	1:30	4:50	-	1:30	1:25	1:20
Oberfläche erstarrt/ min	2:00	5:50	8:00	2:00	2:00	1:50
bedeckt mit Wasser/ min	2:30	6:10	-	2:30	≥ 2:30	2:34
Gesamt Wasserzu- trittsrate/ ml/s	255	100	-	425	180	330
mittlere Verdamp- fungsrage / ml/s (erste 5 min nach Wasserkontakt)	100	50	-	150	70	120
Porosität/ %	60	30	-	51	30	50

1): mit verbesserter seitlicher Isolierung

Tab. 6.3.3.1: Überblick über die COMET-T Oxid Experimente

Da diese Experimente die Vergleichbarkeit mit den 2-Komponenten-Thermitschmelzen untersuchen sollen, werden die Versuchsparameter wie in den Referenzversuchen der Versuchserie I und II eingestellt. Einen Überblick über die durchgeführten Oxidexperimente gibt Tab. 6.3.3.1. Die angegebenen Anteile an Eisen resultieren im allgemeinen aus einer nicht idealen Trennung der Thermitschmelze bei Abguß. Die Menge ist aber klein und liegt dispergiert in der Oxidschmelze vor, so daß sie keinen Einfluß auf die Ergebnisse der Experimente hat.

6.3.3.3 Zusammensetzung der Schmelze

Vorausrechnungen mit dem WECHSL-Programm ergeben für die Experimente, daß durch die Verwendung der Oxidschmelze eine Betonschichtüberdeckung von 10 mm über den Schmelzkappen durch die heiße Schmelze erst in ca. 4 Minuten erodiert wird. Dennoch wurde auf eine Verringerung der Opferschichthöhe verzichtet. Um aber sicher zu stellen, daß die nicht nachbeheizte Schmelze genügend Energie besitzt, um die Schmelzkappen sicher zu öffnen, wurde in dem ersten Experiment in den Versuchsbehälter zusätzlich 5 kg Thermit und 5 kg Zr eingefüllt. Da die Erosion der Betonschicht über den Schmelzkappen in diesem Experiment ca. 90 Sekunden beträgt und damit ausreichend schnell ist, wurde in den weiteren Experimenten auf einen zusätzlichen Thermit- und Zr-Anteil in dem Versuchstiegel verzichtet.

6.3.3.4 Zeitdauer der Betonerosion

Wie aus der Tab. 6.3.3.1 ersichtlich, wurde in 4 Experimenten dieselbe Erosionszeit der Opferschichthöhe über den Schmelzkappen gemessen. Es dauert ca. 80 - 90 Sekunden bis die 10 mm Betonüberdeckung erodiert sind und die Schmelzkappen der Kühkanäle öffnen. Die Erosionsgeschwindigkeit beträgt somit ca. 0,1 mm/s. Nur in 2 Experimenten 8.2 und 8.3 wurde eine längere Erosionszeit gemessen, wobei es in dem Experiment 8.3 aufgrund einer zu hohen Betonschicht nicht zum Öffnen der Schmelzkappen kam. Zusätzlich sind dafür aber auch wegen der eventuell langsameren Erosion der Opferschicht und des späteren Zutritts des Kühlwassers die radialen Wärmeverluste in die MgO-Auskleidung von Bedeutung. Deshalb wurde in den nachfolgenden Experimenten ein Auskleidungsmaterial aus Al_2O_3 -Hohlkugeln verwendet, wodurch sich der Verlustwärmestrom in die seitliche Auskleidung auf 57 % verringert.

6.3.3.5 Erstarrungszeit

Die Erstarrungszeit der Oxidschmelzen ist in den Experimenten sehr einheitlich. Bereits ca. 30 Sekunden nach Wasserzutritt ist die Oberfläche der Schmelze in allen Experimenten erstarrt. Weitere 30 Sekunden später ist die erstarrte Schmelze überflutet, lediglich in dem Experiment 8.5 ist die Überflutung der Schmelze verzögert. Hier ist der Einfluß der Wasserzutrittsbedingungen deutlich zu erkennen. Wegen des geringen Flutwasserdrucks von 0,0 bar ist die Wasserzutrittsrate kleiner als in den übrigen Experimenten und damit der Zeitpunkt des Flutens der Schmelze verzögert.

6.3.3.6 Dampfexplosionen

Wie in den Experimenten 2.1 und 2.3 wurden auch in dem Experiment 8.1 in einem Zeitraum von 92 - 100 Sekunden nach Abguß der Schmelze, d.h. 2 - 10 Sekunden nach Was-

serzutritt, einige heftigere Wechselwirkungen zwischen dem zutretenden Wasser und der heißen Schmelze beobachtet (siehe Abb. 6.3.3.1), die in ihren Wirkungsgraden ähnlich den in dem Experiment 2.3 beobachteten sind. In den Wasserzuführungsleitungen werden einige stärkere Druckspitzen von bis zu 2 bar gemessen. Die Schmelze besitzt zu diesem Zeitpunkt noch eine sehr hohe Temperatur aufgrund der zusätzlichen chemischen Energie der eingesetzten 5 kg Zirkonium. Tabelle 6.3.3.2 gibt einen Überblick über die 3 stärksten gemessenen Kraftspitzen und die daraus resultierenden Impulse und kinetischen Energien. Der höchste Druckaufbau ereignet sich nach 92 s, der entsprechende Impuls, der aus dem Zeit-integral über der Kraftkurve ermittelt wurde, beträgt ca. 118 Ns. Die bei diesem Ereignis beteiligte Schmelzenmasse beträgt aber ca. 70 kg, also praktisch die gesamte Schmelzenmasse, woraus sich eine geringe kinetische Energie der Schmelze von 0,1 kJ ergibt. Zum Zeitpunkt 99 s, d.h. 7 Sekunden nach Wasserzutritt, ereignet sich ein weiterer stärkerer Druckaufbau, bei dem ca. 5 kg Schmelze aus dem Versuchstiegel herausgeworfen werden. Damit ergibt sich eine kinetische Energie von ca. 0,9 kJ, die höchste während der gesamten Wechselwirkung. Verglichen mit dem thermischen Energieinhalt in der Schmelze von ca. 110 MJ ist diese kinetische Energie aber klein, sie führt zu einem Wirkungsgrad von kinetischer zu thermischer Energie von nur 10^{-5} , ein Wert, wie er auch in der ersten Versuchsreihe ermittelt wird.

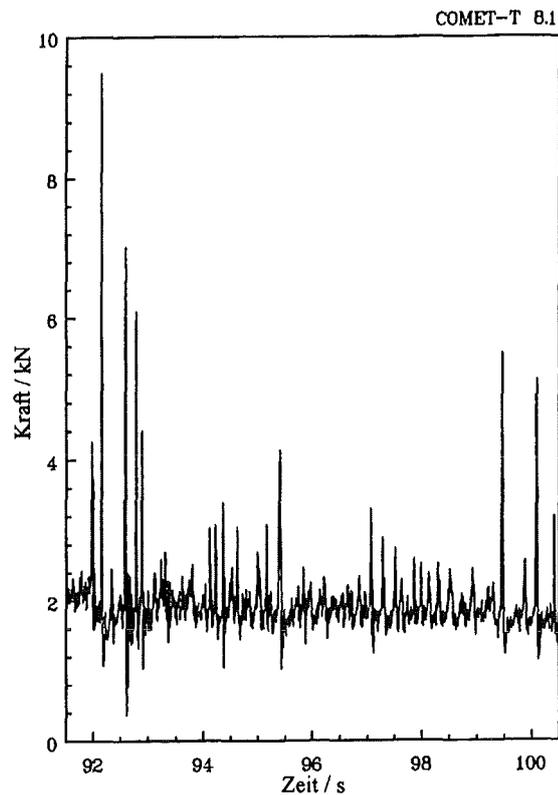


Abb. 6.3.3.1: Kraftkurve in Experiment 8.1, heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen im Zeitraum 92-100 s

Zeit/ s	Kraft/kN	Impuls/Ns	Zeit Δt /ms	Masse/kg	kin.Energie /J
1. 92 s	7.7	118	33	70	100
2. 99 s	3.7	95	64	5	880
3. 100 s	3.2	69	45	5	480

Tab. 6.3.3.2: gemessene Maximalkräfte zu verschiedenen Zeitpunkten in Experiment 8.1

6.3.3.7 Kühlwasser und Porosität

Die Experimente zeigen deutlich die Abhängigkeit des Erstarrungsverhaltens vom Wasserdruck. Bei einem hohen Wasserdruck von 0,4 bar in Experiment 8.4 wird die Schmelze durch den ersten Wasserkontakt stark aufgewirbelt und erstarrt mit einer hohen Porosität von 60 %. Aus diesem Grunde ist auch die Wasserzutrittsrate mit 425 ml/s sehr hoch (siehe Abbildung 6.3.3.2). Der Versuchsbehälter ist bereits nach 250 Sekunden geflutet, weshalb der Wasserzulauf abgeschaltet wurde. Die beiden durchgeführten Experimente mit 0,2 bar Wasserdruck zeigen ein ähnliches Verhalten. Die Volumenstromrate ist größer als 250 ml/s

und die Porosität größer als 50 %.

Bei einem Wasserdruck von 0 bar in Experiment 8.5 ist die Wechselwirkung der Schmelze mit dem zutretenden Wasser schwächer, aus dem Versuchsbehälter wird keine Schmelze ausgeworfen und die Porosität der erstarrten Schmelze ist mit ca. 30 % geringer. Die Volumenstromrate beträgt maximal 180 ml/s und ist damit zwar niedriger als in den anderen Oxid-Experimenten, aber immer noch groß genug, um die Schmelze schnell zu kühlen (siehe Abb. 6.3.3.3).

Ist die Erosionszeit der Betonopferschicht kurz, und damit die Temperatur der Schmelze bei einsetzendem Wasserzutritt hoch, erstarrt die Schmelze mit hoher Porosität, verbunden mit einer dadurch bedingten hohen Volumenstromrate. Bei verzögert einsetzendem Wasserzutritt durch eine lange Erosionszeit der Opferschicht, wie in dem Experiment 8.2 beobachtet, ist die Temperatur der Schmelze niedriger, hier macht sich gegenüber der Kernschmelze die fehlende Nachwärmeleistung bemerkbar. Damit führt der einsetzende Wasserzutritt zu einer geringeren Porosität in der Schmelze, verbunden mit einer kleineren Volumenstromrate. Alle Tiegelschnitte der Oxid-Experimente zeigen insgesamt große Hohlräume in der erstarrten Schmelze, die durch kleinere Kanäle verbunden sind, und eine zerklüftete, offene Schmelzenoberfläche (siehe Abb. 6.3.3.4). Reine Oxidschmelzen bis zu 40 cm anfängliche Höhe können damit sicher gekühlt werden.

6.3.3.8 Verdampfungsrate und abgeführter Wärmestrom

In Abb. 6.3.3.5 sind die Verdampfungsraten der Experimente 8.4, 8.5, 8.6 dargestellt, die aus der Differenz des zutretenden Wasservolumens und der Gewichtszunahme des Versuchsbehälters gebildet werden. Da die Versuchsbedingungen bis auf den Wasserdruck gleich sind, lassen sich diese 3 Versuche sehr gut miteinander

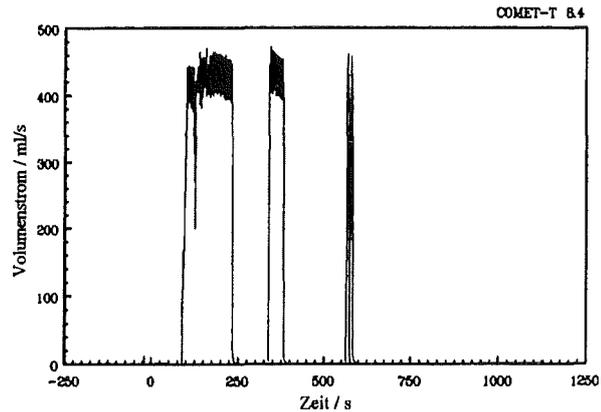


Abb. 6.3.3.2: Kühlwasserstrom bei 0,4 bar Wasserdruck in Experiment 8.4

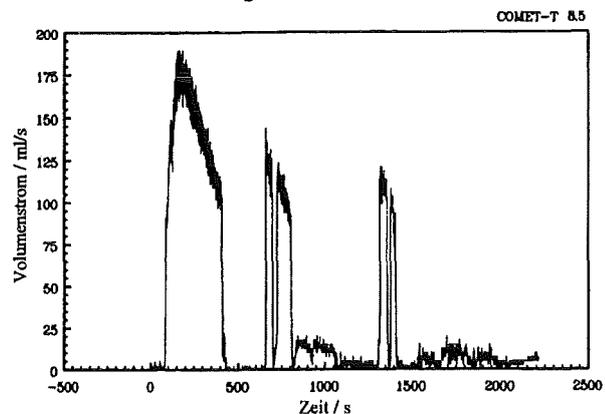


Abb. 6.3.3.3: Kühlwasserstrom bei 0 bar Wasserdruck in Experiment 8.5



Abb. 6.3.3.4: Aufsicht auf die porös erstarrte Oxidschmelze

der vergleichen.

Zu Beginn wird das zutretende Kühlwasser in allen 3 Experimenten vollständig verdampft. Aufgrund des hohen Wasserdrucks wird in dem Experiment 8.4 der höchste Volumenstrom von fast 400 ml/s ca. 30 Sekunden nach Wasserzutritt erreicht. Anschließend wird die Schmelze langsam durch das zutretende Wasser geflutet, die Verdampfungsrate sinkt ab und ist nach ca. 200 Sekunden praktisch 0. Auch das Experiment 8.6 erreicht mit 325 ml/s verdampfendem Wasser ca. 50 Sekunden nach Wasserzutritt einen sehr hohen Wert, der dann in einem praktisch gleichen Verlauf abfällt wie in Experiment 8.4.

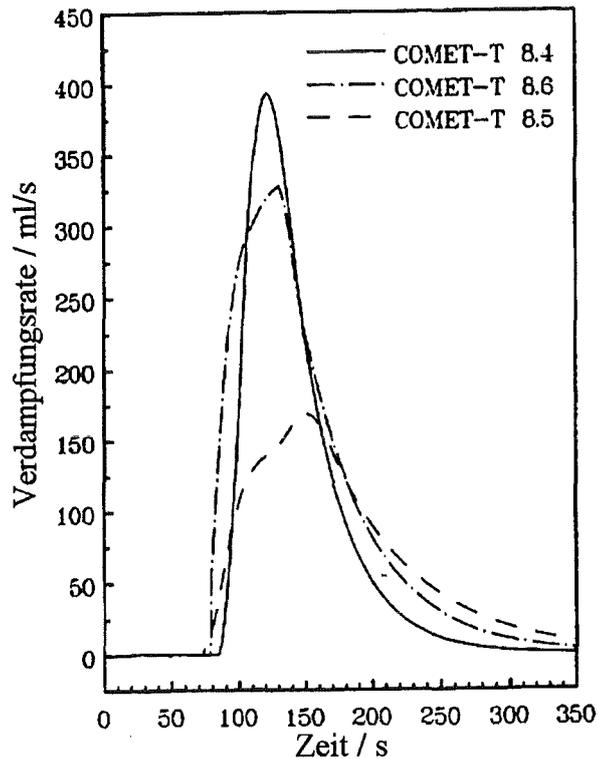


Abb. 6.3.3.5: Vergleich der Verdampfungsraten bei verschiedenem Wasserdruck von 0 - 0,4 bar in Experiment 8.4, 8.5, 8.6,

Einen anderen Verlauf zeigt das Experiment 8.5 mit 0 bar Wasserdruck. Der maximale Wert der Verdampfungsrate ist mit ca. 150 ml/s ca. 50 Sekunden nach Wasserzutritt etwa halb so groß wie in Experiment 8.6. Da die Schmelze aber aufgrund des geringeren zutretenden Volumenstromes langsamer gekühlt wird, sinkt die Verdampfungsrate langsamer ab und hat etwa 200 Sekunden nach Wasserzutritt noch einen Wert von 25 ml/s. Das Integral über die Verdampfungskurve ist in allen drei Versuchen etwa gleich.

Aus der Verdampfungsrate folgt durch Multiplikation mit der Verdampfungswärme des Wassers der abgeführte Wärmestrom. Bei einem hohen Flutwasserdruck beträgt der maximale Wärmestrom aus der Schmelze fast 1 MW, aber selbst in dem Experiment 8.5 mit 0 bar Flutwasserdruck beträgt er noch 400 kW. Das ist wesentlich mehr als aus einer Kernschmelze aufgrund der Nachwärme abgeführt werden muß und erklärt die schnelle Erstarrung der Schmelze.

Zum Vergleich ist in Abb. 6.3.3.6 der Temperaturverlauf in der Schmelze für das Experiment 8.6 dargestellt. Die Tauchsonde mit einem W-Re-Thermoelement wurde ca. 60 Sekunden nach Schmelzeneinguß in die Schmelze eingefahren. Sie erreicht ca. 90 Sekunden nach Beginn Einguß ihren Maximalwert von ca. 1400 K.

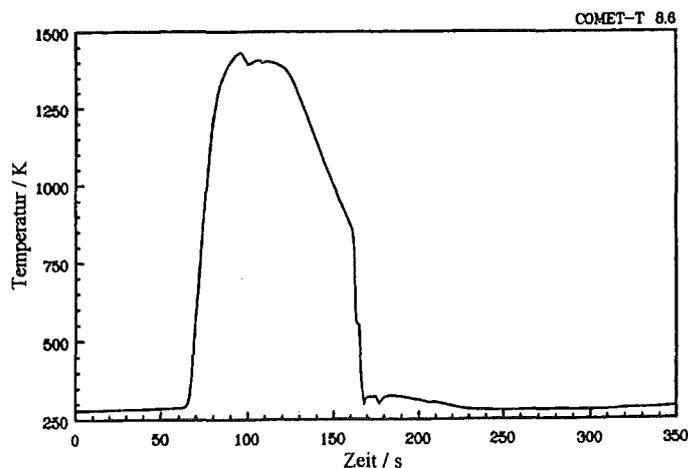


Abb. 6.3.3.6: Temperaturabnahme in der Schmelze in dem Zeitraum 125 - 160 s in Experiment 8.6

Dieser Wert entspricht aber nicht der Temperatur der Schmelze zu diesem Zeitpunkt, da durch den einsetzenden Wasserzutritt die Temperatur der Tauchsonde bereits abgesenkt wird. Aus dem Temperaturverlauf der Tauchsonde in dem Zeitbereich von 125 - 160 Sekunden ergibt sich mit einer Temperaturabsenkung von $\Delta T = 500$ K eine zeitliche Temperaturabnahme von 14 K/s. Das entspricht mit den Stoffdaten der Schmelze einem mittleren Wärmestrom aus der Schmelze von 650 kW. Dieser Wert bestätigt sehr gut den an das zutretende Kühlwasser abgeführten Wärmestrom in diesem Zeitbereich, der sich aus Abb. 6.3.3.5 zu etwa 600 kW ergibt.

6.4 Diskussion der Ergebnisse

Die Experimente identifizieren die wichtigen Phänomene der Fragmentation und der Kühlbarkeit von heißen Schmelzen durch Wasserzutritt von unten. Nachfolgend sind die wichtigsten Einflüsse zusammengefaßt, die die Zusammensetzung, Masse und Temperatur der Schmelze und die Wasserzutrittsbedingungen haben.

6.4.1 Zusammensetzung der Schmelze

In den Experimenten wurden geschichtete Metall- und Oxidschmelzen und reine Oxidschmelzen eingesetzt. Die Zusammensetzungen, Temperaturen und übrigen physikalischen Eigenschaften sind dabei vergleichbar den erwarteten Eigenschaften der Schmelzen im Kernschmelzenunfall. Damit können diese Experimente als repräsentativ angesehen werden. Die Zugabe des metallischen Zirconiums in der Schmelze bewirkt einen zusätzlichen Energiebeitrag aus der Zr-Reaktion und erhöht damit die Temperatur der Schmelze.

6.4.2 Temperatur der Schmelze und Zähigkeit

In den Experimenten mit 5-10 kg Zr-Zugabe und den Experimenten mit einer reduzierten Opferschicht von 5 mm hat die Schmelze bei Beginn des Wasserzutritts noch ihre anfängliche, sehr hohe Temperatur von ca. 2150 K und damit eine niedrige Zähigkeit. Die wärme-freisetzende Reaktion des Zr wird durch den Wasserzutritt drastisch intensiviert und damit wird die Abkühlung der Schmelze merklich verzögert, bis das metallische Zr oxidiert ist. Nach dieser verhältnismäßig kurzen Reaktionsphase für die Zr-H₂O-Reaktion setzt nachfolgend schnell die Abkühlung der Schmelze auf die Erstarrungstemperatur mit ausreichend poröser Erstarrung des Schmelzregulus ein.

6.4.3 Opferschicht

Die Zerstörung des Betons und die Einmischung der Opferschicht in die Schmelze ist wichtig für die Absenkung der zu Beginn hohen Temperatur der Schmelze. Die Experimente zeigen, daß keine heftigen Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen beobachtet werden, falls die Temperatur der Schmelze bis zum Beginn des Wasserzutritts durch eine ausreichende Betonerosion abgesenkt wird. Auch in diesen Fällen sind trotz der weniger intensiven Fragmentation der Schmelze aufgrund ihrer höheren Viskosität die Wasserzutrittsraten ausreichend groß, um die Schmelze schnell zu kühlen. Die Opferschicht sollte deshalb eine genügende Höhe besitzen, um die anfänglich hohe Temperatur der Schmelze vor dem ersten Wasserzutritt abzusenken.

6.4.4 Flutwasserdruck

Die Erstarrungszeit der Schmelze hängt ganz wesentlich von dem Druck des Kühlwassers ab. Bei den Experimenten mit 0,2 bzw. 0,4 bar Flutwasserdruck erstarrt die Schmelze in ca. 1 Minute nach Beginn des Wasserzutritts, während bei den Experimenten mit 0 bar Flutwasserdruck i.a. längere Erstarrungszeiten beobachtet werden. Auch die Porosität in der erstarrten Schmelze ist bei den Experimenten mit 0 bar Flutwasserdruck kleiner, wodurch auch die Wasserzutrittsrate klein ist.

6.4.5 Heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen

Nur in 3 Experimenten wurden heftigere Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen beobachtet. In diesen Experimenten ist, bedingt durch eine geringe Opferschichthöhe oder die Zugabe von metallischen Zirconium, die Temperatur der Schmelze zu Beginn des Wasserzutritts noch sehr hoch. Ebenfalls ist ein Einfluß des Wasserdrucks auf die Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen zu sehen. Bei einem hohen Wasserdruck sind die ablaufenden Ereignisse heftiger, während bei 0 bar Wasserdruck keine Dampfexplosionen beobachtet werden. Insgesamt sind aber bei diesen 3 Experimenten die auftretenden Umsetzungswirkungsgrade von thermischer zu kinetischer Energie mit etwa 10^{-5} so klein, daß sich keine Gefährdung für die Kernfängerkonstruktion oder die umgebenden Strukturen ergibt.

6.4.6 Wärmeaustrag aus der Schmelze

Zu Beginn des Wasserzutritts wird über einen Zeitraum von 30-50 Sekunden der gesamte zutretende Kühlwasserstrom verdampft. Abhängig von den Wasserzutrittsbedingungen liegt deshalb der an das zutretende Kühlwasser abgeführte Wärmestrom bei ca. 0,5 MW. Bezogen auf die Grundfläche der Kühleinrichtung liegt dieser Wert um mehr als eine Größenordnung höher als der aufgrund der Nachzerfallwärme stationär abzuführende Wärmestrom aus einer Kernschmelze.

6.4.7 Fragmentation

Aus den Experimenten wird als dominierender Fragmentationsmechanismus die schnelle Verdampfung des zutretenden Kühlwassers erkannt. Die aus der Verdampfung entstehenden Blasen expandieren in die Schmelze. Dies führt bedingt durch die hohe Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen zu Instabilitäten der Blasen und zu Blasenzerfall, zum anderen zu einer turbulenten Badbewegung, die wiederum zum weiteren Blasenzerfall beiträgt. Damit wird ein großer Gasvolumenanteil in der Schmelze erzeugt, der zu einer großräumigen Fragmentation führt. Bei der Erstarrung dringt in diese Hohlräume Kühlwasser ein und bewirkt die langzeitige Kühlung der Schmelze.

Die Porosität der erstarrten Schmelze ist im Oxid mit etwa 50 % größer als im Metall mit etwa 30 %. Als Ursache hierfür wird der Verlauf der Viskosität über der Temperatur gesehen. Das flüssige Metall hat eine konstante und gegenüber dem Oxid niedrige Viskosität und erstarrt bei Abkühlung mit einem schnellen Phasenwechsel. Im Oxid hingegen nimmt die Viskosität bei Temperaturabnahme stark zu. Deshalb bilden sich größere aufsteigende Blasen aus, die bei der Erstarrung der Oxidschmelze zu einer höheren Porosität führen. Dies entspricht dem Verhalten der Blasen, wie es in den Experimenten mit Silikonölen in Kapitel 4 beobachtet wird.

Sowohl geschichtete Metall- und Oxidschmelzen als auch reine Oxidschmelzen werden durch den Wasserzutritt von unten sehr effektiv gekühlt. Die durchschnittliche Wasserzutrittsrate von größer 100 ml/s ist um eine Größenordnung höher als zur Kühlung der Kernschmelze notwendig, bezogen auf die Ausbreitungsfläche der Kühleinrichtung. Damit können Schmelzen von ca. 40 cm anfängliche Höhe aufgrund des sehr wirksamen Fragmentationsprozesses durch Wasserzutritt von unten schnell und langfristig gekühlt werden. Das Verhalten der reinen Oxidschmelzen unterscheidet sich im Hinblick auf die Kühlbarkeit nicht wesentlich vom Verhalten der geschichteten Metall- und Oxidschmelzen.

7. Modellansätze zur Fragmentation

7.1 Modell für die Ausbildung freier Kühlkanäle in Schmelzen

7.1.1 Zielsetzung

Die im Experiment beobachtete thermische Fragmentation der Schmelze und deren langfristige Kühlung ist ein sehr komplexer Prozess, dessen modellmäßige Beschreibung als sehr schwierig erscheint. Eine einfache mechanistische Modellierung des Fragmentations- und Abkühlvorgangs kann aber dazu beitragen, das Verständnis für die wesentlichen Abläufe zu verbessern, und kann so zu einer vertieften Bewertung der Kühlvorrichtung in der Reaktor-anwendung beitragen.

Hier soll mit einem ersten Schritt der Beginn der Kühlung einer Schmelze beschrieben werden, wie sie für das in der Einleitung dargelegte Kühlkonzept in den Versuchen beobachtet wurde. Das Modell hat zum Ziel, die beobachtete Ausbildung von freien Kühlkanälen in der Schmelze bei der Kühlwasserzufuhr über Düsen an der Unterseite der Schmelze zu beschreiben. Mit einem weiteren Modell in Abschnitt 7.3 soll ferner mit Hilfe einer Stabilitätsbetrachtung am freien Einzelkühlkanal der Ansatz zur Verzweigung vom Einzelkanal zu einem System von verästelten freien Kühlkanälen aufgezeigt werden.

7.1.2 Phänomenologie

Mittels einer vereinfachten Kräftebilanz für die Aufwärtsbewegung der Blase wurde ein einfaches physikalisches Modell (W. Tromm, M. Bürger, 1995) entwickelt, um die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse zu beschreiben, wenn nach Öffnen einer Düse ein Wasserdampf-Gemisch in eine Schmelzenschicht eindringt. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Wechselwirkung zwischen dem Blasenauftieg und der seitlichen Expansion des Blasenstamms. Im Modell werden deshalb die Form der Blasenkrone und der sich nach unten anschließende Kanal beschrieben. Eine Skizze des Modells zeigt Abbildung 7.1.1.

Es besteht aus 2 getrennten Zweiphasen-Gebieten. Ein zylindrischer Ringraum verbindet die Öffnung am Boden der Schmelzenschicht mit dem Blasengebiet. Den Kern des Ringraums bildet eine Wassersäule. Der umschließende Gasringraum wird durch die Verdampfung des Wassers in Form von Filmsieden erzeugt. Diese Modellvorstellung beruht auf den Beobachtungen aus den COMET-P Experimenten mit Kunststoffschmelzen in Kapitel 5.

Das Modell für die Dampfblase mit freiem Kühlkanal beschreibt folgende Vorgänge: Dampf kann in das Kanalgebiet eintreten durch die Öffnung im Boden oder kann produziert werden durch die Verdampfung über den Rand des Wasserkerns. Der Dampf strömt aufwärts durch das Kanalgebiet in die Blase, die ebenfalls vorwiegend aus Dampf besteht. Die Blase steigt durch Auftriebskräfte nach oben, wobei durch den Abstand der Blase von der Eintrittsöffnung und deren Radius die Länge des Kanals und die Höhe des Blase-Kanal-Systems bestimmt wird.

Druckdifferenzen zwischen dem Bereich der Blase, der Ringraumströmung sowie dem zugeordneten hydrostatischen Druck in der umgebenden Schmelze bestimmen die laterale Ausdehnung der beiden Gebiete. Der Radius des Wasserkerns wird in dem Modell konstant ge-

halten. Die Dampfmenge, die über den Ringraum in die Blase strömt, hängt von den Druckdifferenzen in den beiden Gebieten ab. Das gleiche gilt auch für die Dampfströmung, die über die Düsenöffnung erfolgt.

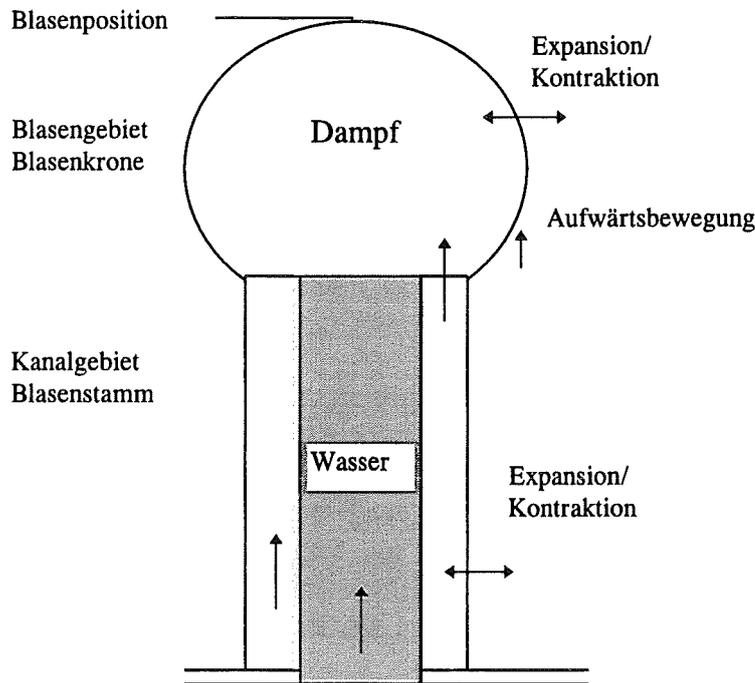


Abb. 7.1.1: Modell für die Dampfblase mit freiem Kühlkanal

7.2 Analytische Formulierung des Modells

7.2.1 Blasenbereich

Für die Aufwärtsbewegung der Blase in der Schmelze werden die zugehörigen Erhaltungsgleichungen formuliert. Im Modell wird der Einfluß der unterschiedlichen Formen der Blase durch Beziehungen für den Widerstandsbeiwert berücksichtigt. Ferner ändert sich die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blase durch die Beschleunigung aufgrund des Auftriebs. Dies kann zu unterschiedlichen Blasenformen führen.

Für den Blasenbildungsprozeß werden die Bilanzsätze der Thermo-Fluidodynamik verwendet. Es gilt bei einer räumlich integralen Betrachtung:

$$\text{Massenerhaltung} \quad \frac{d}{dt}(\rho_b V_b) - \rho A w|_{z_c} = 0, \quad (7.2.1.1)$$

$$\text{Impulserhaltung} \quad \frac{d}{dt}(\rho_b V_b w_b) - \rho A w^2|_{z_c} = (\rho_m - \rho_b)gV_b - \frac{1}{2}c_w \rho_m w_b^2 \pi r_b^2, \quad (7.2.1.2)$$

$$\text{Energieerhaltung} \quad \frac{d}{dt}(\rho_b V_b c_v T_b) - c_p T \rho A w|_{z_c} + p_b \frac{dV_b}{dt} = \dot{Q}_b, \quad (7.2.1.3)$$

wobei die Beziehung

$$\dot{Q}_b = \alpha(T_m - T_b)4\pi r_b^2 \quad (7.2.1.4)$$

den Wärmeübergang von der Schmelze in die Blase beschreibt mit den Größen

- α - Wärmeübergangskoeffizient,
- T_m - Temperatur der Schmelze,
- T_b - Temperatur der Blase,
- r_b - Radius der Blase.

Für die radiale Ausdehnung der Blase, die zusätzlich zur Aufwärtsbewegung erfolgt, kann nach M.S. Plesset, S.A. Zwick (1952) folgende Differentialgleichung benutzt werden:

$$r_b \ddot{r}_b + \frac{3}{2} \dot{r}_b^2 = \frac{1}{\rho_m} (p_{b,eff} - p_m) \quad (7.2.1.5)$$

mit

$$p_{b,eff} = p_b - 2 \frac{\sigma_m}{r_b} - 4\eta_m \frac{\dot{r}_b}{r_b}, \quad (7.2.1.6)$$

$$p_m = p_{atm} + \rho_m g (h - z_b). \quad (7.2.1.7)$$

Die Plesset-Zwick-Gleichung besagt, daß die Trägheitskräfte bei der Expansion bzw. Kontraktion der Blase gleich der Druckdifferenz über dem Blasenrand sind. Der momentane effektive Druck innerhalb der Blase berücksichtigt dabei den Einfluß der Oberflächenspannung und der viskosen Scherkräfte in der Schmelze. Der Druck außen an der Blase ist gegeben durch den hydrostatischen Druck der Schmelze.

7.2.2 Der freie Kühlkanal

Im Modell ist die Blase mit der Eintrittsöffnung durch einen axialsymmetrischen Ringkanal verbunden. Innerhalb des Kanals befindet sich ein Wasserkern mit einem konstanten Radius und der gleichen Höhe wie der Kanal selbst, dessen Höhe wiederum bestimmt ist durch die vertikale Position und den Radius der Blase. Die Dynamik des Wasserkerns wird dabei nicht berücksichtigt, wohl aber die Verdampfung von Wasser am Rand des Kerns. Innerhalb des Kanals werden einheitliche Zustände vorausgesetzt, d.h. die Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur und der Radius werden als konstant über der Kanalhöhe angenommen.

Damit lassen sich für diesen Bereich in ähnlicher Weise Erhaltungsgleichungen formulieren. Die folgenden Beziehungen gelten für einen eindimensionalen Strömungsvorgang im Ringkanal

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho A w) = \dot{M}. \quad (7.2.2.1)$$

Die Integration über die Höhe z liefert bis zu einer Höhe z_c

$$\frac{d}{dt}(\rho_c A_c z_c) + \rho A w|_{z_c} - \rho A w|_0 = \dot{M}_{ev}. \quad (7.2.2.2)$$

Hier bedeutet $A_c = \pi r_c^2 - \pi r_w^2$ die Fläche des Ringkanals. (7.2.2.3)

Der zweite Term auf der linken Seite der Gleichung gibt den Massenstrom vom Kanal in die Blase an, während der dritte Term den Massenstrom von der Eintrittsöffnung in das Kanalgebiet beschreibt. Dafür setzen wir

$$\rho A w|_0 = \dot{M}_n. \quad (7.2.2.4)$$

Der Term \dot{M}_{ev} bezeichnet in der Gleichung die Verdampfung aus dem Wasserkern durch Filmsieden. Es gilt nach dem VDI-Wärmeatlas (1995):

$$\dot{M}_{ev} = \gamma \frac{\lambda (T_m - T_{sat}) 2\pi r_w z_c}{(r_c - r_w) h_{fg}} \quad (7.2.2.5)$$

mit

- λ - Wärmeleitfähigkeit,
- T_{sat} - Sättigungstemperatur des Wassers,
- h_{fg} - Verdampfungsenthalpie,
- γ - Faktor zur Variation der Verdampfungsstärke.

Die Gleichung für die Impulsbilanz im Dampfingraum lautet in einer eindimensionalen Darstellung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A w) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho A w^2) = F. \quad (7.2.2.6)$$

Die Integration über die Höhe z führt zu

$$\frac{d}{dt}(\rho_c A_c w_c z_c) - \rho A w^2|_{z_c} - \rho A w^2|_0 = F, \quad (7.2.2.7)$$

wobei F die Kräfte sind, die auf den vertikalen Dampfstrom wirken. Folgende Kräfte spielen eine Rolle:

Auftrieb $F_b = (\rho_m - \rho_c) g A_c z_c, \quad (7.2.2.8)$

Reibungskraft $F_f = -c_F \rho_c w_c^2 \pi r_c z_c, \quad (7.2.2.9)$

sowie die resultierende Druckkraft aus dem Über- und Unterdruck in der Blase oder dem Kanal in der Form

$$F_p = -\left(p_{b,eff} - p_{c,eff}\right)A_c, \quad (7.2.2.10)$$

mit

$$p_{b,eff} = p_b - \left(p_{atm} + \rho_m g(h - z_b)\right), \quad (7.2.2.11)$$

$$p_{c,eff} = p_c - \left(p_{atm} + \rho_m g(h - 0.5z_c)\right). \quad (7.2.2.12)$$

Damit nimmt die Impulserhaltungsgleichung die endgültige Form an:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\rho_c A_c w_c z_c \right) - \rho A w^2 \Big|_{z_c} - \rho A w^2 \Big|_0 = \\ \left(\rho_m - \rho_c \right) g A_c z_c - c_F \rho_c w_c^2 \pi r_c z_c - \left(p_{b,eff} - p_{c,eff} \right) A_c \end{aligned} \quad (7.2.2.13)$$

Für die Energieerhaltung ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_c A_c z_c c_v T_c \right) + c_p T \rho A w \Big|_{z_c} - c_p T \rho A w \Big|_0 - c_p T_{sat} \dot{M}_{ev} + p_c \frac{dV_c}{dt} = \dot{Q}_c. \quad (7.2.2.14)$$

Wie im Blasenbereich beschreibt auch hier \dot{Q}_c den Wärmestrom von der Schmelze in das Kanalgebiet

$$\dot{Q}_c = \alpha \left(T_m - T_c \right) 2\pi r_c z_c. \quad (7.2.2.15)$$

Die radiale Ausdehnung des Gasraums wird hier in der gleichen Weise behandelt wie für den Blasenbereich, nämlich mit Hilfe der Plesset-Zwick-Gleichung in der Form

$$\left(\dot{r}_c^2 + r_c \ddot{r}_c \right) \ln \frac{r_g}{r_c} + \frac{r_c^2 \dot{r}_c^2}{2r_g^2} - \frac{1}{2} \dot{r}_c^2 = \frac{1}{\rho_m} \left(p_{c,eff} - p_m \right) \quad (7.2.2.16)$$

mit

$$p_{c,eff} = p_b - \frac{\sigma_m}{r_c} - 2\eta_m \frac{\dot{r}_c}{r_c} \quad (7.2.2.17)$$

und

$$p_m = p_{\text{atm}} + \rho_m g(h - z_c). \quad (7.2.2.18)$$

Die numerischen Lösungen dieser Gleichungen werden in Abschnitt 7.4 diskutiert.

7.3 Modell für das dynamische Verhalten der freien Ringraumströmung

Unter bestimmten Bedingungen können sich, wie in den COMET-P Experimenten beobachtet wird, Kanäle ausbilden, die von der Öffnung am Behälterboden bis zur Oberfläche des Schmelzbades reichen. Nach einiger Zeit wird an den Seitenwänden der Kanäle die Bildung von Verzweigungen beobachtet, die gewöhnlich mit einer verstärkten Dampfbildung an der Verzweigungsstelle einhergehen. Dieser Prozeß führt zu einer intensiven Vermischung von Gas und Schmelze und schließlich im Endstadium zur Ausbildung der porös erstarrten Schmelzenstruktur, die eine gute Kühlung des Schmelzenmaterials zuläßt.

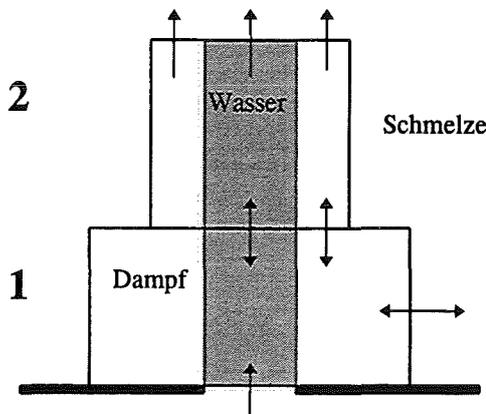


Abb. 7.3.1: Modell für das dynamische Verhalten der freien Ringraumströmung

Um Hinweise auf den Auslösungsmechanismus der Kanalverzweigung zu erhalten, wurde von W. Tromm, M. Bürger (1995) ein Modell entwickelt, das aus 2 übereinander angeordneten Zellen des Ringraums besteht (siehe Abb. 7.3.1). Die Zellen werden in ihrer vertikalen Ausdehnung als begrenzt angenommen. Sie können sich nur in horizontaler Richtung ausdehnen oder zusammenziehen. Sie sind miteinander gekoppelt über den Dampfstrom, der den Druckaufbau in den Zellen beeinflusst. Dieser wirkt sich wieder auf die laterale Bewegung der Zelle aus. Ein größerer Radius der unteren Zelle wird als Hinweis auf den Beginn einer Kanalverzweigung gewertet, weil der Dampf dann an der Stelle der größten Expansion einen neuen Kanal bilden könnte, anstatt nach oben abzufließen.

Die Gleichungen, die für dieses System der beiden Ringraum-Zellen gelöst werden müssen, sind nachfolgend zusammengestellt:

Massenerhaltung
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho A w) = \dot{M}. \quad (7.3.1)$$

Die Integration liefert für Zelle 1:

$$\frac{d}{dt}(\rho_1 A_1 z_1) + \rho A w|_1 - \rho A w|_0 = \dot{M}_{\text{ev1}} \quad (7.3.2)$$

mit

$$\rho A w|_0 = \dot{M}_n \quad (7.3.3)$$

und

$$\dot{M}_{ev1} = \gamma \frac{\lambda(T_m - T_{sat})2\pi r_w z_1}{(r_1 - r_w)h_{fg}}. \quad (7.3.4)$$

Entsprechende Beziehungen ergeben für Zelle 2:

$$\frac{d}{dt}(\rho_2 A_2 w_2 z_2) + \rho A w|_2 - \rho A w|_1 = \dot{M}_{ev2}, \quad (7.3.5)$$

$$\dot{M}_{ev2} = \gamma \frac{\lambda(T_m - T_{sat})2\pi r_w z_2}{(r_2 - r_w)h_{fg}}. \quad (7.3.6)$$

Für die Impulsbilanz folgt in der Zelle 1 nach Integration über die Zellhöhe z_1

$$\frac{d}{dt}(\rho_1 A_1 w_1 z_1) - \rho A w^2|_1 - \rho A w^2|_0 = F_1 \quad (7.3.7)$$

und entsprechend für Zelle 2

$$\frac{d}{dt}(\rho_2 A_2 w_2 z_2) - \rho A w^2|_2 - \rho A w^2|_1 = F_2 \quad (7.3.8)$$

mit

$$F_1 = (\rho_m - \rho_1)gA_1 z_1 - c_F \rho_1 w_1^2 \pi r_1 z_1 - (p_{2,eff} - p_{1,eff})A_1 \quad (7.3.9)$$

und

$$F_2 = (\rho_m - \rho_2)gA_2 z_2 - c_F \rho_2 w_2^2 \pi r_2 z_2 - (0 - p_{2,eff})A_2. \quad (7.3.10)$$

Für die Drücke gilt

$$p_{1,eff} = p_1 - \left(p_{atm} + \rho_m g(h - 0.5z_1) \right) \quad (7.3.11)$$

und

$$p_{2,\text{eff}} = p_2 - \left(p_{\text{atm}} + \rho_m g (h - z_1 - 0.5z_2) \right). \quad (7.3.12)$$

Für die Energieerhaltung folgt in den beiden Zellen:

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_1 A_1 z_1 c_v T_1 \right) + c_p T \rho A w \Big|_1 - c_p T \rho A w \Big|_0 + p_1 \frac{dV_1}{dt} = c_p T_{\text{sat}} \dot{M}_{\text{ev}1} + \dot{Q}_c, \quad (7.3.13)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_2 A_2 z_2 c_v T_2 \right) + c_p T \rho A w \Big|_2 - c_p T \rho A w \Big|_1 + p_2 \frac{dV_2}{dt} = c_p T_{\text{sat}} \dot{M}_{\text{ev}2} + \dot{Q}_c. \quad (7.3.14)$$

Das dynamische Verhalten der Grenzfläche zwischen Schmelze und Dampf Film wird in den Zellen wiederum durch die Plesset-Zwick-Gleichung beschrieben. Es gilt:

$$\left(\dot{r}_c^2 + r_c \ddot{r}_c \right) \ln \frac{r_g}{r_c} + \frac{r_c^2 \dot{r}_c^2}{2r_g^2} - \frac{1}{2} \dot{r}_c^2 = \frac{1}{\rho_m} \left(p_{c,\text{eff}} - p_m \right) \quad (7.3.15)$$

mit

$$p_{c,\text{eff}} = p_b - \frac{\sigma_m}{r_c} - 2\eta_m \frac{\dot{r}_c}{r_c}, \quad (7.3.16)$$

$$p_m = p_{\text{atm}} + \rho_m g (h - z_c). \quad (7.3.17)$$

Es ist entsprechend für den Radius $r_c = r_1$ für die untere Zelle und $r_c = r_2$ für die obere Zelle zu setzen, bzw. $z_c = z_1$ für die untere und $z_c = z_1 + 0.5 z_2$ für die obere Höhe der Zelle.

Eine Lösung der zeitabhängigen Differentialgleichung mit Hilfe einer numerischen Integration kann Anhaltspunkte über die zeitliche Entwicklung der beiden Teilabschnitte des Ringraumkanals geben. Ein zeitlich stark anwachsender Radius des unteren Kanalabschnitts kann als auslösender Mechanismus für eine Kanalverzweigung angesehen werden.

7.4 Rechnungen anhand der entwickelten Modellvorstellungen

7.4.1 Modellparameter

Ziel der Rechnungen ist, den Einfluß verschiedener Parameter auf das erste Aufbrechen der Schmelze durch den Wasser-Wasserdampf-Zutritt von unten zu untersuchen. Zunächst wird in den Rechnungen die Viskosität der Schmelze variiert. In einem weiteren Schritt werden dann für unterschiedliche Verdampfungsraten Rechnungen durchgeführt, um zu untersuchen, ob Bedingungen für die Ablösung eines Blasenschwarmes oder Hinweise auf eine seitliche Kanalverzweigung gewonnen werden können.

Eine Beobachtung der Ausbildung der porösen Struktur der Schmelze ist nur in den COMET-P Experimenten mit klarsichtigen Kunststoffschmelzen möglich. Für die Rechnungen werden deshalb die Bedingungen aus den COMET-P Experimenten mit Kunststoffschmelzen übernommen, um Aussagen aus den Rechnungen mit den Ergebnissen der Experimente vergleichen zu können.

7.4.2 Ergebnisse der Rechnungen mit dem Modell Dampfblase mit freiem Kühlkanal

Variation der Viskosität

Für die Rechnungen werden die gleichen Viskositäten der Schmelze gewählt wie in den COMET-P Experimenten, $\eta = 6 \text{ Pa s}$, $\eta = 1 \text{ Pa s}$ und $\eta = 0,1 \text{ Pa s}$. In allen 3 Fällen wächst der Blasenradius kontinuierlich an und erreicht einen Wert von 2,2-2,5 cm an der Schmelzenoberfläche. Die Expansion des Kanalradius nimmt mit zunehmender Viskosität zu, bei $\eta = 6 \text{ Pa s}$ ist er vergleichbar dem Radius der Blase, wogegen er bei $\eta = 0,1 \text{ Pa s}$ sehr viel kleiner als der Blasenradius bleibt (siehe Abb. 7.4.2.1 für $\eta = 6 \text{ Pa s}$ und Abb. 7.4.2.2 für $\eta = 0,1 \text{ Pa s}$). Nach einer Expansionsphase kontrahiert der Kanalradius wieder, in dem Fall für $\eta = 0,1 \text{ Pa s}$ sogar bis zum Wasserkern. Dies wird als Hinweis auf Blasenablösung angesehen. Dieser Sachverhalt gibt insoweit die Ergebnisse der Experimente wieder, die zeigen, daß bei höherer Viskosität sich ein Einzelkanal ausbildet, bei kleinerer Viskosität aber Blasenablösung beobachtet wird.

Variation der Verdampfungsrate

Um den Einfluß der Verdampfungsrate zu untersuchen, der in den Experimenten durch eine Fragmentation des Wasserkerns verursacht wird, wird in den Rechnungen der Verdampfungsfaktor durch den Parameter $\gamma \geq 1$ in der Gleichung variiert, die die Verdampfung von dem Wasserkern durch Filmsieden wiedergibt. Die Rechnungen werden durchgeführt für die

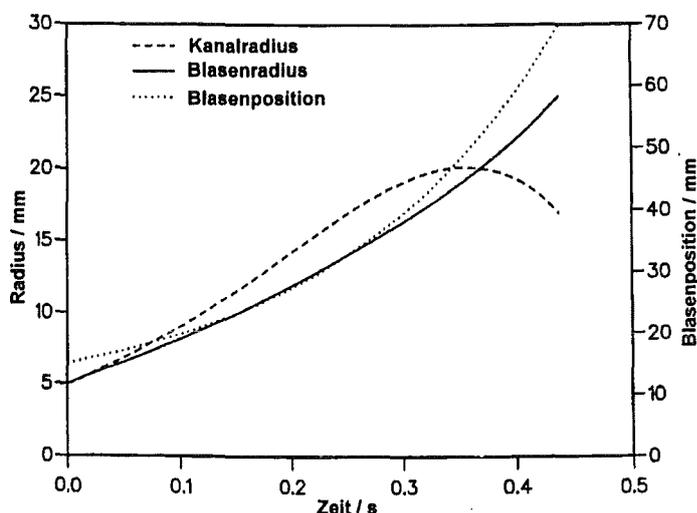


Abb. 7.4.2.1: Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta = 6 \text{ Pa s}$

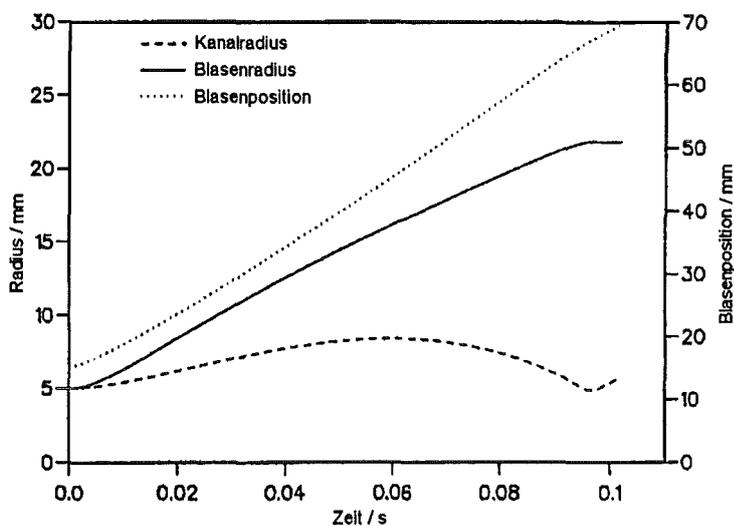


Abb. 7.4.2.2: Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta = 0,1 \text{ Pa s}$

Viskositäten der Schmelze $\eta = 6$ Pa s und $\eta = 0,1$ Pa s, wobei die Verdampfungsfaktoren auf 10 bzw. 100 erhöht sind (siehe Abb.7.4.2.3 und 7.4.2.4 für $\eta = 0,1$ Pa s). Für beide Viskositäten wächst der Blasen- und der Kanalradius mit zunehmender Verdampfungsrate an. Daraus folgt, daß sich durch eine höhere Verdampfungsrate Kanal- und Blasenradius angleichen. Dies deutet auf eine Einzelkanalausbildung hin. Auf der anderen Seite begünstigt die stärkere radiale Expansion des Kanalbereichs bei der verstärkten Verdampfung die Möglichkeit von seitlichen Verzweigungen. Dies wird mit dem Modell für die Ringraumströmung untersucht.

7.4.3 Ergebnisse der Rechnungen mit dem Modell für die Ringraumströmung

Variation der Viskosität der Schmelze

Die Rechnungen wurden mit Viskositäten der Schmelze von $\eta = 6, 3, 1$ und $0,1$ Pa s durchgeführt. Der Verdampfungsfaktor wurde auf $\gamma = 100$ gesetzt. Bei höheren Viskositäten der umgebenden Schmelze ist die seitliche Ausdehnung des Ringkanals kleiner, da für die Expansion ein höherer Überdruck notwendig wird (siehe Abb. 7.4.3.1). Bei niedrigen Viskositäten ist die erste Expansionsphase stärker aufgrund des kleineren Widerstandes der Schmelze gegenüber der Ausdehnung der Ringraumströmung. Da aber in beiden Zellen der Radius in etwa gleich anwächst, ergibt sich kein Hinweis auf eine Kanalverzweigung. Es wird aber ein starker

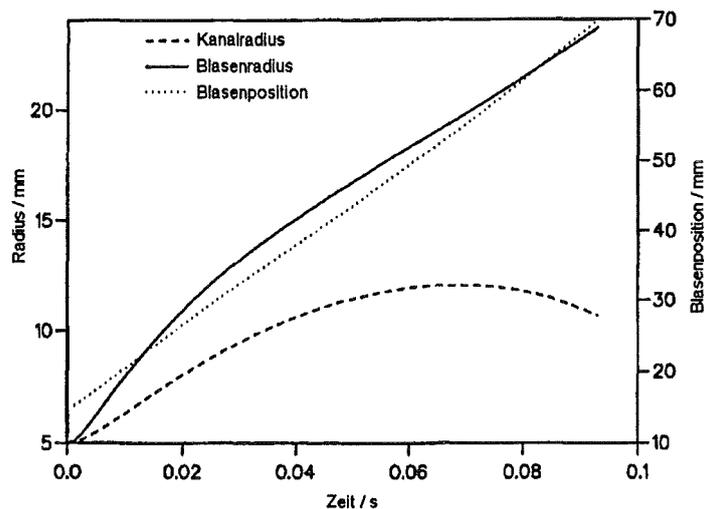


Abb. 7.4.2.3: Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta=0,1$ Pa s, $\gamma=10$

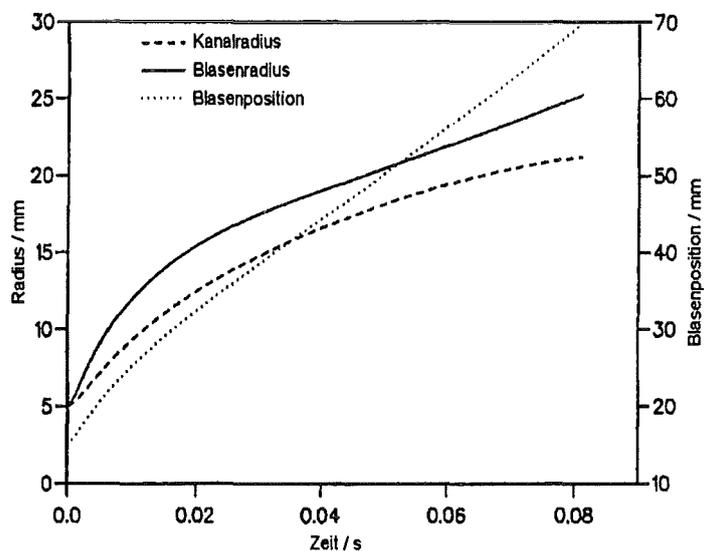


Abb. 7.4.2.4: Zeitliche Entwicklung des Blasen- und Kanalradius, $\eta=0,1$ Pa s, $\gamma=100$

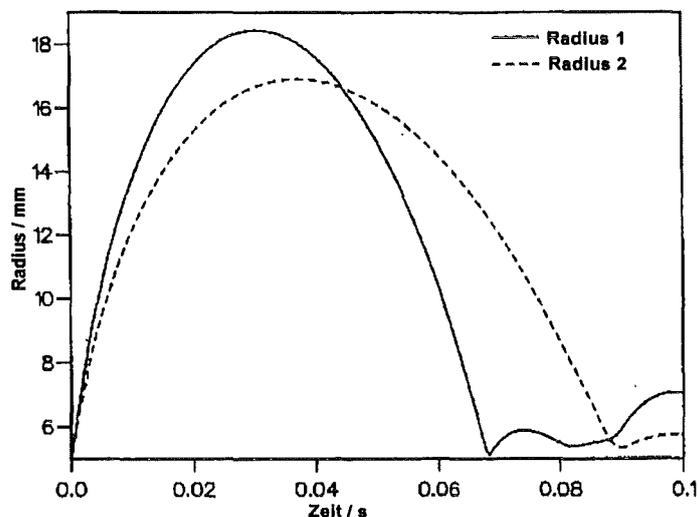


Abb. 7.4.3.1: Entwicklung der Radien der unteren (1) und oberen (2) Zelle, $\eta=6$ Pa s, $\gamma=100$

Einfluß der Viskosität auf die nachfolgende Expansionsphase beobachtet. Bei niedrigen Viskositäten wächst während der 2. Expansionsphase der Radius der unteren Zelle stärker an als der oberen (siehe Abb. 7.4.3.2). Ein Grund dafür liegt in der verzögerten Kontraktion der oberen Zelle, wodurch sich ein Druckaufbau ergibt, der zu einer Verkleinerung des Abströmquerschnitts von der unteren in die obere Zelle führt. Damit kann der Dampf nicht aus der unteren in die obere Zelle abströmen und es ergibt sich eine starke Expansion der unteren Zelle. Dies gibt einen Hinweis auf mögliche Kanalverzweigungen für niedrigere Viskositäten der Schmelze.

Variation der Verdampfungsrate

Die Verdampfungsrate wird variiert durch den Verdampfungsfaktor γ in den Gleichungen 7.3.4 und 7.3.6. Die Rechnungen werden mit den Stoffdaten der Kunststoffschmelze mit einer Viskosität $\eta = 6 \text{ Pa s}$ durchgeführt. 3 verschiedene Verdampfungs-faktoren werden gewählt: $\gamma = 1, 10, 100$. Als Anfangswert wird die Filmdicke auf $0,1 \text{ mm}$ gesetzt. Dies ist ein Wert, der kleiner als der Wert nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes ist. Ziel ist es dabei, die Reaktion des Systems auf diese Störung zu untersuchen, die zu einem Druckaufbau in den Zellen führt und damit zu einer stärkeren Expansion.

Alle 3 Fälle zeigen eine gedämpfte Oszillation der Radien. Dies ist in Abb. 7.4.3.3 für $\gamma = 10$ zu erkennen. Nach einigen Oszillationen erreichen die Radien den Gleichgewichtszustand, in dem der Radius der oberen Zelle größer ist, da der hydrostatische Druck in der Schmelze in diesem Höhenbereich kleiner ist und der Druck in der oberen Zelle größer ist, da der Dampfstrom aus der unteren in die obere Zelle zu einem zusätzlichen Druckaufbau in dieser Zelle führt. Eine größere Verdampfungsrate führt zu stärkeren und länger andauernden Oszillationen, insbesondere wächst die 1. Expansionsphase an, aber die untere Zelle expandiert

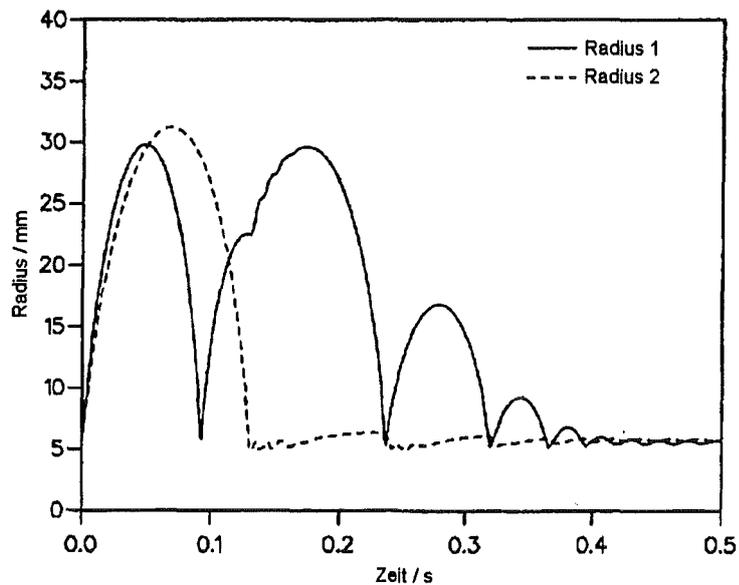


Abb. 7.4.3.2: Entwicklung der Radien der unteren (1) und oberen (2) Zelle, $\eta = 0,1 \text{ Pa s}$, $\gamma = 100$

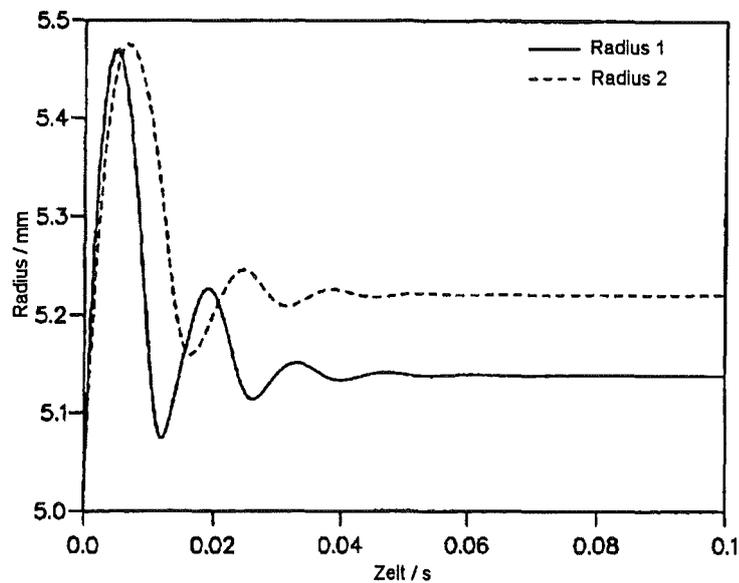


Abb. 7.4.3.3: Entwicklung der Radien der unteren (1) und oberen (2) Zelle, $\eta = 6 \text{ Pa s}$, $\gamma = 10$

nicht stärker als die obere (siehe Abb. 7.4.3.1 für $\gamma=100$). Damit ergibt sich hieraus kein Hinweis auf Kanalverzweigungen.

7.5 Schlußfolgerungen

Die Modellrechnungen geben Hinweise, die wesentliche Vorstellungen aus den experimentellen Beobachtungen tendentiell bestätigen. Niedrige Zähigkeiten der Schmelze und kleine Dampfbildungsraten begünstigen die Ausbildung von Einzelblasen. Hohe Zähigkeiten der Schmelze und hohe Dampfbildungsraten führen in der Tendenz zur Ausbildung von voluminösen Einzelkanälen oberhalb der Kühlwassereintrittsdüsen. Die freien Ränder dieser Dampfkanäle neigen bei bestimmten Parameterkonstellationen von Viskosität und Verdampfungsrate zu instabilen Verformungen in Form von Kanalerweiterungen und -kontraktionen. Dieser Vorgang kann als Initialereignis zu einer blasenartigen Verformung der primären Kanalwand mit nachfolgender Entwicklung von seitlichen Strömungsverzweigungen in Form von Seitenkanälen interpretiert werden.

Es bedarf neben der Herleitung dieses physikalisch plausiblen und mit den Beobachtungen verträglichen Modells für die Anfangsphase des Wasserzutritts in die Schmelzphase weiterer analytischer Arbeiten zur Beschreibung des vollständigen Fragmentationsprozesses. Solche erweiterten Arbeiten würden den gesetzten Rahmen dieser Arbeit aber überschreiten.

8. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Ziel der experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit ist, die Fragmentation und schnelle Kühlbarkeit von Schmelzen bei Wasserzutritt von unten zu klären und damit die Funktionsfähigkeit des COMET-Kernfängerkonzeptes zu untersuchen. Dazu wurden drei Arten von Experimenten durchgeführt, deren Ergebnisse im folgenden zusammengefaßt sind.

Bei den Experimenten mit hochviskosen, isothermen Flüssigkeiten

wird die Hydrodynamik der Gas- Flüssigkeitsströmung bei reinem Gaszutritt von unten untersucht, ohne daß Verdampfungs- und Erstarrungsvorgänge auftreten. Damit wird geklärt, inwieweit die mit realitätsnahen Schmelzen beobachteten Fragmentationsvorgänge, die die Schmelzen nahezu gleichmäßig aufbrechen, allein durch hydrodynamische Vorgänge verursacht werden. Bei hohen Gasraten kommt es im Bereich des Blasengases zur Bildung von Schwarmblasen als Folge der Koaleszenz zweier aufsteigender Blasen mit nachfolgendem Zerplatzen der entstandenen großen Blase. Dieses Zerplatzen wird bei hoher Viskosität nicht beobachtet. Der Beginn des turbulenten Bereiches der Basenbildung und der Übergang zum Strahlgasen im Fluid werden mit steigender Viskosität erst bei sehr hohen Volumenströmen erreicht.

Die Bildung von Blasenschwärmen durch Blasenzerplatzen ist jedoch nicht als der Mechanismus anzusehen, der zur gleichmäßigen Fragmentation der Schmelzen führt, da die entstehenden Blasenschwärme sich nicht seitwärts in die Flüssigkeit ausbreiten. Auch im Bereich des Strahlgasens gibt es keine Hinweise auf die Bildung von Vielfachverzweigungen der Gaskanäle, wie sie in heißen Schmelzen beobachtet werden. Damit wird deutlich, daß für die Fragmentationsvorgänge die schnelle Verdampfung des Wassers innerhalb der heißen Schmelze wesentlich ist, begleitet von der beginnenden Erstarrung der Schmelze, die die Strömungskanäle stabilisiert.

Bei den Experimenten mit heißen Kunststoff- und Metallschmelzen,

in die von unten durch einen Einzelkanal Wasser eingeführt wird, stellt sich stets eine weitgehende Vermischung von Schmelze und Kühlmedium mit nachfolgender poröser Erstarrung ein. In Experimenten mit hoher Zähigkeit der heißen Schmelze bilden sich bei Kühlwasserzutritt zunächst Einzelkanäle aus, die sich in der Regel nachfolgend verzweigen, während bei niedrigviskosen Schmelzen bereits kurz nach Einsetzen der Flutung Kanalverzweigungen entstehen. Schmelzen mit niedrigerer Viskosität und hoher Temperaturleitfähigkeit werden wesentlich stärker fragmentiert als Schmelzen mit hoher Viskosität und kleinerer Temperaturleitfähigkeit. Deshalb sind geschichtete Metall- und Kunststoffschmelzen nach sehr kurzer Zeit vollständig fragmentiert und erstarrt, während in Experimenten mit reinen Kunststoffschmelzen bei hoher Viskosität durch den langsameren Fragmentationsvorgang längere Erstarrungszeiten beobachtet werden.

Hoher Flutwasserdruck führt in der Schmelze zu weiten Kühlkanälen mit geringem Strömungsdruckverlust. Bei niedrigem Flutwasserdruck bildet sich ein verästeltes Kanalnetzwerk aus, in dem der Druckverlust des Kühlmittels relativ hoch ist, aber dennoch eine ausreichende Durchströmung des porös erstarrten Schmelzkörpers gewährleistet ist.

Die Experimente mit Hochtemperatur-Thermitschmelzen

entsprechen in ihren wichtigen physikalischen Eigenschaften den möglichen Schmelzen in einem schweren Reaktorunfall. Der Versuchsaufbau ist so gewählt, daß er eine Übertragung auf die Geometrie der Kernfängerkonstruktion erlaubt.

In den Experimenten werden Schmelzbathhöhen bis ca. 40 cm für reine Oxidschmelzen und 50 cm für 2-komponentige Metall- und Oxidschmelzen realisiert. Die Versuche zeigen in allen Fällen eine sehr schnelle und wirksame Abkühlung der Schmelze, die mit einer wesentlichen Fragmentation und porösen Erstarrung der Schmelze gekoppelt ist. Die erstarrte Schmelze besitzt eine Porosität von ca. 30 % im metallischen Teil und von ca. 50 % im oxidischen Teil. Dies erklärt die schnelle Kühlbarkeit auch der schlecht wärmeleitenden Oxidschmelze durch große innere kühlbare Oberflächen der Schmelze. Durch die bei den Experimenten beobachtete hohe Wasserzutrittsrate von größer als 100 ml/s ist eine sichere Wärmeabfuhr von 250 kW aus der Schmelze gewährleistet.

Die Experimente mit metallischem Zirconium-Anteil in der Schmelze zeigen, daß bei Einsetzen der Wasserzufuhr zunächst in einer kurzen Reaktionsphase das Zr durch das Wasser oxidiert wird. In dieser Phase verhindert die freigesetzte chemische Energie zunächst eine wesentliche Abkühlung der Schmelze. Nach Ende der Zr-Oxidation folgt dann die schnelle Abkühlung der Schmelze und ihre poröse Erstarrung.

Nur unter gezielt eingestellten, extremen Versuchsbedingungen werden in einigen Experimenten heftige Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen beobachtet, die als Dampfexplosionen mit kleinen Wassermengen zu bewerten sind. Aber selbst unter den extrem ungünstigen Bedingungen dieser Experimente ist der ermittelte Wirkungsgrad von umgesetzter thermischer Energie der Schmelze in mechanische Energie mit 10^{-5} außerordentlich klein. Die daraus zu erwartenden mechanischen Energien stellen keine Gefährdung des Kühlkonzeptes dar.

Der in den Experimenten eingestellte Referenzdruck des Kühlwassers von 0,2 bar gegenüber der Schmelze hat sich als zweckmäßig und ausreichend erwiesen. Es erscheint sinnvoll, diesen Druck auch für das Kernfängerkonzept zu übernehmen. Durch eine ungleichmäßige Erosion der Opferschicht der großflächigen Kernfängerkonstruktion könnten aber die Schmelzkappen in Teilbereichen verzögert geöffnet werden. An diesen Stellen würde dann nicht mehr der volle Wasserdruck anstehen. Diese spezifische Situation wird in verschiedenen Experimenten dadurch untersucht, daß der Wasserdruck auf den Grenzfall 0 bar abgesenkt wird. Es zeigt sich, daß auch unter diesen Bedingungen die Schmelze porös erstarrt und sich eine ausreichende Zahl freier Kühlkanäle in der Schmelze ausbildet. Damit ist auch in diesem ungünstigen Fall die sichere Kühlung der Schmelze nachgewiesen. Allerdings erfordert der Abkühlvorgang in diesem Falle eine längere Zeit. Experimente mit erhöhtem Wasserdruck von 0,4 bar zeigen erwartungsgemäß ein schnelleres Eindringen des Kühlwassers und eine höhere Kühlrate.

Einfache, physikalische Modellvorstellungen

werden zur Analyse des elementaren Kühlvorganges entwickelt, um die Vorgänge beim Eindringen von Dampf-Wassergemischen in eine Schmelze an einer Einzelöffnung nachzubilden. Ausgehend von den Vorstellungen des Blasen- und Strahlgasens werden die einleitenden Phänomene bei der Kühlung und Erstarrung der Schmelzen durch Modelle beschrieben. Dazu wird einerseits ein Modell für eine Zweiphasenströmung in einer wachsenden Dampfblase entwickelt. Das Modell beschreibt einen Blasenkopf mit einem freien Zuströmkanal und un-

tersucht die Wechselwirkungen zwischen Dampf-Wasserzuströmung in den Blasenkopf, der seitlichen Expansion des Zuströmkanals und der Blasenseparation. Andererseits wird zur Identifikation elementarer Prozesse, die zu Kanalverzweigungen führen, ein aus zwei axialen Segmenten bestehendes Modell einer Ringraumströmung entwickelt und auf die Stabilität der Strömungszustände hin geprüft.

Die Rechnungen zeigen den dämpfenden Einfluß der Viskosität der Schmelze auf die Dynamik der sich ausbildenden Dampfblase. Bei einer niedrigeren Viskosität der Schmelze und hinreichend großen Dampfzuströmratens ergeben sich Hinweise auf eine Blasenseparation und Kanalverzweigung in der Schmelze. Die Rechnungen erfassen damit qualitativ den beobachteten Einfluß der Viskosität auf das Einsetzen der Fragmentation der Schmelze.

Die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Kühlkonzeptes für Kernschmelzen

durch Kühlwasserzufuhr von unten konnte in den Experimenten nachgewiesen werden. Die Schmelze wird durch den Wasserzutritt von unten in eine poröse Struktur aufgebrochen und erstarrt in einer kühlbaren Konfiguration. Damit ist bei relativ kleiner Wasserzutrittsrate unter Ausnutzung der Verdampfungswärme des Kühlmittels Wasser die Wärmeabfuhr aus der Schmelze auch unter ungünstigsten Zuständen gewährleistet.

Literaturverzeichnis

H. Alsmeyer, W. Tromm: Das COMET-Konzept, Sicherheitsorientierte LWR-Forschung, Jahresbericht 1993, Kernforschungszentrum Karlsruhe, S. 101-110, KfK 5327

A. Bayer, I. Al-Omari, W. Tromm: Abschätzung der Radionuklidverteilung und der Strahlenexposition bei Auslaugung einer erstarrten Kernmaterial-Beton-Schmelze durch Grundwasser, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Oktober 1989, KfK 4512

L. Barleon, H. Werle: Dependence of Dryout Heat Flux on Particle Diameter for Volume- and Bottom-Heated Debris Beds, KfK 3138, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1981

M. Berman: An Uncertainty Study of PWR Steam Explosions, NUREG/CR-3369, Sandia National Laboratories, Albuquerque (NM), USA, 1984

H. Brauer: Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen, Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt a.M., 1971

J.J. Foit, et al.: The WECHSL-Mod3 Code, Wissenschaftliche Berichte, Forschungszentrum Karlsruhe, Februar 1995, FZK 5522

J.J. Foit: Persönliche Mitteilung, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996

M. Fischer: Influence of Water in Molten Corium/Concrete Interaction and Corium Coolability, Report of the European Commission, EUR 16649, 1995, pp. 202-249

E.S. Gaddis, A. Vogelpohl: Bubble Formation in Quiescent Liquids under Constant Flow Conditions, Chemical Engineering Science, Vol.41, pp. 97-105, 1986

Gesellschaft für Reaktorsicherheit GRS: Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke, Phase-B, Verlag TÜV Rheinland, 1989

R. Kumar, N.R. Kuloor: The Formation of Bubbles and Drops, Advances In Chemical Engineering, Vol.8, pp. 256-365, 1970

R.J. Lipinski: A model for boiling and dryout in particle beds, NUREG/CR-4493, Jan 1986

D.J. McCann, R.G.H. Prince: Regimes of bubbling at a submerged orifice, Chemical Engineering Science, Vol.26, pp. 1505-1512, 1971

Milne-Thomson: Theoretical hydrodynamics, 2nd edn, pp. 446-447, Macmillan 1949.

M.S. Plesset, S.A. Zwick: A Non-Steady Diffusion Problem With Aspherical Symmetry, Journ. Appl. Phys. 23, pp. 95-98, 1952

N. Rübiger, A. Vogelpohl: Blasenbildung in ruhenden und bewegten newtonschen Flüssigkeiten, Chemie-Ingenieur-Technik 53, Heft 12, 1981

K. Ruff: Grenze zwischen Blasengasen und Strahlgasen bei niedrigviskosen Flüssigkeiten und konstantem Gasvolumendurchsatz, Chemie-Ingenieur-Technik 46, Heft 18, 1974

Schlackenatlas, Verlag Stahleisen, Düsseldorf, 1981

B.W. Spencer, et.al.: Results of MACE Test M0 and M1, Proc. of OECD CSNI Specialists Meeting on Core-Debris Concrete Interaction, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1-3. April 1992, pp. 357-374, KfK 5108

M. Steinbrück: Persönliche Mitteilung, 1995

W. Tromm, M. Bürger: COMET-Experiments and Theoretical Modelling, FISA-95 Symposium-EU Research on Severe Accidents, Luxembourg, Office for Official Publications of the European Communities, pp. 256-270, Nov. 20-22. 1995

Verein Deutscher Zementwerke: Zement Taschenbuch, Bauverlag, Wiesbaden-Berlin, 1976-77

Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Wärmeatlas, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1995