



Universität Stuttgart
Institut für Kernenergetik
und Energiesysteme

Experimentelle Untersuchungen der Kühlbarkeit prototypischer Schüttungskonfigurationen unter dem Aspekt der Reaktorsicherheit

Simon Leininger



Universität Stuttgart
Institut für Kernenergetik
und Energiesysteme

Experimentelle Untersuchungen der Kühlbarkeit prototypischer Schüttungskonfigurationen unter dem Aspekt der Reaktorsicherheit

Von der Fakultät Energie-, Verfahrens- und Biotechnik
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Simon Leininger

geboren in Lübeck

Hauptberichter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien

Mitberichter:

apl. Prof. Dr.-Ing. habil. Klaus Spindler

Tag der Einreichung:

10.11.2016

Tag der mündlichen Prüfung:

22.02.2017

ISSN 0173-6892

Danksagung

Meine Forschungstätigkeiten auf dem Gebiet der *Kühlbarkeit volumetrisch geheizter Schüttbetten* am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart wurde zum Teil durch das SARNET2 Projekt (Projekt-Nr. 231747) innerhalb des 7. EU-Forschungsrahmenprogramms, aber überwiegend durch das BMWi (Projekt-Nr. 1501466 und 1501507) finanziert. Ich möchte diesen Institutionen für ihre finanzielle Förderung meiner Forschungsaktivitäten danken. Eine anfängliche und abschließende Finanzierung meiner Arbeiten erfolgte über ein Stipendium des Forschungsinstituts für Kerntechnik und Energiewandlung. In diesem Zusammenhang möchte ich den Vorstandsmitgliedern für die unbürokratische Bewilligung dieses Stipendiums danken.

Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien für die wissenschaftliche Betreuung meiner Arbeit. Er stand mir jederzeit für Fragen zur Verfügung und hat mir bezüglich der Schwerpunktsetzung in meiner Arbeit alle Freiheiten gelassen.

Ebenso bedanken möchte ich mich bei Herrn apl. Prof. Dr.-Ing. habil. Klaus Spindler für die Übernahme des Mitberichts und die wertvollen Hinweise und Kommentare bei der schriftlichen Ausarbeitung.

Besonders hervorheben möchte ich meinen Abteilungsleiter Herrn Dr.-Ing. Rudi Kulenovic, der mir von Beginn an sehr großes Vertrauen entgegengebracht hat. Seine Tür stand mir für fachliche Diskussionen jederzeit offen. Auch die zahlreichen Gespräche über Feinheiten in der wissenschaftlichen Sprache waren sehr bereichernd.

Außerdem danken möchte ich meinem Kollegen Herrn Dipl.-Ing. Torsten Boldt, der mir insbesondere in meiner Anfangszeit am Institut auf Grund seiner Erfahrung eine wertvolle Unterstützung bei konstruktiven Arbeiten sowie bei Montagearbeiten an der DEBRIS-Versuchsanlage war.

Mein Dank gilt außerdem dem Team um Tayfur Öztürk für die mechanische Fertigung zahlreicher Anlagenkomponenten. Die vielen Umbaumaßnahmen an der DEBRIS-Versuchsanlage wären ohne die Kollegen aus der Werkstatt nicht möglich gewesen.

Außerdem bedanken möchte ich bei den Kolleginnen des Sekretariats und der Verwaltung für die vielfältige Unterstützung im Alltagsgeschäft. Mein Dank hierfür gebührt Maria Vencia, Jacqueline Edwards, Anett Schmidt, Frauke Mauscherling und Eva Gentner.

Nicht unerwähnt bleiben sollen außerdem meine Studenten, die im Rahmen einer Bachelor-, Studien- oder Masterarbeit oder als studentische Hilfskraft ebenfalls einen Beitrag zum Gelingen meiner Arbeit geleistet haben. Vielen Dank an Vinson Henry, Nobuaki Miyaji, Florian Thinschmidt, Felix Fuchslocher, Kristian Sirovnik, Timo Knobelspies, Werner Kraft, Oleksandr Marchuk, Andreas Wahl und Michael Pflieger.

Weiterhin bedanken möchte ich mich bei allen anderen Kollegen des IKE, von denen ich stets wertvolle Anregungen und Unterstützung erhalten habe. Besonders genossen habe ich die gemeinsamen Mittagspausen und Freizeitaktivitäten im Kreise der Doktorandenkollegen.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Meinen Eltern danke ich für die fortwährende Unterstützung meiner gesamten Ausbildung. Meiner Frau Sonja und meinem Sohn Lukas danke ich für ihr Verständnis, dass ich ihnen insbesondere in der Endphase meiner Promotion nicht immer die verdiente Aufmerksamkeit schenken konnte.

Simon Leininger

Abstract

In case of a severe accident in a light water reactor, continuous unavailability of cooling water to the reactor core may result in overheating of the fuel elements and finally the loss of core integrity. Under such conditions, a structure of heat-releasing particles of different size and shape may be formed by fragmentation of molten core material in several stages of the accident. The long-term coolability of such beds is of prime importance to avoid any damage to the reactor pressure vessel or even a release of fission products to the environment. In the frame of this work, specific experiments were conducted under prototypical conditions employing the existing DEBRIS test facility in order to gain further knowledge about the thermohydraulic behavior of such beds.

In steady state boiling experiments, the pressure gradients in particle beds were measured both for one- and multi-dimensional cooling water flow conditions and compared with one another in order to assess the flow behavior inside the bed. For these different flow conditions as well as for stratified bed configurations, the maximum removable heat flux densities were determined in the dryout experiments. E. g., it was found that an axial stratification of the permeability can significantly reduce the bed's coolability.

For the first time, the quenching behavior of dry, superheated beds was investigated at elevated system pressure up to 0.5 MPa. In these experiments, the effect of system pressure on the coolability was quantified by means of the quenching time (time period to cool down the bed to saturation temperature).

The investigated particle beds mainly consisted of non-spherical particles with well-defined geometry (cylinders and screws). It was shown that the effect of the particles geometry on the flow in a particle bed can be best estimated by using an equivalent particle diameter calculated for monodisperse particle beds from the product of the Sauter diameter and a shape factor and for polydisperse beds from the surface-averaged diameter.

Accompanying exemplary model calculations have confirmed the applicability of the MEWA code for assessment of the coolability of both water-saturated and dry beds. Nevertheless, the implemented friction models should be improved to better predict the pressure gradient of two-phase flows in particle beds.

Zusammenfassung

Im Fall eines schweren Störfalls in einem Leichtwasserreaktor kann eine anhaltende Kühlwasserunterversorgung des Reaktorkerns zu einer Überhitzung der Brennelemente und schlussendlich zu einer Zerstörung des Reaktorkerns führen. Unter diesen Bedingungen kann in verschiedenen Stadien des Störfalls eine Schüttung wärmefreisetzender Partikel unterschiedlicher Größe und Form durch Fragmentation des geschmolzenen Reaktorkerns entstehen. Die langfristige Kühlbarkeit solcher Schüttungen ist von entscheidender Bedeutung, um eine Beschädigung des Reaktordruckbehälters oder gar eine Freisetzung von Spaltprodukten an die Umwelt zu vermeiden. Um weitere Kenntnisse des thermohydraulischen Verhaltens solcher Schüttungen zu erlangen, wurden im Rahmen dieser Arbeit spezifische Experimente unter prototypischen Bedingungen an der bestehenden DEBRIS-Versuchsanlage durchgeführt.

In stationären Siedeexperimenten wurden die Druckgradienten in Schüttungen sowohl für ein- als auch für mehrdimensionale Kühlwasserströmungsbedingungen gemessen und miteinander verglichen, um das Strömungsverhalten in der Schüttung zu beurteilen. Für diese unterschiedlichen Strömungsbedingungen wie auch für geschichtete Schüttungskonfigurationen wurden die maximal abführbaren Wärmestromdichten in den Dryout-Experimenten bestimmt. Beispielsweise wurde herausgefunden, dass eine axiale Schichtung der Permeabilität die Kühlbarkeit der Schüttung signifikant reduzieren kann.

Erstmals wurde das Abkühlungsverhalten trockener, überhitzter Schüttungen bei erhöhtem Systemdruck bis zu 0,5 MPa untersucht. In diesen Experimenten wurde der Einfluss des Systemdrucks auf die Kühlbarkeit anhand der Quenchzeit (Zeitdauer zur Abkühlung der Schüttung auf Sättigungstemperatur) quantifiziert.

Die untersuchten Schüttungen bestanden überwiegend aus nicht kugelförmigen Partikeln mit genau definierter Geometrie (Zylinder und Schrauben). Es wurde gezeigt, dass der Einfluss der Partikelgeometrie auf die Strömung in der Schüttung am besten berücksichtigt werden kann, wenn ein äquivalenter Partikeldurchmesser verwendet wird, der für monodisperse Schüttungen aus dem Produkt des Sauter-Durchmessers und eines Formfaktors und im Fall einer polydispersen Schüttung anhand des oberflächengemittelten Durchmessers berechnet wird.

Begleitende exemplarische Modellrechnungen konnten die Anwendbarkeit des MEWA-Codes zur Beurteilung der Kühlbarkeit sowohl wassergesättigter als auch trockener Schüttungen bestätigen. Dennoch sollten die implementierten Reibungsmodelle verbessert werden, um die Druckgradienten von Zweiphasenströmungen in Schüttungen besser vorhersagen zu können.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	XI
Tabellenverzeichnis	XVII
Nomenklatur	XIX
Abkürzungsverzeichnis	XXIII
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund.....	1
1.2 Stand von Wissenschaft und Technik	3
1.2.1 Ablauf eines schweren Störfalls.....	3
1.2.2 Theoretische Arbeiten zur Modellierung des Druckgradientenverlaufs	6
1.2.3 Simulationscodes	8
1.2.4 Experimentelle Arbeiten.....	9
1.3 Ziele der Arbeit	18
2 Beschreibung der DEBRIS-Versuchsanlage	21
2.1 Druckbehälter und Rohrleitungssystem.....	22
2.2 Teststrecken.....	23
2.2.1 Teststrecke 1 der Siede- und Dryout-Versuche bei Top-, Bottom-Flooding oder mit internem Downcomer	23
2.2.2 Teststrecke 2 der Siede- und Dryout-Versuche mit ringförmigem Downcomer.....	25
2.2.3 Teststrecke 3 der Flutversuche.....	26
2.3 Induktive Beheizung.....	28
2.4 Messtechnik.....	29
2.4.1 Druckmesstechnik	29
2.4.2 Temperaturmesstechnik.....	30
2.4.3 Durchflussmessgeräte.....	31
2.5 DEBRIS Luft/Wasser-Versuchsstand	31
3 Versuchsparameter	33
3.1 Versuchskategorien	33
3.2 Systemdruck	33
3.3 Schüttbettinventar	34
3.3.1 Porosität.....	35
3.3.2 Heizleistung	36
3.3.3 Inhomogener Schüttbettaufbau	38
3.4 Strömungskonfigurationen bei den Siede- und Dryout-Versuchen.....	40
3.5 Variation der Strömungsverhältnisse bei den Flutversuchen.....	43

3.6	Initiales Temperaturniveau der Schüttungen bei den Flutversuchen.....	43
4	Ergebnisse	45
4.1	Siedeexperimente	45
4.1.1	Siedeexperimente mit Variation der Zuströmbedingung.....	47
4.1.2	Siedeexperimente mit Variation des Schüttbettinventars	59
4.1.3	Zusammenfassende Aussagen.....	61
4.2	Dryout-Experimente.....	65
4.2.1	Dryout-Experimente mit Variation der Zuströmbedingung	66
4.2.2	Dryout-Experimente mit Variation des Schüttbettinventars.....	73
4.3	Flutexperimente	79
4.3.1	Bottom-Flooding.....	80
4.3.2	Top-Flooding.....	90
4.4	Bestimmung und Vergleich effektiver und äquivalenter Partikeldurchmesser ...	95
4.4.1	Einphasige Durchströmung (Wasser)	97
4.4.2	Zweiphasige Durchströmung (Wasser/Wasserdampf)	99
4.4.3	Empfehlung zur Bestimmung äquivalenter Partikeldurchmesser	101
4.5	Überprüfung der Anwendbarkeit existierender Modellansätze und Simulationscodes	101
4.5.1	Überprüfung der Reibungsmodelle bei stationärem Sieden.....	101
4.5.2	Nachrechnung der Dryout-Experimente für verschiedene Strömungskonfigurationen.....	105
4.5.3	Nachrechnung der Flutexperimente.....	107
5	Zusammenfassung.....	111
	Literaturverzeichnis.....	117
A	Unsicherheitsbetrachtung der Messungen.....	125
A.1	Porositätsbestimmung	126
A.2	Heizleistung.....	127
A.3	Siedeexperimente	129
A.4	Dryout-Experimente.....	131
A.5	Flutexperimente	132
B	Polynomkoeffizienten der Druckgradientenfelder	135
C	Reibungsmodelle mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung	137
C.1	Das Modell von Schulenberg & Müller.....	137
C.2	Das Modell von Tung & Dhir	137
C.2.1	Modifikationen von Schmidt	141
C.2.2	Modifikationen von Rahman	142

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Verschiedene Phasen einer Kernschmelze: a) Schmelzen des Reaktorkerns; b) Verlagerung ins untere Plenum des RDB; c) Versagen des RDB und Verlagerung in die zuvor geflutete Reaktorgrube	4
Abbildung 2.1: Gesamtansicht der DEBRIS-Versuchsanlage.....	21
Abbildung 2.2: Teststrecke 1: a) Schematischer Aufbau (interner Downcomer optional); b) Montierte Teststrecke; c) Ringnut zur Druckmittelung; d) Unterteilte Ringnut zur lateralen Druckmessung.....	24
Abbildung 2.3: Teststrecke 2: a) Schematischer Aufbau; b) Teilmontierte Teststrecke mit Induktionsspule; c) Innenansicht des Schüttbettbehälters; d) Außenansicht der Teststrecke mit Perforation entlang der gesamten Schüttbetthöhe	25
Abbildung 2.4: Teststrecke 3: a) Schematischer Aufbau; b) Montierte Teststrecke; c) Spraykopf für das Fluten von oben; d) Schüttbett; e) Wasserbecken.....	27
Abbildung 2.5: Positionen der Temperaturmessstellen: Siede- und Dryout-Experimente (links); Flutexperimente (rechts).....	30
Abbildung 2.6: DEBRIS Luft/Wasser-Versuchsstand	32
Abbildung 3.1: Verwendete Schüttungspartikel: a) Zylinder 3x5,75 mm; b) Schrauben M3x10, ISO 1207; c) Schrauben M6x10, ISO 4017; d) PREMIX-Partikel	34
Abbildung 3.2: Wärmestromdichten der homogenen Schüttbetten bestehend aus Zylindern (Bett H1) und Schrauben (Bett H2).....	37
Abbildung 3.3: Wärmestromdichten der einzelnen Schichten des azimuthal geschichteten Schüttbetts (Bett I3) sowie die gemittelte Wärmestromdichte	38
Abbildung 3.4: Top-Flooding.....	43
Abbildung 3.5: Bottom-Flooding.....	43
Abbildung 4.1: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckgradienten der flüssigen Phase sowie volumetrischer Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller [27] für ein Schüttbett mit $D_p = 3 \text{ mm}$ und $\varepsilon = 0,38$, $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $J_l^0 = 0 \text{ mm/s}$	46

Abbildung 4.2: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckgradienten der flüssigen Phase sowie volumetrischer Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller [27] für ein Schüttbett mit $D_p = 3$ mm und $\varepsilon = 0,38$, $p_{\text{sys}} = 0,1$ MPa, $J_1^0 = 1,3$ mm/s	47
Abbildung 4.3: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) bei variabler Wasserleerrohrgeschwindigkeit J_1^0 , $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	48
Abbildung 4.4: Druckgradientenverlauf für Schrauben (Bett H2) bei variabler Wasserleerrohrgeschwindigkeit J_1^0 , $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	49
Abbildung 4.5: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) bei variablem Systemdruck, $J_1^0 = 0$ mm/s (Top-Flooding)	50
Abbildung 4.6: Druckgradientenverlauf für Schrauben (Bett H2) bei variablem Systemdruck, $J_1^0 = 0$ mm/s (Top-Flooding)	50
Abbildung 4.7: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) bei Top-Flooding, $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	51
Abbildung 4.8: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit externem Downcomer (Naturumlauf), $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	52
Abbildung 4.9: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit internem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa.....	53
Abbildung 4.10: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit perforiertem internem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	54
Abbildung 4.11: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit ringförmigem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	55
Abbildung 4.12: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit perforiertem ringförmigem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa.....	56
Abbildung 4.13: Axiale Druckdifferenz dp_8 und Massenstrom \dot{m} im Naturumlauf bei Bottom-Flooding (Naturumlauf), Zylinder (Bett H1)	57
Abbildung 4.14: Axiale Druckdifferenz dp_8 und Massenstrom \dot{m} im Naturumlauf bei Bottom-Flooding (Naturumlauf), Schrauben (Bett H2).....	58
Abbildung 4.15: Druckgradientenverlauf für axial geschichtetes Schüttbett (Bett I1), Bottom-Flooding (Naturumlauf), $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	60
Abbildung 4.16: Axiale Druckdifferenz dp_8 und Massenstrom \dot{m} im Naturumlauf bei Bottom-Flooding (Naturumlauf), axiale Schichtung (Bett I1)	61
Abbildung 4.17: Druckgradientenfeld für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa	62
Abbildung 4.18: Druckgradientenfeld für Schrauben (Bett H2), $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa.....	64

Abbildung 4.19: Heizleistung, Temperaturverlauf und Druckgradienten während eines Dryout-Versuchs für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, Top-Flooding.....	67
Abbildung 4.20: Axiale Positionen des Austrocknens in den homogenen Schüttbetten H1 und H2 (Zylinder bzw. Schrauben) für verschiedene Einströmbedingungen.....	69
Abbildung 4.21: DHFs für Zylinder 3x5,75 (Bett H1) bei verschiedenen Systemdrücken und Einströmbedingungen	71
Abbildung 4.22: DHFs für Schrauben M3x10 (Bett H2) bei verschiedenen Systemdrücken und Einströmbedingungen	71
Abbildung 4.23: Heizleistung, Temperaturverlauf und Druckgradienten während eines Dryout-Versuchs für das azimuthal geschichtete Schüttbett (Bett I3), $p_{\text{sys}} = 0,5 \text{ MPa}$, Top-Flooding.....	74
Abbildung 4.24: Axiale Positionen des Austrocknens für homogene und inhomogene Bettkonfigurationen.....	75
Abbildung 4.25: DHFs der homogenen und inhomogenen Schüttbetten für Top-Flooding.....	76
Abbildung 4.26: DHFs der homogenen und inhomogenen Schüttbetten für Bottom-Flooding (Naturumlauf)	77
Abbildung 4.27: Anfängliche axiale Temperaturverteilung, Zylinder (Bett H1)	80
Abbildung 4.28: Verschiedene Bereiche in der Schüttung während des Quenchvorgangs (Darstellung in Anlehnung an Bachrata et al. [84]) ..	82
Abbildung 4.29: Interpolierte Temperaturprofile zu verschiedenen Zeitpunkten, Bottom-Flooding, Zylinder, $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$	83
Abbildung 4.30: Quenchfrontverlauf, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$	84
Abbildung 4.31: Zeitlich gemittelte Kühlwassermassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1).....	84
Abbildung 4.32: Zeitlich gemittelte Kühlwassermassenströme, Bottom-Flooding, PREMIX (Bett H4)	85
Abbildung 4.33: Zeitabhängige Kühlwassermassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1).....	85
Abbildung 4.34: Zeitlich gemittelte Dampfmassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)	87
Abbildung 4.35: Zeitlich gemittelte Dampfmassenströme, Bottom-Flooding, PREMIX (Bett H4)	87
Abbildung 4.36: Zeitabhängige Dampfmassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)	88

Abbildung 4.37: Relative Quenchzeiten, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)	89
Abbildung 4.38: Relative Quenchzeiten, Bottom-Flooding, PREMIX (Bett H4)	90
Abbildung 4.39: Interpolierte Temperaturprofile zu verschiedenen Zeitpunkten, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$	91
Abbildung 4.40: Quenchfrontverlauf, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$	91
Abbildung 4.41: Temperaturverlauf während des Quenchvorgangs, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$	92
Abbildung 4.42: Relative Quenchzeiten, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1).....	93
Abbildung 4.43: Relative Quenchzeiten, Top-Flooding, PREMIX (Bett H4)	94
Abbildung 4.44: Gemessene Druckgradienten für Zylinder 3x5,75 (Bett H1) und Schrauben M3x10 (Bett H2) bei einphasiger Durchströmung mit Wasser.....	98
Abbildung 4.45: Gemessene Druckgradienten und berechnete Druckgradientenverläufe für Schüttbett aus Zylindern (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $J_1^0 = 0 \text{ mm/s}$ (Top-Flooding)	102
Abbildung 4.46: Gemessene Druckgradienten und berechnete Druckgradientenverläufe für Schüttbett aus Zylindern (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $J_1^0 = 1,3 \text{ mm/s}$	103
Abbildung 4.47: Gemessene Druckgradienten und berechnete Druckgradientenverläufe für Schüttbett aus Schrauben (Bett H2), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $J_1^0 = 0 \text{ mm/s}$ (Top-Flooding)	104
Abbildung 4.48: Vergleich der DHFs zwischen MEWA und Experiment für Schüttbett aus Zylindern (Bett H1) bei verschiedenen Einströmbedingungen.....	106
Abbildung 4.49: Vergleich der DHFs zwischen MEWA und Experiment für Schüttbett aus Schrauben (Bett H2) bei verschiedenen Einströmbedingungen.....	106
Abbildung 4.50: Vergleich der Quenchfrontausbreitung zwischen Experiment (rot) und MEWA-Simulation (blau) für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa, $T_b \approx 500 \text{ °C}$, Bottom-Flooding.....	108
Abbildung 4.51: Vergleich der Quenchfrontausbreitung zwischen Experiment (rot) und MEWA-Simulation (blau) für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa, $T_b \approx 500 \text{ °C}$, Top-Flooding.....	109
Abbildung A.1: Axiale Verteilung der Wärmestromdichte für Zylinder (Bett H1) bei verschiedenen Generatorstufen (G3, G5, G7)	128

Abbildung A.2: Aufbereitung der Messdaten der Siedeveruche: a) Zeitlich gemittelte Messdaten bei verschiedenen Heizleistungen (farbige Darstellung) aus drei Versuchsreihen (■,▲,●); b) Messdaten mit Ausgleichskurve; c) Messdaten mit Fehlerbalken, Ausgleichskurve, 95%-Vertrauensintervall (gepunktete Linie) und zusätzlicher systematischer Unsicherheit (gestrichelte Linie); d) Ausgleichskurve mit gesamter Unsicherheit131

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1:	Relative Permeabilitäten und Passabilitäten verschiedener Autoren	7
Tabelle 3.1:	Schüttungsporositäten ϵ	36
Tabelle 3.2:	Schüttbettkonfigurationen der Siede- und Dryout-Versuche.....	39
Tabelle 3.3:	Kühlwasser-Zuströmbedingungen der Siede- und Dryout-Versuche	42
Tabelle 4.1:	DHFs und deren experimentelle Bestimmungsunsicherheiten für Schüttbetten aus Zylindern (Bett H1) bzw. Schrauben (Bett H2) bei unterschiedlichen Zuströmbedingungen / (kW/m^2).....	72
Tabelle 4.2:	DHFs und deren experimentelle Bestimmungsunsicherheiten für homogene und inhomogene Schüttbetten / (kW/m^2)	78
Tabelle 4.3:	Mittlere abgeführte Wärmestromdichten bei Top-Flooding- Versuchen für Zylinder (Bett H1) und Vergleich mit den DHFs der Dryout-Versuche.....	95
Tabelle 4.4:	Daten der mono- und polydispersen Schüttbetten	97
Tabelle 4.5:	Daten des polydispersen Schüttbetts	97
Tabelle 4.6:	Vergleich der experimentell bestimmten effektiven und der äquivalenten Partikeldurchmesser bezüglich des Druckgradienten bei einphasiger Durchströmung	98
Tabelle 4.7:	Vergleich der experimentell bestimmten effektiven und der äquivalenten Partikeldurchmesser bezüglich des DHF bei Top- Flooding.....	100
Tabelle 4.8:	Vergleich der Quenchzeiten im Experiment und in der MEWA- Simulation.....	110
Tabelle A.1:	Unsicherheiten der verwendeten Messtechnik	126
Tabelle C.1:	Relative Permeabilitäten und Passabilitäten der flüssigen und der gasförmigen Phase nach Schulenberg & Müller.....	137
Tabelle C.2:	Strömungsformen in porösen Medien nach Tung & Dhir in Abhängigkeit des Dampfgehalts α	138
Tabelle C.3:	Relative Permeabilitäten und Passabilitäten der flüssigen und der gasförmigen Phase nach Tung & Dhir	139
Tabelle C.4:	Zähigkeitskoeffizienten C_v und Trägheitskoeffizienten C_i für unterschiedliche Strömungsformen	141

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	m^2	Querschnittsfläche / Oberfläche
c_p	$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$	spezifische Wärmekapazität
C_1, C_2, C_v, C_i	-	Koeffizienten
D	m	Durchmesser
f	-	geometrischer Korrekturfaktor
F_i	$\text{N}\cdot\text{m}^{-3}$	volumetrische Interphasenreibungskraft
g	$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$	Schwerebeschleunigung
G	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}$	flächenbezogener Massenstrom
h_{fg}	$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$	Verdampfungsenthalpie
H	m	Höhe
J	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Leerrohrgeschwindigkeit
k	-	geometrischer Korrekturfaktor
K	m^2	Permeabilität eines porösen Mediums bei einphasiger Durchströmung
K_{rl}, K_{rg}	-	relative Permeabilitäten der flüssigen / dampfförmigen Phase
L	m	Länge
\dot{m}	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	Massenstrom
n	m^{-3}	Anzahldichte
p	Pa	Druck
P	W	Leistung
\dot{Q}	$\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	volumenbezogene Heizleistung
\dot{q}	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	Wärmestromdichte
r	m	Radialkoordinate
R	m	Radius
s	beliebig	Standardabweichung
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
u	beliebig	Unsicherheit
V	m^3	Volumen
W	-	Gewichtsfunktion
x	beliebig	Messgröße
y	beliebig	Ergebnisgröße
z	m	Axialkoordinate

Griechische Buchstaben

α	-	relativer Dampfanteil
β	-	geometrischer Korrekturfaktor
γ	-	geometrischer Korrekturfaktor
Δ	-	Differenz
ε	-	Porosität der Schüttung
μ	Pa·s	dynamische Viskosität
η	m	Passabilität eines porösen Mediums bei einphasiger Durchströmung
η_{rl}, η_{rg}	-	relative Passabilitäten der flüssigen/dampfförmigen Phase
ρ	kg·m ⁻³	Dichte
σ	kg·s ⁻²	Oberflächenspannung
ψ	-	Formfaktor

Indizes

0	z = 0 (am Schüttbettboden)
<a>	oberflächengemittelt
A	oberflächenbezogen
b	Schüttbett
bl	Blase
d	Dampf
eff	effektiv
ep	Einzelpartikel
extDC	externer Downcomer (Naturumlauf)
g	gasförmig
hR	radiale Position (auf halbem Radius)
i	innen
in	beim Einströmen
int	interpoliert
intDC	interner Downcomer
k	Laufindex
l	flüssig (liquid)
<l>	längengemittelt
m	mittel
n	Exponent einer Funktion

max	maximal
Mitte	radiale Position (mittig)
H	Leer-/Hohlraum in der Schüttung
hs	hydrostatisch
<n>	anzahlgemittelt
p	Partikel
q	quench
rel	relativ
R	Reibung
S	Sauter-Durchmesser
sat	bei Sättigung
st	Stahl
stat	statistisch
sys	System
syst	systematisch
TD	Modell von Tung & Dhir
tot	gesamt (total)
<v>	volumengemittelt
V	volumenbezogen
w	Wasser
Wand	radiale Position (in Wandnähe)
x	Messgröße
y	Ergebnisgröße
z	z-Richtung

Abkürzungsverzeichnis

1D, 2D, 3D	eindimensional, zweidimensional, dreidimensional
AP1000	Druckwasserreaktor des Herstellers Westinghouse (<u>A</u> dvanced <u>P</u> ressurized <u>W</u> ater <u>R</u> eactor, elektrische Leistung <u>1000</u> MW)
ASTEC	Deutscher-französischer Kernschmelz-Systemcode (<u>A</u> ccident <u>S</u> ource <u>T</u> erm <u>E</u> valuation <u>C</u> ode)
ATHLET-CD	Deutscher Kernschmelz-Systemcode (<u>A</u> nalysis of <u>T</u> hermal-hydraulics of <u>L</u> eaks and <u>T</u> ransients with <u>C</u> ore <u>D</u> egradation)
BMWi	<u>B</u> undes <u>m</u> inisterium für <u>W</u> irtschaft und <u>E</u> nergie
BWR	Siedewasserreaktor (<u>B</u> oiling <u>W</u> ater <u>R</u> eactor)
CCFL	Gegenstrombegrenzung (<u>C</u> ounter- <u>C</u> urrent <u>F</u> low <u>L</u> imitation)
CCM	Versuche zur Schüttbettentstehung (<u>C</u> orium <u>C</u> oolant <u>M</u> ixing)
COCOMO	Code zur Simulation der Schüttbettentstehung und -kühlung (<u>C</u> orium <u>C</u> oolability <u>M</u> odel)
DEFOR	Versuche zur Schüttbettentstehung (<u>D</u> ebris <u>F</u> ormation)
DHF	Dryout-Wärmestromdichte (<u>D</u> ryout <u>H</u> eat <u>F</u> lux <u>D</u> ensity)
DN	Nenndurchmesser (<u>D</u> iameter <u>N</u> ominal)
EPR	Druckwasserreaktor des Herstellers AREVA (<u>E</u> uropean <u>P</u> ressurized <u>W</u> ater <u>R</u> eactor)
FZK	<u>F</u> orschungs <u>z</u> entrum <u>K</u> arlsruhe
G	<u>G</u> eneratorstufe der Induktionsheizung der DEBRIS-Anlage
GRS	<u>G</u> esellschaft für Anlagen- und <u>R</u> eaktors <u>s</u> icherheit
HF	<u>H</u> och <u>f</u> requenz
IKE	<u>I</u> nstitut für <u>K</u> ernenergetik und <u>E</u> nergiesysteme der Universität Stuttgart
INES	Internationale Bewertungsskala für nukleare Ereignisse (<u>I</u> nternational <u>N</u> uclear <u>E</u> vent <u>S</u> cale)
IRSN	Französisches Kernforschungszentrum (<u>I</u> nstitut de <u>R</u> adioprotection et de <u>S</u> ûreté <u>N</u> ucléaire)
ISO	Internationale Organisation für Normung (<u>I</u> nternational <u>O</u> rganization for <u>S</u> tandardization)
JEMI	Simulationscode zur Strahlfragmentation und Vermischung (<u>J</u> et <u>F</u> ragmentation and <u>P</u> rem <u>i</u> xing)
KTH	Königliche Technische Hochschule, Stockholm, Schweden (<u>K</u> ungliga <u>T</u> ekniska <u>H</u> ögskolan)
LOCA	Kühlmittelverluststörfall (<u>L</u> oss of <u>C</u> oolant <u>A</u> ccident)

MCCI	Beton/Schmelze-Wechselwirkung (<u>M</u> olten <u>C</u> ore <u>C</u> oncrete Interaction)
MEWA	Simulationscode zur Kühlbarkeit von Schüttbetten (<u>M</u> elt and <u>W</u> ater)
PN	Nenndruckstufe (<u>P</u> ressure <u>N</u> ominal)
POMECO	Versuchsanlage zur Untersuchung der Kühlbarkeit von Partikel-schüttungen (KTH) (<u>P</u> orous <u>M</u> edia <u>C</u> oolability)
PTFE	<u>P</u> oly <u>t</u> etra <u>f</u> luore <u>t</u> hylene
RDB	<u>R</u> eaktor <u>d</u> ruck <u>b</u> ehälter
Re	<u>R</u> eynolds-Zahl
TE	<u>T</u> hermo <u>e</u> lement
TMI II	Kernkraftwerk <u>T</u> hree- <u>M</u> ile- <u>I</u> sland, Block <u>2</u> , Harrisburg, USA
VTT	Technisches Forschungszentrum, Finnland (<u>V</u> altion <u>T</u> eknillinen <u>T</u> utkimuskeskus)

1 Einleitung

1.1 Hintergrund

In weltweit 441 Leistungsreaktoren werden jährlich etwa 2441 TWh Energie erzeugt, 65 weitere Reaktoren befinden sich zurzeit im Bau (Stand 31.12.2015) [1]. Während in einigen Ländern die Vorteile der Kerntechnik, wie etwa die CO₂-freie Energieerzeugung, die Unabhängigkeit von fossilen Energieträgern oder die grundlastfähige, sichere Energieversorgung auch weiterhin zu einer Nutzung der Kerntechnik, zu ihrem Ausbau oder sogar zu einem Neueinstieg führen, überwiegen in anderen Ländern die Sicherheitsbedenken oder die teilweise ungeklärten Fragen der Entsorgung radioaktiven Materials, die zu einer Abkehr von der Kerntechnik führen. Dass insbesondere sicherheitstechnischen Fragestellungen, wie etwa der Vermeidung und Beherrschbarkeit schwerer, auslegungsüberschreitender Störfälle, eine besondere Bedeutung zukommt, ist hingegen weitestgehend unbestritten. Als Beispiele für einen schweren Störfall mit einsetzender Kernschmelze in einem Leichtwasserreaktor lassen sich die Störfälle von Three-Mile-Island II, Harrisburg, USA (1979) und Fukushima-Daiichi, Japan (2011) anführen.

Im Kernkraftwerk Three-Mile-Island Block II (TMI II), einem Druckwasserreaktor des Herstellers Babcock & Wilcox, kam es am 28. März 1979 zunächst im nicht nuklearen Teil des Kraftwerks zu einem Ausfall der Hauptspeisewasserpumpen im Sekundärkreislauf. In der Folge kam es zu einem schnellen Druckanstieg im Primärkreislauf, der die automatische Druckentlastung und schließlich auch die Reaktorschnellabschaltung auslöste. Durch eine Fehlfunktion schloss das Druckentlastungsventil allerdings nicht mehr bei abfallendem Druck, was auf Grund nicht vorhandener Anzeige der tatsächlichen Ventilstellung unbemerkt blieb. Im weiteren Verlauf wurden auf Grund des nicht festgestellten Kühlmittelverluststörfalles (Loss of Coolant Accident, LOCA) ungeeignete Maßnahmen getroffen, die ein Absinken des Kühlwasserstands im Kern einhergehend mit einer teilweisen Kernschmelze herbeiführten. [2]

Zusammenfassend lassen sich technische Defekte von Komponenten, Probleme bezüglich der Auslegung und Fehlentscheidungen des Personals als Ursachen für den Unfall von TMI II anführen [3]. Untersuchungen des zerstörten Reaktorkerns haben im Nachgang ergeben, dass nach damaligem Wissensstand in Anbetracht des Ausmaßes der Kernschmelze von einem Versagen des Reaktordruckbehälters (RDB) auszugehen war [4]. Der Unfall von Three-Mile-Island wurde auf der INES-Skala (International Nuclear Event Scale) auf Grund der schweren Kernschäden, aber nur einer begrenzten Freisetzung von Spaltprodukten als ernster Unfall (Stufe 5) eingestuft [5].

Das Kernkraftwerk Fukushima-Daiichi besteht aus 6 Siedewasserreaktoren auf Basis der Baureihen BWR 3 und BWR 5 des US-Herstellers General Electric. Am 11. März 2011 wurde das stärkste Erdbeben seit Beginn entsprechender Aufzeichnungen in Japan verzeichnet, woraufhin in den Reaktoren 1-3 planmäßig die Reaktorschnellabschaltung ausgelöst wurde. Die Reaktoren 4-6 befanden sich zu diesem Zeitpunkt in Revision, der Reaktorkern von Block 4 war ins Brennelementbecken ausgelagert. Ausgelöst durch das Erdbeben kam es zu einem Ausfall der externen Stromversorgung, woraufhin in den Blöcken 1-3 die Notstromdiesel anliefen. Auslegungsgemäß wurden der Notkondensator (Block 1) bzw. Nachspeisesysteme (Block 2+3) gestartet, um den Reaktordruck zu kontrollieren. Durch das Eintreffen eines Tsunamis mit einer Wellenhöhe von 15 m (Auslegung des Kraftwerks für 3,1 – 3,7 m Wellenhöhe) wurden die Notstromdiesel in Block 1-5 und die Batterien in Block 1, 2 und 4 zerstört. Der Notkondensator in Block 1 war beim Eintreffen des Tsunamis abgeschaltet und konnte auf Grund fehlender Stromversorgung nicht wieder gestartet werden. Erst durch eine mobile Pumpe konnte Frischwasser in den RDB eingespeist werden. In Block 2 ist davon auszugehen, dass das dampfgetriebene Nachspeisesystem trotz des Ausfalls der Stromversorgung weiterlief. In Block 3 erfolgte die Kühlung zunächst weiter über das Nachspeisesystem, nach dessen Ausfall über die Hochdruckeinspeisung. Zu einem späteren Zeitpunkt wurde Meerwasser zur Kühlung eingesetzt, das mittels herbeigeschaffter mobiler Pumpen in den Reaktor (Block 1-3) bzw. ins Brennelementbecken (Block 4) gepumpt wurde. Durch Wasserstoffexplosionen (Wasserstofffreisetzung erfolgt u. a. auf Grund einer Oxidation der Hüllrohre) in den Reaktorgebäuden 1, 3 und 4 wurden entsprechende Notfallmaßnahmen allerdings erschwert. Die Explosion in Block 4, der sich zum Zeitpunkt des Unfalls in Revision befand, wurde vermutlich durch eine Verbindung zu Block 3 über den gemeinsam genutzten Kamin ausgelöst. Block 5 und 6 wurden zunächst gemeinsam über Notstromdiesel von Block 6 versorgt bis zu einem späteren Zeitpunkt eine provisorische Nebenkühlwasserpumpe installiert wurde. [6]

Das Ausmaß der freigesetzten Spaltprodukte und die Explosionen, die ohne eine massive Freisetzung von Wasserstoff nicht möglich sind, sprechen für schwere Kernschäden in den Blöcken 1-3. Das genaue Ausmaß ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht bekannt. Der Unfall von Fukushima wurde auf Grund schwerster Freisetzung von Spaltprodukten in die höchste INES-Kategorie 7 (katastrophaler Unfall) eingestuft. [6]

Um die Wahrscheinlichkeit zuvor beschriebener Unfälle gering zu halten, wird in der Kerntechnik die Defence-in-Depth Philosophie verfolgt. Es stehen sowohl die Vermeidung eines Unfalls als auch die Minimierung der Unfallauswirkungen im Vordergrund. Defence-in-Depth unterteilt sich in fünf Sicherheitsebenen; versagt eine, tritt die jeweils nachfolgende in Kraft. Bis Stufe 3 kann der Unfall im Rahmen der Auslegung unter ande-

rem auf Grund redundanter und diversitärer Sicherheitssysteme beherrscht werden, die strukturelle Integrität des Reaktorkerns wird nicht angegriffen. Ab Stufe 4 wird von einem auslegungsüberschreitenden Unfall gesprochen. In diesem Fall ist ein effizientes Accident-Management von entscheidender Bedeutung, um die Nachzerfallswärme zuverlässig abzuführen und die langfristige Kühlung des Reaktorkerns zu gewährleisten. [7]

Ein wirksames Accident-Management bedarf einer eingehenden Kenntnis der thermohydraulischen Vorgänge in jeder Phase des Störfalls. Zahlreiche Einzeleffekt- und Integraluntersuchungen zu den relevanten Phänomenen im Bereich der schweren Störfälle, insbesondere im Bereich der Kühlung fragmentierten Kernmaterials, tragen hierzu entscheidend bei.

1.2 Stand von Wissenschaft und Technik

1.2.1 Ablauf eines schweren Störfalls

Kommt es in Folge eines LOCA zu einem Abfall der Wasserhöhe im Reaktorkern, heizt sich der unbedeckte Teil des Kerns auf Grund der freigesetzten Nachzerfallswärme auf. Die Beschreibung der nachfolgend beschriebenen Phänomene beruht weitgehend auf Informationen von Jacquemain [8].

Einsetzen der Kernschmelze

Mit zunehmender Erwärmung des Reaktorkerns (1300 K) kommt es zunächst zu einer exothermen Oxidation des Zirkalloy in den Hüllrohren einhergehend mit der Freisetzung von Wasserstoff. Die Reaktionsgeschwindigkeit nimmt mit zunehmender Temperatur weiter zu. Ab 1600 – 1700 K kann die freigesetzte Wärme nicht allein durch Dampfkühlung abgeführt werden, wodurch sich das Hüllrohr bis zu seiner Schmelztemperatur (2100 K) aufwärmen kann.

Die Steuerstäbe können je nach Material (z. B. Ag-In-Cd oder B_4C) bereits bei geringeren Temperaturen (1100 – 1500 K) schmelzen und unter Umständen ebenfalls zur Wasserstofffreisetzung beitragen. Die Schmelze der Steuerstäbe kann sich im Kern ausbreiten und durch Kontakt mit den Brennstabhüllrohren eine eutektische Legierung mit einer gegenüber Zirkalloy geringeren Schmelztemperatur bilden.

Die Brennstabhüllrohre können bereits bei geringen Temperaturen (1000 K) durch thermische Ausdehnung des Brennstoffs oder durch Überdruck auf Grund freigesetzter Spaltgase verformt und schlussendlich zerstört werden. Weitere, bisher weniger untersuchte Versagensmechanismen beschreiben ein Aufbrechen der Zirkoniumsicht auf Grund hoher Temperaturen (2300 – 2500 K) oder einer reduzierten Schichtdicke.

Ein Schmelzen des Brennstoffs UO_2 setzt ab 3100 K ein, auf Grund einer sich bildenden eutektischen Mischung kann die Schmelztemperatur aber auch einige hundert Kelvin niedriger liegen. Die Kernschmelze (auch Corium genannt) setzt sich im Wesentlichen aus UO_2 , Zr, ZrO_2 und Edelstahl zusammen [9], die genaue Zusammensetzung der Schmelze hängt vom Unfallablauf und dem Reaktortyp ab. Eine gute Übersicht über die chemischen Abläufe der Kernzerstörung kann Hofmann [10] entnommen werden. Die Schmelze kann sich vornehmlich in untere, kühlere Kernbereiche verlagern und dort wieder erstarren. Die Kühlwasserzufuhr in den Kern und somit seine Kühlung wird durch entsprechende Blockaden erschwert. In der Folge kann sich ein Schmelzpool im Reaktorkern ausbilden, der auf Grund seiner kleinen Oberfläche/Volumen-Verhältnisses schwer zu kühlen ist. In diesem Stadium des Unfalls können Kernareale noch intakt, teilzerstört oder vollständig zerstört sein. Zudem kann sich bereits eine Schüttung durch Interaktion der Schmelze mit Wasser ausbilden (Abbildung 1.1 a)). Als Schüttung, auch Schüttbett oder Debris genannt, wird eine Anhäufung mehrerer Partikel gleicher oder unterschiedlicher Form und Größe zu einem durchströmbaren, porösen Medium bezeichnet.

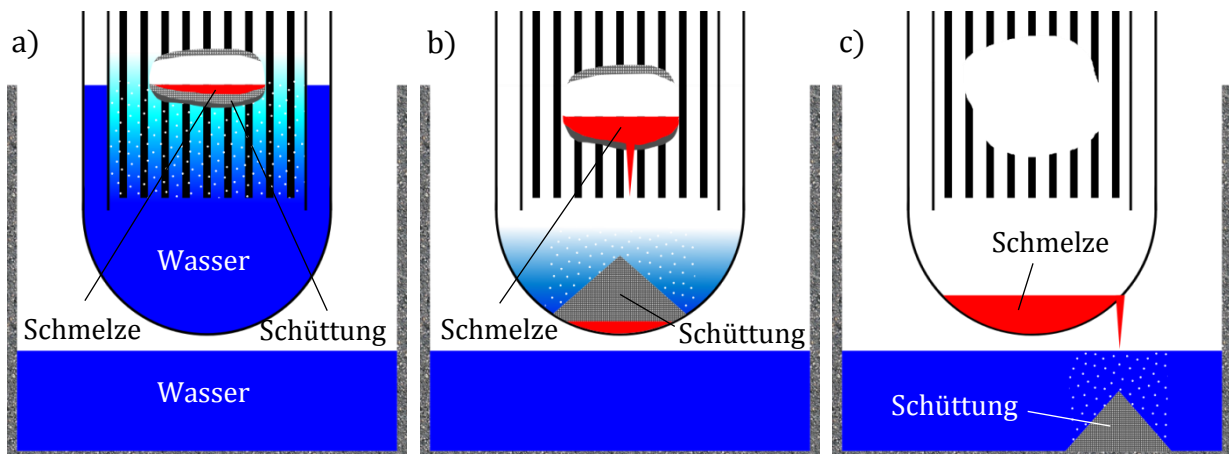


Abbildung 1.1: Verschiedene Phasen einer Kernschmelze: a) Schmelzen des Reaktorkerns; b) Verlagerung ins untere Plenum des RDB; c) Versagen des RDB und Verlagerung in die zuvor geflutete Reaktorgrube

In-Vessel-Szenario

Im weiteren Verlauf des Unfalls kann sich die Schmelze in das untere Plenum des RDB verlagern und durch Interaktion mit verbliebenem Restwassers zu Partikeln unterschiedlicher Form und Größe fragmentieren und erneut ein Schüttbett bilden (Abbildung 1.1 b)). Ist eine ausreichende Kühlung bestimmter Schüttungsareale etwa auf Grund einer zu geringen Durchdringung der Schüttung mit Kühlwasser nicht gewährleistet, kann es zu einem lokalen Austrocknen der Schüttung (Dryout) einher-

gehend mit einem Temperaturanstieg kommen. Als charakteristische Größe für die Kühlbarkeit einer Schüttbettkonfiguration wird üblicherweise die maximal abführbare Wärmestromdichte (Dryout Heat Flux Density, DHF) angegeben. Auf Grund der weiterhin freigesetzten Nachzerfallswärme bzw. durch eine weiter voranschreitende Oxidation ist ein Absinken des Kühlmittelstands im unteren Plenum des RDB möglich, wodurch das Schüttbett teilweise oder komplett freiliegen kann. Durch eine Wassereinspeisung in den RDB würden diese Bereiche unter starker Dampffreisetzung schlagartig abgeschreckt werden (Quenching). Wird in dieser Phase des Störfalls keine langfristige Kühlung der Schüttung hergestellt, kann das Kernmaterial erneut aufschmelzen und einen Schmelzpool bilden. Dieser ist in der Folge deutlich schlechter kühlbar als die vorherige Schüttung, wodurch die funktionelle Integrität des RDB gefährdet wird. Zum Schutz des RDB sieht beispielsweise das Sicherheitskonzept des Westinghouse AP1000 vor, das untere Plenum des RDB durch Fluten der Reaktorgrube von außen zu kühlen (In-Vessel Retention) [11].

Ex-Vessel-Szenario

Ein Versagen des RDB kann durch verschiedene Phänomene auftreten. Bereits durch die Verlagerung des geschmolzenen Kernmaterials ins untere Plenum kann die RDB-Wand erodieren. Weiterhin kann der RDB in Folge einer Dampfexplosion, ausgelöst durch die schlagartige Fragmentation der Schmelze, beschädigt werden. Bildet sich im unteren Plenum ein Schmelzesee, so kann die RDB-Wand lokal aufschmelzen und Kernschmelze aus dem RDB austreten. Austretende Kernschmelze würde sich in der Reaktorgrube ausbreiten und dort vorhandene Betonstrukturen angreifen (Molten Core Concrete Interaction, MCCI). Die Folgen wären eine Schwächung tragender Betonstrukturen und eine Freisetzung nicht kondensierbarer bzw. brennbarer Gase in das Containment [12]. Unter anderem in schwedischen und finnischen Siedewasserreaktoren ist vorgesehen, bei einem drohenden Versagen des RDB die Reaktorgrube zu fluten, um eine Wasservorlage für eine erneute Schmelzefragmentation zu bilden (Abbildung 1.1 c)) [13]. Unter anderem der europäische Druckwasserreaktor (European Pressurized Water Reactor, EPR) von Areva verfolgt hingegen ein Core Catcher Konzept [12]. Hierbei kann die austretende Schmelze bei Versagen des RDB durch einen Kanal in eine außerhalb der Reaktorgrube befindliche Kammer geleitet werden und sich dort verteilen. Das große Oberflächen/Volumen-Verhältnis begünstigt hierbei die langfristige Kühlbarkeit der Schmelze. Ein ähnlicher Ansatz wird mit dem COMET-Konzept verfolgt [14]. Hierbei wird das geschmolzene Corium ebenfalls großflächig verteilt. Das Corium zerstört zunächst eine Opferschicht aus Beton, wodurch Kühlkanäle freigegeben werden, durch die Wasser gravitationsgetrieben von unten einströmen kann und die Schmelze zu einem porösen Schüttbett erstarren lässt.

1.2.2 Theoretische Arbeiten zur Modellierung des Druckgradientenverlaufs

Die Beschreibung der Druckgradienten bei ein- und zweiphasiger Durchströmung einer Schüttung ist hinsichtlich der Schüttbettkühlbarkeit von zentraler Bedeutung. Im Folgenden sollen daher üblicherweise verwendete Modellansätze vorgestellt werden. Der Druckgradient einer vertikalen Strömung in einer Schüttung setzt sich bei konstanter Geschwindigkeit aus einem hydrostatischen Anteil und einem Reibungsanteil zusammen:

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_{tot} = \left(-\frac{dp}{dz}\right)_{hs} + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_R \quad (1.1)$$

mit
$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_{hs} = \rho \cdot g \quad (1.2)$$

Von Interesse ist insbesondere die Beschreibung des Reibungsanteils. Er kann im laminaren Bereich mit $Re \leq 10$ (Definition Re nach Rhodes [15]: $Re = (J_1 D_p \rho) / \mu(1 - \varepsilon)$) durch die empirische Gleichung von Darcy beschrieben werden. Bei höherer Reynolds-Zahl überwiegen zunehmend die Trägheitskräfte und der Forchheimer-Term muss Berücksichtigung finden:

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_R = \frac{\mu}{K} J + \frac{\rho}{\eta} J^n \quad (1.3)$$

Der Exponent n wird in der Literatur üblicherweise mit $n = 2$ für ungeordnete Kugelschüttungen [16, 17] angegeben. Allerdings lässt sich mathematisch aus der Navier-Stokes-Gleichung ableiten, dass in einem Übergangsbereich für einen geringen Anteil an Trägheitskräften $n = 3$ gilt [18, 19]. Clavier et al. [20] konnten dies experimentell zwar bestätigen, allerdings ist der Einfluss der Trägheitskräfte gegenüber den Zähigkeitskräften im relevanten Bereich ($Re = 10 - 30$) so gering, dass ebenfalls mit $n = 2$ eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt werden kann.

Die Permeabilität K und die Passabilität η beschreiben die Durchlässigkeit der Schüttung auf Grund der Porosität ε (Verhältnis aus Hohlraumvolumen zu Gesamtvolumen der Schüttung V_H/V_{tot}) und des Partikeldurchmessers D_p unter Berücksichtigung der Verlängerung und Verengung der Strömungspfade. Sie werden nach Ergun [16] angegeben zu:

$$K = \frac{D_p^2 \varepsilon^3}{C_1 (1 - \varepsilon)^2} \quad (1.4)$$

$$\eta = \frac{D_p \varepsilon^3}{C_2(1 - \varepsilon)} \quad (1.5)$$

Die Konstanten C_1 und C_2 wurden empirisch ermittelt und in der Literatur mit $C_1 = 180$ und $C_2 = 1,8 - 4$ [17], $C_1 = 160$ und $C_2 = 1,61$ [21] oder $C_1 = 181$ und $C_2 = 1,63$ [20] angegeben. Üblicherweise werden allerdings die Werte $C_1 = 150$ und $C_2 = 1,75$ nach Ergun [16] verwendet. Die voneinander abweichenden Werte lassen sich durch unterschiedliche Strömungsbedingungen, Partikelgrößen und -formen in den Versuchsreihen, aber auch durch einen möglichen Einfluss der Oberflächenrauigkeit erklären [17].

In der Reaktorsicherheitstechnik sind neben der Beschreibung der Druckgradienten einer einphasigen Strömung die Druckgradienten zweiphasiger Strömungen von besonderem Interesse. Hierbei wird in zahlreichen Modellen der Ansatz der erweiterten Ergun-Gleichung verwendet, bei der der Druckgradient getrennt für beide Phasen formuliert wird (Gl. 1.6 und 1.7). Durch die Einführung relativer Permeabilitäten K_{rl} bzw. K_{rg} und Passabilitäten η_{rl} bzw. η_{rg} wird dem Vorhandensein der jeweiligen anderen Phase Rechnung getragen. Die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten werden als Funktion des volumetrischen Dampfgehalts α ausgedrückt (Tabelle 1.1). Klassische Modelle unterscheiden sich im Wesentlichen durch Variation des Exponenten. Mit zunehmendem Exponenten wird die Reibung verstärkt und die Dryout-Wärmestromdichte reduziert.

$$-\frac{dp_l}{dz} = \rho_l \cdot g + \frac{\mu_l}{K \cdot K_{rl}} J_l + \frac{\rho_l}{\eta \cdot \eta_{rl}} J_l \cdot |J_l| \left(-\frac{F_i}{1 - \alpha} \right) \quad (1.6)$$

$$-\frac{dp_g}{dz} = \rho_g \cdot g + \frac{\mu_g}{K \cdot K_{rg}} J_g + \frac{\rho_g}{\eta \cdot \eta_{rg}} J_g \cdot |J_g| \left(+\frac{F_i}{\alpha} \right) \quad (1.7)$$

Tabelle 1.1: Relative Permeabilitäten und Passabilitäten verschiedener Autoren

	K_{rl}	η_{rl}	K_{rg}	η_{rg}
Lipinski (1982) [22]	$(1-\alpha)^3$	$(1-\alpha)^3$	α^3	α^3
Reed bzw. Lipinski (1984) [23, 24]	$(1-\alpha)^3$	$(1-\alpha)^5$	α^3	α^5
Hu & Theofanous [25]	$(1-\alpha)^3$	$(1-\alpha)^6$	α^3	α^6

In früheren experimentellen Arbeiten konnten allerdings Defizite dieses klassischen Ansatzes aufgezeigt werden (z.B. Schäfer [26]). Insbesondere der Druckgradientenverlauf kann durch diese Modelle nicht korrekt wiedergegeben werden. Durch die Ein-

führung der volumetrischen Interphasenreibungskraft F_i etwa durch Schulenberg & Müller [27] oder Tung & Dhir [28] kann die Interphasenreibung explizit berücksichtigt und der Druckgradientenverlauf zumindest qualitativ wiedergegeben werden. Schulenberg & Müller modellieren die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten ähnlich den klassischen Modellen in Abhängigkeit vom Dampfgehalt. Tung & Dhir leiten ihre Reibungsformulierungen von vorherrschenden Strömungsformen (Blasen, Pfropfen- oder Ringströmung) in der Schüttung ab und formulieren die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten sowie die Interphasenreibung in Abhängigkeit von Strömungsformen und entsprechenden Übergangsbereichen. Basierend auf dem Modell von Tung & Dhir wurden in der Vergangenheit etwa durch Schmidt [29] und Rahman [30] zahlreiche Modifikationen vorgenommen, wodurch insbesondere für kleine Partikelgrößen eine bessere Übereinstimmung mit experimentellen Messdaten erreicht werden konnte. Weitere Details zu den Modellen mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung können dem Anhang C entnommen werden.

1.2.3 Simulationscodes

Es gibt zahlreiche Simulationscodes zur Simulation eines schweren Störfalls. Zu unterscheiden sind in diesem Zusammenhang Integralcodes, die zwar das gesamte Kraftwerk abbilden, viele Phänomene aber nur vereinfachend berücksichtigen, und Codes, die sich auf einzelne Phänomene konzentrieren. Teilweise sind diese wiederum mit Integralcodes gekoppelt. Im Folgenden werden einige wesentliche Codes aufgeführt.

Der deutsch-französische Code ASTEC (Accident Source Term Evaluation Code) (Chatelard et al. [31]) wird vom IRSN und der GRS gemeinsam mit zahlreichen Partnern entwickelt. Der Code koppelt zahlreiche Module, die auch eigenständig genutzt werden können. Es lassen sich so alle relevanten Phänomene im RDB, im Primär- und Sekundärkreis und im Containment abdecken. Hervorzuheben ist in diesem Zusammenhang das Modul ICARE zur Simulation der Kernzerstörung. ICARE wird als Teil des eigenständigen Codes ICARE/CATHARE am IRSN in Frankreich entwickelt. Der Code behandelt alle wesentlichen Phänomene von der Kernzerstörung bis zum Versagen des Reaktor-druckbehälters.

Der deutsche Systemcode ATHLET-CD (Analysis of Thermal-hydraulics of Leaks and Transients – Core Degradation) (Trambauer et al. [32]) wird von der GRS in Zusammenarbeit mit dem IKE entwickelt. Es lassen sich sowohl reguläre als auch auslegungsüberschreitende Betriebszustände in Leichtwasserreaktoren simulieren. In ATHLET-CD ist das Modul MEWA (Melt and Water) (Buck et al. [33]) zur Simulation der Schüttbettkühlung implementiert. Der Code JEMI (Jet Fragmentation and Premixing) (Pohlner et al. [34]) kann zur Simulation der Schmelzefragmentation und Schüttbettentstehung

verwendet werden. MEWA und JEMI lassen sich eigenständig oder gekoppelt im Code COCOMO (Corium Coolability Model) nutzen, der ebenfalls am IKE entwickelt wird. Im Rahmen dieser Arbeit ist insbesondere der MEWA-Teil von Bedeutung, der auch für eigene Simulationsrechnungen verwendet wurde. Im Folgenden wird daher näher auf den verwendeten Ansatz eingegangen.

MEWA verwendet einen Quasi-Kontinuumsansatz, bei dem die drei Phasen Partikel, Schmelze und ein Zweiphasengemisch (Wasser und Wasserdampf) separat im thermischen Ungleichgewicht modelliert werden. Im Code werden die Massen- und Energieerhaltungsgleichungen aller Phasen sowie die Impulserhaltungsgleichungen für Wasser, Wasserdampf und Schmelze gelöst. Bei der Wärmeübertragung zwischen Partikeln und dem Zweiphasengemisch wird in Abhängigkeit von der Partikeltemperatur zwischen Blasen- und Filmsieden unterschieden. Die entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten werden mit den klassischen Korrelationen von Rohsenow und Lienhard bestimmt. Besonderer Entwicklungsaufwand wurde in der Vergangenheit in die Modifizierung der Reibungsmodelle (vgl. vorheriger Abschnitt) und die Erweiterung des Codes für dreidimensionale Schüttbettgeometrien gelegt (Hartmann et al. [35, 36]). Aktueller Forschungsgegenstand ist die Implementierung eines Modells zur Schüttbettbildung durch Ablagerung und Verlagerung von Feststoffpartikeln (Hilali et al. [37]).

1.2.4 Experimentelle Arbeiten

In Folge des Unfalls von TMI II wurden die Forschungen weltweit im Bereich der Schüttbettentstehung und -kühlung intensiviert. Die Schüttbettentstehung spielt insofern eine wesentliche Rolle für die Schüttbettkühlung, da hier die entscheidenden, die Kühlbarkeit der Schüttung begrenzenden Parameter ermittelt werden und auf Basis dieser Untersuchungen geeignete Untersuchungsparameter für die Schüttbettkühlung festgelegt werden können.

In den durchgeführten Untersuchungen zum Thema der Schüttbettkühlung ist zwischen gefluteten und trockenen, überhitzten Schüttungen zu unterscheiden. In den Untersuchungen gefluteter Schüttbetten sind die Druckgradienten in der Schüttung eines stationären Siedevorgangs und die maximal abführbare Wärmestromdichte von besonderem Interesse. Im Fall der trockenen, überhitzten Schüttung werden der Abkühlvorgang durch Fluten der Schüttung, die Ausbreitung der Flutfront und die dominierenden Wärmeübertragungsvorgänge untersucht. Die untersuchten Schüttungen können homogen oder geschichtet sein und die Zuströmung des Kühlwassers kann auf verschiedene Arten erfolgen. In einigen Untersuchungen wurden sogenannte Downcomer eingesetzt. Der Begriff Downcomer bezeichnet im herkömmlichen Sinn den Ringraum im Reaktor-druckbehälter, in dem eingespertes Kühlwasser nach unten geführt wird, so dass der

Reaktorkern von unten nach oben durchströmt wird. Der Begriff Downcomer bezeichnet aber auch ein konstruktives Element, das der Strömungsführung des Kühlwassers dient und dieses der zu kühlenden Schüttung ebenfalls von unten zuführt. Denkbar ist zudem, dass ein oder mehrere Downcomer in zukünftigen Reaktortypen zur Verbesserung der Kühlbarkeit einer sich im Fall eines schweren Störfalls ausbildenden Schüttung eingebaut werden können. Weitere Untersuchungen beschäftigen sich explizit mit dem Einfluss der Partikelgeometrie. Hierzu wurden bisher allerdings überwiegend Versuchsreihen bei einphasiger Durchströmung der Schüttung durchgeführt.

Schmelzefragmentation und Schüttbettenstehung

In verschiedenen Versuchsanlagen wurden in den letzten Jahrzehnten die charakteristischen Größen einer Schüttung, wie sie im Fall eines schweren Störfalls entstehen kann, bestimmt. Die Kenntnis über die Partikelgrößenverteilung, die zu erwartende Porosität, die Partikelbeschaffenheit und die mögliche Formation von dicht gepackten Agglomerationen ist von zentraler Bedeutung, um die relevanten Untersuchungsparameter für die Schüttbettkühlung festzulegen.

Magallon [38] hat unter Variation zahlreicher Parameter (Systemdruck, Wassertiefe und -temperatur, Schmelzemasse usw.) das Fragmentationsverhalten von Corium in der FARO- und der KROTOS-Versuchsanlage untersucht. Dabei kam es häufig zu der Bildung von Agglomerationen mit hoher Dichte (engl. Cake). Die Ausbildung eines solchen Cakes entsteht, wenn die Wassertiefe geringer als die Aufbrechlänge des Schmelzestrahls ist. Er zeichnet sich durch eine glatte Oberfläche mit vertikalen Rissen aus, wodurch er sich teilweise sehr leicht zerbrechen lässt, die innere Struktur kann als schwammartig bezeichnet werden. Der Cake wird in der Regel von einem losen Schüttbett bedeckt. Die Partikelgröße in den Versuchsreihen lag im Bereich weniger Zehntelmillimeter bis größer 10 mm, die massengemittelten Partikelgrößen betragen 2,6 – 4,8 mm. Eine Dampfexplosion war nur im Versuch L-33 zu beobachten. Infolge einer Dampfexplosion entsteht eine Suspension, deren feste Bestandteile sich nur sehr langsam auf dem Schüttbett in Form von Schlamm absetzen. In den FARO und KROTOS Experimenten wurden die Porositäten oder Permeabilitäten der entstandenen Schüttungen nicht bestimmt.

Spencer et al. [39] haben in den Tests CCM-1 – CCM-6 ebenfalls Untersuchungen zur Schmelzefragmentation von Corium durchgeführt. Neben der Untersuchung der chemischen Prozesse stand hierbei auch die Charakterisierung der entstandenen Schüttbetten im Vordergrund. Es zeigte sich, dass die Porosität einen sehr großen Bereich abdecken kann ($\epsilon = 0,39 - 0,65$). Allerdings handelt es sich hierbei zu einem wesentlichen Teil um interne Porositäten, die für einen Kühlwasserstrom nicht zugänglich sind. Wie auch die

Porosität kann die Partikelgröße einen sehr großen Bereich abdecken, der in den einzelnen Experimenten zwischen 0,8 und 5 mm schwankte. Die gesamte Bandbreite der Partikelgrößen beträgt 0,1 – 10 mm. Zahlreiche Partikel zeigten Einschlüsse oder waren sogar hohl.

In den PREMIX-Experimenten am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) [40] wurde die Schmelzefragmentation des Ersatzmaterials Aluminiumoxid Al_2O_3 untersucht. In Anlehnung an die FARO-Experimente wurden die PREMIX-Experimente unter teils ähnlichen Bedingungen durchgeführt. Auch hier bildete sich unter bestimmten Bedingungen ein Cake. Die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung der Schüttung ergab, dass ein nicht unwesentlicher Anteil besonders großer Partikel vorhanden war. Allerdings waren die Partikel leicht zerbrechlich, wodurch eine Änderung der Partikelgrößenverteilung durch den Siebvorgang nicht ausgeschlossen werden konnte. Ein Teil der erzeugten Al_2O_3 -Partikel stehen dem IKE zur Verfügung und wurden in den Versuchsreihen von Rashid [41] wie auch im Rahmen dieser Arbeit in der DEBRIS-Anlage auf ihr Kühlungsverhalten hin untersucht.

Karbojian et al. [42] haben in den DEFOR-E Experimenten (Debris Formation) ebenfalls die Schmelzefragmentation von Ersatzwerkstoffen ($\text{CaO-B}_2\text{O}_3$ bzw. $\text{WO}_3\text{-CaO}$) untersucht. Hier zeigte sich ein teilweise der üblichen Vorstellung widersprechender Schüttbettauflauf, bei dem sich die kleinen Partikel unten und die großen oben ablagerten. Die gemessenen Porositäten lagen im Mittel bei 64 %, über den Anteil interner Porositäten wird allerdings keine Angabe gemacht.

Kühlbarkeit gefluteter Schüttungen

Hofmann [10] hat Dryout-Experimente unter Top- und Bottom-Flooding-Bedingung (Kühlwasserzufluss von oben bzw. unten) durchgeführt. Im Fall des Top-Floodings konnte er zeigen, dass der Dryout weiter oben in der Schüttung detektiert wird, wenn der DHF deutlich überschritten wird. Zu begründen ist dies dadurch, dass je deutlicher die maximal abführbare Wärmestromdichte überschritten wird, desto stärker wird der Wassermassenstrom auf Grund der Gegenstrombegrenzung (Counter-Current Flow Limitation, CCFL) reduziert. Das Wasser kann in der Folge weniger tief in die Schüttung vordringen und der Dryout wird weiter oben in der Schüttung detektiert. Im Fall des Bottom-Floodings erfolgte die Zuflussung über einen ringförmigen Downcomer, dessen Höhe in den Untersuchungen variiert wurde. Die Untersuchungen von Hofmann haben gezeigt, dass der DHF gegenüber Top-Flooding signifikant gesteigert werden konnte. Einen maßgeblichen Einfluss auf den DHF hat die Höhe des Downcomers und damit die treibende hydrostatische Wassersäule.

Atkhen und Berthoud [43] haben die Kühlbarkeit verschiedener Schüttungen bestehend aus kugelförmigen Partikeln unter Top- und Bottom-Flooding-Bedingung untersucht. Im Fall des Bottom-Floodings kann im Vergleich zum Top-Flooding mindestens die doppelte Heizleistung abgeführt werden. Bei kleinen Partikeln ($D_p = 2 \text{ mm}$) zeigte sich beim Bottom-Flooding eine Umverlagerung der Partikel, die zu einer Anhäufung in der Schüttbettmitte führte. Das deutet darauf hin, dass es zu einem Aufschwimmen der obersten Partikel, einem sogenannten Fluidisieren, auf Grund der hohen Dampfgeschwindigkeit gekommen ist.

Thakre et al. [44, 45] haben verschiedenartig geschichtete Schüttbetten unter Top- und Bottom-Flooding-Bedingung untersucht. Zusätzlich kamen Downcomer unterschiedlicher Größe zum Einsatz, um den Einfluss einer zusätzlichen gravitationsgetriebenen Einspeisung auf die Kühlbarkeit zu quantifizieren. Es konnte gezeigt werden, dass mehrdimensionale Schüttbettkonfigurationen die Kühlbarkeit deutlich verbessern können. Insbesondere bei einem dreiecksförmigen Schüttbett, das einem realen konusförmigen Schüttbett nachempfunden ist, kann die Kühlbarkeit auf Grund der seitlichen Zuströmung um 69 % gegenüber einem eindimensionalen Schüttbett mit gleichem Volumen gesteigert werden.

Lindholm et al. [46] haben in der STYX-Versuchsanlage die Kühlbarkeit einer homogenen und einer axial geschichteter Sandschüttung untersucht. Hierbei konnte gezeigt werden, dass durch eine Schicht kleinerer Partikel (0,25 – 0,4 mm) oberhalb einer Schüttung größerer Partikel (0,25 – 10 mm) der DHF um 20 – 30 % gegenüber einer homogenen Schüttung verwendeter großer Partikel reduziert wird. Takasuo et al. [47] haben für die gleichen Schüttungskonfigurationen zusätzlich drei seitliche Downcomer ($D = 5$ bzw. 8 mm) installiert, wodurch der DHF des homogenen Betts gegenüber reinem Top-Flooding um 22 – 25 % gesteigert werden konnte. Im Fall der axialen Schichtung konnte keine signifikante Steigerung des DHF verzeichnet werden.

In den COOLOCE-Experimenten haben Takasuo et al. [48, 49] den Einfluss der Schüttbettgeometrie und den Einfluss mehrdimensionaler Zuströmung auf die Kühlbarkeit untersucht. Bei gleicher Schüttungshöhe zeigte das konische Schüttbett auf Grund mehrdimensionaler Zuströmmöglichkeiten eine gegenüber dem zylindrischen Schüttbett um 48 – 60 % verbesserte Kühlbarkeit. Bei gleichbleibendem Schüttungsdurchmesser und -volumen ist die Kühlbarkeit des konischen Schüttbetts gegenüber dem zylindrischen um etwa 47 – 51 % reduziert. Es lässt sich daher schlussfolgern, dass der Einfluss der Schüttungshöhe in den untersuchten Konfigurationen einen größeren Einfluss auf die Kühlbarkeit hat als die Zuströmbedingung. Weiterhin zeigte sich, dass der Vorteil der mehrdimensionalen Zuströmung ausgeglichen wird, wenn das kegelförmige Bett

47 – 58 % höher ist als das von oben geflutete Schüttbett. Auf Grund numerischer Untersuchungen wird zudem angenommen, dass ein signifikanter Unterschied im Post-Dryout-Verhalten besteht. Hierbei zeigte sich, dass Mehrdimensionalitäten eine Stabilisierung der Schüttungstemperaturen oberhalb der Sättigungstemperatur begünstigen.

Am IKE wurden in der Vergangenheit Siede- und Dryout-Versuche mit Variation des Schüttbettinventars, des Systemdrucks und der Einspeisung durchgeführt. Schäfer et al. [50–52] haben zunächst die Kühlbarkeit monodisperser Schüttungen ($D_p = 3$ und 6 mm) mit Wasserzufuhr von oben bei Umgebungsdruck ($0,1$ MPa) untersucht. In den Siedeversuchen wurde insbesondere der Einfluss der Interphasenreibung auf den sich einstellenden Druckgradienten in der Schüttung thematisiert, der durch die verschiedenen Reibungsmodelle nur bei expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung zumindest qualitativ wiedergegeben werden kann. In den Dryout-Experimenten konnte ein Zusammenhang zwischen der eingebrachten Heizleistung und der zeitlichen Verzögerung des Dryouts aufgezeigt werden[52]. Eine hohe, die kritische Wärmestromdichte deutlich übersteigende Heizleistung führt zu einem schnellen Austrocknen der Schüttung, ein Temperaturanstieg der Schüttung über Sättigungstemperatur ist im oberen Bereich der Schüttung zu erwarten. Bei einer geringen, die kritische Wärmestromdichte nur in geringem Maße übersteigenden Wärmestromdichte trocknet die Schüttung langsam von oben nach unten aus und ein Temperaturanstieg über Sättigungstemperatur ist im unteren Schüttungsbereich zu verzeichnen. Rashid et al. [41, 53] haben Siede- und Dryout-Versuche mit einer polydispersen Mischung ($2, 3$ und 6 mm Kugeln im Verhältnis $20/30/50$) und einer Schüttung zuvor erwähnter unregelmäßig geformter Partikel aus den PREMIX-Experimenten mit zugesetzten 3 und 6 mm Kugeln für verschiedene Systemdrücke ($0,1; 0,3$ und $0,5$ MPa) durchgeführt. Es zeigte sich in den Untersuchungen, dass die Kühlbarkeit mit steigendem Systemdruck deutlich verbessert wird. Einen weitaus größeren Einfluss auf die Kühlbarkeit hat allerdings die Form der Zuströmung. Strömt Kühlwasser von unten in die Schüttung befinden sich Wasser und Wasserdampf im Gleichstrom und die Kühlbarkeit wird gegenüber einer Einspeisung von oben, bei der sich Wasser und Dampf im Gegenstrom befinden, um $90 - 125$ % verbessert. Neben den Zuströmformen Top- und Bottom-Flooding wurde auch der Einfluss zweier zentral in der Schüttung positionierter Downcomer auf die Kühlbarkeit untersucht. Durch die Installation eines Downcomers kann Kühlwasser im Downcomer von oben nach unten strömen und in der Schüttung im Gleichstrom mit dem Wasserdampf von unten nach oben strömen. Die Kühlbarkeit verbessert sich gegenüber Top-Flooding um $74 - 111$ %. Durch eine Perforation des Downcomers wird ein Queraustausch zwischen Downcomer und Schüttung ermöglicht. Die Kühlbarkeit verbessert sich dabei allerdings gegenüber Top-Flooding nur in geringem Maße, da der Dampf mutmaßlich

durch den Downcomer abströmt und sich Wasser und Wasserdampf wiederum im Gegenstrom befinden.

Kühlbarkeit trockener, überhitzter Schüttungen

Das Fluten überhitzter, trockener Schüttbetten war bereits Thema zahlreicher Untersuchungen. Bereits in den 1980er-Jahren wurden durch Ginsberg et al. [54], Cho et al. [55], und Tung & Dhir [56] entsprechende Flutexperimente durchgeführt. Cho et al. [55] haben ein überhitztes Schüttbett mit einer Wassersäule von oben beaufschlagt. Es hat sich gezeigt, dass durch eine Druckentlastung am Schüttbettboden im Vergleich zu einer Druckentlastung oberhalb der Schüttung der Quenchvorgang deutlich beschleunigt werden kann. In einem Versuch ohne Druckentlastung wurde ein massiver Druckanstieg verzeichnet, der den Quenchvorgang signifikant beschleunigt hat.

Ginsberg et al. [54] konnten in ihren Top-Flooding-Experimenten beobachten, dass der Quenchvorgang in zwei Phasen unterteilt werden kann. In der ersten Phase dringt Wasser strahlenförmig von oben nach unten in das Schüttbett ein und führt einen Teil der gespeicherten Energie aus dem Schüttbett ab. In der zweiten, aufwärtsgerichteten Phase wird die verbliebene Energie aus dem Schüttbett abgeführt.

Tung & Dhir [56] haben das Quenchverhalten axial und radial geschichteter Schüttbetten mit Zuströmung von oben und von unten untersucht. Im Fall des Top-Floodings mit konstantem treibendem Druck wird der Quenchvorgang durch Dampfreibung dominiert. Daraus ergibt sich, dass der Quenchvorgang länger dauert, wenn sich eine Schicht geringer Permeabilität oberhalb einer Schicht hoher Permeabilität befindet, als wenn die Schichten getauscht wären. Im Fall des Top-Floodings wurde beobachtet, dass das Wasser vornehmlich in Wandnähe von oben nach unten in die Schüttung eindringt, da hier auf Grund des Wandeffekts die Permeabilität natürlicherweise größer ist. Im Fall einer radialen Schichtung dringt das Wasser ebenfalls überwiegend in die Schicht hoher Permeabilität ein.

In den letzten Jahren wurden etwa durch Nayak et al. [57] radial geschichtete Schüttungen mit Downcomern verschiedener Größe und Anordnung untersucht. Hierbei wurden in verschiedenen Kombinationen ein großer zentraler Downcomer und sechs kleinere Downcomer im Randbereich eingesetzt, um den Einfluss der Downcomer-Größe und der Anordnung auf den Quenchvorgang zu untersuchen. Es zeigte sich ein signifikanter Einfluss des akkumulierten Strömungsquerschnitts der Downcomer auf die Quenchzeit.

Am IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) in Frankreich wurden durch Repetto et al. [58, 59] in der PRELUDE-Versuchsanlage das Flutverhalten für Schüttbetttemperaturen von 200 – 900 °C bei Umgebungsdruck mit konstanter Wasser-

zufuhr von unten untersucht. Die Wasserzufuhr wurde hierbei gesteigert bis es zu einem Fluidisieren, d. h. einem Aufschwimmen der obersten Schüttungspartikel, kam. Zusätzlich wurde der Einfluss eines Bypass in Form eines nicht beheizten Randbereichs mit höherer Porosität untersucht. Kürzlich wurde die PEARL-Versuchsanlage [60] in Betrieb genommen, die Quenchversuche in einem größeren Maßstab (Schüttbettmaße $D = 540$ mm, $H = 500$ mm) ermöglicht. Zudem ist geplant, Versuche bei erhöhtem Systemdruck durchzuführen.

Bisherige Quenchversuche am IKE wurden durch Schäfer und Groll [61] mit monodispersen Kugeln ($D_p = 6$ mm) und Rashid et al. [62, 63] mit einer polydispersen Mischung (2, 3 und 6 mm Kugeln im Verhältnis 20/30/50) und unregelmäßig geformten Partikeln aus den PREMIX-Experimenten [40] mit zugesetzten 3 und 6 mm Kugeln durchgeführt. Es wurden hierbei insbesondere die Zuströmbedingungen variiert (Top- und Bottom-Flooding, perforierter und nicht perforierter zentraler Downcomer). Diese Untersuchungen wurden stets begleitet von Problemen mit dem Teststreckenbehälter. Auf Grund der verwendeten Induktionsheizung, die eine volumetrische Energiezufuhr ermöglicht, kommen in der DEBRIS-Versuchsanlage nur wenige Materialien für den Einsatz als Teststreckenbehälter in Frage. So wurde von Schäfer [26] ein Behälter aus Weichkeramik eingesetzt, der von einem Quarzglaszylinder umgeben war. Auf Grund des Spalts zwischen den zwei Behältern konnte sich teilweise ein unerwünschter Bypass einstellen, der sich auch auf die Messergebnisse auswirkte. Rashid [63] hat verschiedene Materialien (Quarzglas, Feuerzement, Weichkeramik und verschiedene, teils eigenhändig hergestellte Verbundwerkstoffe) eingesetzt. Allerdings konnten die Behältermaterialien den Versuchsanforderungen teilweise nur kurzzeitig standhalten. Aus diesem Grund musste in zahlreichen Versuchen die Schüttbetthöhe reduziert werden. In einem separaten Versuchsstand bei ebenfalls reduzierter Schüttbetthöhe wurde durch Leininger et al. [64] der Einfluss zweier Downcomer auf die Kühlbarkeit untersucht. Es zeigte sich, dass durch die Installation eines zentralen Downcomers ($D = 25$ mm) das Wasser teilweise von oben in das Schüttbett eindringt, überwiegend aber durch den Downcomer strömt und das Schüttbett von unten quencht. Die Quenchzeit sinkt dadurch auf das Niveau des reinen Bottom-Floodings. Ein perforierter Downcomer hingegen, der auch einen Queraustausch zwischen Schüttung und Downcomer zulässt, reduziert die Quenchzeit gegenüber Top-Flooding nur unwesentlich. Als Grund hierfür wurde ein Eindringen von Wasserdampf in den Downcomer und daraus resultierend eine Blockade des Downcomers angeführt. Alle bisherigen Flutversuche am IKE wurden bei Umgebungsdruck durchgeführt.

Einfluss der Partikelgeometrie

Um den Druckgradienten einer durchströmten Schüttung zu berechnen, müssen entsprechend zuvor beschriebener Modellansätze die Porosität und der Partikeldurchmesser bekannt sein. Besteht das Schüttbett allerdings aus nicht kugelförmigen Partikeln oder Partikeln unterschiedlicher Größe, bietet es sich an, einen Ersatzdurchmesser (äquivalenten Durchmesser) anhand der Partikelgeometrie bzw. der Partikelgrößenverteilung zu definieren. Hierbei ist zu unterscheiden, ob es sich um eine Schüttung aus monodispersen (gleichartigen), nicht kugelförmigen Partikeln handelt oder um eine polydisperse (verschiedenartige) Mischung beliebig geformter Partikel. In der Literatur werden für monodisperse Schüttungen zahlreiche äquivalente Partikeldurchmesser angeführt, folgende Ansätze erscheinen besonders vielversprechend:

- Äquivalenter Durchmesser bezogen auf das Partikelvolumen

$$D_V = \left(\frac{6V_p}{\pi} \right)^{1/3} \quad (1.8)$$

- Äquivalenter Durchmesser bezogen auf die Partikeloberfläche

$$D_A = \left(\frac{A_p}{\pi} \right)^{1/2} \quad (1.9)$$

- Äquivalenter Durchmesser bezogen auf das Volumen/Oberflächen-Verhältnis der Partikel (Sauter-Durchmesser)

$$D_S = \frac{6V_p}{A_p} \quad (1.10)$$

- Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor

$$D_S \cdot \Psi = \frac{6V_p}{A_p} \frac{\pi^{1/3} (6V_p)^{2/3}}{A_p} \quad (1.11)$$

Bei einer polydispersen Schüttung kann ein Ersatzdurchmesser unter Berücksichtigung der Partikelgrößenverteilung ermittelt werden. Hierzu werden bei kugelförmigen Partikeln die tatsächlichen und bei nicht kugelförmigen Partikeln die zuvor bestimmten Ersatzdurchmesser verwendet. Es ergeben sich daraus u. a. folgende Formulierungen:

- Anzahlgemittelter äquivalenter Partikeldurchmesser

$$D_{\langle n \rangle} = \frac{\sum_k D_k n_k}{\sum_k n_k} \quad (1.12)$$

- Längengemittelter äquivalenter Partikeldurchmesser

$$D_{\langle l \rangle} = \frac{\sum_k D_k^2 n_k}{\sum_k D_k n_k} \quad (1.13)$$

- Oberflächengemittelter äquivalenter Partikeldurchmesser

$$D_{\langle a \rangle} = \frac{\sum_k D_k^3 n_k}{\sum_k D_k^2 n_k} \quad (1.14)$$

- Volumengemittelter äquivalenter Partikeldurchmesser

$$D_{\langle v \rangle} = \frac{\sum_k D_k^4 n_k}{\sum_k D_k^3 n_k} \quad (1.15)$$

Li und Ma [65, 66] haben die Druckgradienten bei adiabater einphasiger Durchströmung in Schüttungen bestehend aus durchbohrten Kugeln, Zylindern und verschiedenen polydispersen Kugelmischungen bestimmt und diese mit theoretisch berechneten Druckgradienten entsprechend der Ergun-Gleichung verglichen. Im Fall der Hohlkugeln und der Zylinder zeigte sich die beste Übereinstimmung mit der Ergun-Gleichung unter Verwendung des Produkts aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor (Gl. 1.11) als äquivalenter Partikeldurchmesser in der Ergun-Gleichung. Im Fall der polydispersen Kugelschüttungen zeigte sich für geringe Reynolds-Zahlen ($Re < 7$) die beste Übereinstimmung bei Verwendung des oberflächengemittelten Durchmessers $D_{\langle a \rangle}$ (Gl. 1.14), bei zunehmenden Reynolds-Zahlen ($Re > 7$) konnte die beste Übereinstimmung unter Verwendung des längengemittelten Durchmessers $D_{\langle l \rangle}$ (Gl. 1.13) erzielt werden.

Park et al. [67, 68] haben die Druckgradienten sowohl bei adiabater einphasiger als auch bei zweiphasiger Durchströmung für zylindrische Partikel verschiedener Größe gemessen. Der Vergleich der Druckgradienten bei einphasiger Durchströmung mit einer modifizierten Form der Ergun-Gleichung zeigte die beste Übereinstimmung bei Verwendung des Produkts aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor (Gl. 1.11). Bei zweiphasiger Durchströmung wurde das Modell von Schulenberg & Müller zu Vergleichszwecken herangezogen und ebenfalls die beste Übereinstimmung bei Verwendung des Produkts aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor (Gl. 1.11) aufgezeigt. Allerdings wurde auch gezeigt, dass das Modell von Schulenberg & Müller selbst im Fall kugelförmiger Partikel nur für große Partikeldurchmesser eine gute Übereinstimmung liefert.

Clavier et al. [20] haben die Druckgradienten monodisperser Schüttungen bestehend aus Zylindern und Prismen unterschiedlicher Größe sowie verschiedener polydisperser Kugelschüttungen bei einphasiger Durchströmung untersucht. Hierbei wurde zu Vergleichszwecken eine modifizierte Form der Ergun-Gleichung herangezogen. Unterschie-

den wurde in den Untersuchungen zwischen geringen und hohen Reynolds-Zahlen. Bei geringen Reynolds-Zahlen ($Re < 10$) ist der lineare Term der Ergun-Gleichung relevant, hier konnte die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen bei Verwendung des Sauter-Durchmessers erzielt werden. Bei höheren Reynolds-Zahlen ($Re > 10$) hingegen wird der quadratische Term zunehmend dominanter, hier wurde zusätzlich der Formfaktor verwendet.

1.3 Ziele der Arbeit

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit ist, ein hinreichendes physikalisches Verständnis der Strömungs- und Wärmeübertragungsvorgänge innerhalb einer volumetrisch beheizten, wassergekühlten Schüttung, welche einen fragmentierten Reaktorkern repräsentiert, zu erhalten. Sowohl die Kühlbarkeit durch Siedevorgänge innerhalb der Schüttung bei kontinuierlicher Wasserzufuhr als auch das Flutverhalten heißer, trockener Schüttungen sollen untersucht werden. Grundsätzlich wird die Bedeutung eingehender Untersuchungen zu dieser Thematik trotz zahlreicher Forschungsarbeiten international weiterhin mit hoher Priorität eingestuft [69].

Da sowohl im nationalen als auch im internationalen Umfeld die Kühlbarkeit homogener Schüttbetten aus überwiegend kugelförmigen Partikeln bereits eingehend untersucht wurde, liegt der Fokus dieser Arbeit auf einer Steigerung der Komplexität der experimentellen Randbedingungen hin zu prototypischen, d. h. realitätsnahen Randbedingungen. Obwohl diesen prototypischen Eigenschaften eine große Bedeutung für die Kühlbarkeit der Schüttung zugemessen wird [70], wurden sie bisher nur in Ansätzen experimentell untersucht.

Es sollen in diesem Zusammenhang verschiedene prototypische Randbedingungen variiert und der Einfluss auf die Schüttbettkühlbarkeit experimentell untersucht werden. Dazu zählen die Kühlwasser-Zuströmbedingung (i), der Schüttbettaufbau (ii) und die Partikelgeometrie (iii). Im Themengebiet des Flutens heißer, trockener Schüttungen sollen zudem erstmals Versuchsreihen bei erhöhtem Systemdruck durchgeführt werden (iv). Abschließende Modellrechnungen sollen die Anwendbarkeit existierender Modellansätze demonstrieren und mögliche Defizite aufzeigen (v).

- (i) Im Sinne einer Steigerung der Komplexität hin zu realitätsnäheren Randbedingungen sollen die Zuströmbedingungen des Kühlwassers variiert werden. Wurden bisher überwiegend eindimensionale Zuströmbedingungen (Top- und Bottom-Flooding) und in der Schüttung befindliche Downcomer nur teilweise untersucht, sollen zusätzlich weitere, das Schüttbett ringförmig umgebende und

- somit eine mehrdimensionale Zuströmung ermöglichende Strömungskonfigurationen bzgl. ihres Einflusses auf die Schüttbettkühlung untersucht werden.
- (ii) Untersuchungen zur Schüttbettenstehung haben gezeigt, dass Schüttbetten im Wesentlichen durch unterschiedliche Sedimentationsgeschwindigkeiten größerer und kleinerer Partikel bezüglich der Partikelgrößen- und Porositätsverteilung inhomogen aufgebaut sein können. Zudem kann die Bildung von Agglomerationen geringer Porosität etwa durch eine geringe Wassertiefe bei der Schmelzefragmentation begünstigt werden. Da solch inhomogene Schüttbettkonfigurationen die Kühlbarkeit des Schüttbetts deutlich reduzieren können, soll in dieser Arbeit die Strömung innerhalb der Schüttung anhand der Druckmessung analysiert und der Einfluss auf die Schüttbettkühlbarkeit quantifiziert werden.
 - (iii) In zurückliegenden Untersuchungen wurden überwiegend kugelförmige Partikel verwendet. Realistische Schüttbetten setzen sich allerdings aus unregelmäßig geformten Partikeln unterschiedlicher Größe und Form zusammen. Um den Einfluss der Partikelgeometrie auf die Kühlbarkeit der Schüttung zu untersuchen, werden daher im Rahmen dieser Arbeit u. a. prototypische Partikel, d. h. Partikel mit bekannter Geometrie (Zylinder und Schrauben), verwendet. Die Untersuchungen dienen dazu, einen möglichst allgemein gültigen Ersatzdurchmesser (äquivalenten Partikeldurchmesser) aus der Partikelgeometrie und der Partikelgrößenverteilung abzuleiten. Mit Hilfe einer Rechenvorschrift, gültig für beliebig geformte Partikel, könnte ein Ersatzdurchmesser ebenfalls für reale Schüttbettpartikel berechnet und zur Beschreibung eines Schüttbetts bspw. in Simulationsrechnungen verwendet werden.
 - (iv) Im Rahmen der Flutversuche soll der Parameterbereich erstmals zu höheren Systemdrücken (0,3 und 0,5 MPa) erweitert werden, wodurch sich eine Verbesserung der Kühlbarkeit erwarten lässt. Die wesentlichen Untersuchungspunkte der Flutversuche betreffen die Flutdauer und die Ausbreitung der Flutfront.
 - (v) Weiterhin soll im Rahmen dieser Arbeit die Anwendbarkeit existierender Reibungsmodelle und Simulationscodes überprüft werden. Dazu werden ausgewählte experimentelle Messdaten verschiedenen Modellen vergleichend gegenübergestellt und Übereinstimmungen bzw. Defizite der Modelle herausgearbeitet.

In Abschnitt 2 wird die DEBRIS-Versuchsanlage vorgestellt, an der die Versuchsreihen durchgeführt wurden, und die den gesteigerten experimentellen Anforderungen Rechnung tragend im Rahmen dieser Arbeit umfassend modifiziert und erweitert wurde. In Abschnitt 3 werden die experimentellen Randbedingungen der Versuchsreihen ausführlich erläutert. Abschnitt 0 befasst sich mit den Ergebnissen der Untersuchungen. Zunächst werden in Abschnitt 4.1 und 4.2 die Ergebnisse der Siede- und Dryout-

Experimente homogener und geschichteter Schüttbetten für verschiedene Zuströmkonfigurationen dargestellt. In Abschnitt 4.3 werden anschließend die Ergebnisse der Flutversuche vorgestellt. Die effektiven und äquivalenten Partikeldurchmesser verwendeter Schüttungspartikel werden in Abschnitt 4.4 bestimmt und miteinander verglichen. Die Anwendbarkeit existierender Modellansätze wird in Abschnitt 4.5 überprüft. Abschließend wird in Abschnitt 5 eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse gegeben.

2 Beschreibung der DEBRIS-Versuchsanlage

Die Messreihen wurden an der bereits bestehenden DEBRIS-Versuchsanlage durchgeführt, die im Rahmen der aktuellen Arbeit den erweiterten experimentellen Anforderungen entsprechend angepasst wurde. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten der Versuchsanlage vorgestellt. Die Ausführungen in diesem Kapitel sind im Wesentlichen Leiningner et al. [71] entnommen.

Die DEBRIS-Versuchsanlage ist als geschlossener Kreislauf ausgeführt und für einen maximalen Betriebsdruck von 4 MPa und eine maximale Systemtemperatur von 300 °C ausgelegt. Sie besteht im Wesentlichen aus zwei Druckbehältern (Wassertank, Autoklav) für die Bevorratung und Vorkonditionierung des Kühlwassers bzw. die Aufnahme der Teststrecke (Abbildung 2.1). Über verschiedene Rohrleitungen sind die beiden Behälter miteinander verbunden.

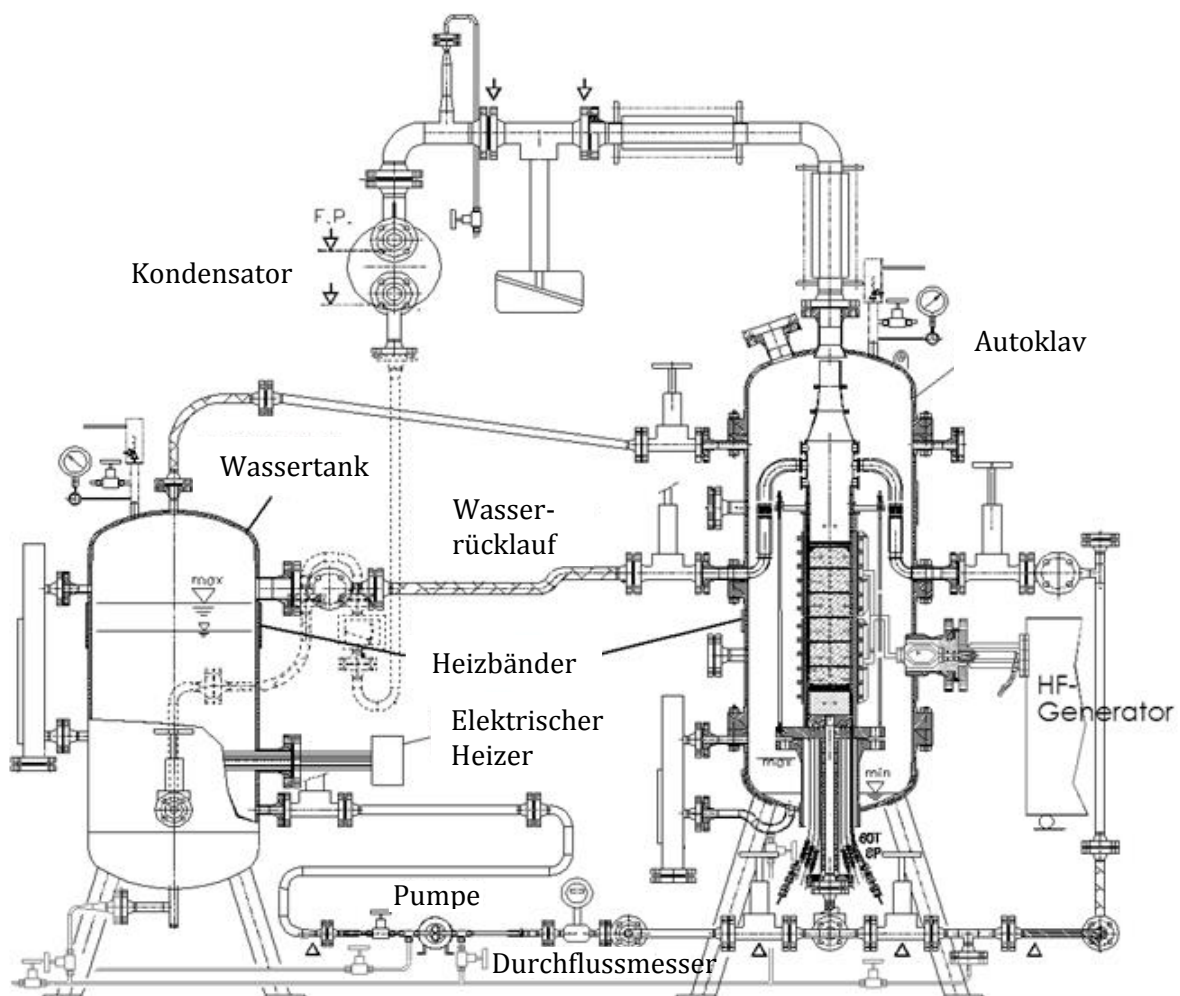


Abbildung 2.1: Gesamtansicht der DEBRIS-Versuchsanlage

2.1 Druckbehälter und Rohrleitungssystem

Um Versuchsreihen bei erhöhtem Systemdruck durchführen zu können, ist es erforderlich, die Teststrecke in einen Druckbehälter zu integrieren. Der verwendete Druckbehälter (Edelstahl 1.4571, Auslegung Nenndruckstufe PN64, maximale Behälterwandtemperatur 300 °C, $D_i = 625$ mm, $H = 2,8$ m) besteht aus zwei zylindrischen Segmenten sowie einer unteren und einer oberen Behälterkalotte, die über Flansche gasdicht miteinander verschraubt werden. In der unteren Behälterkalotte ist innenseitig eine Flanschdurchführung angeschweißt, über die sämtliche Thermoelement- und Druckmessleitungen druckdicht nach außen geführt werden. Zusätzlich verfügt der Druckbehälter über 12 weitere Flanschstützen verschiedener Größe, die u. a. der Spulendurchführung, Füllstandanzeige oder der Zu- bzw. Abfuhr des Kühlwassers dienen.

Der zweite Druckbehälter ($V = 432$ l) ist einteilig ausgeführt und dient der Bevorratung und Vorkonditionierung des Kühlwassers, das über elektrische Heizpatronen ($P = 24$ kW) auf die gewünschte Temperatur erwärmt werden kann.

Der Transfer des Kühlwassers zwischen Wassertank und der Teststrecke erfolgt mittels einer Zahnradpumpe. Um die Verschmutzung des Wassers durch Erosion der Partikel zu verringern, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Edelstahlfilter mit einer Filtermaschenweite von 60 μm am Auslass des Wassertanks installiert. Das verdampfte Wasser wird in einem Kondensator kondensiert und ebenfalls in den Heißwasserbehälter zurückgeführt. Über die Rücklaufleitung kann überschüssiges Wasser von der Teststrecke zurück in den Wassertank geführt werden. Eine gravitationsgetriebene Kühlwasser-einspeisung ist über die Steigleitung möglich, die außerhalb des Autoklavs den Wasserpool oberhalb der Teststrecke und den Schüttbettboden verbindet.

Um thermische Verluste an die Umgebung zu minimieren und den Aufheizvorgang zu beschleunigen, ist die Versuchsanlage zum einen thermisch isoliert und zum anderen mit 8 Heizbändern unterschiedlicher Leistung ($P = 500 - 2000$ W) ausgestattet. Davon befinden sich zwei an der Rohrleitung des Naturumlaufs, eines an der Dampfleitung, eines am Heißwasserbehälter und vier an den einzelnen Segmenten des Autoklavs. Um aktuellen Sicherheitsanforderungen zu entsprechen, war es erforderlich, die Temperaturregelung und die elektrische Absicherung der Heizbänder zu erweitern. Hierfür wurde ein neuer Schaltkasten installiert, in dem die Temperaturregelung der Heizbänder und ihre Absicherung zusammengeführt werden.

2.2 Teststrecken

Die Teststrecke besteht aus dem Schüttbettbehälter, einem Aluminium-Bodenadapter und weiteren Komponenten, die der Strömungsführung und der Druckmessung dienen. Sie wird im Druckbehälter auf dem Montageflansch installiert und beinhaltet das Schüttbett. Der untere Teil des Bettbehälters wird mit nicht beheizten Keramikpartikeln gefüllt. Sie dienen der gleichmäßigen Verteilung des einströmenden Kühlwassers und sorgen dafür, dass sich das Schüttbett mittig in der Spule, d. h. im Bereich der höchsten Leistungsdichte des Induktionsfelds, befindet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei neue Teststrecken aufgebaut, die im Folgenden beschrieben werden.

2.2.1 Teststrecke 1 der Siede- und Dryout-Versuche bei Top-, Bottom-Flooding oder mit internem Downcomer

Der Bettbehälter der Siede- und Dryout-Versuche besteht aus 9 Polytetrafluorethylen (PTFE) Ringsegmenten mit einem Innendurchmesser von 150 mm, einem Außendurchmesser von 180 mm und einer Gesamthöhe von ca. 810 mm. In die PTFE-Segmente ist eine umlaufende Ringnut eingebracht, die einen Druckausgleich über den Schüttbettumfang ermöglicht. Über 8 äquiangulare Druckmessbohrungen auf jeder der 8 Druckmessebenen wird der sich auf Grund der Strömungsverhältnisse im Schüttbett einstellende Druck zunächst an die Ringnut und dann weiter an die Druckmessleitungen bis zu den außerhalb des Autoklaven liegenden Differenzdruckaufnehmern geleitet. Weiterhin ist es möglich, die Ringnut in zwei Kammern zu unterteilen, wodurch laterale Druckdifferenzen gemessen werden können. Zusätzlich wurden 5 weitere Druckmessbohrungen in die Behälterwand eingebracht, die über PTFE-Röhrchen eine Druckmessung im Innern des Schüttbetts ermöglichen. Insgesamt verfügt die Teststrecke somit über 23 Druckmessanschlüsse, die bis zu 8 installierte Differenzdruckaufnehmer versorgen können. Der Bodenadapter ermöglicht den Anschluss der 8 Druckmessleitungen, die zu den Druckaufnehmern führen, und den Anschluss von bis zu 16 Druckmessleitungen, die mit den Druckmessstellen verbunden sind. Im Bodenadapter werden die Druckmessleitungen nach außen geführt und können dort der jeweiligen Messaufgabe entsprechend miteinander verbunden werden. In der Regel sind insbesondere axiale Druckgradienten von Interesse, sodass die Druckmessleitungen in den meisten Messreihen entsprechend Abbildung 2.2 a) verschaltet waren. Eine weitere Funktion des Bodenadapters ist die Positionierung der Thermolemente. Hierbei müssen die Thermolemente, die durch den Montageflansch in den Druckbehälter geführt werden, auf gewünschtem Radius und in gewünschter Winkelposition angeordnet werden.

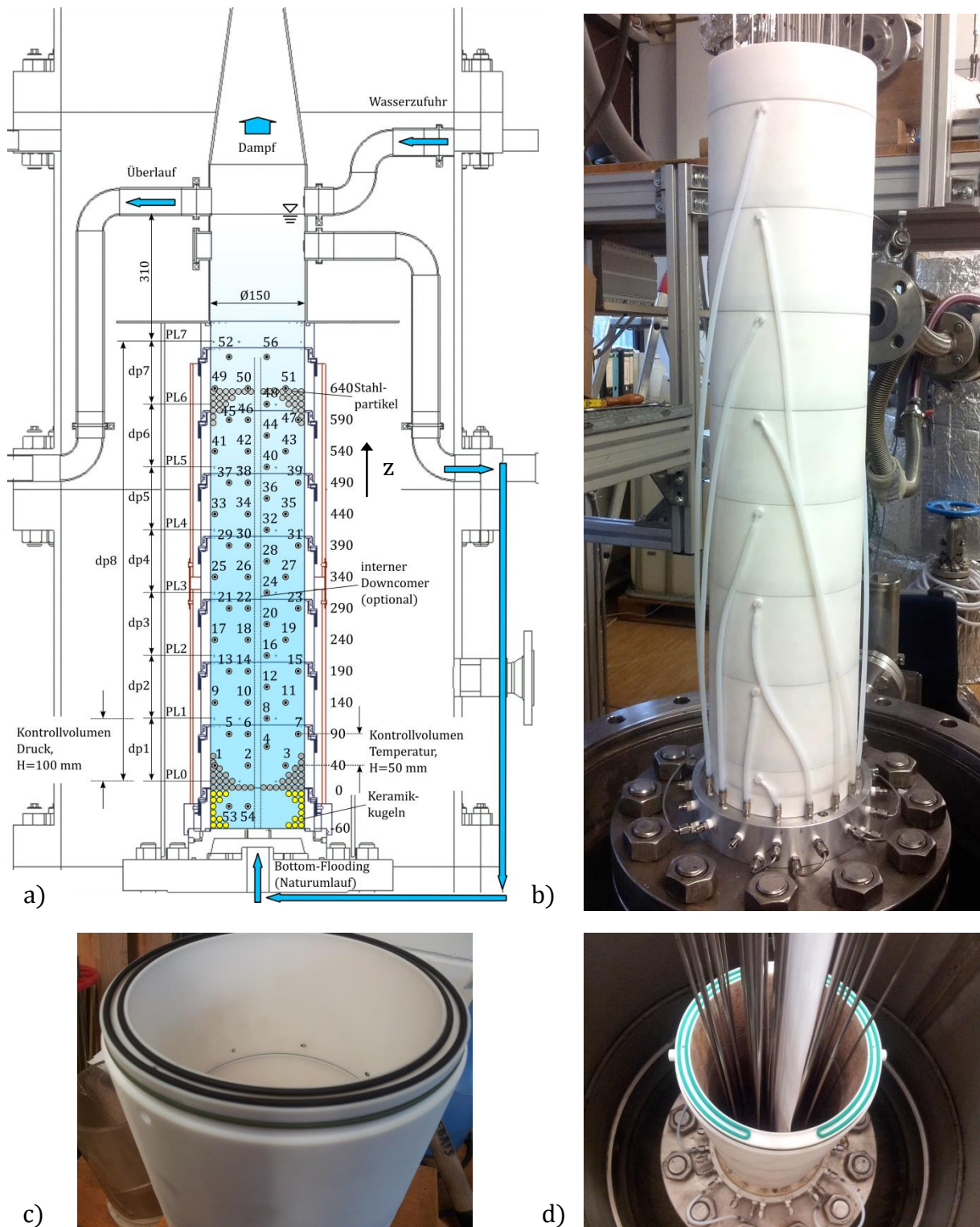


Abbildung 2.2: Teststrecke 1: a) Schematischer Aufbau (interner Downcomer optional); b) Montierte Teststrecke; c) Ringnut zur Druckmittelung; d) Unterteilte Ringnut zur lateralen Druckmessung

Dieser Versuchsaufbau wurde für die Strömungskonfigurationen Top-Flooding, Bottom-Flooding mit Naturumlauf bzw. fester Einspeiserate und die internen Downcomer verwendet. Im Gegensatz zu dem Teststreckenbehälter der zurückliegenden Untersuchungen (Rashid [63] und Schäfer [26]) wurde hier bei gleichbleibender Schüttbetthöhe von 640 mm der Innendurchmesser von 125 auf 150 mm vergrößert. Dies führt zu einer Volumenzunahme des Schüttbetts um 44 % und einer damit verbundenen Reduzierung des unerwünschten Wandeffekts (erhöhte Schüttungsporosität in unmittelbarer Wandnähe).

2.2.2 Teststrecke 2 der Siede- und Dryout-Versuche mit ringförmigem Downcomer

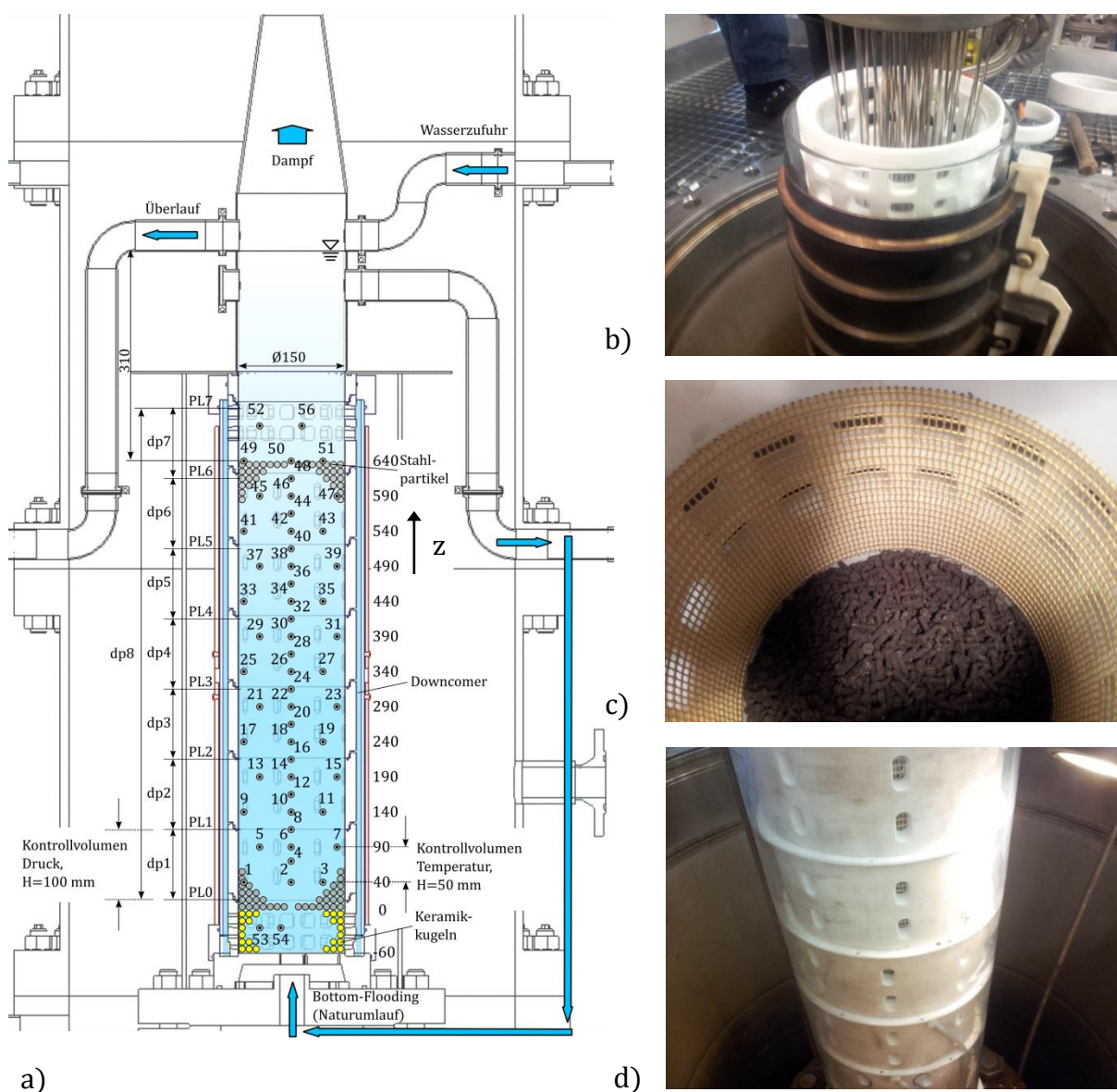


Abbildung 2.3: Teststrecke 2: a) Schematischer Aufbau; b) Teilmontierte Teststrecke mit Induktionsspule; c) Innenansicht des Schüttbettbehälters; d) Außenansicht der Teststrecke mit Perforation entlang der gesamten Schüttbetthöhe

Um die ringförmigen Downcomer-Varianten zu ermöglichen, war die Anfertigung eines zweiten Bettbehälters erforderlich (Abbildung 2.3). Hierbei wird durch die Installation eines Glasrohrs zwischen Induktionsspule und Bettbehälter ein ringförmiger Downcomer realisiert. Durch Öffnungen im oberen und unteren Bereich des Behälters kann so Wasser außerhalb des Schüttbettbehälters zirkulieren. Für die Variante des perforierten ringförmigen Downcomers wurde die Wand dieses zweiten Versuchsbehälteraufbaus mit Öffnungen versehen, wodurch zusätzlich eine laterale Einströmung in das Schüttbett möglich ist. Die Druckmessleitungen befinden sich bei diesem Aufbau im ringförmigen Downcomer und werden während des Versuchs von Wasser umströmt. Die Teststrecke selber unterscheidet sich konstruktiv von der vorherigen nur in wenigen Details, beispielsweise ist sie mit nur acht Druckmessstellen ausgestattet, da bei diesen Strömungskonfigurationen nur die Messung axialer Druckdifferenzen vorgesehen ist. Für diesen Aufbau konnte der Bodenadapter der ersten Teststrecke weiter verwendet werden.

2.2.3 Teststrecke 3 der Flutversuche

Der Versuchsaufbau der Flutversuche unterscheidet sich insbesondere auf Grund des höheren Temperaturniveaus (maximal angestrebte Temperatur 1000 °C) grundlegend von den Teststrecken 1 und 2 der Siede- und Dryout-Versuche.

In zurückliegenden Flutuntersuchungen wurden Teststrecken aus Quarzglas, Keramik oder Beton (Feuerzement) oder einer Kombination dieser Materialien verwendet (vgl. Rashid [63]). Diese Materialien konnten den thermomechanischen Belastungen teilweise nur kurzzeitig standhalten. Insbesondere bei hohen Temperaturen und bei Partikeln unterschiedlicher Größe kam es zu Rissen in der Behälterwand, die eine verlässliche Versuchsdurchführung erschwerten. Ein zusätzlicher Nachteil feuchtigkeitsabsorbierender Behältermaterialien (Keramik, Beton) ist eine unerwünschte Kühlung der wandnahen Schüttbettbereiche, die eine radial inhomogene Temperaturverteilung begünstigt.

Aus diesen Gründen wurde eine neue Teststrecke aus Edelstahl 1.4841 (chemische Beständigkeit bis 1100 °C) aufgebaut. Um einen möglichen elektrischen Ringschluss auf Grund des elektromagnetischen Felds der induktiven Beheizung sicher zu vermeiden, ist die neue zylindrische Teststrecke aus zwei Halbschalen, die miteinander verschraubt werden, zusammengesetzt (Abbildung 2.4). Die elektrische Isolation der Halbschalen wird durch eine hochtemperaturfeste Dichtung aus Phlogopit-Glimmer (maximale Einsatztemperatur 1000 °C) und im Bereich der Verschraubung durch Keramikhülsen gewährleistet. Die Thermolemente werden im Gegensatz zu vorherigen Schüttbettbehältern nicht von unten, sondern seitlich über Prozessverschraubungen in die Teststrecke eingeführt. Vorabuntersuchungen haben gezeigt, dass bei den Flutversuchen, insbesondere mit hohen Zuströmgeschwindigkeiten von unten, ein Vordringen der

Flutfront entlang der Thermoelemente begünstigt werden kann und dadurch u. U. die Flutfrontausbreitung durch die Schüttbetinstrumentierung beeinflusst wird.

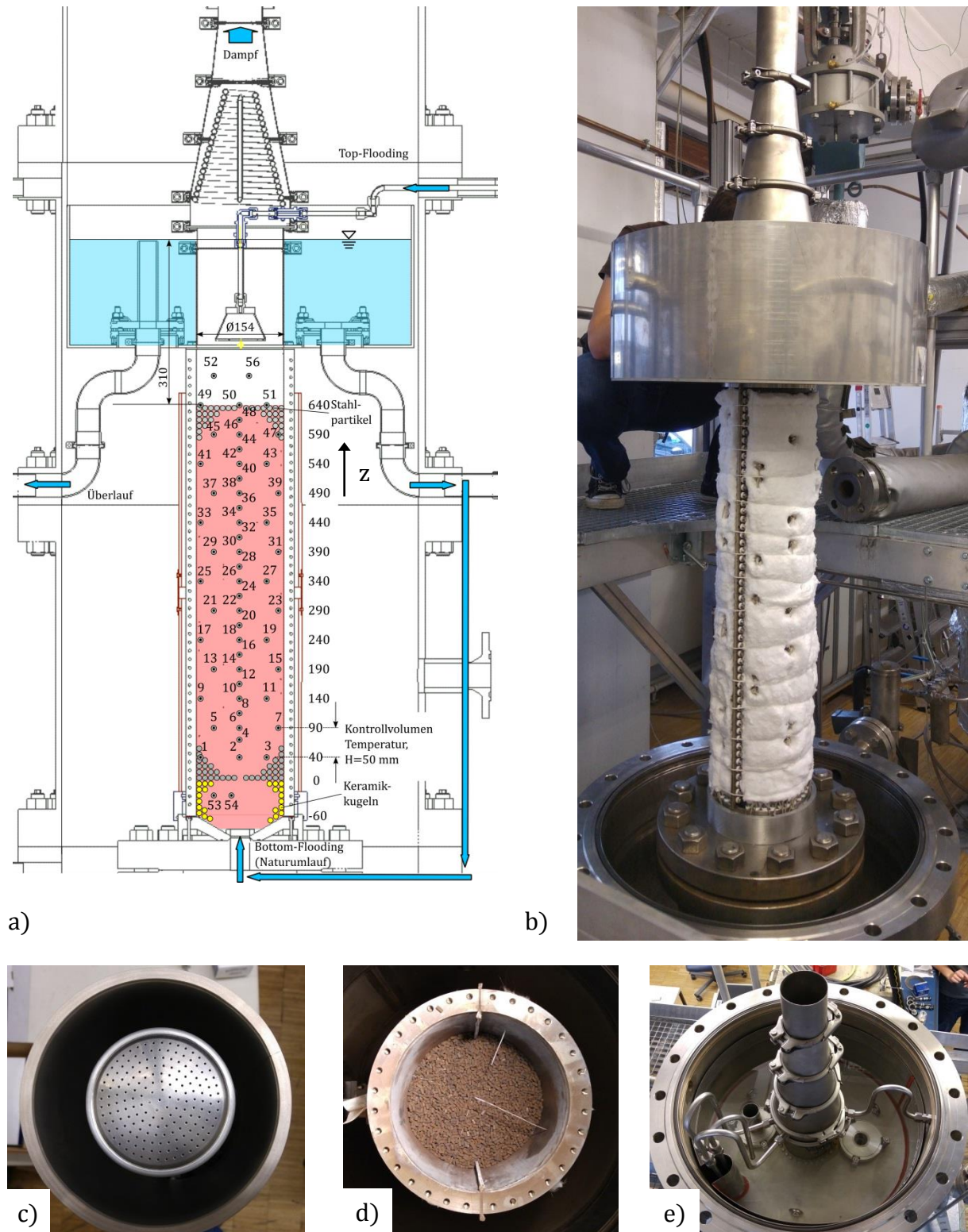


Abbildung 2.4: Teststrecke 3: a) Schematischer Aufbau; b) Montierte Teststrecke; c) Spraykopf für das Fluten von oben; d) Schüttbett; e) Wasserbecken

Im Rahmen der Flutexperimente wurde sowohl das Fluten von oben als auch von unten mittels einer konstanten Wassersäule ($H = 950 \text{ mm}$) untersucht. Durch konstruktive Änderungen erfolgt die Einströmung von unten (Bottom-Flooding) im Vergleich zum bisherigen Aufbau über einen konisch ausgeführten, längeren Einlaufbereich aus nicht beheizten Keramikkugeln. Im Untersuchungsfall Fluten von oben (Top-Flooding) wird das Kühlwasser über einen Brausekopf gleichmäßig über den Teststreckenquerschnitt der Schüttung zugeführt (vorher: lokaler, dünner Kühlmittelstrahl).

Da Flutversuche an der DEBRIS-Anlage bisher ausschließlich bei Umgebungsdruck durchgeführt wurden, konnte im Untersuchungsfall Fluten von unten mit konstanter Wassersäule ein offenes Kühlwasserbecken verwendet werden. Für Flutversuche bei erhöhtem Systemdruck wurde im Zuge der Neukonstruktion der Teststrecke ein innerhalb des Druckbehälters liegendes Wasserbecken eingebaut. Dieses ist ringförmig oberhalb der Teststrecke angeordnet, besitzt ein nutzbares Kühlwasserfassungsvolumen von 40 l und ist zur kontinuierlichen Füllstandüberwachung während der Versuchsdurchführung mit einem kapazitiven Füllstandmessgerät ausgestattet. Es verfügt über drei Anschlüsse: einen Zulauf, einen Ablauf (Verbindung über Steigleitung mit dem Schüttbettboden) und einen Überlauf zur Begrenzung des Füllstands.

2.3 Induktive Beheizung

Um einen möglichst realitätsnahen Wärmeeintrag in das Schüttbett zu erreichen, der wie auch die Nachzerfallswärmeproduktion im geschmolzenen und wiedererstarrten Kernmaterial volumetrisch erfolgt, ist die DEBRIS-Versuchsanlage mit einer Hochfrequenz-Induktionsheizung ausgestattet. Der HF-Generator verfügt über eine elektrische Nominaleistung von 140 kW und eine maximale Erregerfrequenz von 300 kHz. Die Induktionsspule umgibt das Schüttbett mit einem Innendurchmesser von 210 mm und einer Höhe von 700 mm. Sie ist in Form zweier parallel geschalteter Einwindungsmantelinduktoren ausgeführt. Um die Spule zu kühlen, sind Kühlkanäle auf die Spule gelötet, die von einem Hochtemperaturöl durchströmt werden. Das Öl wird in einem Ölkühler mit einer maximalen Kühlleistung von 116 kW temperiert. Die maximale Öltemperatur ist durch die verwendeten Dichtungen der Spulendurchführung in den Druckbehälter auf 180 °C begrenzt. Bislang war die maximale Heizleistung der Induktionsbeheizung teilweise durch ein Erreichen der maximalen Öltemperatur begrenzt. Eine Verbesserung dieser Situation konnte im Rahmen dieser Arbeit durch den Anschluss des Ölkühlers an die neue hausinterne Kühlwasserversorgung erzielt werden. Zusätzlich wurde zwischenzeitlich ein Plattenwärmeübertrager in den Ölkreislauf integriert, der die Öltemperatur bei Bedarf weiter absenken konnte.

2.4 Messtechnik

Die wichtigsten Messgrößen der experimentellen Untersuchungen sind die Differenzdrücke und Temperaturen im Schüttbett. Weiterhin werden Temperaturen an mehreren peripheren Stellen der Versuchsanlage sowie der Systemdruck überwacht. Um Volumenströme im Rohrleitungssystem messen zu können, verfügt die DEBRIS-Versuchsanlage des Weiteren über insgesamt 4 Durchflussmessgeräte. Sämtliche Messdaten werden mit einer computergestützten Messdatenerfassung mit vorgeschalteter Tiefpassfilterung zur Unterdrückung einer möglichen elektromagnetischen Einstrahlung durch die induktive Beheizung erfasst. Die Daten können während des Versuchs kontinuierlich mit einer maximalen Abtastrate von 2 Hz aufgezeichnet werden.

2.4.1 Druckmesstechnik

Die DEBRIS-Versuchsanlage verfügt über einen piezoresistiven Relativdrucksensor (Messbereich -0,1 bis +0,5 MPa) zur Überwachung des Systemdrucks und über 8 piezoresistive Differenzdruckaufnehmer (Messbereich -5 bis +5 kPa, Genauigkeitsklasse 0,1). Die Differenzdrucksensoren verfügen über einen absoluten Messbereich von 10 kPa, allerdings wurde durch entsprechende Kalibrierung seitens des Herstellers ermöglicht, sowohl positive als auch negative Differenzdrücke zu messen. Dieser Messbereich entspricht deutlich besser den tatsächlichen Messanforderungen als in zurückliegenden Untersuchungen. Die Differenzdruckaufnehmer sind außerhalb des Druckbehälters in einem Druckaufnehmerring angeordnet und über Rohrleitungen mit dem Innern des Behälters verbunden. Die Druckmessleitungen werden über den Bodenadapter und PTFE-Schläuche mit den entsprechenden Druckmessstellen verbunden. Da bei den meisten untersuchten Schüttbettkonfigurationen die axialen Druckgradienten von Interesse sind, waren die Drucksensoren in der Regel entsprechend Abbildung 2.2 a) verschaltet. Hierbei messen dp1 - dp6 die Druckdifferenzen im Schüttbett in einem Abstand von 100 mm, dp7 misst teilweise die Druckdifferenz im Schüttbett, im Wesentlichen aber in der Wasservorlage, und durch dp8 wird die Gesamtdruckdifferenz entlang des Schüttbetts erfasst. Die Differenzdruckmessung wurde nur im Rahmen der Siede- und Dryout-Experimente eingesetzt, bei den Flutversuchen kam sie in dieser Form nicht zum Einsatz. Hier wurde ein Druckdifferenzsensor (Messbereich 0 bis 20 kPa, Genauigkeitsklasse 0,1) eingesetzt um den Relativdruck am Schüttbettboden gegenüber dem Systemdruck zu erfassen.

2.4.2 Temperaturmesstechnik

Als Temperatursensoren werden 82 überwiegend Inconel-Mantelthermoelemente (Typ N – NiCrSi-NiSi, Manteldurchmesser 1 mm) eingesetzt. Davon befinden sich 55 im Schüttbettbehälter, weitere Thermoelemente messen die Temperatur der peripheren Anlagenteile (Temperatur der Teststrecke, Öltemperatur, Temperatur im Wassertank, Ein- und Ausgangstemperaturen im Kondensator usw.). Von den 55 Thermoelementen im Schüttbettbehälter befinden sich 2 in den Keramikpartikeln, 2 in der Wasservorlage und 51 im Schüttbett. Die Messpositionen befinden sich auf 13 Hauptebenen und 12 Zwischenebenen auf unterschiedlichem Radius und in unterschiedlicher Winkelposition (Abbildung 2.5). Haupt- und Zwischenebenen sind im Wechsel mit äquidistantem Abstand von 25 mm angeordnet. Die radialen Positionen wie auch die Winkelpositionen unterscheiden sich bei den Siede- bzw. Dryout-Untersuchungen und den Flutexperimenten bedingt durch die unterschiedliche Zuführung der Thermoelemente in das Schüttbett (von unten bzw. seitlich). Bei den Siede- und Dryout-Untersuchungen werden die Thermoelemente vertikal von unten in das Schüttbett zur jeweiligen Messposition geführt. Sie befinden sich in den Hauptebenen auf drei unterschiedlichen radialen Positionen ($r = 21, 43, 65$ mm) und in der Zwischenebene auf $r = 21$ mm. Bei den Flutversuchen werden die Thermoelemente seitlich eingeführt. Die axialen Positionen sind identisch, die radialen Positionen in den Hauptebenen sind $r = 0, 40, 65$ mm und $r = 0$ mm in der Zwischenebene.

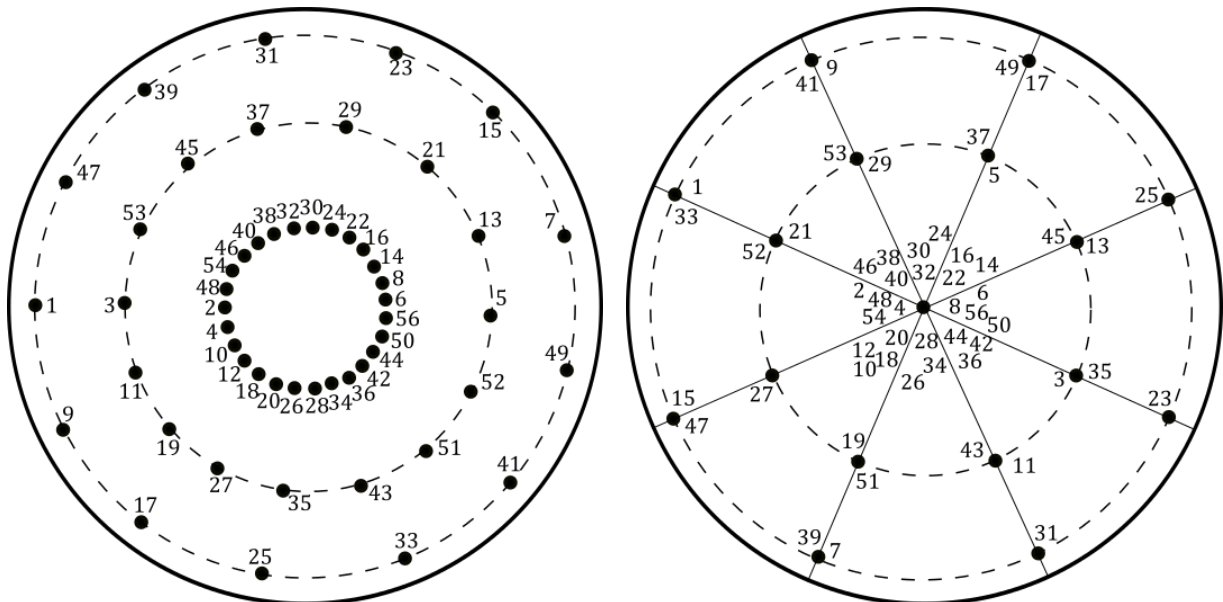


Abbildung 2.5: Positionen der Temperaturmessstellen: Siede- und Dryout-Experimente (links); Flutexperimente (rechts)

2.4.3 Durchflussmessgeräte

Zur Erfassung der Volumenströme sind drei magnetisch-induktive Durchflussmessgeräte im Rohrleitungssystem eingebaut. Ein Durchflussmessgerät (DN15) ist der Pumpe nachgeschaltet und misst den Volumenstrom vom Wassertank in die Teststrecke. Der zweite (DN25) wurde im Rahmen dieser Arbeit verbaut, um den Volumenstrom in der Steigleitung unter Naturumlaufbedingungen bestimmen zu können. Ein weiteres Durchflussmessgerät (DN6) misst den Kühlwasserstrom auf der Sekundärseite des Kondensators. Über den Kühlwasserstrom und die Kühlwasserein- und ausgangstemperatur am Kondensator lässt sich der abgeführte Wärmestrom bilanzieren.

Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Coriolis-Massendurchflussmessgerät (DN25) zur Messung des erzeugten Dampfmassenstroms bei den Flutversuchen in senkrechter Position oberhalb des Autoklaven verbaut. Durch die hohen initialen Schüttbetttemperaturen ist beim Fluten von unten von entsprechend hohen Dampfüberhitzungstemperaturen auszugehen. Zum Schutz des Dampfmassenstrommessgeräts ist es daher erforderlich, den Dampf ggf. auf eine maximale Temperatur von 350 °C abzukühlen. Dementgegen sollte der aufsteigende Dampf bei Temperaturen im Bereich der Sättigungstemperatur bei Bedarf überhitzt werden können, um ein Kondensieren in der Rohrleitung zu verhindern. Zur thermischen Konditionierung wurde daher oberhalb der Teststrecke ein Rohrwendelwärmeübertrager verbaut, der mit dem Ölkühler der Induktionsspule verbunden ist, wodurch Vorlaufemperaturen im Bereich 20 – 300 °C eingestellt werden können. Zusätzlich wurden die obere Kalotte des Autoklavs und der Durchflussmesser selber mit Heizbändern versehen.

2.5 DEBRIS Luft/Wasser-Versuchsstand

Neben der DEBRIS-Versuchsanlage kam ein unbeheizter Luft/Wasser-Versuchsstand zum Einsatz, der zur Messung der Druckgradienten bei einphasiger (Wasser), aber auch bei zweiphasiger Durchströmung (Wasser/Luft) verwendet werden kann.

Abbildung 2.6 zeigt die Teststrecke des Luft/Wasser-Versuchsstands sowie die Anordnung der Messtechnik. Zentraler Bestandteil ist ein transparentes Polycarbonatrohr ($L = 600$ mm, $D_i = 100$ mm), in dem sich die Schüttung befindet. Das Schüttbett ruht auf einem Gitter, unterhalb dessen sich eine Mischkammer befindet. In der Mischkammer vermischen sich Wasser und Luft und strömen nach oben durch das Schüttbett. Im oberen Bereich wird das Wasser durch einen Überlauf abgeführt und in einem Auffangbehälter gesammelt.

Der Versuchsstand verfügt entlang der Schüttbetthöhe über vier Druckmessstellen. Über Rohrleitungen sind zwei piezoresistive Differenzdruckaufnehmer (Messbereich 10 kPa, Genauigkeitsklasse 0,1) mit außenliegenden Ringkammern verbunden, die über jeweils sechs Bohrungen mit dem Schüttbetttinneren in Verbindung stehen. Auf diese Weise ist es möglich, umfangsgemittelte Druckdifferenzen zwischen unterschiedlichen Höhen ($\Delta z_1 = 100 \text{ mm}$ bzw. $\Delta z_2 = 300 \text{ mm}$) zu ermitteln.

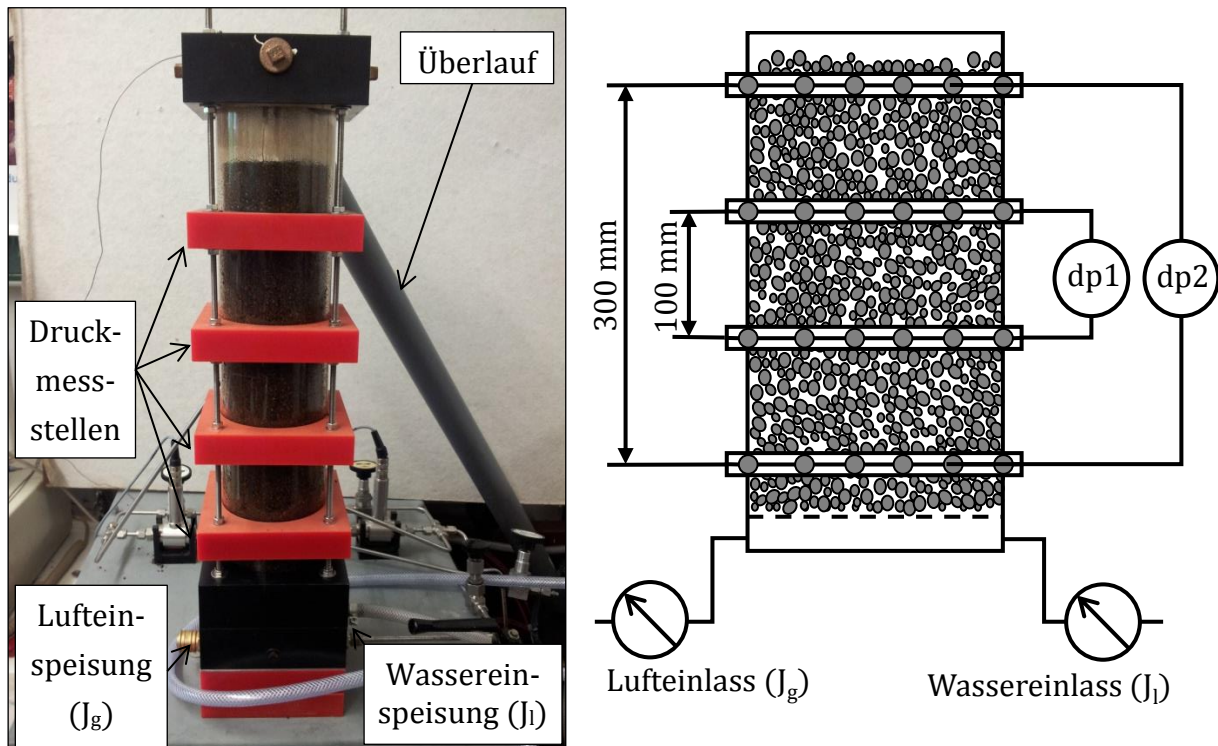


Abbildung 2.6: DEBRIS Luft/Wasser-Versuchsstand

Zur Messung des Wasservolumenstroms kommt ein magnetisch-induktives Durchflussmessgerät der DEBRIS-Versuchsanlage zum Einsatz. Der Luftstrom wird mittels zweier Hitzdrahtanemometer mit unterschiedlichem Messbereich eingestellt. Des Weiteren befindet sich im Schüttbett ein Thermoelement (Typ N – NiCrSi-NiSi, Manteldurchmesser 1 mm) zur Messung der Fluidtemperatur, die für die Bestimmung der relevanten temperaturabhängigen Stoffeigenschaften (Viskosität und Dichte) des Fluids maßgeblich ist.

3 Versuchsparemeter

3.1 Versuchskategorien

Die Versuchsreihen, die zum Thema Kühlbarkeit von Schüttbetten durchgeführt wurden, lassen sich auf Grund ihrer unterschiedlichen Versuchsdurchführung, aber auch unterschiedlicher relevanter Messgrößen in drei Kategorien unterteilen: Siede-, Dryout- und Flutversuche.

Bei den Siedeversuchen werden die Reibungsdruckgradienten im Schüttbett unter stationären Siedebedingungen gemessen. Hierbei wird üblicherweise der Dampfmassenstrom durch Variation der Heizleistung eingestellt. Auf Grund der volumetrischen Beheizung der Schüttung kumuliert sich der Dampfmassenstrom entlang der Schüttbetthöhe. Der Wassermassenstrom stellt sich entweder auf Grund der Druckverhältnisse selber ein oder wird durch eine feste Einspeiserate vorgegeben.

Durch eine schrittweise Steigerung der Heizleistung kann es zu einer Unterversorgung des Schüttbetts mit Wasser kommen, so dass im Schüttbett mehr Wasser verdampft wird als ihm auf Grund der Druckverhältnisse im Schüttbett zugeführt werden kann. In der Folge führt dies zu einem stetigen Austrocknen der Schüttung gefolgt von einem zunächst lokalen Anstieg der Schüttungstemperatur. Bei den Dryout-Versuchen steht die Bestimmung der Dryout-Wärmestromdichte (Dryout Heat Flux Density, DHF) im Vordergrund. Sie beschreibt die maximal abführbare Wärmestromdichte einer Schüttung bei bestimmten Randbedingungen wie etwa Systemdruck und Einströmbedingung, ohne dass es zu einem Austrocknen mit einhergehendem Temperaturanstieg kommt.

Bei den Flutversuchen wird das Abkühlverhalten eines trockenen, überhitzten Schüttbetts untersucht. Hierzu wird das Schüttbett zunächst bis auf ein definiertes Temperaturniveau aufgeheizt und anschließend mit Kühlwasser geflutet. Anhand installierter Thermoelemente kann das Eindringen des Kühlwassers in die Schüttung bzw. das Abkühlverhalten der Schüttung beobachtet und die Quenchzeit bestimmt werden. Die Quenchzeit bezeichnet hier den Zeitraum vom Beginn der Wassereinspeisung bis zur vollständigen Abkühlung der Schüttung auf Sättigungstemperatur.

3.2 Systemdruck

Die Versuchsreihen wurden bei drei unterschiedlichen Systemdrücken (0,1; 0,3 und 0,5 MPa) durchgeführt. Durch eine Erhöhung des Systemdrucks ändern sich die Stoffeigenschaften von Wasser bzw. Wasserdampf. Insbesondere die Dampfdichte nimmt bei steigendem Systemdruck zu, wohingegen die Verdampfungsenthalpie abnimmt.

3.3 Schüttbettinventar

In den Untersuchungen wurden verschiedene Schüttbettpartikel verwendet. In den Siede- und Dryout-Versuchen wurden zylindrische Partikel mit einer Länge von 5,75 mm und einem Durchmesser von 3 mm (Bett H1) und zylindrische Schrauben vom Typ M3x10, ISO 1207 verwendet (Bett H2). In den Flutversuchen wurden ebenfalls die zylindrischen Partikel (Bett H1) und zusätzlich unregelmäßig geformte Partikel aus den PREMIX-Experimenten (Material Al_2O_3) [40] verwendet. Die PREMIX-Partikel wurden durch Sieben in zwei Fraktionen (2-5 mm und 5-10 mm) eingeteilt. Um eine nennenswerte Erwärmung der PREMIX-Partikel zu erreichen, wurden diese mit Edelstahlkugeln gemischt (Bett H4). Das Mischungsverhältnis früherer Untersuchungen (vgl. Rashid [63]) wurde beibehalten (PREMIX 2-5 mm/ PREMIX 5-10 mm/ 3 mm Kugeln / 6 mm Kugeln im Mischungsverhältnis 10,7 / 20,8 / 24,8 / 43,7 Gew.-%). Die zylindrischen Schrauben (Bett H2) konnten in den Flutversuchen auf Grund ihrer Geometrie und damit verbunden einem hohen Risiko eines Ringschlusses beim Einsatz in der DEBRIS-Versuchsanlage nicht verwendet werden.

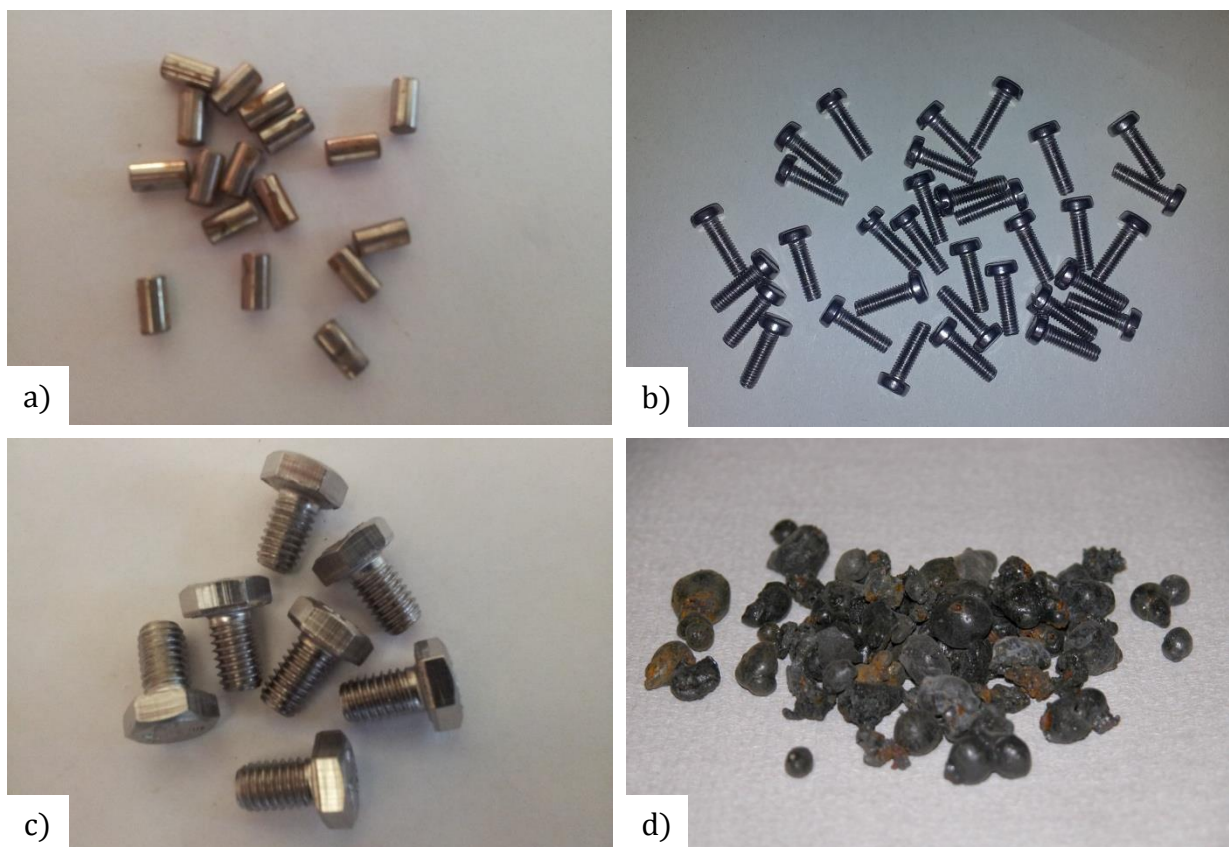


Abbildung 3.1: Verwendete Schüttungspartikel: a) Zylinder 3x5,75 mm; b) Schrauben M3x10, ISO 1207; c) Schrauben M6x10, ISO 4017; d) PREMIX-Partikel

Im Luft/Wasser-Versuchsstand wurden begleitend die Druckgradienten bei einphasiger Durchströmung mit Wasser gemessen. Zur Erstellung einer breiten Datenbasis wurden zusätzlich Sechskantschrauben M6x10, ISO 4017 (Bett H3) und ein polydispers gemischtes Schüttbett aus Zylindern und Schrauben (Bett H5) (Zylinder 3x5,75 / Schrauben M3x10 / Schrauben M6x10 im Mischungsverhältnis 20 / 45 / 35 Gew.-%) verwendet. Die verwendeten Zylinder, Schrauben und Kugeln sind aus Edelstahl gefertigt und wurden vorab bei 800 °C für etwa 8 Stunden unter Luftatmosphäre oxidiert. Die sich ausbildende Oxidschicht besitzt eine geringere elektrische Leitfähigkeit als das Grundmaterial und verhindert so einen elektrischen Ringschluss und daraus unter Umständen resultierend ein Zusammenschmelzen der Schüttungspartikel. Davon abweichend bestanden die zylindrischen Schrauben in den Siede- und Dryout-Versuchen aus Kohlenstoffstahl, um eine bessere Ankopplung an das elektromagnetische Feld und somit eine höhere volumetrische Heizleistung zu erreichen. Sie wurden vorab bei etwa 500 °C oxidiert.

3.3.1 Porosität

Die verwendeten Schüttbetten weisen bedingt durch ihre Partikelgeometrie eine stark unterschiedliche Porosität auf. Die Porosität ist definiert als das Verhältnis von Hohlraumvolumen zu Gesamtvolumen:

$$\varepsilon = \frac{V_H}{V_{tot}} \quad (3.1)$$

Sie wurde durch Auffüllen des Hohlraumvolumens mit Wasser bestimmt, da die Unsicherheiten bei diesem Vorgehen im Vergleich zu anderen Methoden am geringsten ist (vgl. Anhang A.1):

$$\varepsilon = \frac{V_w}{V_{tot}} = \frac{m_w}{\rho_w V_{tot}} \quad (3.2)$$

In den unterschiedlichen Versuchsaufbauten wurden zum Teil voneinander abweichende Porositäten bestimmt (Tabelle 3.1). Dies ist zum einen auf unterschiedliche Schüttbettdurchmesser zurückzuführen, wodurch die Schüttung auf Grund des Wandeffekts mehr oder weniger stark aufgelockert wird, und zum anderen kann die Führung der Thermoelemente die Schüttungsporosität beeinflussen. Außerdem kommt es bei einphasiger Strömung durch vergleichsweise geringe wirkende Kräfte auf die Schüttungspartikel zu einer geringeren Schüttbettverdichtung. Die angegebenen Porositäten beziehen sich jeweils auf das gesetzte Schüttbett. Vorhergehende Versuchsergebnisse mit höherer Porosität wurden verworfen.

Tabelle 3.1: Schüttungsporositäten ε

	Bett H1	Bett H2	Bett H3	Bett H4	Bett H5
Einphasige Durchströmung (Luft/Wasser-Versuchsstand)	0,420 $\pm 0,008$	0,594 $\pm 0,005$	0,503 $\pm 0,006$	-	0,535 $\pm 0,005$
Siede- und Dryout-Versuche (DEBRIS-Versuchsanlage)	0,383 $\pm 0,007$	0,571 $\pm 0,011$	-	-	-
Flutversuche (DEBRIS-Versuchsanlage)	0,392 $\pm 0,008$	-	-	0,384 $\pm 0,008$	-

3.3.2 Heizleistung

In der DEBRIS-Versuchsanlage wird die Schüttung induktiv durch eine Hochfrequenz-Induktionsheizung erwärmt. Die Heizleistung lässt sich durch Vorgabe der Generatorstufe (entspricht der Generatorspannung) variieren. Die Stromstärke und die Erregerfrequenz hängen sowohl von der Generatorseite [Kondensatoren (Kapazität) und Induktionsspule (Induktivität)] als auch von den Schüttbetteigenschaften (Partikelgröße, Porosität, Partikelwerkstoff) ab. Für größere Partikel oder eine dichtere Packung der Partikel kann die eingebrachte Heizleistung gesteigert werden. Eine geringe elektrische Leitfähigkeit des Partikelwerkstoffs führt zu höheren resistiven Verlusten der induzierten Ströme und somit ebenfalls zu einer höheren Heizleistung. Durch den Einsatz ferromagnetischer Werkstoffe kann die Heizleistung auf Grund von Ummagnetisierungsverlusten zusätzlich gesteigert werden. Die eingebrachte Heizleistung kann demnach nur in geringem Maße gesteigert werden, wenn die hinsichtlich der Kühlbarkeit der Schüttung entscheidenden Parameter (Schüttungsporosität, Partikeldurchmesser) nicht verändert werden sollen. Hinzu kommt, dass ein nicht unerheblicher Teil der bereitgestellten Leistung zu einer unerwünschten Erwärmung verschiedener Komponenten des Generators, der Induktionsspule oder sonstiger peripherer Anlagenbauteile führt. Die eingebrachte Heizleistung muss daher individuell für verschiedene Schüttbetten und Generatorstufen durch Kalibriermessungen ermittelt werden.

Das Schüttbett ist bei den Kalibriermessungen mit Flüssigkeit gesättigt, d. h. es ist bis zur Schüttbettoberkante mit Wasser gefüllt. Die Heizleistung wird für verschiedene Generatorstufen aus der zeitabhängigen Temperaturerhöhung des Schüttbetts dT_b/dt in einem Temperaturbereich von 30 – 40 °C berechnet. Wärmeverluste an die Umgebung können auf Grund des geringen Temperaturniveaus vernachlässigt werden. Unter Annahme eines thermischen Gleichgewichts zwischen der Schüttung und dem umgebenden Kühlwasser kann die eingebrachte volumetrische Heizleistung \dot{Q} entsprechend Gleichung 3.3 berechnet werden.

$$\dot{Q} = [\varepsilon \cdot \rho_w \cdot c_{p,w} + (1 - \varepsilon) \cdot \rho_{st} \cdot c_{p,st}] \frac{dT_b}{dt} \quad (3.3)$$

Hierzu werden die gemessene Schüttungsporosität ε und die Dichten und spezifischen Wärmekapazitäten von Wasser (ρ_w , $c_{p,w}$) und dem Partikelwerkstoff (ρ_{st} , $c_{p,st}$) herangezogen. Die effektive Wärmestromdichte \dot{q} berechnet sich durch Multiplikation der volumetrischen Heizleistung mit der Schüttbetthöhe H :

$$\dot{q} = \dot{Q} \cdot H, \quad (3.4)$$

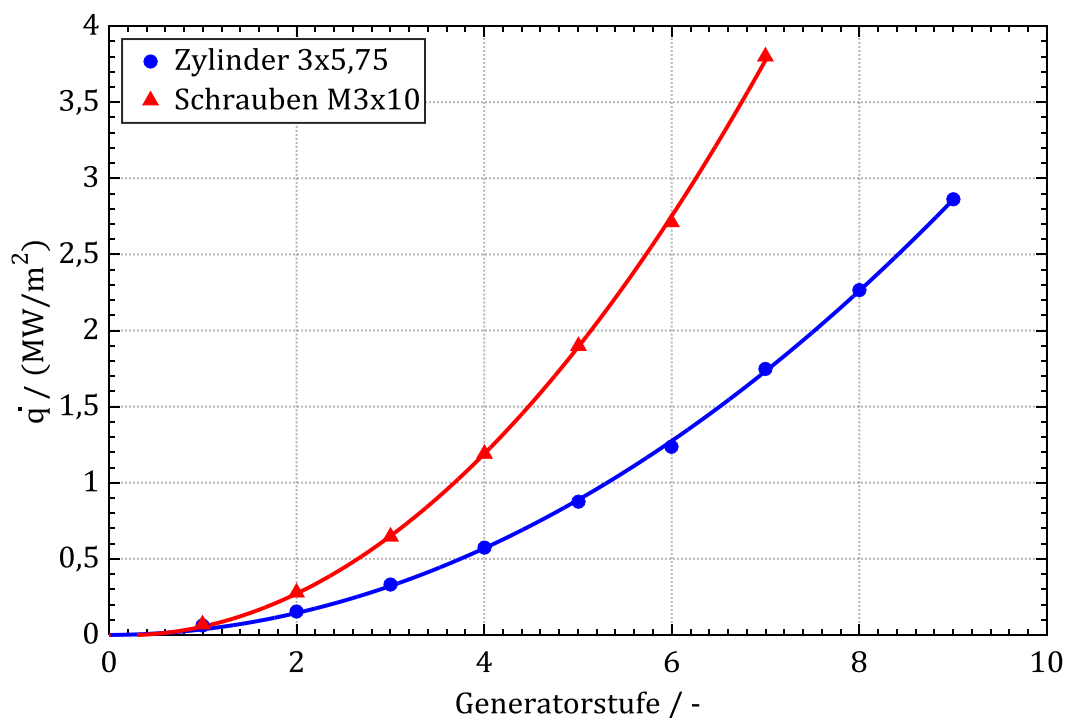


Abbildung 3.2: Wärmestromdichten der homogenen Schüttbetten bestehend aus Zylindern (Bett H1) und Schrauben (Bett H2)

In Abbildung 3.2 sind die ermittelten Wärmestromdichten für die Schüttbetten H1 und H2 für verschiedene Generatorstufen dargestellt. Die Heizleistung der Schüttung H2 ist auf Grund des verwendeten Partikelwerkstoffs (Kohlenstoffstahl) deutlich höher als für Schüttung H1 (Partikelwerkstoff Edelstahl). Für die Schüttung H2 wurde Kohlenstoffstahl als Partikelwerkstoff verwendet um die Heizleistung deutlich zu steigern. Diese Steigerung war erforderlich, da die Heizleistung für diese Schüttung andernfalls nicht ausgereicht hätte, selbst unter ungünstigsten Kühlungsbedingungen einen Dryout zu erreichen. Die Ausgangsleistung ist generatorseitig durch die maximale Spannung bzw. die maximale Stromstärke begrenzt, wobei bei geringem Ankopplungsgrad der Partikel die Spannung und bei hohem Ankopplungsgrad die Stromstärke begrenzend wirkt. Im

Weiteren werden die interpolierten Heizleistungen entsprechend der Trendlinie in Abbildung 3.2 verwendet. Eine Betrachtung der Unsicherheiten der Heizleistungsbestimmung ist dem Anhang A.2 zu entnehmen.

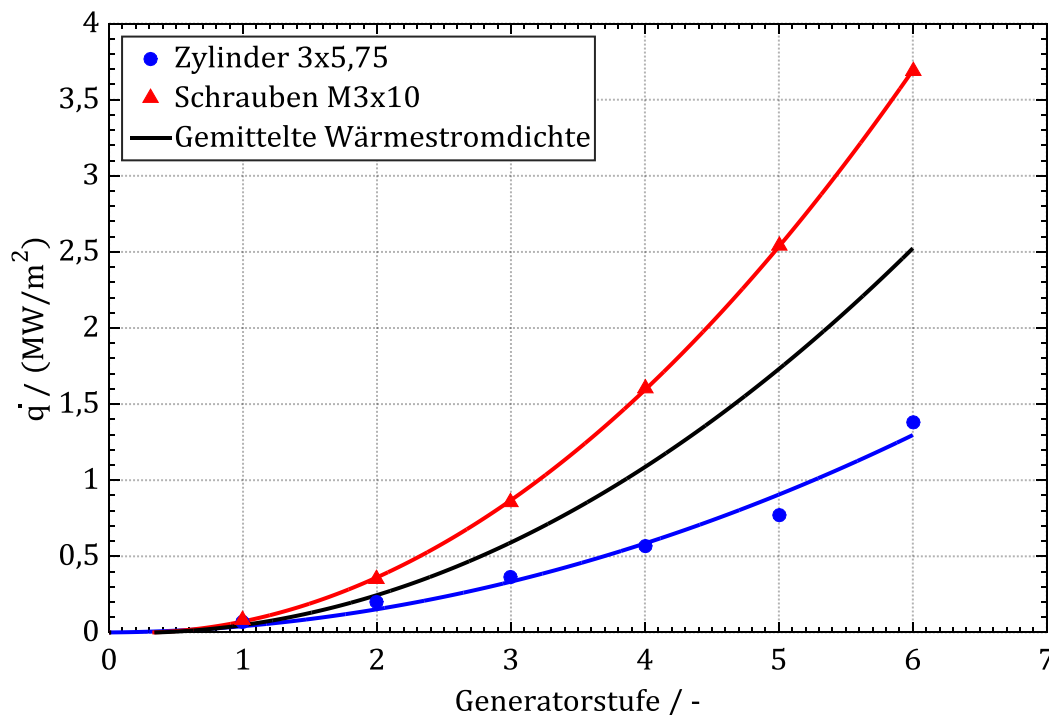


Abbildung 3.3: Wärmestromdichten der einzelnen Schichten des azimuthal geschichteten Schüttbetts (Bett I3) sowie die gemittelte Wärmestromdichte

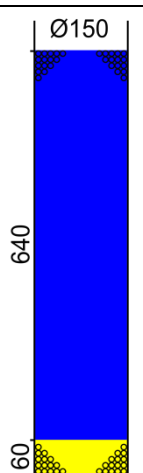
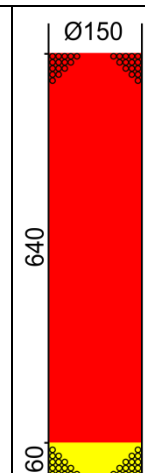
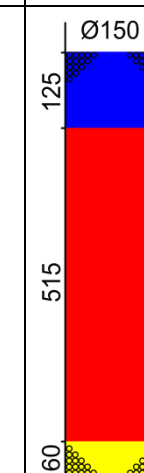
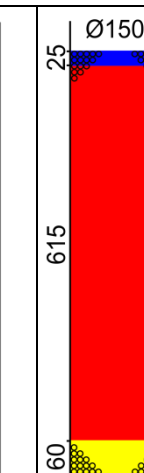
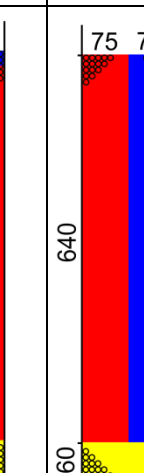
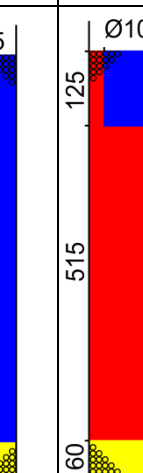



Für die inhomogenen Schüttbetten I1, I2 und I4 wurden die Heizleistungen entsprechend den Volumenanteilen der jeweiligen Komponenten aus den Heizleistungen der homogenen Betten berechnet. Im Fall des azimuthal geteilten Schüttbetts I3 wurde die Heizleistung beider Schüttbetthälften bestimmt und für weitere Berechnungen die volumengemittelte Heizleistung verwendet (Abbildung 3.3). Der Einfluss der internen Downcomer auf die Heizleistung wird als vernachlässigbar angesehen, da der Downcomer lediglich 1,5 % des Schüttbettquerschnitts belegt. Es wird daher auch bei Verwendung eines internen Downcomers die zuvor beschriebene Heizleistung der homogenen Schüttungen ohne Downcomer (Abbildung 3.2) verwendet.

3.3.3 Inhomogener Schüttbettaufbau

Untersuchungen zur Schmelzefragmentation und Schüttbettentstehung haben gezeigt, dass ein Schüttbett, wie es im Fall einer Kernschmelze entstehen kann, vom Aufbau sehr unterschiedlich sein kann. In Abhängigkeit zahlreicher Parameter (Wassertiefe, Kühlmittelunterkühlung, Schmelzestrahldurchmesser, Schmelzезusammensetzung, System-

druck usw.) kann sich das Schüttbett in wesentlichen Eigenschaften wie Porosität, Partikelgröße und -form unterscheiden (siehe Abschnitt 1.2.4). In der Regel ist von einem inhomogenen Aufbau der Schüttung auszugehen. Es wurden daher in den Siede- und Dryout-Experimenten verschiedene inhomogene Schüttungen, die alle einen prototypischen Charakter aufweisen, untersucht.

Tabelle 3.2: Schüttbettkonfigurationen der Siede- und Dryout-Versuche

Bett	H1	H2	I1	I2	I3	I4
Schichtung	keine (homogen)		axial		azimutal	radial
Geometrie						
Keramikpartikel						
Zylinder						
Schrauben						
Zusammensetzung (Vol. %)	Zylinder (100 %)	Schrauben (100 %)	Schrauben (80 %), Zylinder (20 %)	Schrauben (96 %), Zylinder (4 %)	Schrauben (50 %), Zylinder (50 %)	Schrauben (90 %), Zylinder (10 %)

Als Referenz wurde zunächst das Kühlungsverhalten der zwei homogenen Schüttbetten H1 und H2 (Tabelle 3.2) untersucht, die sich durch ihre stark unterschiedliche Porosität unterscheiden ($\epsilon = 0,38$ bzw. $0,57$). Weiter wurden zwei axial geschichtete Schüttbetten I1 und I2 untersucht. Hier befindet sich jeweils eine Schicht geringer Permeabilität (Zylinder) oberhalb einer Schicht hoher Permeabilität (Schrauben M3x10). Diese Varianten wurden untersucht, da sich gezeigt hat, dass sich kleine Partikel bei der Schmelzefragmentation langsamer absetzen als große Partikel und so eine Schicht geringer Permeabilität oberhalb der Schüttung ausbilden können, die die Kühlbarkeit der Schüttung insgesamt deutlich herabsetzt. Um einen möglichen Queraustausch zwischen Schichten stark unterschiedlicher Permeabilität zu untersuchen, wurde ein azimutal geschichtetes Schüttbett untersucht (Bett I3). Hierbei wurde die Schüttung zu gleichen Teilen mit Zylindern und Schrauben M3x10 gefüllt. Bei Bett I4 wird der Einfluss eines Kerns mit

geringer Permeabilität, wie er etwa durch die Agglomeration von Schmelze innerhalb einer Schüttung entstehen kann, auf das Kühlungsverhalten untersucht. Dieser Kern ist im oberen Bereich des Schüttbetts angeordnet, da hier die größte Auswirkung auf die Kühlbarkeit zu erwarten ist. Der Kerndurchmesser ist so gewählt, dass der Schüttbettquerschnitt wie auch bei Bett I3 zu gleichen Teilen von beiden Partikeln belegt ist.

3.4 Strömungskonfigurationen bei den Siede- und Dryout-Versuchen

In früheren Forschungsarbeiten am IKE wurden im Wesentlichen stark idealisierte, überwiegend eindimensionale Kühlwasser-Zuströmbedingungen untersucht. Im Fall eines Störfalls ist aber nicht von einer reinen Zuströmung von oben oder von unten auszugehen. Vielmehr sind mehrdimensionale Strömungsverhältnisse vorherrschend, deren Gründe vielfältig sein können. Zunächst ist in der Realität von einem konischen Schüttbett auszugehen, bei dem die Zuströmung sowohl von oben als auch seitlich erfolgt. In einer frühen Störfallphase kann zudem zumindest teilweise intaktes RDB-Inventar eine mehrdimensionale Zuströmung ermöglichen. Wie bereits beschrieben, können sich in der Schüttung Bereiche sehr unterschiedlicher Porosität ausbilden, die eine mehrdimensionale Strömung begünstigen. Ebenso kann sich in Folge einer Krustenbildung im Bereich der RDB-Wand ein Strömungspfad ausbilden, der zusätzlich eine seitliche Zuströmung ermöglicht.

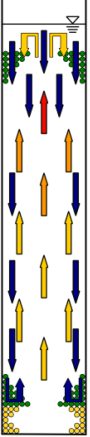
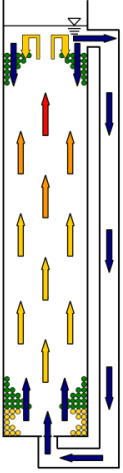
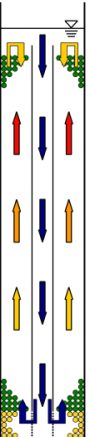
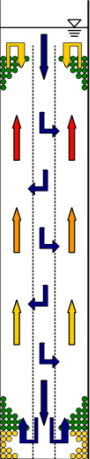
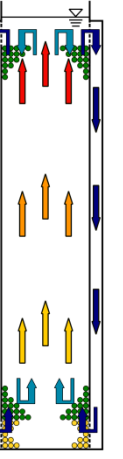
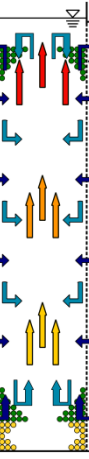
Ein weiterer Grund mehrdimensionale Kühlwasser-Zuströmbedingungen zu untersuchen sind konstruktive Maßnahmen, die vorsorglich zur Verbesserung der Schüttbettkühlbarkeit getroffen werden können. Zum einen kann durch die Installation von Downcomern der Wasserzustrom ins Schüttbett verbessert werden und zum anderen sieht etwa das COMET-Konzept [14] vor, das geschmolzene Kernmaterial über eine poröse Betonstruktur von unten mit Wasser zu beaufschlagen und somit die Fragmentation der Schmelze zu einer durchströmbaren, langfristig kühlbaren Struktur zu ermöglichen.

Um diesen möglichen Szenarien Rechnung zu tragen, wurden zu den bisherig betrachteten Zuströmbedingungen (vgl. Schäfer et al. [72] und Kulenovic et al. [73]) weitere Konfigurationen untersucht, die auf Grund der experimentellen Gegebenheiten im Vergleich zum realen Szenario ebenfalls stark idealisiert sind (Tabelle 3.3).

Bei Variante 1 wird das Schüttbett ausschließlich über eine Wasservorlage konstanter Höhe ($H = 310 \text{ mm}$) oberhalb des Schüttbetts versorgt (Top-Flooding). Das Wasser (blaue Pfeile) muss in diesem Fall dem aufsteigenden Dampf (gelbe/rote Pfeile) entgegengesetzt von oben nach unten in das Schüttbett eindringen. Beim Bottom-Flooding (Variante 2) wird die Wasservorlage über eine außerhalb des Druckbehälters befindliche Rohrleitung (externer Downcomer) mit dem Schüttbettboden verbunden. Das

Wasser kann somit reibungsarm, getrieben durch Druckunterschiede in das Schüttbett einströmen. Die Einströmrates kann hier zusätzlich mit einem Durchflussmessgerät gemessen werden. Der externe Downcomer verfügt über die größte Querschnittsfläche aller Varianten, die aber am Schüttbettboden durch ein Netz reduziert ist, um ein Hineinfallen von Partikeln in die zuführende Rohrleitung des Downcomers zu verhindern. Der interne Downcomer (Variante 3) befindet sich in der Schüttbettachse und verfügt über einen geringeren Innendurchmesser ($D_i = 10 \text{ mm}$) als der externe Downcomer ($D_i = 25 \text{ mm}$). Er sitzt auf dem Schüttbettboden auf und ist nur im unteren Teil im Bereich der nicht beheizten Keramikpartikelvorlage perforiert, um ein Ausströmen des Wassers zu ermöglichen. Der perforierte interne Downcomer (Variante 4) weist identische Abmessungen wie der nicht perforierte Downcomer auf, ist aber über die gesamte Länge perforiert. So wird über die gesamte Schüttbetthöhe ein Queraustausch der Strömung zwischen Downcomer und Schüttbett ermöglicht. Der ringförmige Downcomer (Variante 5) wird mittels eines Glasrohrs realisiert, das den Schüttbettbehälter umgibt. Der entstehende Spalt zwischen Glasrohr und Schüttbettbehälter dient als Downcomer. Durch Öffnungen in der Behälterwand oberhalb und unterhalb der beheizten Schüttung kann das Wasser von der Wasservorlage durch den Downcomer in die Keramikvorlage strömen. Für den perforierten ringförmigen Downcomer (Variante 6) wurde der Teststreckenbehälter entlang der gesamten Länge perforiert und mit einem Netz versehen, um eine Verlagerung der Partikel in den Downcomer zu verhindern. Die perforierte Gesamtfläche ist hierbei identisch mit der des perforierten internen Downcomers. Der Ringspalt der beiden ringförmigen Downcomer muss konstruktionsbedingt 7 mm breit sein, die dadurch entstehende Querschnittsfläche würde allerdings die Kühlbarkeitsgrenze derart erhöhen, dass eine Quantifizierung des DHF auf Grund nicht ausreichender Generatorleistung nicht möglich wäre. Daher und auch aus Gründen der Vergleichbarkeit mit den internen Downcomer-Varianten wurde der Downcomer am Einlass auf den Strömungsquerschnitt der internen Downcomer verengt. Im Fall des perforierten ringförmigen Downcomers wurden zusätzlich im Downcomer im Abstand von 100 mm Verengungen eingebracht.

Tabelle 3.3: Kühlwasser-Zuströmbedingungen der Siede- und Dryout-Versuche

<p>1) Top-Flooding</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Kein Downcomer 	<p>2) Bottom-Flooding (Naturumlauf)</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Downcomer Innendurchmesser: 25 mm • Minimaler Strömungsquerschnitt im Downcomer: $\sim 322 \text{ mm}^2$ (am Schüttbettboden) 	<p>3) Interner Downcomer</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Downcomer Innendurchmesser: 10 mm • Strömungsquerschnitt im Downcomer: $\sim 75 \text{ mm}^2$
<p>4) Perforierter interner Downcomer</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Downcomer Innendurchmesser: 10 mm • Strömungsquerschnitt im Downcomer: $\sim 75 \text{ mm}^2$ • Perforierte Fläche: $\sim 11.200 \text{ mm}^2$ 	<p>5) Ringförmiger Downcomer</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Downcomer Innendurchmesser: 180 mm • Downcomer Außendurchmesser: 194 mm • Minimaler Strömungsquerschnitt im Downcomer: $\sim 75 \text{ mm}^2$ (am Einlass) 	<p>6) Perforierter ringförmiger Downcomer</p>  <ul style="list-style-type: none"> • Downcomer Innendurchmesser: 180 mm • Downcomer Außendurchmesser: 194 mm • Minimaler Strömungsquerschnitt im Downcomer: $\sim 75 \text{ mm}^2$ (am Einlass, alle 100 mm im Downcomer) • Perforierte Fläche: $\sim 11.200 \text{ mm}^2$

3.5 Variation der Strömungsverhältnisse bei den Flutversuchen

Bei den Flutversuchen wird das Kühlwasser entweder von oben oder von unten über eine konstante Wassersäule eingespeist. Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, wird das Wasser beim Top-Flooding über einen Spraykopf eingespeist. Zunächst wird eine hohe Einspeiserate gewählt (ca. 5 l/min), um zügig einen Wasserpool oberhalb der Schüttung zu etablieren. Im Folgenden wird die Einspeiserate für die verbleibende Versuchszeit reduziert (ca. 1 l/min), da nur noch das in die Schüttung vordringende und verdampfte Wasser ersetzt werden muss. Der Wasserstand wird durch Überlauföffnungen auf einer konstanten Höhe von 310 mm gehalten.

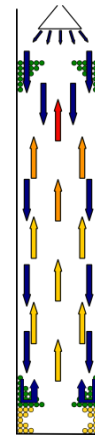


Abbildung 3.4:
Top-Flooding

Beim Bottom-Flooding wird das Kühlwasser über eine konstante Wassersäule von 950 mm von unten in die Schüttung eingespeist. Hierzu wird das Wasserbecken verwendet, das die Teststrecke im oberen Bereich umgibt. Die hydrostatische Höhe kann mittels einer separaten Wasserzufuhr in das Wasserbecken und eines Überlaufs konstant gehalten werden. Zusätzlich wird die Füllhöhe mittels eines kapazitiven Füllstandsensors überwacht. Die Rohrleitung, die das Wasserbecken und den Schüttbettboden verbindet, ist dieselbe, die auch in den Siede- und Dryout-Versuchen beim Bottom-Flooding mit Naturumlauf verwendet wird. Die Durchflussrate in der Steigleitung kann mittels eines Durchflussmessgeräts erfasst werden.

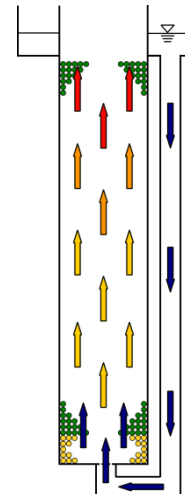


Abbildung 3.5:
Bottom-Flooding

3.6 Initiales Temperaturniveau der Schüttungen bei den Flutversuchen

Die Flutversuche wurden bei mittleren initialen Schüttungstemperaturen von etwa 300 – 700 °C durchgeführt. Die mittlere initiale Temperatur der Schüttung T_b wird nach Gl. 3.5 berechnet. Es werden hierbei zunächst die mittleren Temperaturen der Thermoelemente innerhalb der Schüttung (T_1 - T_{48}) der drei radialen Positionen (Mitte, halber Radius und Wand) gebildet und diese dann entsprechend einem ihnen zugeordneten Kontrollvolumen gewichtet. Die Thermoelemente T_{49} - T_{51} wurden für diese Berechnung nicht herangezogen, da sie sich im Übergangsbereich der Schüttung zum freien Volumen oberhalb der Schüttung befinden und die Schüttungstemperatur somit nur teilweise erfassen.

$$T_b = 0,07 \cdot T_{Mitte} + 0,40 \cdot T_{hR} + 0,53 \cdot T_{Wand} \quad (3.5)$$

4 Ergebnisse

4.1 Siedeexperimente

Das Ziel der Siedeversuche ist die Messung von Druckgradienten in einem Schüttbett bei stationärem Sieden, um Rückschlüsse auf die sich einstellende Strömung zu erhalten. Die Ausführungen in diesem Unterabschnitt wurden vorab in Leininger et al. [71, 74–77] veröffentlicht.

Die eingebrachte Heizleistung führt zu einem Verdampfen des Kühlwassers und daraus resultierend zu einem aufwärtsströmenden Dampfstrom. Aus der Heizleistung lässt sich die lokale Dampfleerrohrgeschwindigkeit $J_g(z)$ (Verhältnis von Volumenstrom zu Schüttungsquerschnitt A) berechnen, wobei hier auch die Unterkühlung des eingespeisten Wassers beim Bottom-Flooding ($T_{sat} - T_{in}$) Berücksichtigung findet. Wird kein Wasser eingespeist (Top-Flooding) entfällt der zweite Term im Zähler in Gl. 4.1.

$$J_g(z) = \frac{\int_0^z \dot{Q}(z) dz \cdot A - \dot{m} \cdot c_{p,w} \cdot (T_{sat} - T_{in})}{A \cdot h_{fg} \cdot \rho_g} \quad (4.1)$$

Das verdampfte Wasser muss im stationären Fall an jeder Stelle des Schüttbetts ersetzt werden. Aus der Kontinuitätsgleichung ergibt sich daher für die Wasserleerrohrgeschwindigkeit $J_l(z)$:

$$J_l(z) = -\frac{\rho_g}{\rho_l} J_g(z) + J_l^0 \quad (4.2)$$

J_l^0 beschreibt die Leerrohrgeschwindigkeit des eingespeisten Wassers am Schüttbettboden ($z = 0$). Wird kein Wasser am Schüttbettboden zugeführt, entfällt der zweite Term und das verdampfte Wasser muss vollständig über die Schüttbettoberfläche zugeführt werden. Mit bekannten Leerrohrgeschwindigkeiten $J_g(z)$ und $J_l(z)$ können nun mit Gl. 1.6 und 1.7 sowohl der Druckgradient ($-dp/dz$) als auch der volumetrische Dampfanteil α iterativ berechnet werden.

Der grundsätzliche Verlauf der Druckgradienten für die Flüssigphase und der sich einstellende Dampfgehalt ohne zusätzliche Wassereinspeisung von unten ($J_l^0 = 0$ mm/s, Top-Flooding) ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Der Kurvenverlauf wurde nach dem Modell von Schulenberg & Müller [27] berechnet, das die Interphasenreibung explizit berücksichtigt. Verwendete Porosität und Partikeldurchmesser entsprechen der Schüttung zylindrischer Partikel (Bett H1). Es zeigt sich, dass mit zunehmender Dampfleerrohrgeschwindigkeit und damit einhergehender Zunahme des Dampfgehalts die Interphasenreibung zunächst stark zunimmt. Gemäß Gl. 1.6 ist die Interphasenreibungskraft für die Flüssigkeitsphase mit einem negativen Vorzeichen behaftet und führt somit zu

einer Reduzierung des Gesamtdruckgradienten. Mit zunehmendem Dampfgehalt wird ein immer größerer Teil des Strömungsquerschnitts durch Dampf belegt, die Interphasenreibung nimmt infolgedessen wieder ab. Die Wasser/Partikel-Reibung spielt für geringe Wasserleerrohrgeschwindigkeiten zunächst kaum eine Rolle. Mit zunehmender Verdampfungsrate muss immer mehr Wasser ersetzt werden, die Wasserleerrohrgeschwindigkeit nimmt daher betragsmäßig zu. Da das Wasser von oben nach unten in das Schüttbett eindringt ($J_l < 0$), ist die Wasser/Partikel-Reibung negativ und führt zu einem erneuten Abfall des Gesamtdruckgradienten.

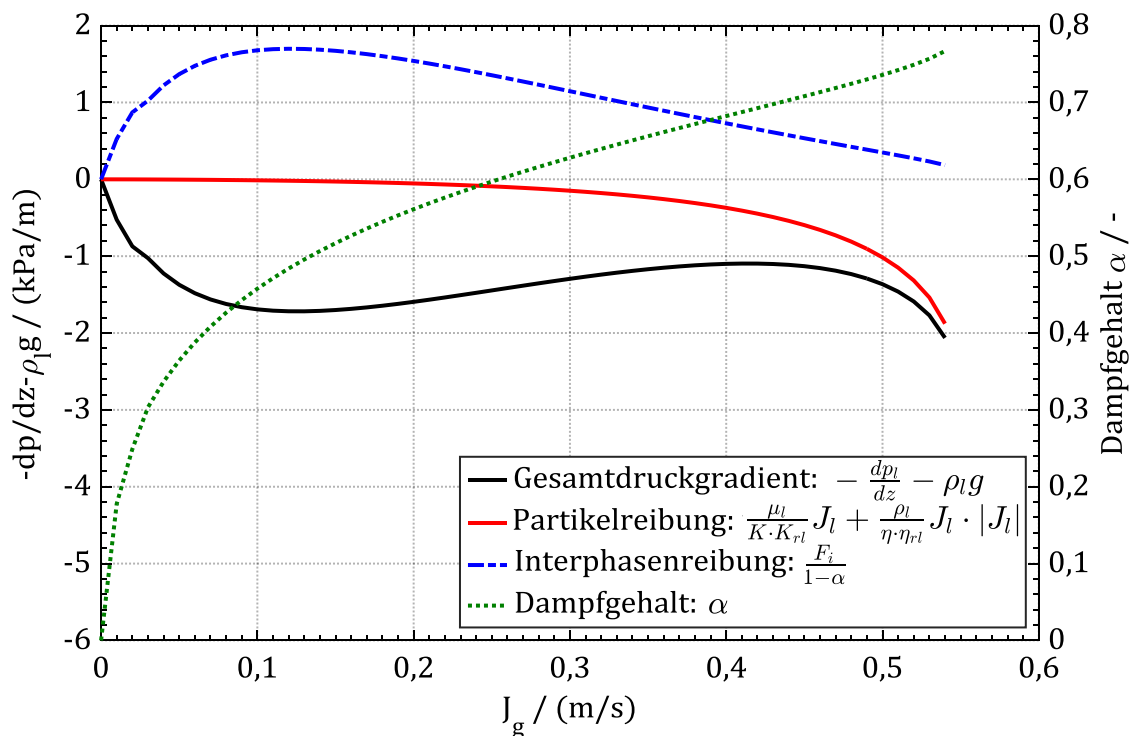


Abbildung 4.1: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckgradienten der flüssigen Phase sowie volumetrischer Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller [27] für ein Schüttbett mit $D_p = 3$ mm und $\varepsilon = 0,38$, $p_{\text{sys}} = 0,1$ MPa, $J_l^0 = 0$ mm/s

Wird Wasser von unten eingespeist (Abbildung 4.2) führt die Interphasenreibung zunächst ebenfalls zu einem Druckabfall unter den Druckgradienten der hydrostatischen Wassersäule. Im weiteren Verlauf dominiert allerdings die Wasser/Partikel-Reibung, die hier auf Grund der positiven Strömungsrichtung (vgl. Orientierung der z-Koordinate in Abbildung 2.2) zu einer Erhöhung des Druckgradienten führt und auf Grund des durch den hohen Dampfanteil reduzierten Strömungsquerschnitts stetig zunimmt. Kann die eingespeiste Wassermenge das verdampfte Wasser nicht mehr vollständig ersetzen,

kommt es zu einem Austrocknen; der Wasseranteil und mit ihm die Wasser/Partikel-Reibung nehmen schlagartig ab.

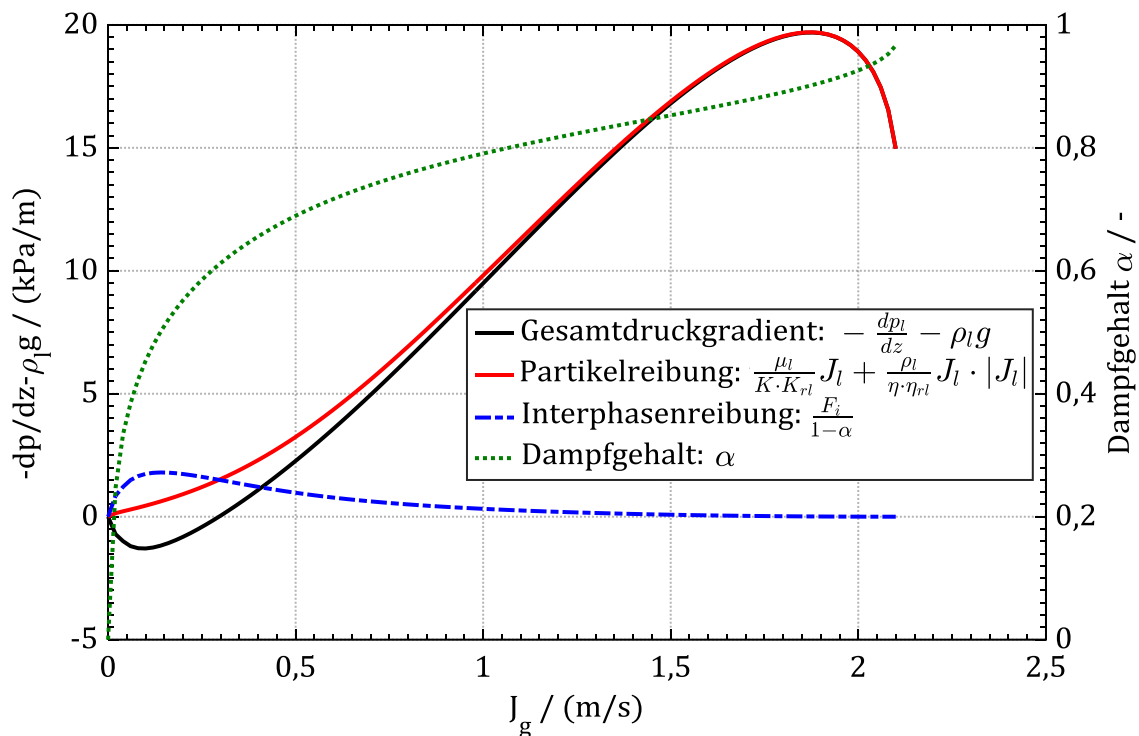


Abbildung 4.2: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckgradienten der flüssigen Phase sowie volumetrischer Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller [27] für ein Schüttbett mit $D_p = 3$ mm und $\varepsilon = 0,38$, $p_{\text{sys}} = 0,1$ MPa, $J_l^0 = 1,3$ mm/s

Bezüglich nachfolgender Messergebnisse ist einleitend zu erwähnen, dass die Druckmessung einer starken zeitlichen Schwankung unterliegt, die im Wesentlichen durch die thermohydraulischen Bedingungen begründet ist. Um dennoch einen klaren Kurvenverlauf erkennen zu können, wurde in der gewählten Darstellung darauf verzichtet, einzelne Messwerte zu zeigen. Stattdessen werden interpolierte Kurvenverläufe dargestellt und die Summe aus systematischen und statistischen Unsicherheiten durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Eine genauere Erklärung zu dieser Darstellung einschließlich einer Unsicherheitsbetrachtung der durchgeführten Messungen kann dem Anhang A.3 entnommen werden.

4.1.1 Siedeexperimente mit Variation der Zuströmbedingung

Neben denen in Abschnitt 3.4 beschriebenen Kühlwasser-Zuströmbedingungen wurden einleitend Versuchsreihen mit einer festen Einspeiserate am Schüttbettboden J_l^0 durchgeführt, da sich diese durch ihre im Gegensatz zum gravitationsgetriebenen Natur-

umlauf genau definierte Einströmrate besonders zur Validierung der Reibungsmodelle eignen.

Abbildung 4.3 zeigt den Druckgradientenverlauf für zylindrische Partikel (Bett H1) bei mittlerem Systemdruck (0,3 MPa). Für die Versuchsreihe mit fester Einspeiserate wurden im Vergleich zu Untersuchungen früherer Arbeiten niedrige Einströmrate gewählt, da hier der Einfluss der Interphasenreibung groß und damit besonders interessant für die Modellvalidierung ist. Der gemessene Druckgradient ohne Wassereinspeisung ($J_l^0 = 0$ mm/s) fällt zunächst auf Grund der Interphasenreibung auf -1,5 kPa/m. Mit abnehmender Interphasenreibung steigt der Druckgradient leicht an, bleibt aber wie in Abbildung 4.1 dargestellt stets unter dem der hydrostatischen Wassersäule. Im Bereich der Dryout-Leistung kommt es erneut zu einem Druckabfall, da hier die Sättigung stark abnimmt. Mit zunehmender Einspeiserate ist zu erkennen, dass sich die Kurven zu höheren Druckgradienten verschieben. Durch die zusätzliche Wassereinspeisung am Schüttbettboden nimmt die Relativgeschwindigkeit von Wasser und Wasserdampf und damit auch die Interphasenreibung ab. Im weiteren Verlauf wird die Wasser/Partikel-Reibung dominant, die nun auf Grund der positiven Strömungsrichtung des Wassers zu einem Anstieg des Gesamtdruckgradienten führt. Zudem erhöht sich durch die zusätzliche Wassereinspeisung einhergehend mit einer höheren maximalen Dampfleerrohrgeschwindigkeit der DHF.

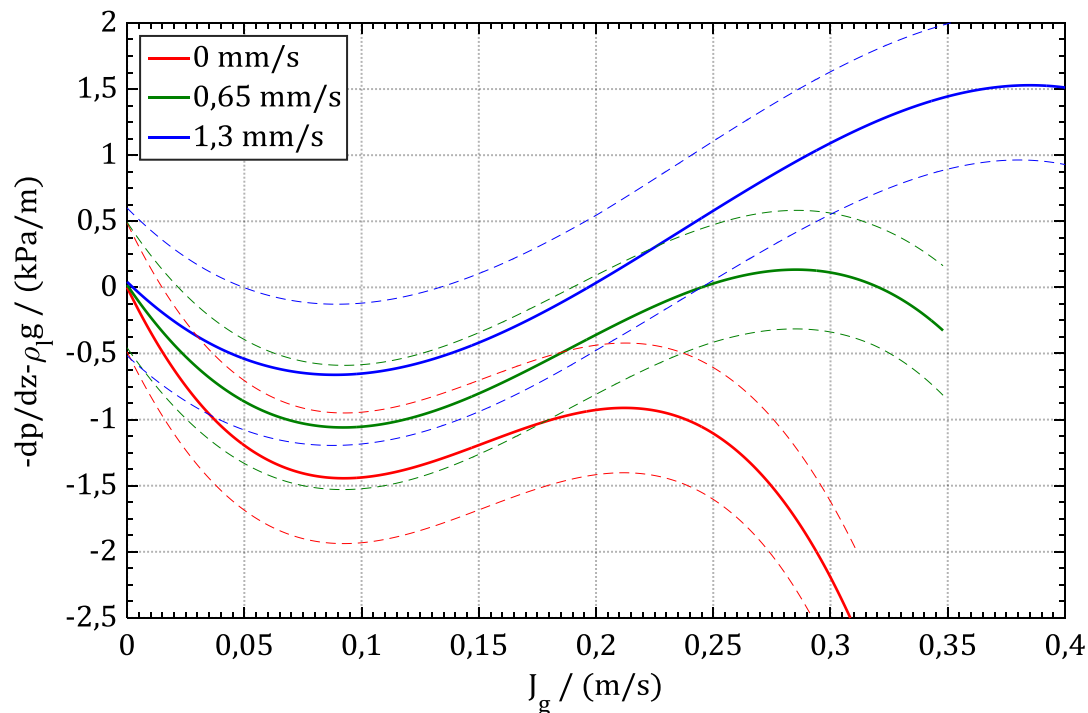


Abbildung 4.3: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) bei variabler Wasserleerrohrgeschwindigkeit J_l^0 , $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa

Für das Schüttbett bestehend aus Schrauben (Bett H2) (Abbildung 4.4) ist zu erkennen, dass die Messkurven für unterschiedliche Wasserleerrohrgeschwindigkeiten sehr nah beieinander liegen und der Gesamtdruckgradient stets im negativen Bereich bleibt. Auf Grund der hohen Porosität ist der freie Strömungsquerschnitt im Vergleich zu einer Schüttung geringer Porosität groß. Folglich ist die Interphasenreibung deutlich ausgeprägter und die Fluid/Partikel-Reibung hat nur eine untergeordnete Bedeutung.

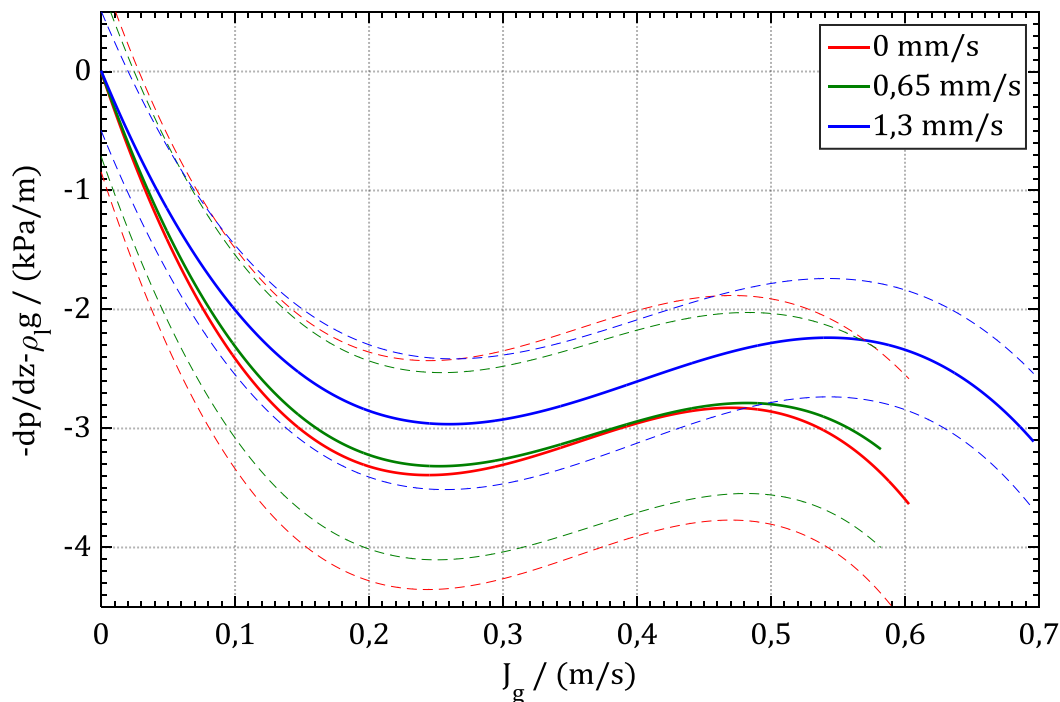


Abbildung 4.4: Druckgradientenverlauf für Schrauben (Bett H2) bei variabler Wasserleerrohrgeschwindigkeit J_l^0 , $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

In Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6 ist der Druckgradient für Zylinder (Bett H1) bzw. Schrauben (Bett H2) ohne Wassereinspeisung (Top-Flooding) für verschiedene Systemdrücke dargestellt. Um die Kurven besser vergleichen zu können, ist es zweckmäßig, den Druckgradienten über dem flächenbezogenen Dampfmassenstrom G_g statt über der Dampfleerrohrgeschwindigkeit aufzutragen. Die Kurvenverläufe sind qualitativ sehr ähnlich. Im Wesentlichen unterscheiden sie sich dadurch, dass mit zunehmendem Druck höhere Dampfmassenströme abgeführt werden können. Die Kurven höheren Drucks sind daher gegenüber Kurven niedrigeren Drucks in x-Richtung gestreckt. Bezüglich der gemessenen Druckgradienten ist zu sagen, dass sie in einem ähnlichen Wertebereich liegen und daher keine großen Unterschiede aufweisen.

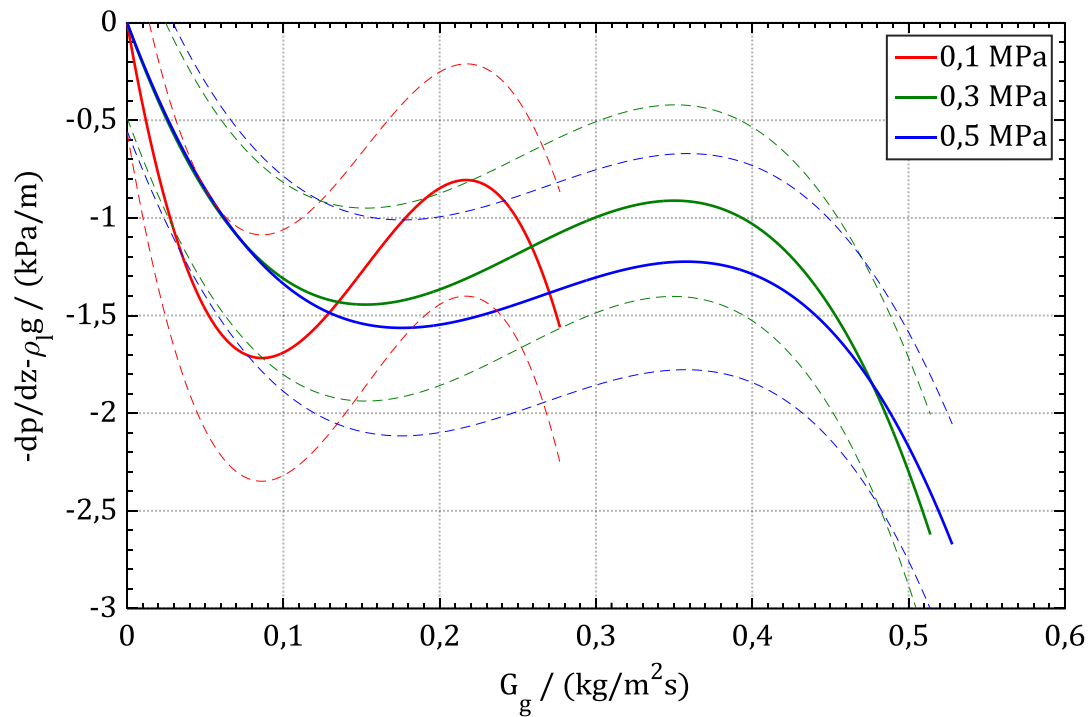


Abbildung 4.5: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) bei variablem Systemdruck, $J_1^0 = 0 \text{ mm/s}$ (Top-Flooding)

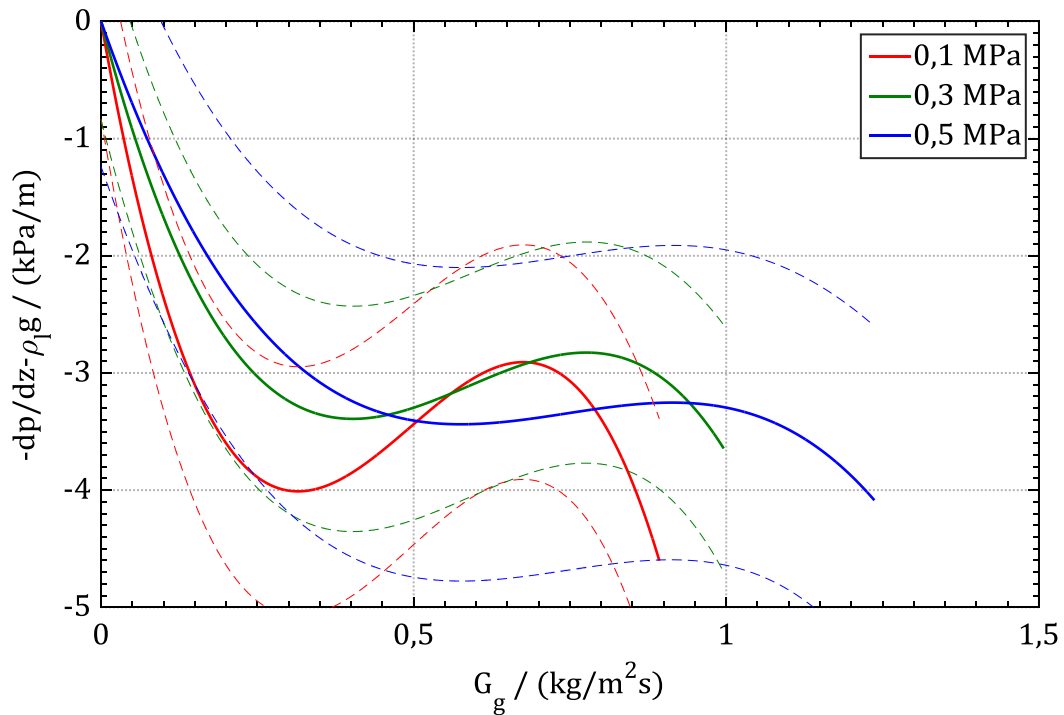


Abbildung 4.6: Druckgradientenverlauf für Schrauben (Bett H2) bei variablem Systemdruck, $J_1^0 = 0 \text{ mm/s}$ (Top-Flooding)

Nachfolgende Abbildungen zeigen einige exemplarische Druckgradientenverläufe in Abhängigkeit der Dampfleerrohrgeschwindigkeit J_g für untersuchte homogene Schüttbettkonfigurationen bei einem Systemdruck von 0,3 MPa und veränderlichen Zuströmbedingungen. Auf Grund der Interphasenreibung fällt der Druckgradient bei allen Konfigurationen zunächst unter den der hydrostatischen Wassersäule. Mit zunehmender Dampfleerrohrgeschwindigkeit nimmt der Anteil der Interphasenreibung am Druckgradienten stetig ab und die Fluid/Partikel-Reibung überwiegt.

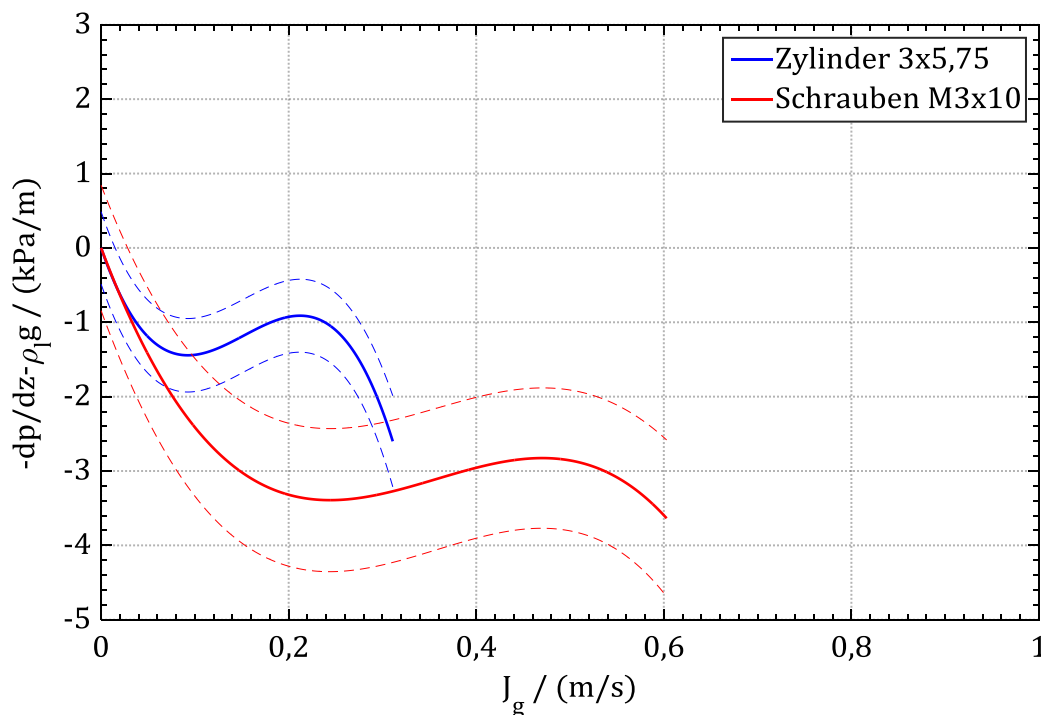


Abbildung 4.7: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) bei Top-Flooding, $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

Für reines Top-Flooding (Abbildung 4.7) muss das verdampfte Wasser vollständig durch Wasser aus der Wasservorlage ersetzt werden. Die Strömungsrichtung des Wassers ist daher der Dampfströmungsrichtung entgegengesetzt (Counter-Current Flow). Die Interphasenreibung spielt bei dieser Konfiguration eine besonders große Rolle und führt zunächst zu einem Abfall der Druckgradienten auf $-1,5 \text{ kPa/m}$ für Zylinder und $-3,5 \text{ kPa/m}$ für Schrauben. Mit zunehmender Dampfleerrohrgeschwindigkeit nimmt die Interphasenreibung leicht ab und der Druckgradient steigt leicht auf -1 kPa/m bzw. -3 kPa/m . Auf Grund der geringeren Porosität der Zylinderschüttung gegenüber der Schraubenschüttung hat die Fluid/Partikel-Reibung einen größeren Einfluss auf den Gesamtdruckgradienten.

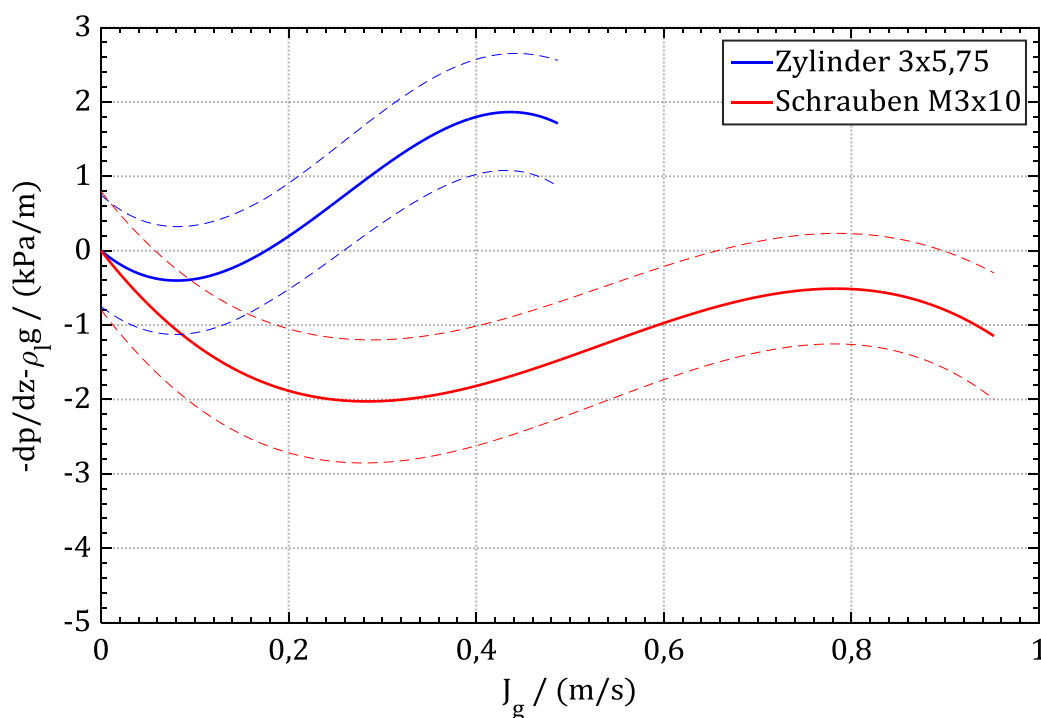


Abbildung 4.8: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit externem Downcomer (Naturumlauf), $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

Im Fall des externen Downcomers (Abbildung 4.8) kann das Wasser sowohl von oben über die Wasservorlage als auch von unten in das Schüttbett eindringen. Die Zuströmrate am Schüttbettboden J_l^0 stellt sich selbstständig entsprechend den sich ausbildenden Druckgradienten im Schüttbett ein. Durch den deutlich verbesserten Zugang des Wassers in das Schüttbett kann die Heizleistung und damit auch die Dampferrohrgeschwindigkeit gegenüber Top-Flooding deutlich gesteigert werden. Der anfängliche Druckabfall auf Grund der Interphasenreibung fällt hier mit $-0,3 \text{ kPa/m}$ bzw. -2 kPa/m durch den Gleichstrom von Wasser und Wasserdampf und damit geringerer Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Phasen deutlich geringer aus. Auffällig ist zudem, dass die Druckgradienten für die Schrauben stets unterhalb dem der hydrostatischen Wassersäule bleiben. Offenbar ist die Fluid/Partikel-Reibung deutlich weniger ausgeprägt als die Interphasenreibung. Im Fall der Zylinder ist ein zunächst leichter Druckabfall gefolgt von einem deutlichen Druckanstieg zu verzeichnen. Ursächlich für den unterschiedlichen Verlauf sind wieder die stark unterschiedlichen Porositäten der beiden untersuchten Schüttbetten.

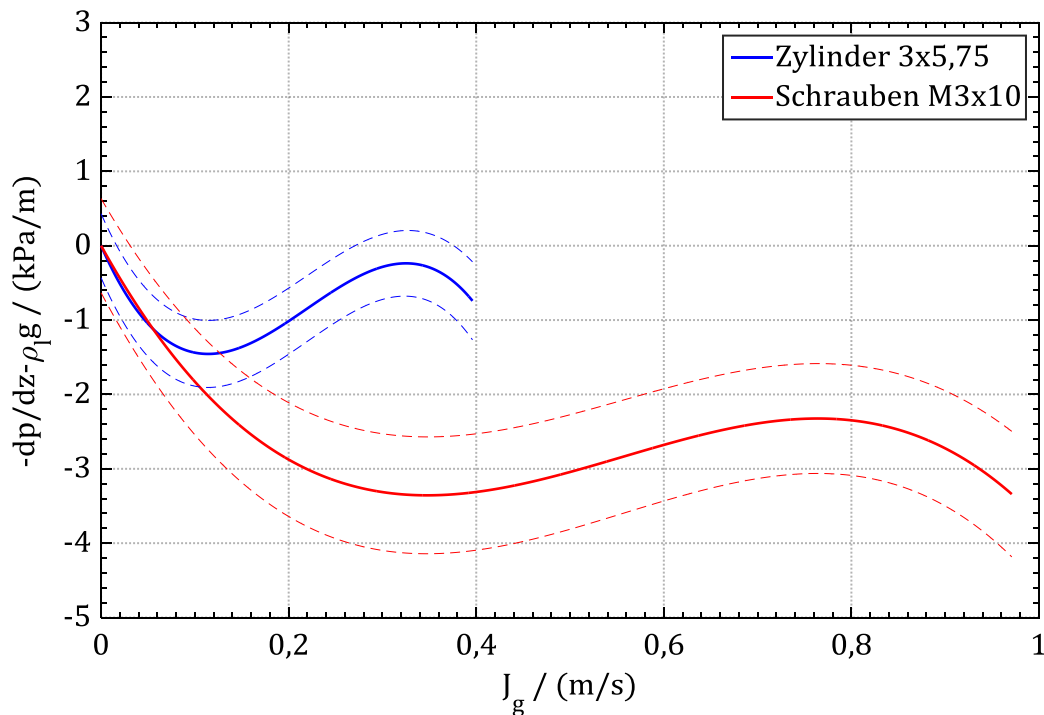


Abbildung 4.9: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit internem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

Der Gesamtdruckabfall bei der Variante mit internem Downcomer (Abbildung 4.9) ist zunächst deutlich größer als bei dem externen Downcomer. Zudem fällt auch der nachfolgende Druckanstieg geringer aus. Die Druckgradienten bleiben hier wie beim Top-Flooding stets unter dem der hydrostatischen Wassersäule. Der Druckverlauf ähnelt insbesondere für kleine $J_g < 0,2 \text{ m/s}$ dem für Top-Flooding, allerdings werden ähnlich große Dampfleiterrohrgeschwindigkeiten wie beim Bottom-Flooding erreicht. Es ist daher davon auszugehen, dass die Wasserversorgung nicht ausschließlich über den Downcomer erfolgt, sondern ein Großteil des Wassers von oben in das Schüttbett eindringt. Es sei nochmals auf die stark unterschiedlichen Strömungsquerschnitte des internen und des externen Downcomer hingewiesen ($D_{\text{intDC}} = 10 \text{ mm}$, $D_{\text{extDC}} = 25 \text{ mm}$).

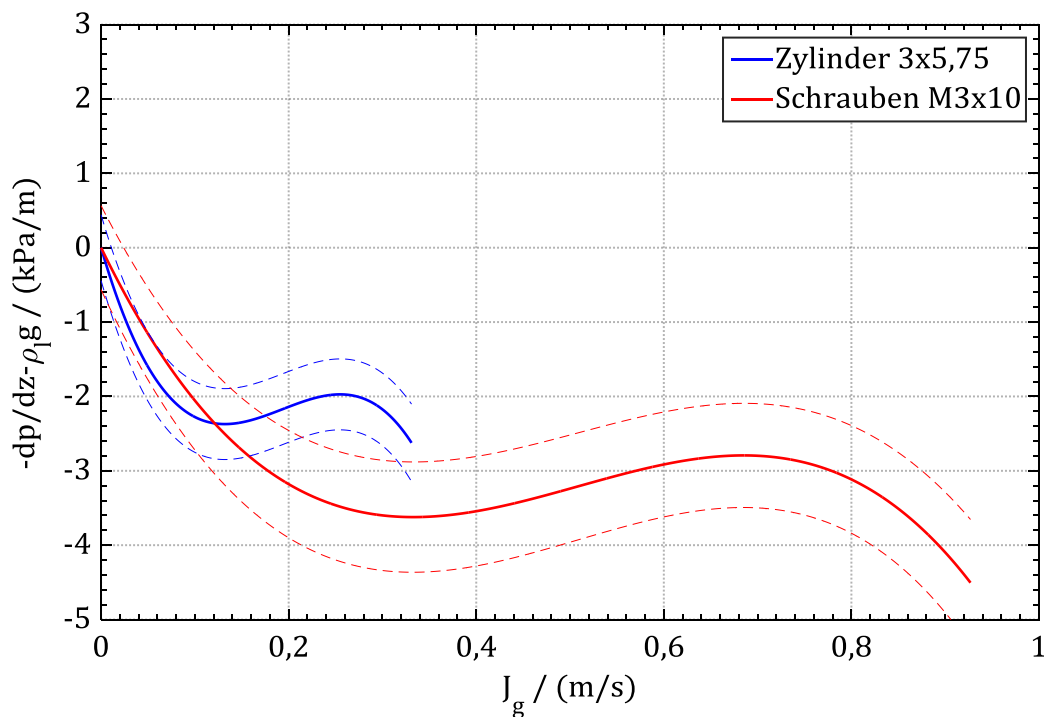


Abbildung 4.10: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit perforiertem internem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

Der Druckgradientenverlauf für Schrauben mit perforiertem internem Downcomer (Abbildung 4.10) ist dem mit nicht perforiertem Downcomer sehr ähnlich, was auf ähnliche Strömungsverhältnisse hindeutet. Wasser kann sowohl von oben als auch von unten in das Schüttbett eindringen. Eine zusätzliche seitliche Strömung auf Grund der Perforation scheint nur eine untergeordnete Bedeutung bei hoher Schüttbettporosität zu besitzen. Bei geringer Porosität (Zylinder) ist zu erkennen, dass der anfängliche Druckabfall bedingt durch die Interphasenreibung deutlich größer ist als für den nicht perforierten internen Downcomer und sogar größer ist als bei reinem Top-Flooding. Rashid [41] hat in diesem Zusammenhang bereits gezeigt, dass der perforierte Downcomer nicht die Zuströmung des Wassers in das Schüttbett, sondern das Abströmen des Wasserdampfs verbessert. Möglicherweise wird die Interphasenreibung durch Dampfquerströmung deutlich erhöht.

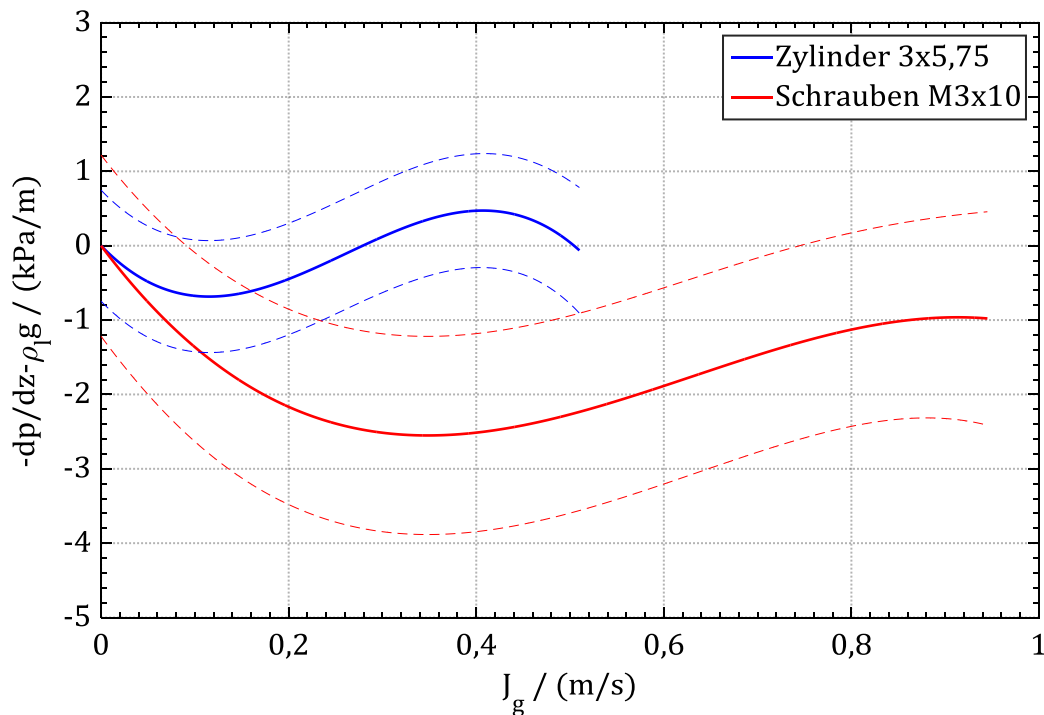


Abbildung 4.11: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit ringförmigem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa

Die Druckmessung bei der Variante mit ringförmigem Downcomer (Abbildung 4.11) zeigt eine deutlich vergrößerte Streuung der Messergebnisse. Als Ursache hierfür ist die Führung der Druckmessleitung im Ringspalt anzuführen. Dadurch kann eine Dampfblasenbildung in den Druckmesskammern oder den Druckmessleitungen begünstigt werden, die zu Messabweichungen führen kann. Auf Grund der großen Anzahl experimenteller Messdaten lassen sich dennoch statistisch qualitative Aussagen treffen. Es zeigt sich für beide Schüttbettkonfigurationen der typische Kurvenverlauf. Vergleicht man die Messwerte mit den beiden bezüglich der Strömungskonfiguration ähnlichen Varianten, dem internen und dem externen Downcomer (Naturumlauf), so zeigt sich, dass die Messwerte zwischen denen des internen und des externen Downcomers liegen. Dieses ist ohne Weiteres plausibel, schließlich entspricht der minimale Strömungsquerschnitt des ringförmigen Downcomers dem des internen Downcomers, allerdings ist der Strömungsquerschnitt entlang des Downcomers deutlich größer, was zu einem geringeren Reibungsdruckverlust und damit einer vermutlich höheren Durchflussrate führt.

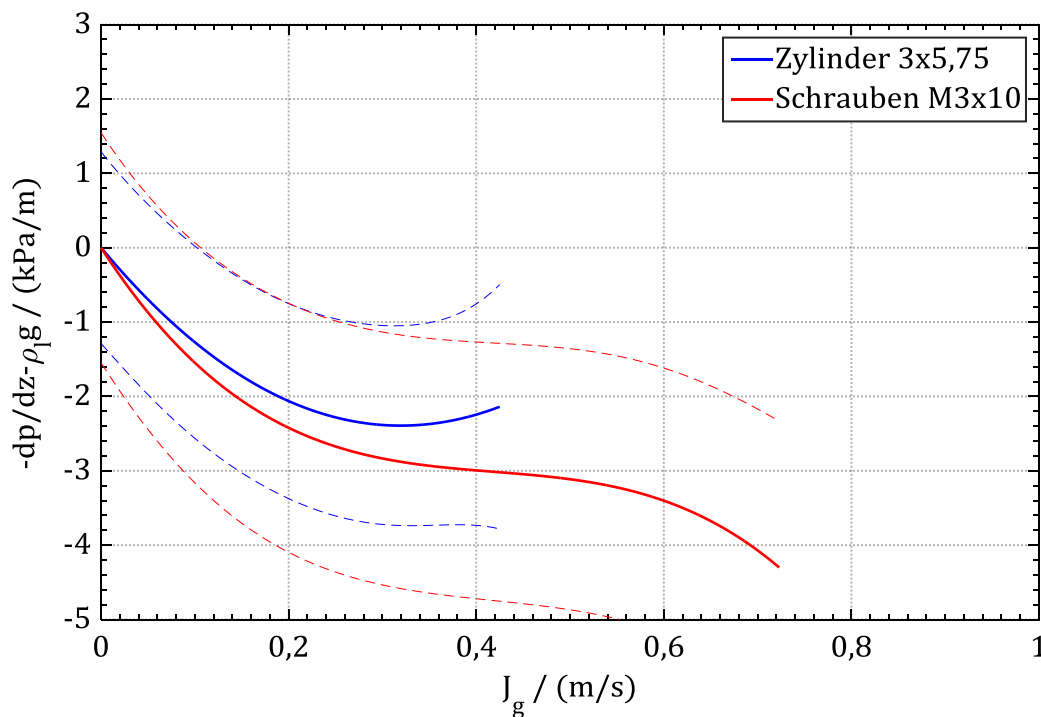


Abbildung 4.12: Druckgradientenverlauf für Zylinder (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) mit perforiertem ringförmigem Downcomer, $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

Im Fall des perforierten ringförmigen Downcomers (Abbildung 4.12) sind aus oben erwähnten Gründen ebenfalls starke Streuungen zu verzeichnen. Die Kurvenverläufe zeigen einen starken Druckabfall von $-2,2 \text{ kPa/m}$ (Zylinder) bzw. -3 kPa/m (Schrauben). Im Unterschied zu zuvor beschriebenen Ergebnissen ist hier kein eindeutiger, nachfolgender klarer Druckanstieg zu verzeichnen. Dieses Ergebnis bestätigt die Vermutung, dass die Interphasenreibung auf Grund der mehrdimensionalen Strömungsbedingungen besonders ausgeprägt ist.

Der Zusammenhang von Durchflussrate im Naturumlauf und Druckgradienten im Schüttbett wird in Abbildung 4.13 veranschaulicht. Aufgetragen sind hier die Druckdifferenz dp_8 (vgl. Abbildung 2.2) und der Massenstrom \dot{m} über der Wärmestromdichte \dot{q} für zylindrische Partikel (Bett H1). Generell fällt der Druckgradient zunächst bei geringer Heizleistung leicht unter den Druckgradienten der hydrostatischen Wassersäule und nimmt bei höherer Heizleistung auf Grund der dominanter werdenden Fluid/Partikel-Reibung wieder zu. Auf Grund der höheren Dampfdichte mit zunehmendem Druck wird die Kurve insgesamt gestreckt. Da die gemessene Druckdifferenz dp_8 nicht die gesamte treibende Druckdifferenz beschreibt, u. a. dadurch, dass nicht die gesamte Höhe der Wasservorlage abgedeckt wird, kann der Massenstrom nicht direkt aus der Druckdifferenz berechnet werden, jedoch qualitativ mit dieser verglichen werden.

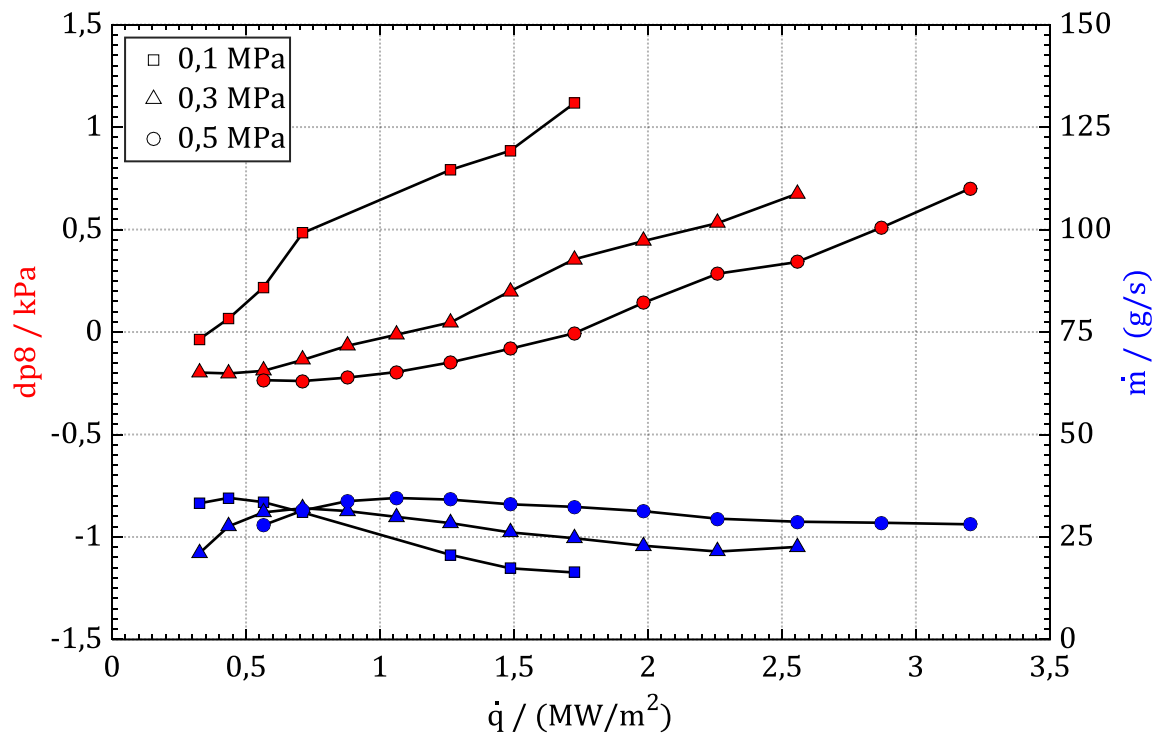


Abbildung 4.13: Axiale Druckdifferenz dp_8 und Massenstrom \dot{m} im Naturumlauf bei Bottom-Flooding (Naturumlauf), Zylinder (Bett H1)

Im Fall der zylindrischen Partikel fällt dp_8 zunächst nur leicht in den negativen Bereich auf bis zu -0,25 kPa und steigt danach auf Grund der Fluid/Partikel-Reibung, die bei Schüttungen geringer Porosität besonders ausgeprägt ist, wieder an. Der Durchfluss entwickelt sich gegenläufig zum Druckgradienten. Mit zunächst abnehmender Druckdifferenz dp_8 in der Schüttung ist ein Anstieg des Massenstroms \dot{m} auf bis zu 35 g/s zu verzeichnen. Im weiteren Verlauf fällt der Durchfluss jedoch mit zunehmender Druckdifferenz stetig ab. Kann die eingespeiste Wassermenge das auf Grund der eingebrachten Heizleistung verdampfte Wasser nicht vollständig ersetzen, kommt es zum Dryout.

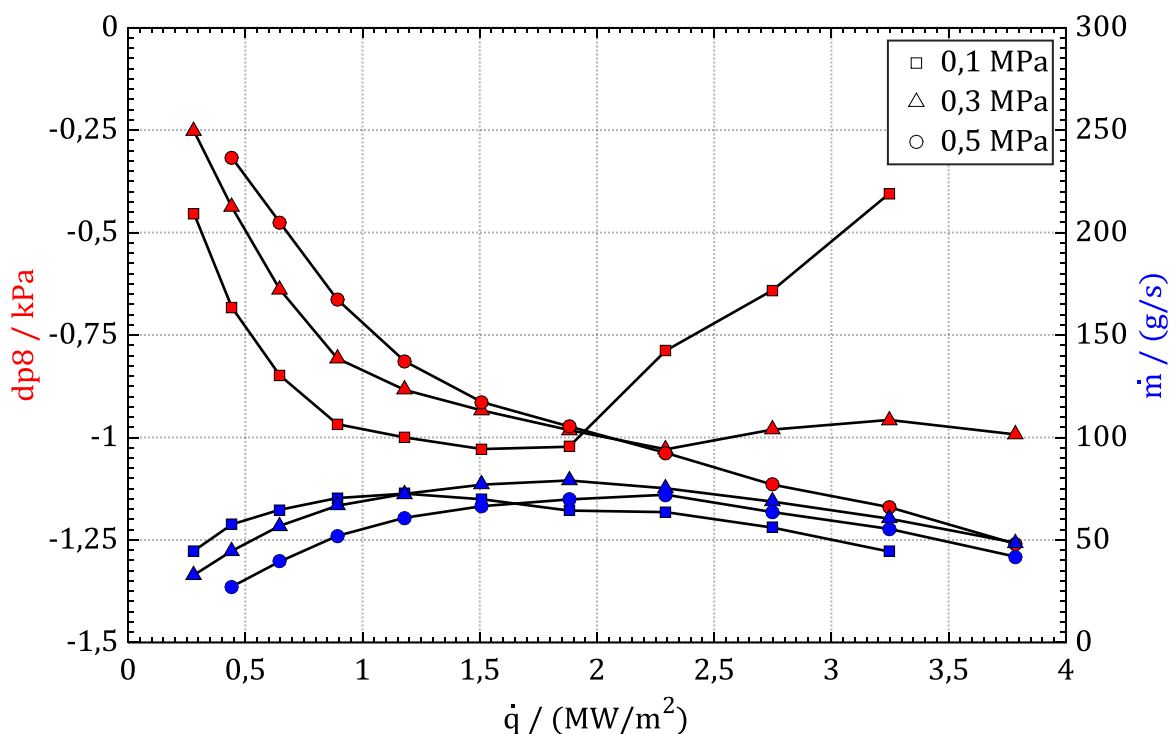


Abbildung 4.14: Axiale Druckdifferenz dp_8 und Massenstrom \dot{m} im Naturumlauf bei Bottom-Flooding (Naturumlauf), Schrauben (Bett H2)

Im Fall der Schrauben (Abbildung 4.14) zeigt sich der zuvor beschriebene Kurvenverlauf der Druckdifferenz nur für $p = 0,1$ MPa. Hier fällt der Druck zunächst auf -1 kPa ab und steigt im weiteren Verlauf wieder an. Bei 0,3 MPa verharrt er mit zunehmender Heizleistung bei etwa -1 kPa und bei 0,5 MPa ist sogar ein stetiger Druckabfall zu erkennen. Der Massenstrom liegt mit einem Maximum von 60 – 80 g/s bei allen eingestellten Systemdrücken in einem sehr ähnlichen Bereich. Der Kurvenverlauf ist allerdings nur für 0,1 MPa in Übereinstimmung mit dem gemessenen Druckverlauf. Für 0,3 und 0,5 MPa nimmt der Massenstrom für große Heizleistungen stetig ab, obwohl die treibende Druckdifferenz konstant bleibt oder sogar zunimmt. Der Grund hierfür ist eine Abnahme des verfügbaren Wassers in der Wasservorlage mit zunehmender Heizleistung und damit einhergehend höherem Dampfanteil. Es ist davon auszugehen, dass der Wasserspiegel bei sehr hohen Heizleistungen stark oszilliert und zumindest kurzzeitig unter den Anschluss des Naturumlaufs fällt, der konstruktiv bedingt nur 50 mm unterhalb der Überlauföffnung der Teststrecke liegt. Während der Messung wird das verdampfte Wasser durch eine zusätzliche Einspeisung in die Wasservorlage ersetzt. Die Einspeiserate wird so gering wie möglich gewählt, sodass das verdampfte Wasser aber dennoch vollständig ersetzt wird. Tests haben gezeigt, dass durch eine stark erhöhte Wasserzufuhr der Durchsatz im Naturumlauf ebenfalls erhöht werden kann. Allerdings

verändert dieses Vorgehen die Messbedingungen, da eine zu hohe Wassereinspeiserate zu einer Kondensation des Dampfs in der Wasservorlage führt und somit die treibende Druckdifferenz verändern kann.

4.1.2 Siedeeperimente mit Variation des Schüttbettinventars

Siedeversuche wurden neben den homogenen Schüttbetten auch mit inhomogenen Schüttbettkonfigurationen durchgeführt. Hierbei wurden zum einen der Systemdruck ($p = 0,1; 0,3; 0,5$ MPa) und zum anderen die Zuströmbedingung (Top-Flooding bzw. Bottom-Flooding (Naturumlauf)) variiert. In Abbildung 4.15 ist der Druckgradientenverlauf für das axial geschichtete Schüttbett (Bett 3) dargestellt. Hierbei befinden sich im unteren Bereich des Schüttbetts ($dp1 - dp5$) Schrauben und im oberen Bereich ($dp6$) Zylinder. Erwartungsgemäß ist der Druckgradient im unteren Schüttungsbereich durch dessen hohe Porosität (Schrauben) gering. Er bleibt durch die hohe Porosität stets unter dem Druckgradient der hydrostatischen Wassersäule. Vergleicht man den Kurvenverlauf mit dem Kurvenverlauf des homogenen Betts mit Schrauben (Bett H2) (Abbildung 4.8), so ist dieser sehr ähnlich. Die Kühlbarkeit und somit die maximale Dampfleerrohrgeschwindigkeit ist allerdings durch die obere Schüttungsschicht aus Zylindern reduziert. In der Schicht aus Zylindern ist zunächst für geringe Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ein Druckabfall unter den der hydrostatischen Wassersäule zu verzeichnen. Im weiteren Verlauf steigt der Druckgradient allerdings auf bis zu 13 kPa/m bei $J_g = 0,85$ m/s an. Im Vergleich dazu beträgt der maximale Druckgradient für das homogene Schüttbett aus Zylindern (Bett H1) $2,5$ kPa/m bei $J_g = 0,5$ m/s (Abbildung 4.8).

In Abbildung 4.16 ist die gesamte Druckdifferenz $dp8$ und der Massenstrom \dot{m} für dieses Schüttbett über der Heizleistung aufgetragen. Die Druckdifferenz bei geringen Heizleistungen ist zunächst kleiner als die der hydrostatischen Wassersäule. Der Verlauf entspricht hier im Wesentlichen dem des homogenen Schüttbetts aus Schrauben (Abbildung 4.14). Im weiteren Verlauf kommt der Einfluss der oberen Schüttungsschicht aus Zylindern deutlich zum Tragen. Die Druckdifferenz erreicht für hohe Heizleistungen annähernd die des homogenen Betts aus Zylindern (Abbildung 4.13). Der Massenstrom \dot{m} im Naturumlauf verhält sich entsprechend dem gemessenen Druckgefälle. Zunächst ist bei abnehmender Druckdifferenz eine Zunahme des Massenstroms zu verzeichnen, der im weiteren Verlauf auf Grund der steigenden Druckdifferenz wieder abnimmt. Der maximale Massenstrom liegt mit $33 - 47$ g/s über dem für das Schüttbett aus Zylindern ($\dot{m}_{\max} = 32 - 35$ g/s), aber deutlich unter dem für das Schüttbett aus Schrauben ($\dot{m}_{\max} = 72 - 79$ g/s). Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der gesamte Druckabfall im Schüttbett bei axialer Schichtung im Wesentlichen durch die Schicht aus

Zylindern dominiert wird und sich die Kühlbarkeit dadurch im Vergleich zu einem homogenen Bett aus Schrauben deutlich reduziert.

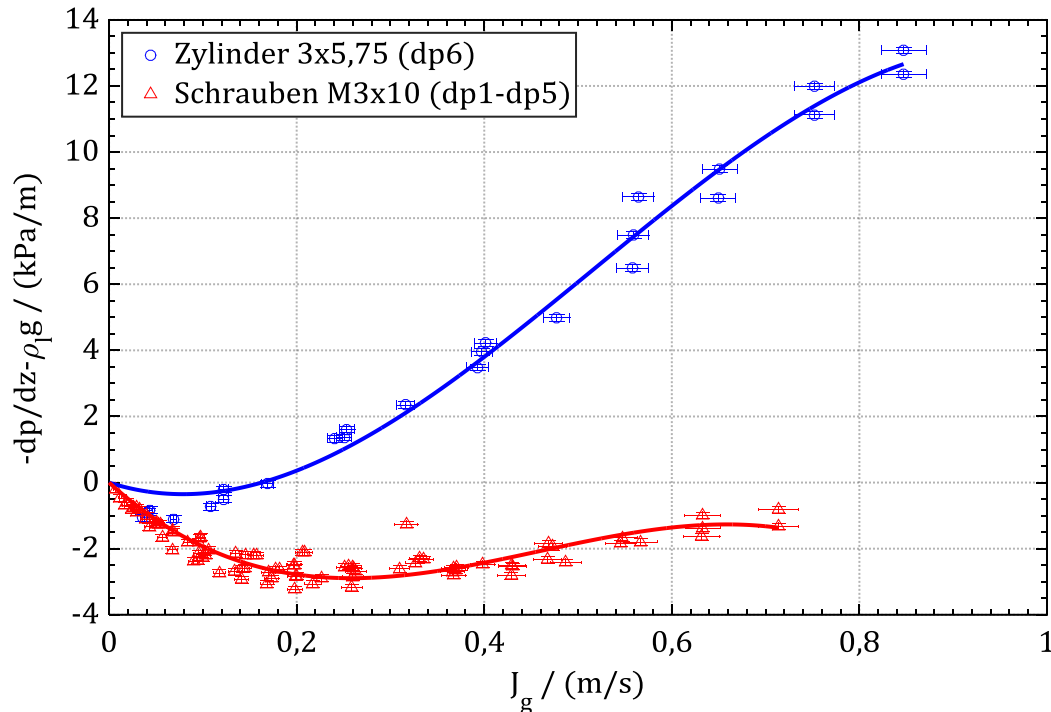


Abbildung 4.15: Druckgradientenverlauf für axial geschichtetes Schüttbett (Bett I1), Bottom-Flooding (Naturumlauf), $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

Für die azimuthale Schichtung (Bett 5) wurden axiale Druckgradienten in beiden Schüttbetthälften getrennt gemessen. Zusätzlich wurden auf Höhe PL2 und PL5 (vgl. Abbildung 2.2) Druckdifferenzen zwischen den beiden Schichten gemessen. Allerdings konnte in den Siederversuchen kein wesentlicher Druckunterschied zwischen den beiden Schichten festgestellt werden, der über die Messgenauigkeit der Druckaufnehmer hinausgeht. Druckgradienten wurden ebenfalls für die weiteren inhomogenen Schüttbettvarianten bei stationärem Sieden ermittelt. Die Ergebnisse lagen hierbei im Bereich des zu Erwartenden und werden hier daher nicht explizit aufgeführt.

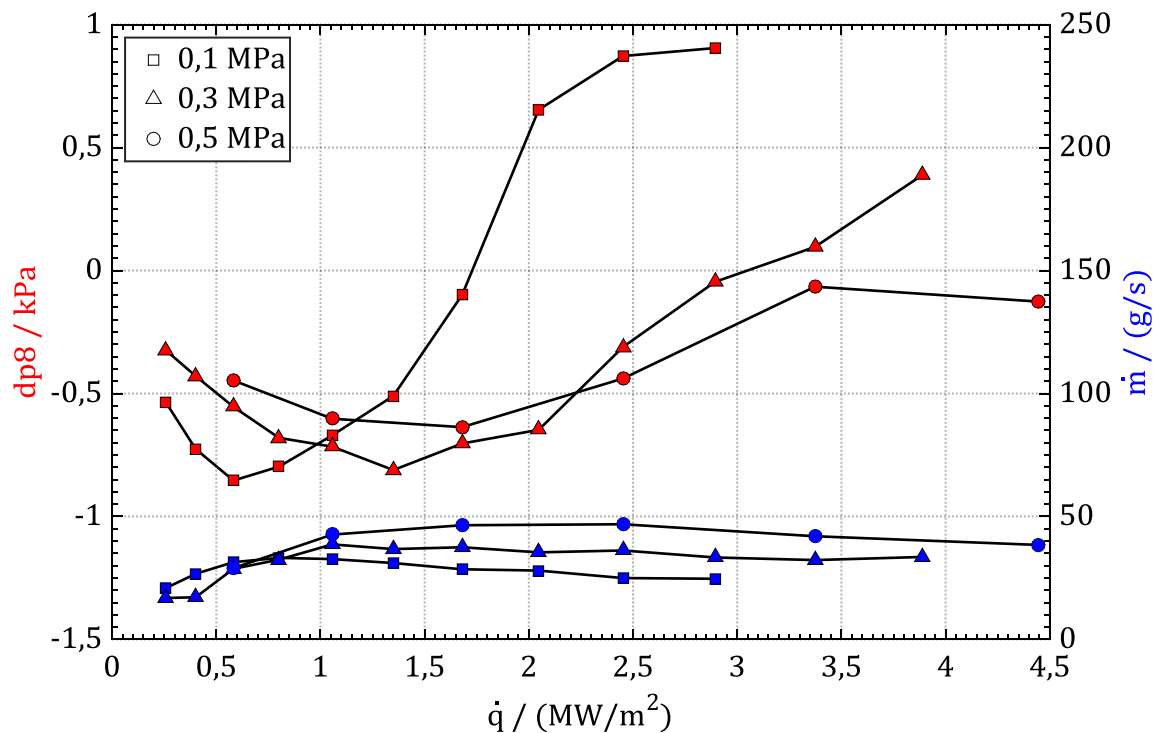


Abbildung 4.16: Axiale Druckdifferenz dp_8 und Massenstrom \dot{m} im Naturumlauf bei Bottom-Flooding (Naturumlauf), axiale Schichtung (Bett I1)

4.1.3 Zusammenfassende Aussagen

Die Abhängigkeit des Druckgradienten im Schüttbett vom flächenbezogenen Dampf- und Wassermassenstrom ist in Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18 für Zylinder 3x5,75 (Bett H1) bzw. Schrauben M3x10 (Bett H2) visualisiert. Hierzu wurden die Ergebnisse der Messungen herangezogen, bei denen nicht nur der flächenbezogene Dampfmassenstrom aus der Heizleistungskalibrierung berechnet werden kann, sondern auch der flächenbezogene Wassermassenstrom bekannt ist. Dieses gilt sowohl für das Fluten von oben ($J_l^0 = 0 \text{ mm/s} \cong G_l^0 = 0 \text{ kg/m}^2\text{s}$) als auch für das Fluten von unten mit fester Einspeiserate $J_l^0 = 0,65 \text{ mm/s}$ und $1,3 \text{ mm/s}$ ($\cong G_l^0 = 0,6$ bzw. $1,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$). Zusätzlich wurden die Daten der Versuchsreihen mit Naturumlauf verwendet, da hier der Wassermassenstrom im Naturumlauf gemessen werden kann. Für jede Strömungskonfiguration wurden jeweils drei Messreihen durchgeführt, innerhalb der die Heizleistung und daraus resultierend der lokale Dampf- und Wassermassenstrom variiert wurden. Auf Grund von sechs Druckmesspositionen im Schüttbett ergibt sich ein Datensatz von etwa 500 Datenpunkten, der mit einem Polynomansatz zu einem mehrdimensionalen Druckgradientenfeld $p^* = -dp/dz - \rho_l g = f(G_l, G_g)$ interpoliert wurde. Weitere Angaben zu verwendetem Ansatz und zu den Unsicherheiten können dem Anhang B entnommen werden. Zu beachten ist, dass die hier exemplarisch dargestellten Druckgradientenfelder

ihre Gültigkeit nur für die verwendeten Schüttbettpartikel bei einem Systemdruck von 0,3 MPa haben. Aus weiteren vorliegenden Datensätzen ließen sich für die Systemdrücke 0,1 und 0,5 MPa ebenfalls entsprechende Druckgradientenfelder erstellen.

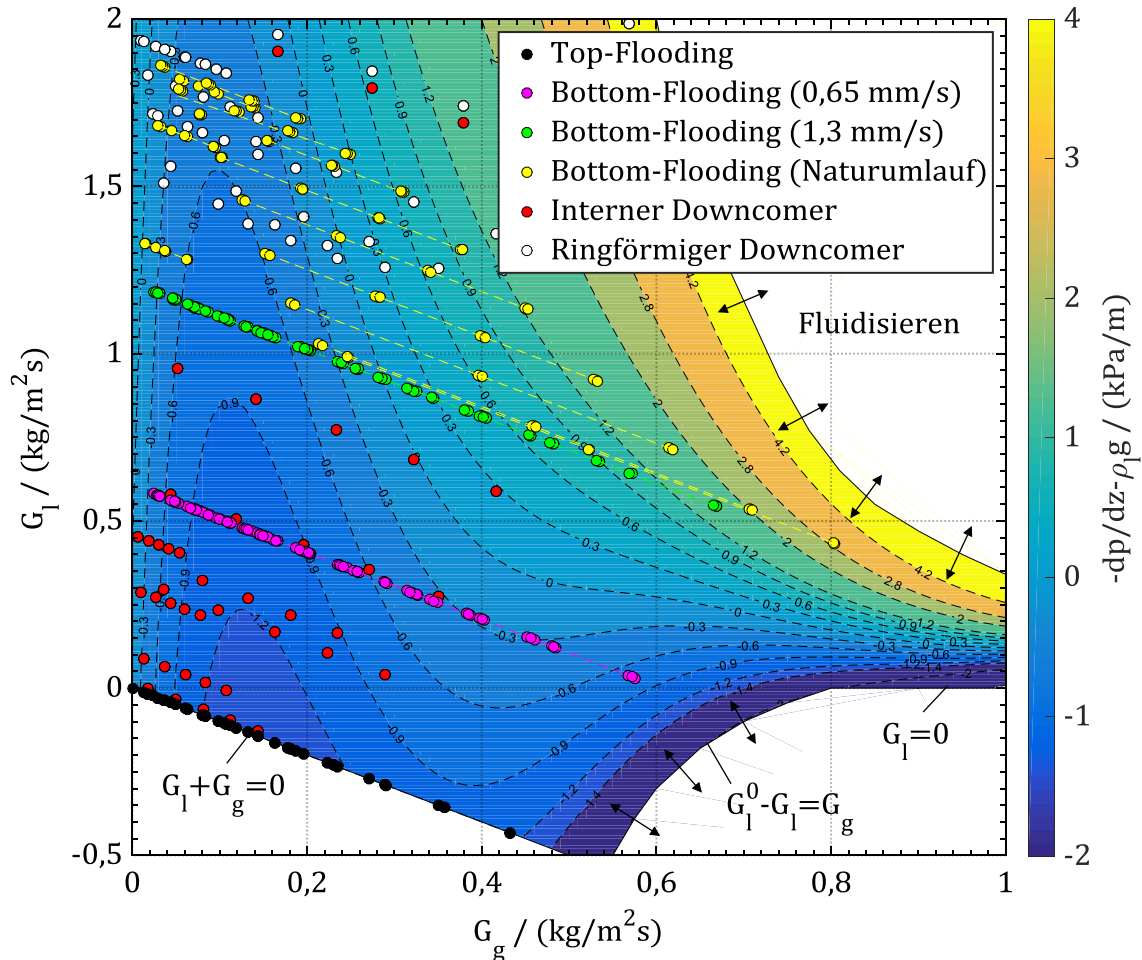


Abbildung 4.17: Druckgradientenfeld für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

In den hier dargestellten Druckgradientenfeldern ist der lineare Zusammenhang zwischen Dampfmassenstrom und Wassermassenstrom, der sich auf Grund der Kontinuitätsbedingung

$$G_l = G_l^0 - G_g \quad (4.3)$$

ergibt, deutlich zu erkennen. Bei reinem Fluten von oben ($G_l^0 = 0$) muss das verdampfte Wasser an jeder Position des Schüttbetts durch von oben nachströmendes Wasser ersetzt werden, es gilt somit $G_l + G_g = 0$ (Top-Flooding). Wird am Schüttbettboden ein Wassermassenstrom G_l^0 eingespeist, so verschiebt sich der Wertebereich der lokalen Wassermassenströme G_l um G_l^0 zu $G_l + G_l^0$ (Bottom-Flooding). Im Fall des Naturumlaufs wird der Wassermassenstrom nicht fest vorgegeben, er ergibt sich u. a. aus den Druck-

randbedingungen im Schüttbett. Zu erkennen ist, dass die Daten hier natürlicherweise deutlich stärker streuen, was auf einen stark veränderlichen Wassermassenstrom im Naturumlauf zurückzuführen ist (vgl. Abbildung 4.13 und Abbildung 4.14). In dieser Darstellung lässt sich außerdem der Unterschied zwischen dem Fluten von oben und von unten erkennen. Wird kein Wasser am Schüttbettboden eingespeist, erfolgt die Wasserversorgung an jeder Schüttbettposition von oben ($G_l < 0$). Wird ein sehr geringer Wassermassenstrom am Schüttbettboden zugeführt, werden die unteren Schüttungsbereiche durch das zugeführte Wasser versorgt, die oberen Bereiche allerdings durch eine Wasserzufuhr von oben. Somit befinden sich Wasser und Dampf im unteren Schüttungsbereich im Gleichstrom, im oberen Bereich hingegen im Gegenstrom. In einem Grenzbereich findet folglich überhaupt keine Wasserbewegung statt. Im Fall der Zylinder sind die Dampfmassenströme verhältnismäßig gering, so dass auch bei geringer Einspeiserate die Wasserzufuhr ausschließlich von unten erfolgt. Im Fall der Schrauben werden auf Grund der geringeren Reibung im Schüttbett deutlich höherer Dampfmassenströme erreicht. Die Wasserzufuhr erfolgt daher bei den gewählten Wassermassenströmen G_l^0 bei geringer Heizleistung von unten, mit zunehmender Heizleistung aber auch teilweise von oben.

In diesen Druckgradientenfeldern ergeben sich einige natürliche Grenzen. Zum einen muss $G_g \geq 0$ gelten, da der Dampf stets in positive z-Richtung, d.h. von unten nach oben strömt. Zum anderen muss $G_g + G_l \geq 0$ gelten, da Wasser und Dampf bei eindimensionalen Strömungskonfigurationen nur oben, nicht aber seitlich oder unten entweichen können. Die Datenpunkte für reines Fluten von oben bilden somit die untere Grenze. Mit zunehmendem Dampfmassenstrom kann die verdampfte Wassermenge auf Grund der Gegenstrombegrenzung nicht mehr vollständig ersetzt werden. Im Bereich des Top-Flooding ($G_l < 0$) gilt somit $G_l^0 - G_l < G_g$ als Grenze. Wird das Wasser dem Schüttbett ausschließlich von unten zugeführt, tritt der Dryout auf, sobald lokal $G_g = G_l^0$ bzw. $G_l = 0$ gilt, d.h. dass das eingespeiste Wasser vollständig verdampft wird. Auf Grund der sehr hohen Verdampfungsrate kann in diesem Fall kein Wasser über die Wasservorlage von oben in das Schüttbett eindringen. Bei sehr hohen Wasser- und Dampfmassenströmen ist ein starker Druckanstieg zu verzeichnen. Der Druckanstieg ist in der Theorie unbegrenzt. In der Praxis ist allerdings ein Aufschwimmen der Schüttung (Fluidisieren) bei sehr hohen Einspeise- und Verdampfungsraten zu erwarten. Bei gravitationsgetriebenem Naturumlauf ist zu erkennen, dass die Wassermassenströme mit steigendem Reibungsdruckverlust deutlich abnehmen und der hohe Reibungsdruckverlust eine natürliche Grenze darstellt. Die Grenzen für das Fluidisieren und den Dryout bei vorgegebener Einspeiserate ($J_l^0 = 0,65$ und $1,3$ mm/s) wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht eingehender untersucht. Die Grenzen sind daher angedeutet durch Pfeile nur als ein unge-

fährer Bereich zu verstehen. Im Fall der Schrauben liegen diese Grenzen außerhalb des hier dargestellten Wertebereichs.

Bei internem und ringförmigem Downcomer kann der Wassermassenstrom im Downcomer G_l^0 auf Grund beschränkter Zugänglichkeit nicht direkt gemessen werden. Er soll daher indirekt unter Zuhilfenahme des Druckgradientenfelds und unter Berücksichtigung der Kontinuitätsbedingung ermittelt werden. Auf Basis des vorliegenden Druckfelds $p^* = f(G_l, G_g)$ wurden zunächst die lokalen Wassermassenströme $G_{l,k}$ der $k = 1 \dots 6$ axialen Druckmessstellen für verschiedene Heizleistungen berechnet. Der Wassermassenstrom im Downcomer kann daraus für jede Heizleistungsstufe durch eine arithmetische Mittelung berechnet werden:

$$G_l^0 = \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 (G_{l,k} + G_{g,k}) \quad (4.4)$$

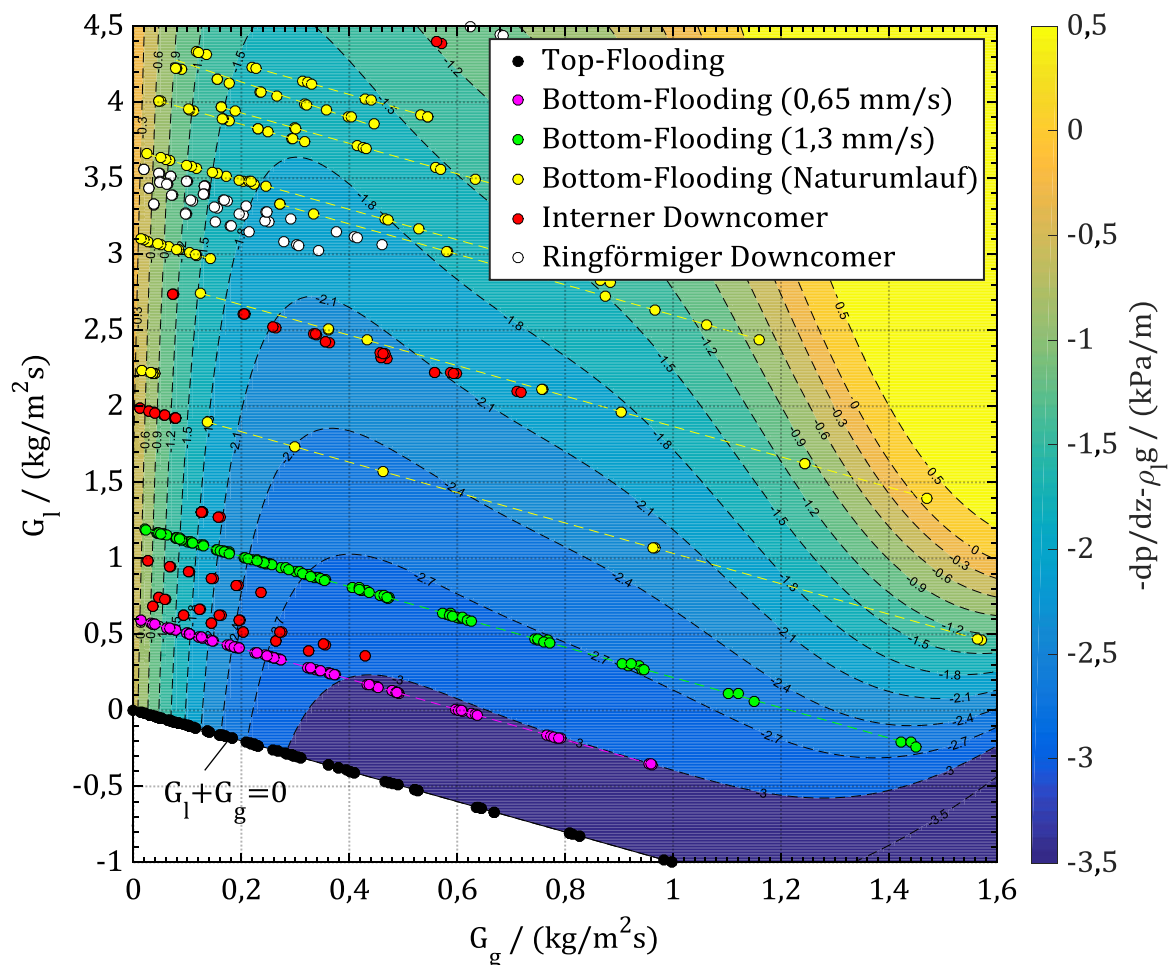


Abbildung 4.18: Druckgradientenfeld für Schrauben (Bett H2), $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$

Die lokalen Wassermassenströme G_l wurden anschließend in Abhängigkeit der lokalen Dampfmassenströme entsprechend Gl. 4.3 erneut berechnet und im Diagramm eingetragen. Auf Grund gewisser Unsicherheiten in diesem Vorgehen (siehe hierzu Anhang B) ist es nicht zweckmäßig genaue Werte für den Wassermassenstrom anzugeben. Dennoch lassen sich zumindest qualitative Aussagen treffen. Es ist in den Diagrammen 4.17 und 4.18 zu erkennen, dass die Wassermassenströme im ringförmigen Downcomer etwa im Bereich des externen Downcomers liegen und somit deutlich höher ausfallen als bei internem Downcomer. Wie bereits in Abschnitt 4.1.1 erwähnt, kann hierfür der geringere Reibungswiderstand im ringförmigen Downcomer im Vergleich zum internen Downcomer als Hauptursache angeführt werden, der eine höhere Wasserzufuhr trotz eines gleichen minimalen Strömungsquerschnitts im Downcomer ermöglicht. Außerdem ist aus dem Diagramm zu entnehmen, dass die Wasserversorgung des Schüttbetts nicht ausschließlich über den Downcomer sondern zumindest bei bestimmten Verdampfungsraten auch von oben erfolgt.

Bei perforiertem internem und ringförmigem Downcomer ist durch den möglichen Queraustausch zwischen Downcomer und Schüttbett zusätzlich zum Wasser- auch der Dampfmassenstrom unbekannt. Für diesen mehrdimensionalen Fall verlieren die hier vorgestellten Druckgradientenfelder mitsamt ihrer Grenzen ihre Gültigkeit. Ein Vergleich der gemessenen besonders niedrigen Druckgradienten (vgl. Abbildung 4.10 und Abbildung 4.12) mit den in dieser Darstellung präsentierten Ergebnissen verstärkt allerdings die Vermutung, dass es zu einem massiven radialen Queraustausch kommt und infolgedessen die Interphasenreibung verstärkt und der gesamte gemessene Druckgradient reduziert wird.

4.2 Dryout-Experimente

Die Ausführungen in diesem Abschnitt wurden vorab in Leininger et al. [71, 74–79] veröffentlicht.

Das Ziel der Dryout-Versuche ist, die maximal abführbare Wärmestromdichte (Heizleistung bezogen auf den Schüttungsquerschnitt) einer Schüttbettkonfiguration zu bestimmen. Wird diese überschritten, so wird das verdampfte Wasser nicht mehr vollständig durch zuströmendes Wasser ersetzt, d. h. der stationäre Bereich des Siedevorgangs wird verlassen. Es kommt in der Folge zunächst zu einem meist lokal begrenzten Austrocknen der Schüttung, der sich im weiteren Verlauf auf größere Bereiche der Schüttung ausweiten kann. In diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass die Schüttung nicht dauerhaft kühlbar ist. Bezogen auf den Reaktorfall kann ein Überschreiten der maximal abführbaren Wärmestromdichte zu einem vollständigen Austrocknen der Schüttung und ggf. zu einem Aufschmelzen der Schüttung führen.

Phänomenologisch betrachtet kann ein Austrocknen der Schüttung auf zwei Arten erfolgen. Bei der klassischen Siedekrise bildet sich mit zunehmender Heizleistung an der Heizfläche ein Dampffilm aus, wodurch kein direkter Kontakt des Wassers mit der Heizfläche mehr vorliegt. Der Wärmeübergang wird dadurch deutlich verschlechtert und die Wandtemperatur steigt an. In der Literatur wird die kritische Wärmestromdichte mit 1000 kW/m^2 für glatte Rohre angegeben [80]. Allerdings wird diese auf die Gesamtoberfläche der Schüttungspartikel bezogene Heizleistung in nachfolgend vorgestellten Untersuchungen nicht erreicht. Am Beispiel der zylindrischen Partikel (Bett H1) wird dies sehr deutlich. Die maximal induzierbare Leistung beträgt für diese Schüttung etwa $62,8 \text{ kW}$. Bezogen auf die Gesamtoberfläche aller Schüttungspartikel von $11,7 \text{ m}^2$ ergibt sich so eine maximale Wärmestromdichte von $5,4 \text{ kW/m}^2$.

Eine weitere mögliche Ursache, die zu einem Austrocknen der Schüttung führen kann, ist der Dryout. Hierbei kommt es auf Grund eines Flüssigkeitsmangels zu einer Überhitzung der Partikel. Diese Situation tritt ein, wenn bedingt durch Reibungseffekte der Flüssigkeitszustrom so stark reduziert wird, dass die verdampfte Wassermenge dem Schüttbett nicht wieder vollständig zugeführt werden kann, d. h. die Kontinuitätsgleichung (Gl. 4.2) wird nicht mehr erfüllt und das Siedeverhalten wird instationär. Dieser Effekt tritt insbesondere unter Gegenstrombedingungen auf, da hier der hohe Druckgradient dem einströmenden Wasser entgegenwirkt und somit den Flüssigkeitszustrom erschwert. Die Gegenstrombegrenzung wird in diesem Zusammenhang als Counter-Current Flow Limitation (CCFL) bezeichnet.

Bei nachfolgend beschriebenen Dryout-Untersuchungen wurde zur Bestimmung des DHF die Heizleistung in kleinen Schritten gesteigert. Ein Dryout wird als ein dauerhaftes Überschreiten der Sättigungstemperatur definiert, welches von mindestens einer Thermoelementmessstelle in der Schüttung detektiert wird. Für die Angabe des DHF wird stets der Mittelwert aus der Heizleistung vor Erreichen und bei Erreichen des Dryouts gewählt. Im Anhang A.4 sind weitere Angaben zum Vorgehen und zur Bestimmung der Unsicherheiten zu finden.

4.2.1 Dryout-Experimente mit Variation der Zuströmbedingung

Dryout-Versuche wurden wie auch die Siedeversuchen für sämtliche Zuströmbedingungen (siehe Tabelle 3.3) für zylindrische Partikel (Bett H1) und Schrauben (Bett H2) bei unterschiedlichen Systemdrücken (0,1; 0,3 und 0,5 MPa) durchgeführt.

Abbildung 4.19 zeigt ein exemplarisches Ergebnis eines Dryout-Versuchs für zylindrische Partikel (Bett H1) bei 0,1 MPa Systemdruck unter Top-Flooding-Bedingung. Bei diesem Versuch wird das typische Top-Flooding-Verhalten, wie es auch schon von z. B.

Schäfer [26] untersucht wurde, besonders deutlich. Zunächst führt eine Steigerung der Wärmestromdichte, hier von 711 auf 743 kW/m^2 , zu einem Druckabfall im oberen Bereich der Schüttung (dp6). Ausgelöst wird dies durch eine Abnahme des Wasseranteils, der Dampf kann nun ungehindert nach oben abströmen. Gleichzeitig dringt nur noch sehr wenig Wasser von oben in das Schüttbett ein. Der Austrocknungsprozess setzt sich im Weiteren in Richtung unterer Schüttbettbereiche fort (dp5, dp4, dp3). Zu diesem Zeitpunkt ist noch kein Temperaturanstieg zu verzeichnen, da die oberen Bereiche der Schüttung noch immer durch z. B. aufsteigenden Dampf gekühlt werden. Zeitlich nachfolgend kommt es auf etwa halber Schüttbetthöhe (T24, T29, T31) zu einem spontanen Temperaturanstieg.

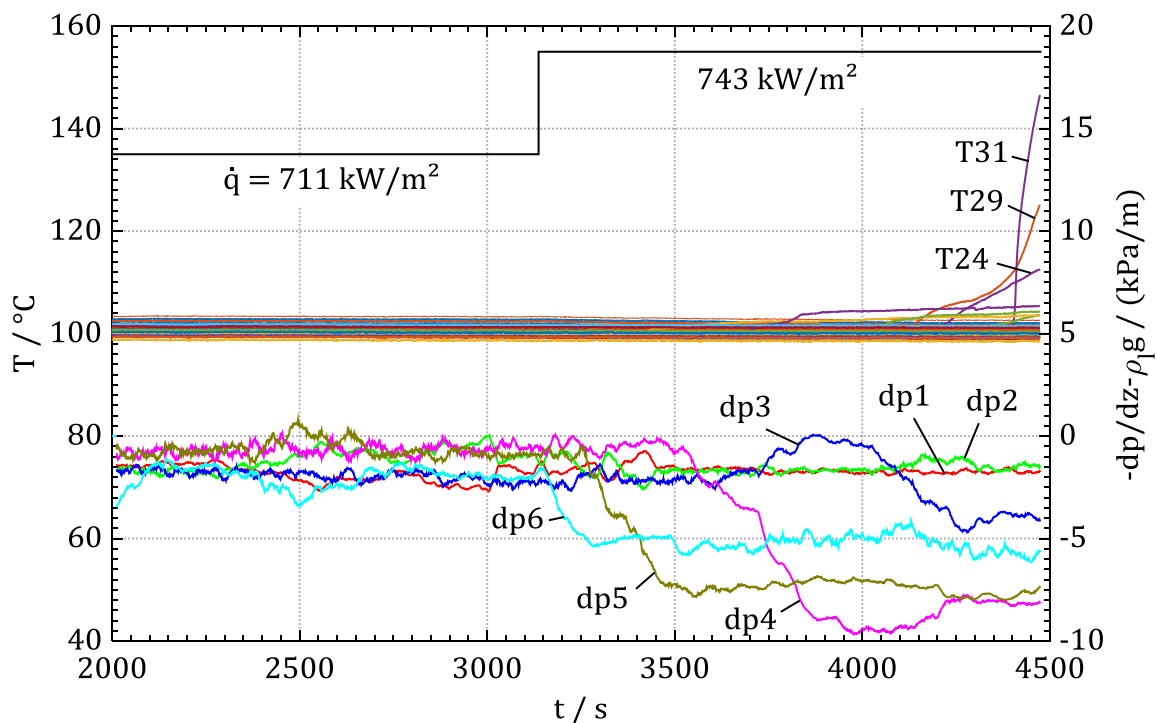


Abbildung 4.19: Heizleistung, Temperaturverlauf und Druckgradienten während eines Dryout-Versuchs für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, Top-Flooding

Abbildung 4.20 gibt einen qualitativen Überblick über die axiale Position des Dryouts für beide untersuchten Schüttbetten (Zylinder, Schrauben). Die Größe der Kreise repräsentiert hierbei die absolute Häufigkeit, mit der auf entsprechender Schüttbetthöhe ein Dryout detektiert wurde. In diesem Zusammenhang wird keine Unterscheidung hinsichtlich des Systemdrucks oder der radialen Position vorgenommen. Zudem ist die Wahrscheinlichkeit für die Detektion eines Dryouts auf den Ebenen mit drei Thermo-elementmessstellen höher als auf einer Ebene mit nur einer Messstelle.

Für Top-Flooding (Einströmbedingung 1) ist zu erkennen, dass der Dryout entlang der gesamten Schüttbetthöhe auftreten kann. Übersteigt die eingebrachte Heizleistung den DHF nur leicht, so ist ein eher langsames Austrocknungsverhalten zu beobachten, wie es bereits für Abbildung 4.19 diskutiert wurde, d. h. der Dryout tritt tendenziell weiter unten in der Schüttung auf. Übersteigt die eingebrachte Heizleistung den DHF deutlich, wird der Wasserstrom stärker reduziert und die Kühlung reicht bereits in der Anfangsphase des Dryouts nicht aus, um alle Schüttungsbereiche auf Sättigungstemperatur zu halten, d. h. es ist ein Temperaturanstieg im oberen Schüttbettbereich zu verzeichnen.

Im Fall des Bottom-Floodings mit Naturumlauf (Einströmbedingung 2) für Zylinder ist zu erkennen, dass der Dryout ausschließlich im oberen Bereich des Schüttbetts auftritt. Die Ursache hierfür ist, dass der Kühlwasserzustrom fast ausschließlich über den Schüttbettboden erfolgt. Über die Schüttbetthöhe nimmt der Wasseranteil stetig ab und entsprechend der Dampfanteil zu. Der Dryout tritt auf, wenn der sich selbst einstellende Wassermassenstrom nicht ausreicht, um das gesamte Schüttbett zu versorgen. Allenfalls die oberste Schicht kann partiell mit Wasser aus der Wasservorlage versorgt werden. Für Schrauben konnten auf Grund der stark oszillierenden Wassersäule keine DHFs bestimmt werden. Ein ähnliches Verhalten wie beim Bottom-Flooding ist für den internen Downcomer und auch den ringförmigen Downcomer (Einströmbedingungen 3 und 5) zu erkennen. Hier erfolgt der Wasserzustrom ebenfalls fast ausschließlich von unten über den Downcomer.

Für die beiden perforierten Downcomer-Konfigurationen (Einströmbedingung 4 und 6) stellt sich für Zylinder und Schrauben ein unterschiedliches Dryout-Verhalten ein. Während sich die Dryout-Position für Zylinder weiterhin im oberen Bereich befindet, liegt sie für Schrauben etwa auf halber Höhe (Einströmbedingung 4) bzw. in der oberen Hälfte der Schüttung (Einströmbedingung 6). Als wahrscheinlichste Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten kann angeführt werden, dass der DHF für die Schrauben (Bett H2) auf Grund der Porosität deutlich höher ist als für Zylinder (Bett H1). Mit steigender eingebrachter Heizleistung steigt die benötigte Wassermenge in gleichem Maß. Es ist davon auszugehen, dass der geringe Querschnitt des Downcomers bei sehr hohen Heizleistungen nicht ausreicht, das Schüttbett komplett mit Wasser zu versorgen. Vielmehr ist davon auszugehen, dass auch bedingt durch die hohe Porosität der Schrauben ein wesentlicher Anteil der Wasserversorgung über die Wasservorlage von oben erfolgt und somit zumindest in Teilen ein Dryout-Verhalten entsprechend dem des Top-Floodings eintritt. Gestützt wird diese Vermutung durch die Druckmessung, die zumindest für einige Experimente ein ähnliches Austrocknungsverhalten wie beim Top-Flooding (vgl. Abbildung 4.19) zeigt.

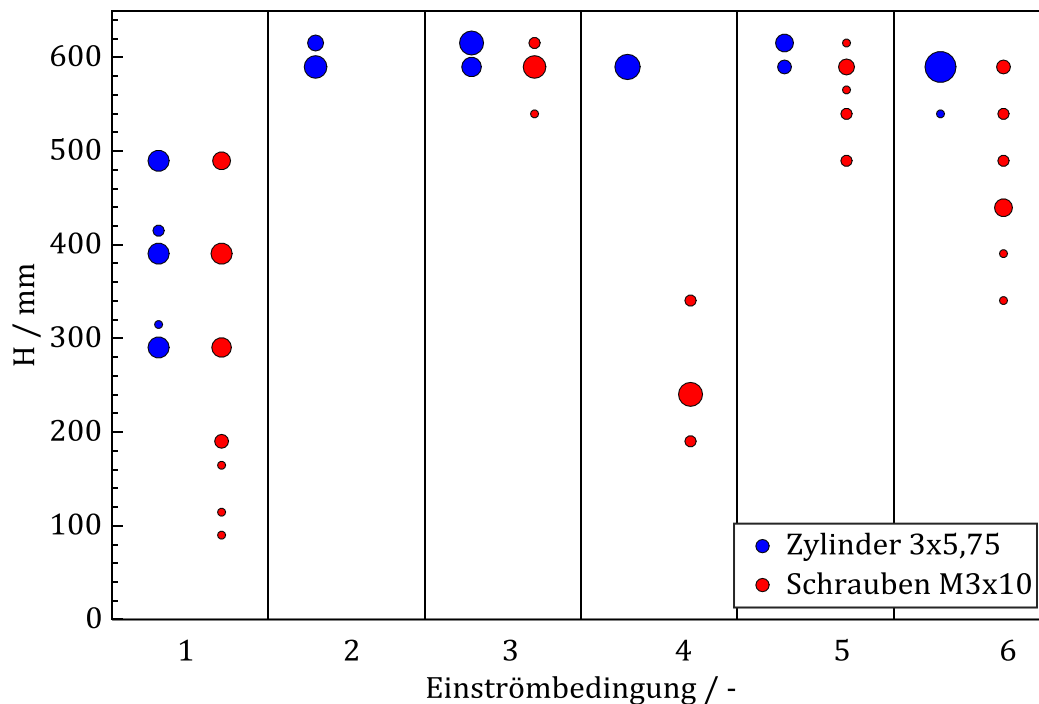


Abbildung 4.20: Axiale Positionen des Austrocknens in den homogenen Schüttbetten H1 und H2 (Zylinder bzw. Schrauben) für verschiedene Einströmbedingungen

In Abbildung 4.21 sind die ermittelten DHFs für zylindrische Partikel bei unterschiedlichen Systemdrücken und Einströmbedingungen dargestellt. Zunächst zeigt sich, dass der DHF und damit die Kühlbarkeit mit steigendem Systemdruck zunehmen. Der Grund hierfür ist im Wesentlichen die höhere Dampfdichte bei höherem Systemdruck, die eine bessere Wärmeabfuhr auf Grund geringerer Geschwindigkeiten und damit geringerer Reibung ermöglicht. Die gleichzeitig abnehmende Verdampfungsenthalpie spielt bei dieser Betrachtung nur eine untergeordnete Rolle. Auf Grund der limitierten Heizleistung war es nicht möglich im Fall des Bottom-Floodings und des ringförmigen Downcomers einen Dryout bei $p_{\text{sys}} = 0,5 \text{ MPa}$ zu erreichen. Erwartungsgemäß ist der DHF beim Top-Flooding im Vergleich zu den anderen Strömungsbedingungen am geringsten, da hier Wasser und Wasserdampf entgegengesetzt strömen und mit steigender Verdampfungsrate der Wasserzutritt zunehmend erschwert wird. Der höchste DHF stellt sich beim Bottom-Flooding mit Naturumlauf ein. Hier strömen Wasser und Wasserdampf in gleicher Richtung. Bedingt durch den großen Querschnitt des Naturumlaufs ($D_i = 25 \text{ mm}$) wird eine hohe Wassereinspeiserate ermöglicht, die zu einem DHF führt, der um einen Faktor 2,5 – 3 größer ist als unter Top-Flooding-Bedingungen. Der DHF bei internem und ringförmigem Downcomer fällt geringer aus als bei externem Natur-

umlauf. Phänomenologisch sind diese drei Varianten allerdings sehr ähnlich. In allen Fällen wird eine direkte Verbindung der Wasservorlage oberhalb des Schüttbetts mit dem Schüttbettboden ermöglicht. Das Wasser kann dadurch mit geringem Reibungswiderstand und frei von einer entgegengerichteten Dampfströmung in den unteren Bereich strömen. Dass der DHF bei internem und ringförmigem Downcomer geringer ausfällt als bei dem außenliegenden Naturumlauf, ist auf die unterschiedlichen Strömungsquerschnitte ($D_i = 10$ bzw. 25 mm) zurückzuführen. Der minimale Strömungsquerschnitt von internem und ringförmigem Downcomer ist zwar gleich, allerdings ist die Reibung im ringförmigen Downcomer deutlich geringer, da der Querschnitt konstruktionsbedingt über weite Teile deutlich größer ist. Die Idee der perforierten Downcomer-Varianten ist, dem Schüttbett neben der Wasserversorgung von unten und oben zusätzlich eine seitliche Zuströmung zu ermöglichen und somit die Kühlbarkeit insgesamt gegenüber den geschlossenen Varianten zu verbessern. Der DHF der perforierten Downcomer-Varianten fällt allerdings geringer aus als für die jeweiligen nicht perforierten Varianten. Diese Beobachtung wurde bereits durch Rashid [41] gemacht. Die Erklärung hierfür ist, dass der Dampf in den Downcomer eindringt und das zuströmende Wasser blockiert. Der ursprüngliche Gedanke einer reibungsarmen Wasserversorgung ohne eine entgegengerichtete Dampfströmung ist somit nicht mehr gegeben. Dennoch kann auch durch diese Variante die Kühlbarkeit gegenüber reinem Top-Flooding verbessert werden.

Im Fall der Schüttungen aus Schrauben zeigt sich ein ähnliches Bild (Abbildung 4.22). Hier konnte allerdings versuchsbedingt wie bereits beschrieben kein DHF für Bottom-Flooding mit Naturumlauf bestimmt werden. Zudem ist zu erkennen, dass die Steigerung des DHF gegenüber Top-Flooding mit $27 - 41$ % für den ringförmigen Downcomer bzw. $5 - 22$ % für die weiteren Varianten deutlich geringer ausfällt als bei den Zylindern. Der Grund hierfür ist die deutlich größere Porosität der Schüttung aus Schrauben, durch die die Kühlbarkeit bereits deutlich verbessert wird und der Downcomer somit nur noch einen vergleichsweise geringen Anteil zur Verbesserung der Kühlbarkeit beiträgt. Auffällig ist zudem, dass die DHFs für die internen Downcomer-Varianten und den perforierten ringförmigen Downcomer insbesondere bei $0,3$ und $0,5$ MPa sehr nahe beieinander liegen. Durch Thakre et al. [44] wurde ebenfalls ein Zusammenhang zwischen der Verbesserung der Kühlbarkeit durch den Einsatz eines Downcomers und der Permeabilität der Schüttung festgestellt.

In Tabelle 4.1 sind die bestimmten DHFs der untersuchten homogenen Schüttungen für die verschiedenen Druck- und Einströmbedingungen unter Angabe entsprechender Bestimmungsunsicherheiten zusammenfassend aufgeführt.

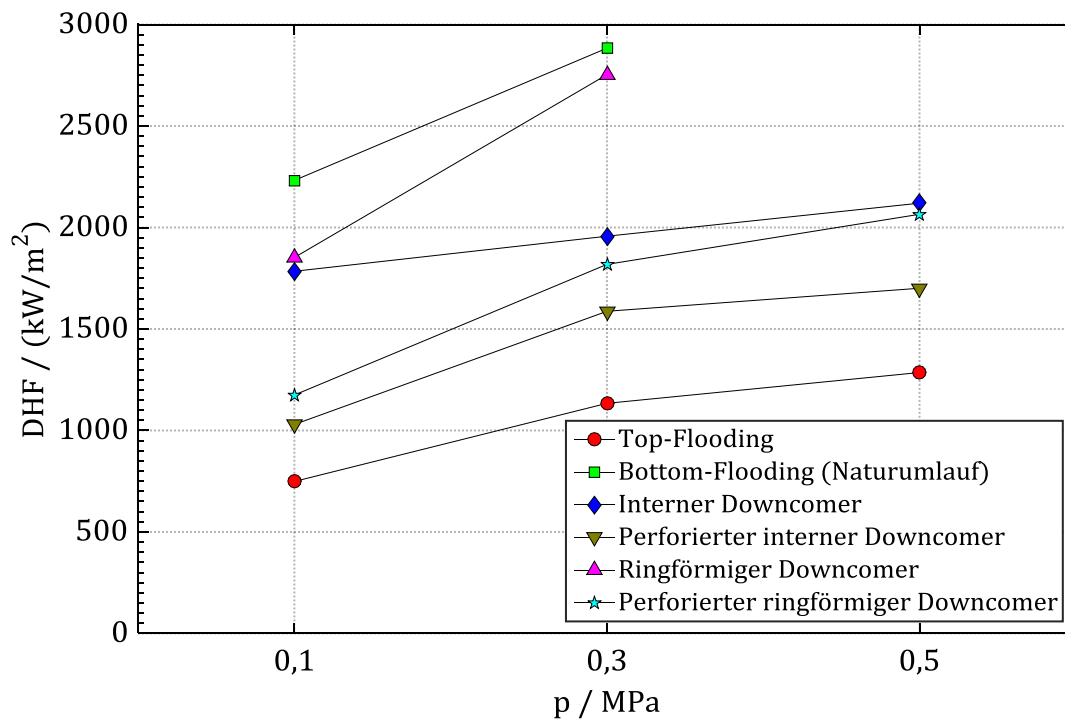


Abbildung 4.21: DHFs für Zylinder 3x5,75 (Bett H1) bei verschiedenen Systemdrücken und Einströmbedingungen

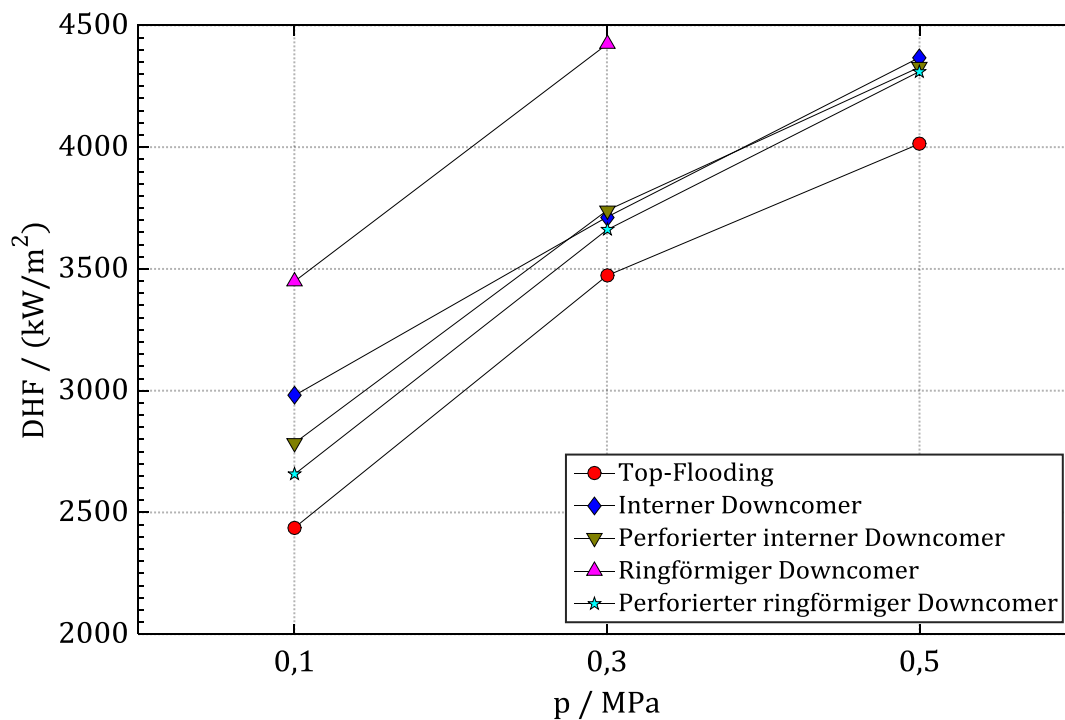


Abbildung 4.22: DHFs für Schrauben M3x10 (Bett H2) bei verschiedenen Systemdrücken und Einströmbedingungen

Tabelle 4.1: DHFs und deren experimentelle Bestimmungsunsicherheiten für Schüttbetten aus Zylindern (Bett H1) bzw. Schrauben (Bett H2) bei unterschiedlichen Zuströmbedingungen / (kW/m²)

	Zylinder 3x5,75 (Bett H1)		
	0,1 MPa	0,3 MPa	0,5 MPa
Top-Flooding	749 (+66 / -66)	1134 (+86 / -86)	1285 (+68 / -68)
Bottom-Flooding (Naturumlauf)	2232 (+102 / -102)	2884 (+329 / -329)	- 1)
Interner Downcomer	1784 (+145 / -145)	1957 (+92 / -92)	2120 (+98 / -98)
Perforierter interner Downcomer	1029 (+81 / -81)	1587 (+107 / -107)	1701 (+133 / -133)
Ringförmiger Downcomer	1852 (+89 / -89)	2753 (+155 / -155)	- 1)
Perforierter ringförmiger Downcomer	1175 (+127 / -127)	1818 (+146 / -146)	2065 (+151 / -151)
	Schrauben M3x10 (Bett H2)		
	0,1 MPa	0,3 MPa	0,5 MPa
Top-Flooding	2437 (+183 / -253)	3472 (+278 / -555)	4014 (+311 / -521)
Bottom-Flooding (Naturumlauf)	- 2)	- 2)	- 2)
Interner Downcomer	2980 (+216 / -203)	3713 (+223 / -207)	4368 (+305 / -287)
Perforierter interner Downcomer	2784 (+443 / -202)	3740 (+573 / -281)	4328 (+577 / -275)
Ringförmiger Downcomer	3448 (+528 / -287)	4422 (+213 / -329)	- 1)
Perforierter ringförmiger Downcomer	2656 (+470 / -296)	3660 (+369 / -226)	4311 (+263 / -308)

¹⁾ Dryout auf Grund limitierter Heizleistung nicht erreicht ²⁾ DHF versuchsbedingt nicht bestimmbar

4.2.2 Dryout-Experimente mit Variation des Schüttbettinventars

Zusätzlich zu den homogenen Schüttbettkonfigurationen wurde das Dryout-Verhalten der inhomogenen Schüttbetten untersucht, wobei hier neben der Variation des Drucks nur die Einströmbedingungen Top- und Bottom-Flooding untersucht wurden. Von besonderem Interesse war hierbei das Dryout-Verhalten der azimuthal geschichteten Konfiguration. Die Drucksensoren waren hierbei so angeschlossen, dass neben axialen Druckgradienten in beiden Schüttbetthälften ($dp_{3c/s}$, $dp_{4c/s}$ und $dp_{5c/s}$ jeweils in der Schicht aus Schrauben s und Zylindern c) zusätzlich auch Druckdifferenzen zwischen den Schüttbetthälften auf zwei Höhen (PL2, PL5) gemessen werden konnten. In Abbildung 4.23 ist ein exemplarisches Ergebnis des azimuthal geschichteten Schüttbetts bei 0,5 MPa unter Top-Flooding-Bedingung dargestellt. Hier zeigt sich wie auch für homogene Betten, dass mit steigender Heizleistung zunächst ein Abfall der Druckgradienten im oberen Bereich des Schüttbetts vorliegt (dp_5). Zudem ist kein wesentlicher seitlicher Druckunterschied zwischen der Schicht aus Zylindern (dp_{5c}) und Schrauben (dp_{5s}) zu erkennen. Gleichzeitig kommt es im oberen Bereich (T37, T39) zu einem lokalen, kurzzeitigen Temperaturanstieg, der aber auf Grund der kurzen Dauer nicht als Dryout zu werten ist. Die Druckmessung dp_3 und dp_4 zeigt in beiden Schüttbetthälften keine Ausdehnung des ausgetrockneten Bereichs. Im weiteren Verlauf ist der Temperaturanstieg länger anhaltend, dennoch ist immer wieder ein Abfall der gemessenen Temperatur auf Sättigungstemperatur zu erkennen. Erst mit einer weiteren Steigerung der Heizleistung ist ein deutlicher Anstieg der Temperatur zu verzeichnen. Die laterale Druckdifferenzmessung gibt im unteren Bereich (PL2s-PL2c) keinen Hinweis auf eine Querströmung. Im oberen Bereich (PL5s-PL5c) hingegen kann eine Druckdifferenz gemessen werden, die auf eine Querströmung in Richtung höherer Schüttungsporosität (Schrauben) hindeutet. Als Ursache für diese Querströmung kann das zunehmende Austrocknen in der Schicht mit Schrauben angeführt werden, was zu einer lateralen Wasserversorgung vom Schüttbettbereich aus Zylindern hin zum Schüttbettbereich aus Schrauben führt. Allerdings sind die vorliegenden, sehr geringen Druckdifferenzen mit entsprechenden Unsicherheiten behaftet, die eine eindeutige Aussage über das Strömungsverhalten nur bedingt zulassen. Das Dryout-Verhalten der weiteren inhomogenen Konfigurationen entspricht im Wesentlichen dem der homogenen Betten.

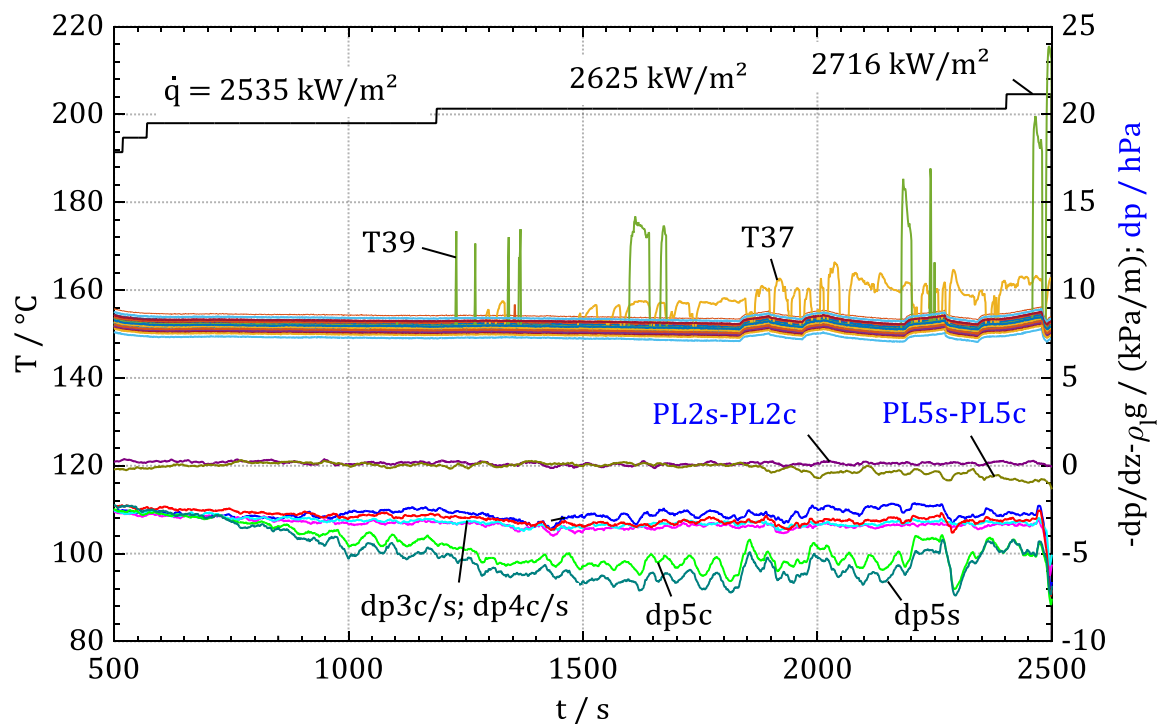


Abbildung 4.23: Heizleistung, Temperaturverlauf und Druckgradienten während eines Dryout-Versuchs für das azimuthal geschichtete Schüttbett (Bett I3), $p_{\text{sys}} = 0,5 \text{ MPa}$, Top-Flooding

In Abbildung 4.24 sind die axialen Dryout-Positionen für alle Schüttbettkonfigurationen für Top- und Bottom-Flooding dargestellt. Es zeigt sich, dass der Dryout für Top-Flooding tendenziell weiter unten entlang der gesamten Schüttbetthöhe auftreten kann. Im Fall des Bottom-Floodings ist der Dryout ausschließlich im oberen Bereich zu finden. Wie bereits erwähnt, konnten für Bettkonfiguration H2 und I3 bei Bottom-Flooding keine DHFs und somit auch keine entsprechenden Dryout-Positionen ermittelt werden. Die Dryout-Position befand sich bei azimuthalem Schüttbett für alle Versuchsreihen in der Schicht aus Schrauben. Bei radial geschichtetem Schüttbett wurde der Dryout für Top-Flooding im oberen Randbereich (Schrauben) detektiert. Beim Bottom-Flooding hingegen wurde der Dryout im oberen Bereich über den gesamten Strömungsquerschnitt detektiert. Bezüglich des Verlaufs des Temperaturanstiegs im Dryout-Punkt ist zu sagen, dass insbesondere für die inhomogenen Betten ein teilweise plateauartiges Verhalten beobachtet werden konnte, das auch schon durch Atkhen und Berthoud [43] beschrieben wurde. Hierbei kommt es zunächst nur zu einer leichten Überschreitung der Sättigungstemperatur und zu einem Verharren auf einem leicht erhöhten Temperaturniveau. Durch eine erneute Steigerung der eingebrachten Heizleistung wird das Temperaturniveau weiter angehoben. Ein stetiger Temperaturanstieg konnte allerdings

in diesen Fällen nicht verzeichnet werden. Daher kann bei entsprechendem Temperaturniveau zwar von einem Dryout gesprochen werden, allerdings nicht von einem Überschreiten der maximal abführbaren Wärmestromdichte, da die Konfiguration etwa durch Dampfkühlung weiterhin kühlbar ist. Zum Schutz der Teststrecke konnte die Heizleistung allerdings nicht beliebig gesteigert und somit dieses Phänomen nicht eingehender untersucht werden. Diese Ergebnisse sind aber in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Takasuo et al. [49], die bereits numerisch zeigen konnten, dass Mehrdimensionalitäten eine Stabilisierung der Schüttungstemperatur auf einem Temperaturniveau oberhalb der Sättigungstemperatur begünstigen.

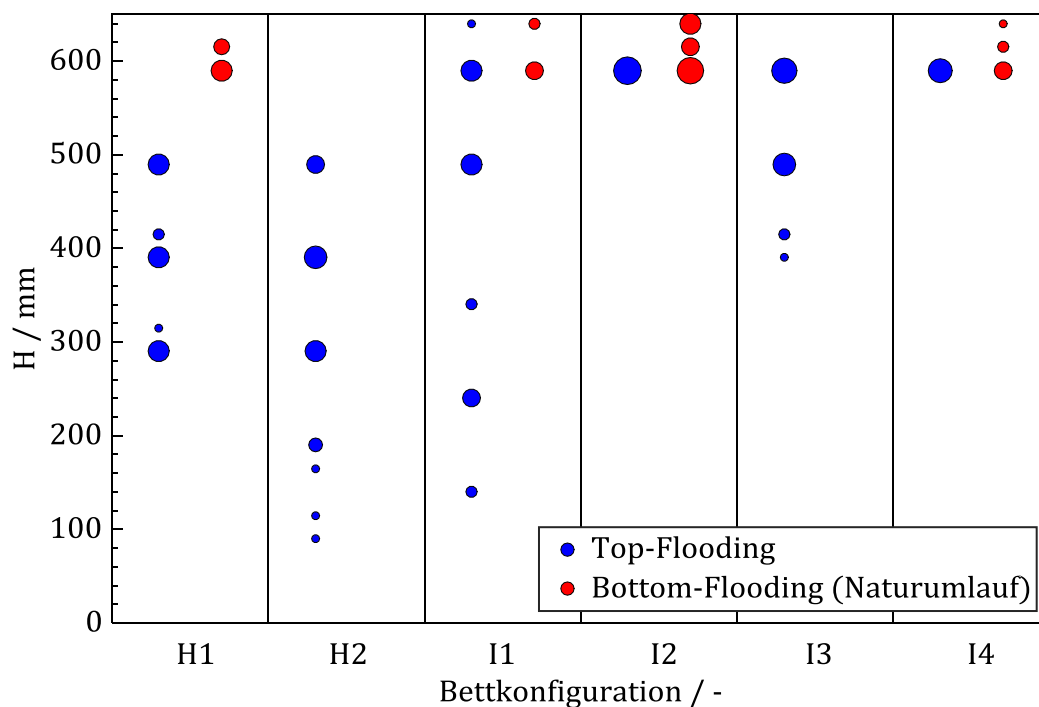


Abbildung 4.24: Axiale Positionen des Austrocknens für homogene und inhomogene Bettkonfigurationen

In Abbildung 4.25, Abbildung 4.26 und Tabelle 4.2 sind die DHFs der inhomogenen Schüttbetten und zu Vergleichszwecken die DHFs der homogenen Schüttbetten jeweils für Top- und Bottom-Flooding aufgeführt. Für Top-Flooding zeigt sich der große Einfluss einer axialen Schichtung auf den DHF. Für eine Schichtung mit nur 4 Vol.% Zylindern (Bett I2) ist der DHF im Vergleich zu dem homogenen Schüttbett aus Schrauben bereits mehr als halbiert. Bei einer Schichtung mit 20 Vol.% Zylindern (Bett I1) ist der DHF kaum größer als bei homogenem Schüttbett mit ausschließlich Zylindern. Bei dem radial und dem azimuthal geschichteten Bett ist der gesamte Strömungsquerschnitt zu gleichen Teilen mit Zylindern und Schrauben belegt. Erwartungsgemäß stellt sich hier ein DHF

ein, der in beiden Fällen zwischen denen der homogenen Schüttbetten liegt. Demnach liegt der DHF für das azimuthal geschichtete Schüttbett (Bett I3) um 17 – 42 % über dem des radial geschichteten Schüttbetts (Bett I4). Dass die Variante des azimuthal geschichteten Betts besser kühlbar ist, liegt mutmaßlich daran, dass Wasser in diesem Fall über die gesamte Schüttbetthöhe im Bereich der Zylinder in das Schüttbett eindringen und der Dampf im Bereich der Schrauben ungehindert nach oben abströmen kann. Für das radial geschichtete Schüttbett kann sich durch den plötzlichen Übergang zwischen Zylindern und Schrauben keine solche Strömung einstellen. Thakre et al. [44] haben ähnlich wie bei der hier beschriebenen azimuthalen Schichtung das Schüttbett der Länge nach aufgeteilt und zu gleichen Teilen mit zwei Schüttungen unterschiedlicher Permeabilität gefüllt. Die zwei Randbereiche wurden mit einer Schüttung hoher Permeabilität, die Mitte mit einer Schüttung geringer Permeabilität gefüllt. Es stellte sich anders als zuvor beschrieben kein DHF des geschichteten Schüttbetts ein, der etwa dem Mittelwert der DHFs der homogenen Schüttungen entspricht, sondern ein DHF der nur unwesentlich geringer als der der Schüttung hoher Permeabilität ausfällt. Mögliche Ursachen sind der gleiche Wärmeeintrag in beiden Schichten in der POMEKO-Versuchsanlage, die mit Widerstandsheizern beheizt wird, und die Aufteilung der Schicht hoher Permeabilität in zwei Schichten, wodurch die Austauschfläche zwischen den Schichten insgesamt vergrößert wird.

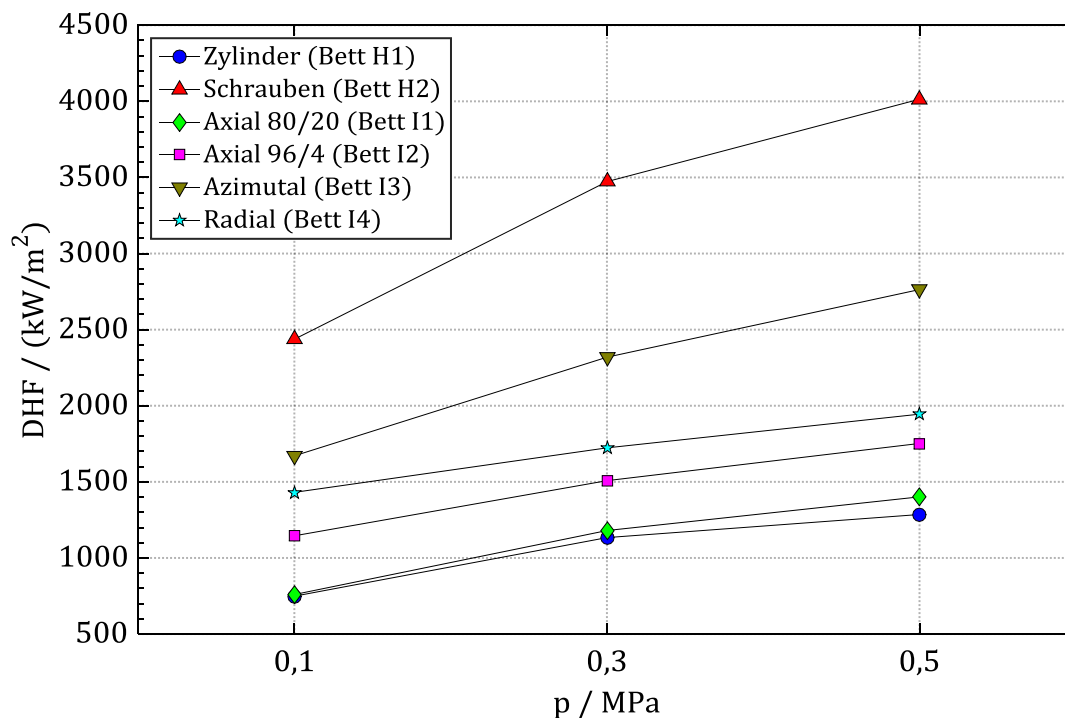


Abbildung 4.25: DHFs der homogenen und inhomogenen Schüttbetten für Top-Flooding

Beim Bottom-Flooding konnte auf Grund starker Oszillationen des Wasserspiegels bei sehr hohen Heizleistungen kein DHF für das azimuthal geschichtete Bett wie auch bereits zuvor beschrieben für das homogene Bett aus Schrauben bestimmt werden. Zudem war es auf Grund der limitierten maximalen Heizleistung für sämtliche Bettkonfigurationen nicht möglich, einen Dryout bei 0,5 MPa zu erreichen. Im Vergleich zum Top-Flooding ist zu erkennen, dass der DHF für alle Varianten deutlich ansteigt (Faktor 2,5 – 3,8). Besonders groß ist der Anstieg für die axiale Schichtung mit 20 Vol.% Zylindern (Bett I1) (Faktor 3,2 – 3,8). Demnach spielt die axiale Schichtung insbesondere beim Top-Flooding eine große Rolle, beim Bottom-Flooding hingegen ist der Einfluss geringer.

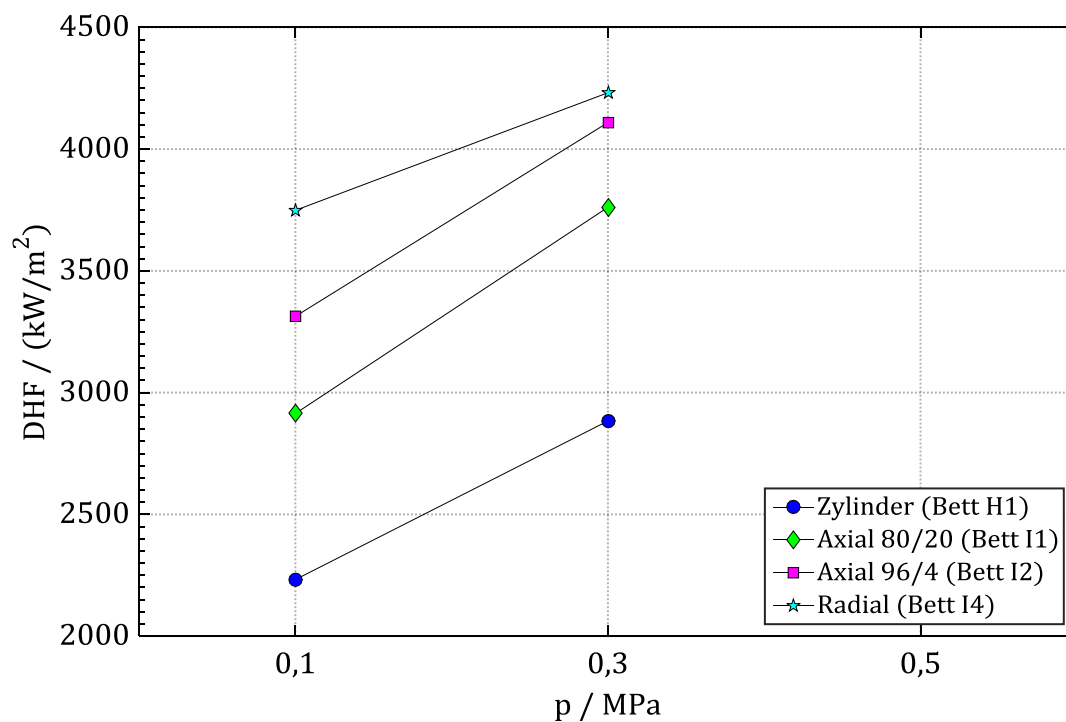


Abbildung 4.26: DHFs der homogenen und inhomogenen Schüttbetten für Bottom-Flooding (Naturumlauf)

Tabelle 4.2: DHFs und deren experimentelle Bestimmungsunsicherheiten für homogene und inhomogene Schüttbetten / (kW/m²)

	Top-Flooding		
	0,1 MPa	0,3 MPa	0,5 MPa
Zylinder (Bett H1)	749 (+66 / -66)	1134 (+86 / -86)	1285 (+68 / -68)
Schrauben (Bett H2)	2437 (+183 / -253)	3472 (+278 / -555)	4014 (+311 / -521)
Axial 80/20 (Bett I1)	760 (+78 / -75)	1180 (+111 / -92)	1401 (+163 / -141)
Axial 96/4 (Bett I2)	1145 (+163 / -230)	1508 (+139 / -158)	1752 (+208 / -207)
Azimutal (Bett I3)	1671 (+266 / -266)	2319 (+354 / -354)	2763 (+330 / -330)
Radial (Bett I4)	1431 (+119 / -87)	1723 (+163 / -167)	1945 (+171 / -170)
	Bottom-Flooding (Naturumlauf)		
	0,1 MPa	0,3 MPa	0,5 MPa
Zylinder (Bett H1)	2232 (+102 / -102)	2884 (+329 / -329)	- 1)
Schrauben (Bett H2)	- 2)	- 2)	- 2)
Axial 80/20 (Bett I1)	2914 (+177 / -151)	3761 (+263 / -293)	- 1)
Axial 96/4 (Bett I2)	3313 (+154 / -274)	4109 (+272 / -475)	- 1)
Azimutal (Bett I3)	- 2)	- 2)	- 2)
Radial (Bett I4)	3748 (+338 / -310)	4231 (+260 / -348)	- 1)

¹⁾ Dryout auf Grund limitierter Heizleistung nicht erreicht ²⁾ DHF versuchsbedingt nicht bestimmbar

4.3 Flutexperimente

In den Flutexperimenten wird das Abkühlverhalten einer überhitzten, trockenen Schüttung untersucht. Zu Versuchsbeginn wird das Schüttbett zunächst induktiv auf das gewünschte Temperaturniveau erwärmt.

Hierbei werden eine möglichst gleichmäßige Temperaturverteilung im Schüttbett und geringe Temperaturen der Peripherie (Verschraubung der Teststrecke und der Thermoelemente, Bodenadapter usw.) angestrebt. In diesem Zusammenhang hat sich eine schrittweise Steigerung der Heizleistung während des Aufheizvorgangs als zielführend erwiesen. Dennoch zeigt sich insbesondere in axialer Richtung eine ungleichmäßige Temperaturverteilung (Abbildung 4.27). Dieses ist durch Wärmeverluste an die Umgebung und die zweiwindige Ausführung der Induktionsspule begründet und kann nicht durch den Aufheizvorgang beeinflusst werden. Die Überhitzung in der Schüttbettmitte übersteigt die mittlere Überhitzung um bis zu 15 % und im oberen und unteren Bereich liegt sie um 15 – 30 % unter der mittleren Überhitzung. Das Temperaturniveau spielt hierbei keine entscheidende Rolle. Aufgrund der Vielzahl der Thermoelemente in axialer Richtung kann dieses Temperaturprofil aber sehr gut aufgelöst und somit in Simulationsrechnungen als genau definierte Anfangsbedingung verwendet werden. Wichtiger als die axiale Temperaturverteilung ist die radiale Temperaturverteilung. Da sich die Strömung im Wesentlichen in axialer Richtung ausbreitet, kann ein ungleichmäßiges Temperaturprofil in radialer Richtung zu einem ungewollten mehrdimensionalen Strömungsverhalten führen. Diese radiale Temperaturverteilung konnte im Vergleich zu früheren Untersuchungen durch die Verwendung einer Teststrecke aus Edelstahl, die ebenfalls im elektromagnetischen Feld aktiv erwärmt wird und so die Wärmeverluste kompensiert, wesentlich verbessert werden. Die radiale Abweichung von der mittleren Überhitzung liegt dadurch bei etwa 3 %.

Während des Aufheizvorgangs werden bereits die Rohrleitungen mit heißem Kühlwasser durchströmt bzw. teilweise aktiv mit Heizbändern beheizt. Ist die gewünschte Schüttbetttemperatur erreicht, wird die Induktionsheizung ausgeschaltet. Beim Bottom-Flooding wird das Kühlwasser gravitationsgetrieben vom Wassertank oberhalb der Teststrecke über die außerhalb des Autoklaven befindliche Steigleitung zum Schüttbettboden geführt (siehe Abschnitt 3.5). Im Fall des Top-Floodings wird das Kühlwasser über einen Brausekopf von oben mit einem Volumenstrom von zunächst 5 l/min in die Teststrecke eingespeist. Sobald sich die gewünschte Wasservorlage ($H = 310$ mm) ausgebildet hat, wird die Einspeiserate auf 1 l/min reduziert. In den Versuchsreihen wird eine Unterkühlung des zugeführten Speisewassers von etwa 20 K angestrebt.

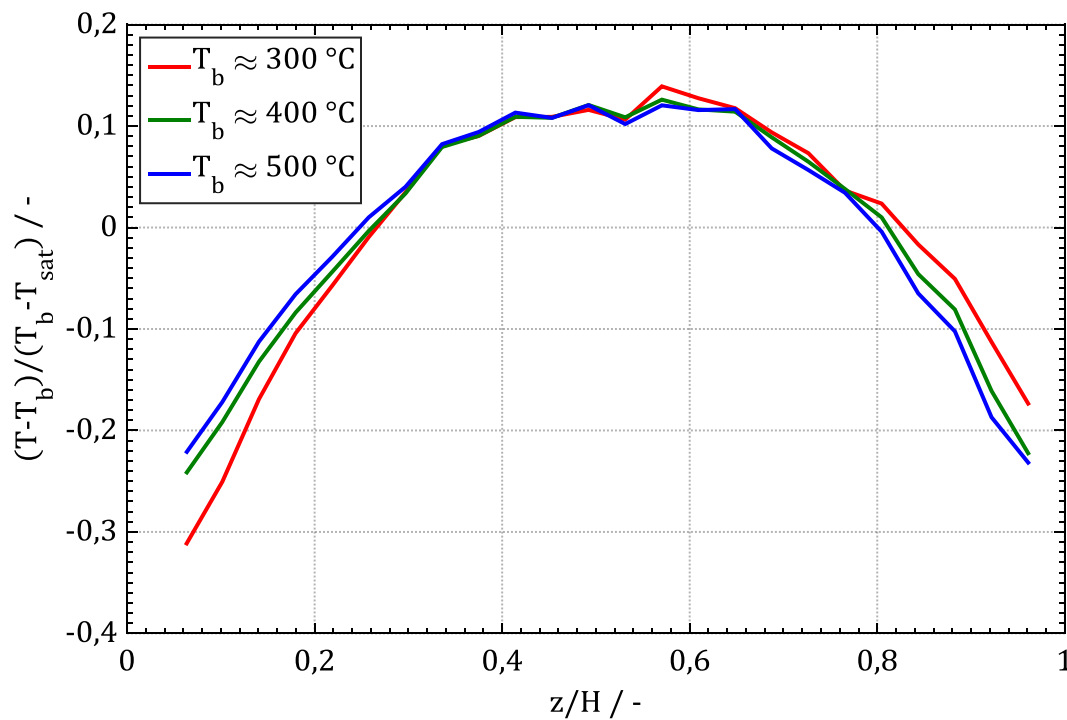


Abbildung 4.27: Anfängliche axiale Temperaturverteilung, Zylinder (Bett H1)

Wird die trockene, überhitzte Schüttung mit Kühlwasser beaufschlagt, wird die Schüttung zunächst lokal abgekühlt und das Kühlwasser auf Grund der starken Überhitzung der Partikel verdampft. Der Dampf strömt nach oben ab und befindet sich mit dem zuströmenden Wasser in Gleich- (Bottom-Flooding) bzw. Gegenströmung (Top-Flooding).

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Flutexperimente beschrieben. In Teilen sind diese Ergebnisse den studentischen Arbeiten von Knobelspies [81] und Sirovnik [82] und einer eigenen Veröffentlichung (Leininger et al. [83]) entnommen.

4.3.1 Bottom-Flooding

Im Fall des Bottom-Floodings wird die Zuströmung durch die treibende Druckdifferenz der Wassersäule und durch die Reibung der Wasser/Wasserdampf-Strömung in der Schüttung bestimmt. Hierbei lässt sich die Strömung in der Schüttung in vier verschiedene Zonen einteilen (Abbildung 4.28). Die unterste Zone (Zone 1) befindet sich bereits auf bzw. auf Grund der Unterkühlung des einströmenden Kühlwassers leicht unterhalb der Sättigungstemperatur. Hier liegt eine einphasige Wasserströmung vor, deren Druckgradient etwa mit der Ergun-Gleichung (Gl. 1.3) berechnet werden kann. Darüber befinden sich zwei weitere Bereiche, in denen das Kühlwasser auf die überhitzten Schüttungspartikel trifft und verdampft (Zone 2+3). Es ist bei starker Überhitzung davon auszugehen, dass beim ersten Kontakt zwischen Kühlwasser und Partikeln zunächst

Filmsieden und anschließend Blasensieden auftritt. Die Strömung in diesem Bereich ist zweiphasig und kann mit Hilfe der erweiterten Form der Ergun-Gleichung für zweiphasige Strömungen in porösen Medien (Gl. 1.6 und 1.7) berechnet werden. Zu unterscheiden sind hierbei die Fluid- und die Partikeltemperatur. Da sich die Thermolemente locker in der Schüttung befinden, werden im Wesentlichen die Fluid- und die Oberflächentemperatur der Partikel gemessen. Die Abkühlung der Partikel erfolgt allerdings mitunter zeitverzögert. Es lässt sich demnach ein Bereich mit starken Siedevorgängen mit Fluid- und Partikeltemperaturen oberhalb der Sättigungstemperatur (Zone 3) und ein Bereich mit leichtem Blasensieden, einer Fluidtemperatur auf Sättigungstemperatur und einer Partikeltemperatur noch oberhalb der Sättigungstemperatur definieren (Zone 2). In der obersten Schicht (Zone 4) befindet sich fast ausschließlich der abströmende, gesättigte oder überhitzte Dampf ($\alpha \approx 1$), dessen Druckgradient wiederum mit Hilfe der Ergun-Gleichung berechnet werden kann. Teilweise kann es hier zu einem Tropfenmitriss kommen. Die Grenze zwischen der ersten und der zweiten Schicht wird an dieser Stelle als Wasserfront (Kriterium $T_p < T_{\text{sat}}$, $\alpha = 0$), die Grenze zwischen der zweiten und der dritten Schicht als Quenchfront (Kriterium $T_1 < T_{\text{sat}}$) und die Grenze zwischen Zone 3 und 4 als Flutfront (Kriterium $\alpha \approx 1$) bezeichnet. Experimentell lässt sich im Wesentlichen die Quenchfront anhand der Temperaturmessung detektieren, eine Detektion der Flutfront mit Hilfe der Temperaturmessung ist schwer möglich, da in den Messungen zunächst eine leichte, über einen längeren Zeitraum anhaltende Abkühlung zu erkennen ist, die sowohl der Dampfkühlung als auch der Flutfront zugerechnet werden kann. Die Wasserfront sollte in den durchgeführten Versuchsreihen zunächst durch eine Instrumentierung ausgewählter Schüttungspartikel detektiert werden. Mutmaßlich auf Grund der sehr geringen Einspeiserate und der kleinen verwendeten Partikel konnten allerdings keine Unterschiede der Fluid- und Partikeltemperatur gemessen werden. Es ist daher davon auszugehen, dass sich die Wasserfront annähernd auf Höhe der Quenchfront befindet und die Zone 2 bei untersuchten Randbedingungen vernachlässigbar klein ist. In der Literatur werden teilweise andere Einteilungen der Zonen und Bezeichnungen der Grenzen verwendet (vgl. Bachrata et al. [84] und Repetto et al. [59]).

In Abbildung 4.29 sind die Temperaturprofile der Schüttung für verschiedene Zeitschritte eines Experiments mit zylindrischen Partikeln (Bett H1) bei einer mittleren, anfänglichen Schüttungstemperatur von $T_b \approx 500 \text{ °C}$ und einem Systemdruck von 0,3 MPa dargestellt. In der gewählten Darstellung werden die Thermolemente, die sich auf verschiedenen Winkelpositionen befinden, zur besseren Visualisierung in eine gemeinsame Schnittebene gedreht. Zu erkennen ist, dass sich die Quenchfront zunächst schneller in der Schüttungsmitte ausbreitet, sich im weiteren Versuchsablauf allerdings homogen nach oben ausbreitet. Außerdem zu erkennen ist, dass sich der obere Schüt-

tungsbereich während des Versuchs auf Grund der Dampfströmung erwärmt. Verdeutlicht wird der Quenchvorgang nochmals in Abbildung 4.30. Hier sind die Quenchzeiten der einzelnen Thermoelemente dargestellt. Die Quenchzeit wird in diesem Zusammenhang definiert als der Zeitraum vom Beginn der Wassereinspeisung bis zum Abkühlen der Schüttung auf Sättigungstemperatur. Zu erkennen ist hier ein nahezu linearer Anstieg der Quenchfront. Ein ähnliches Verhalten konnte ebenfalls für andere Schüttungstemperaturen, Systemdrücke und auch für die PREMIX-Partikel (Bett H4) beobachtet werden. Kleine Unterschiede zeigten sich allenfalls in der Ausbildung der Quenchfront, die in direktem Zusammenhang mit der Porositäts- und der anfänglichen Temperaturverteilung steht. Teilweise in Wandnähe, aber auch teilweise in der Schüttungsmitte konnte zunächst ein schnelleres Voranschreiten der Quenchfront beobachtet werden. Im Laufe des Quenchvorgangs konnte sich die Höhe der Quenchfront über den Querschnitt aber oftmals wieder angleichen.

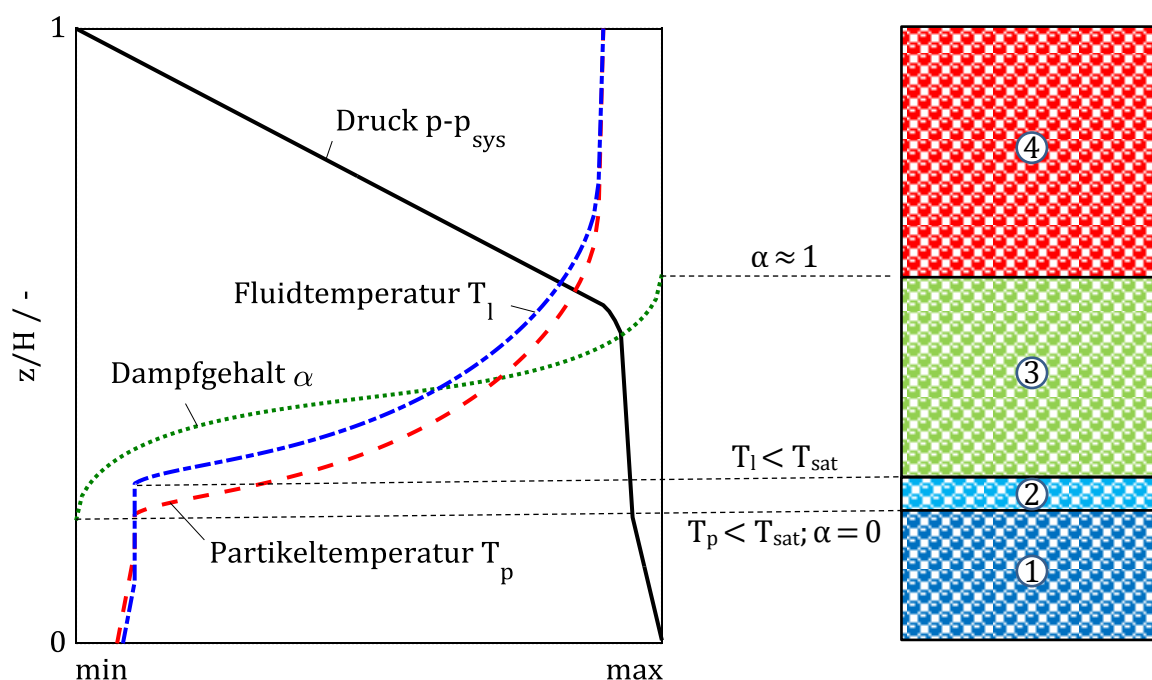


Abbildung 4.28: Verschiedene Bereiche in der Schüttung während des Quenchvorgangs (Darstellung in Anlehnung an Bachrata et al. [84])

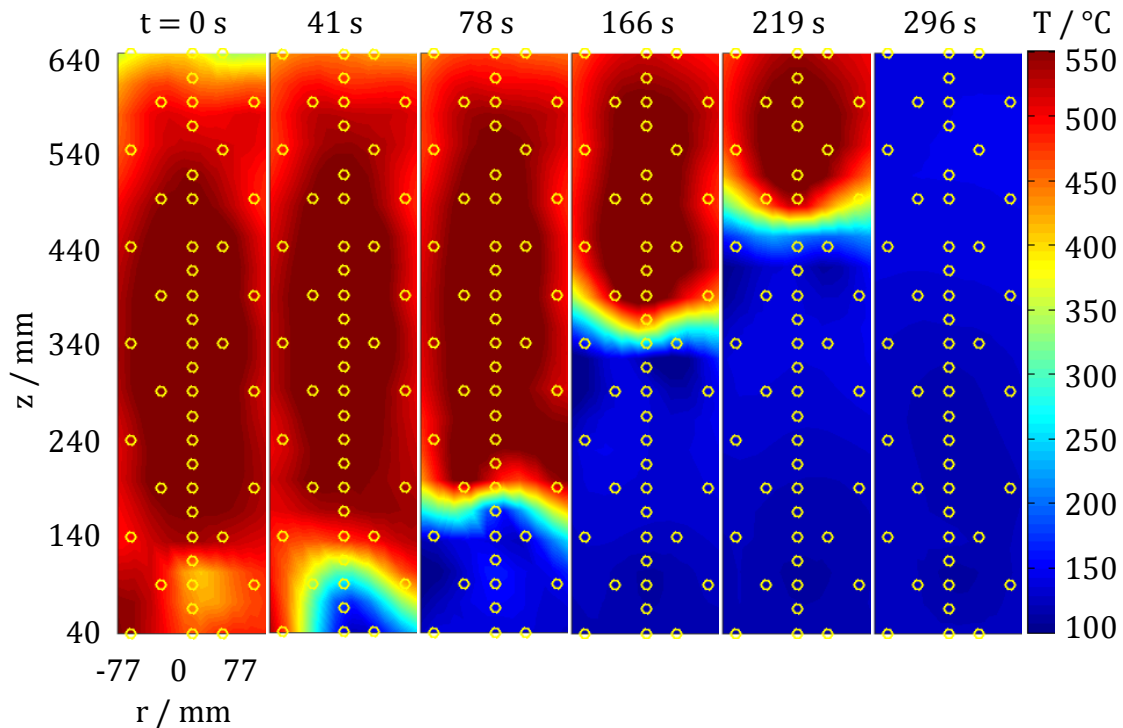


Abbildung 4.29: Interpolierte Temperaturprofile zu verschiedenen Zeitpunkten, Bottom-Flooding, Zylinder, $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$

In Abbildung 4.31 und Abbildung 4.32 sind die durchschnittlichen Wassereinspeiseraten \bar{m}_w während des Flutvorgangs für verschiedene Systemdrücke und Schüttbetтанfangstemperaturen aufgetragen. Zu erkennen ist, dass die Einspeiserate bei zunehmendem Systemdruck deutlich zunimmt. Wie in Abbildung 4.28 dargestellt wird die Einspeisung wesentlich durch die Dampfreibung in der Schüttung dominiert. Auf Grund der höheren Dampfdichte bei höherem Systemdruck kann der gleiche Dampfmassenstrom bei geringerer Dampfgeschwindigkeit und entsprechend geringerer Reibung abgeführt werden. Einen kleineren Einfluss auf die Einspeiserate hat die Schüttbetтанfangstemperatur. Auf Grund reduzierter Dichte bei höherer Temperatur nehmen die Dampfgeschwindigkeit und die Dampfreibung in der Schüttung zu und entsprechend die Wassereinspeiserate ab.

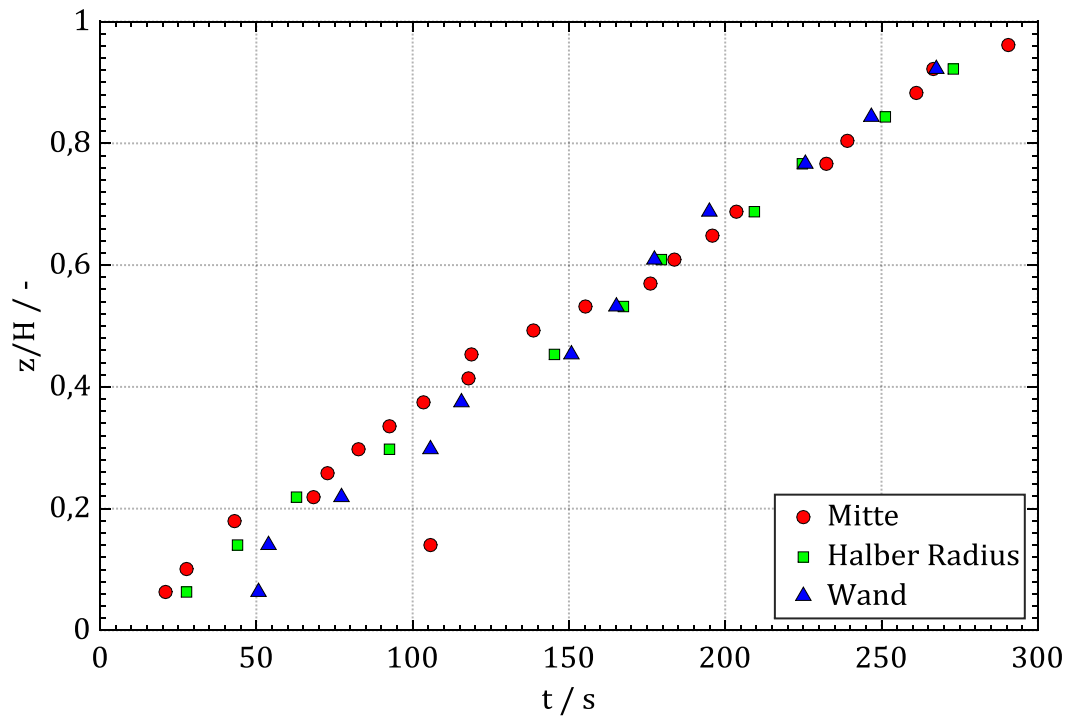


Abbildung 4.30: Quenchfrontverlauf, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1),
 $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ }^\circ\text{C}$

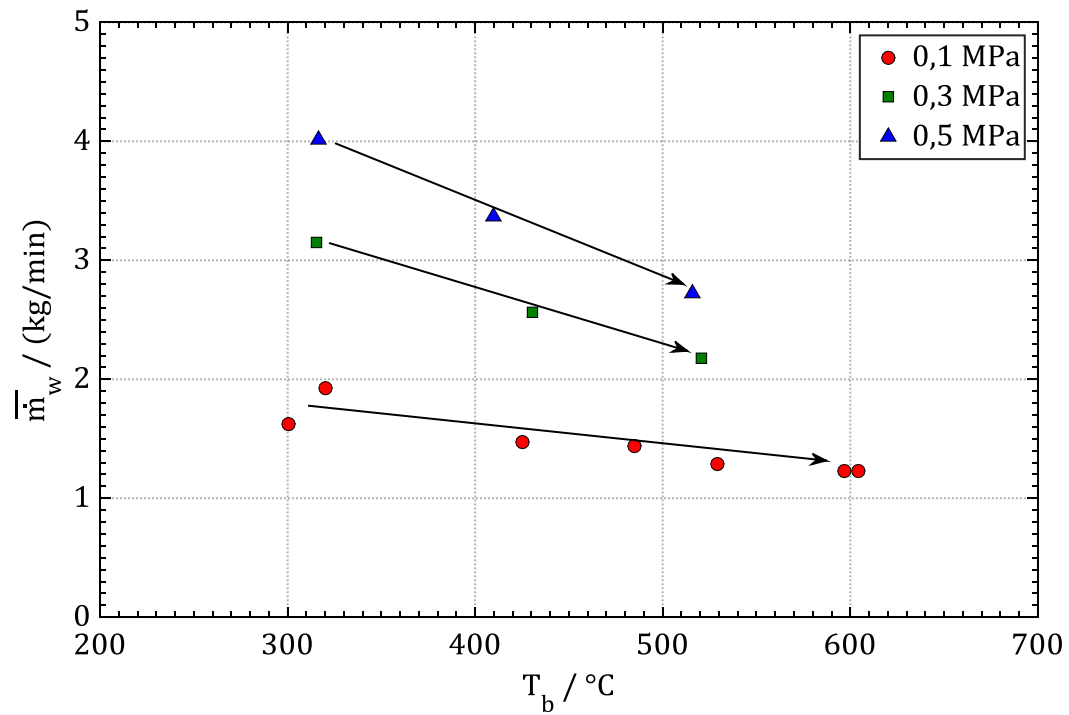


Abbildung 4.31: Zeitlich gemittelte Kühlwassermassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)

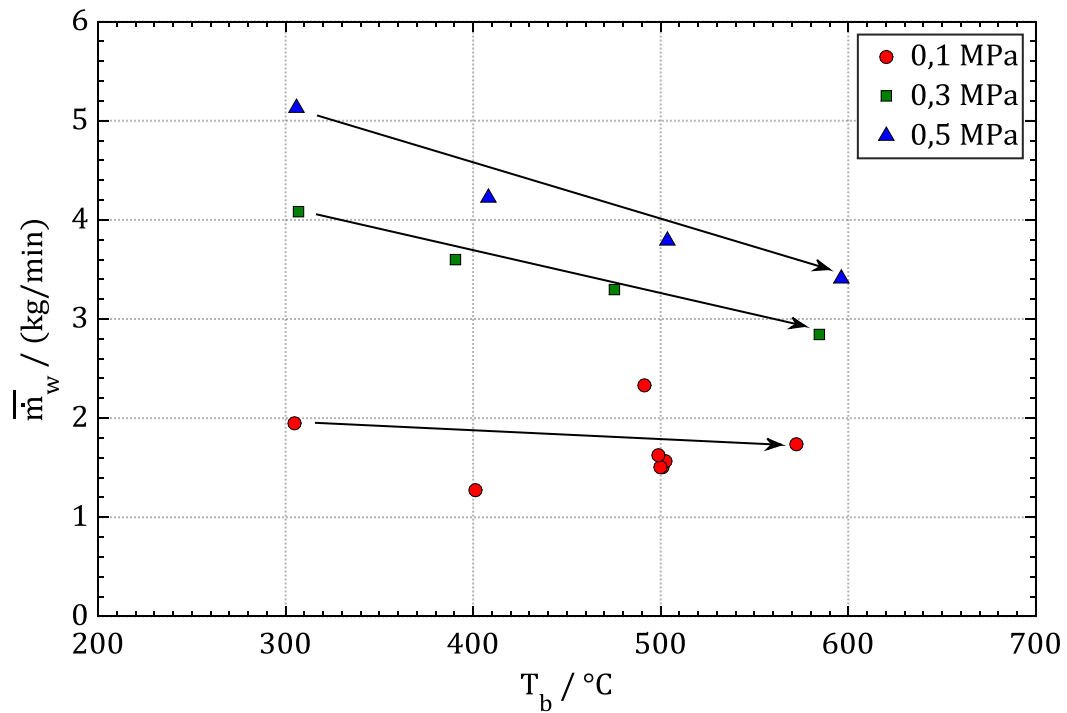


Abbildung 4.32: Zeitlich gemittelte Kühlwassermassenströme, Bottom-Flooding, PREMIX (Bett H4)

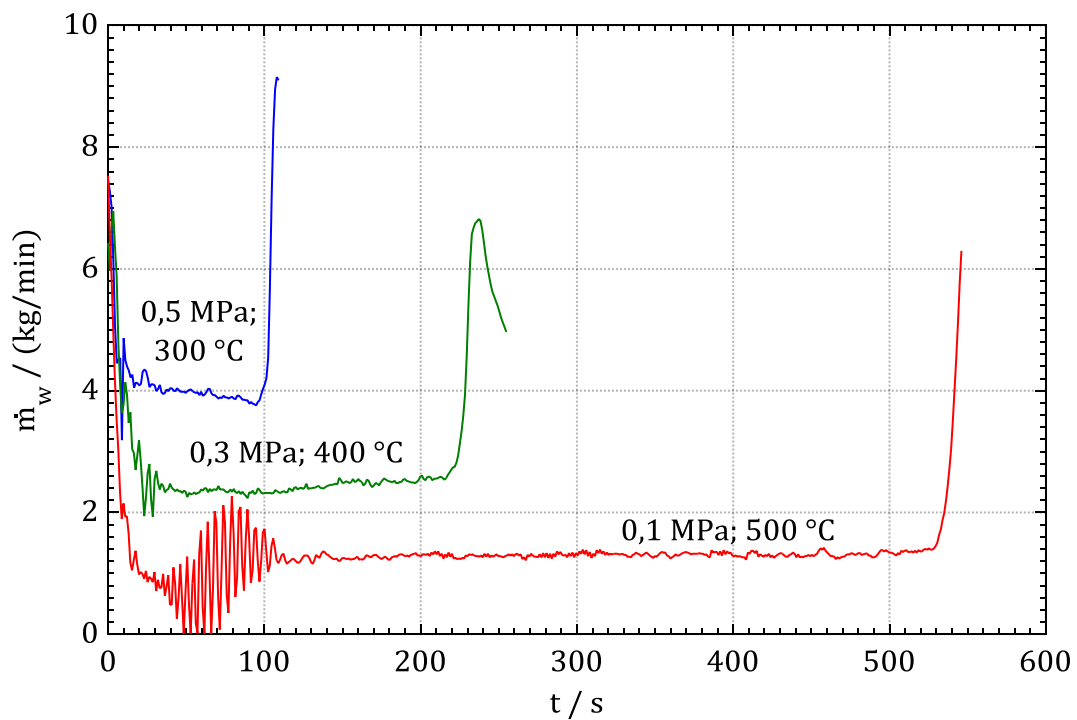


Abbildung 4.33: Zeitabhängige Kühlwassermassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)

In den Versuchen war zu erkennen, dass die Einspeiserate während des Flutvorgangs weitestgehend konstant war (Abbildung 4.33). Zu erklären ist das dadurch, dass sich der Reibungsdruckverlust mit ansteigender Flutfront etwa in gleichem Maße reduziert wie sich die Höhen der treibenden Wassersäule und der Flutfront angleichen; es gilt demnach $-dp_g/dz \approx \rho_l \cdot g$. Dieser Zusammenhang ist allerdings nicht allgemein gültig, sondern stellt sich bei gewählten Randbedingungen (treibende Wassersäule, Schüttungspermeabilität usw.) eher zufällig ein. Tendenziell nimmt die Einspeiserate bei höheren Schüttungstemperaturen während des Flutvorgangs zu, wohingegen sie bei geringen Temperaturen eher abnimmt. Dies ist wiederum durch den Einfluss der Temperatur auf die Dampfdichte zu erklären, wodurch sich die Druckgradienten der treibenden Wassersäule und der Dampfreibung nicht zu jedem Zeitpunkt im Gleichgewicht befinden.

Die mittleren Dampfmassenströme für verschiedene Systemdrücke und anfängliche Schüttungstemperaturen sind in Abbildung 4.34 und Abbildung 4.35 dargestellt. Hier zeigt sich ein Verhalten ähnlich der Wassereinspeiseraten. Mit höherem Systemdruck und geringerer Schüttungstemperatur wird ein höherer Dampfmassenstrom erzeugt. Der Dampfmassenstrom steht in direktem Zusammenhang zu dem Wassermassenstrom. Wird ein größerer Wassermassenstrom zugeführt, kann auch mehr Dampf freigesetzt werden. Zu beachten ist, dass ein gewisser Teil des eingespeisten Wasser nicht verdampft wird, sondern die Hohlräume in der Schüttung V_H füllt. Es gilt demnach:

$$\dot{m}_d = \dot{m}_w - \frac{V_H \cdot \rho_w}{t_q} \quad (4.5)$$

Bei langer Quenchdauer t_q kann der Term $(V_H \cdot \rho_w)/t_q$ praktisch vernachlässigt werden. Umso geringer die Quenchzeit aber ist, desto mehr wird der Dampfmassenstrom reduziert (Abbildung 4.34). Bei erhöhtem Systemdruck (0,3 und 0,5 MPa) und geringer Schüttungstemperatur (300 °C) ist die Quenchzeit vergleichsweise gering und der Dampfmassenstrom ist entgegen dem Trend geringer als zunächst erwartet. Ähnlich wie die Wassermassenströme sind auch die Dampfmassenströme während der Quenchzeit weitestgehend konstant und zeigen ein plateauartiges Verhalten. Eine anfängliche Spitze in der Dampfproduktion, wie etwa in den PRELUDE-Experimenten von Repetto et al. [58] dokumentiert und durch Rahman [30] auch numerisch untersucht, konnte in den Versuchsreihen nicht beobachtet werden. Der Grund hierfür ist die sich selbst einstellende, vergleichsweise geringe Wasserzufuhr. In den PRELUDE-Experimenten hingegen wurde die Einspeiserate fest vorgegeben. Bei einer höheren Einspeisung dringt das Wasser zunächst weiter in die Schüttung ein und eine größere Dampfmenge wird schlagartig freigesetzt. Erst im weiteren Verlauf können sich verschiedene Bereiche wie in Abbildung 4.28 dargestellt einstellen und die Dampfproduktion nimmt ab.

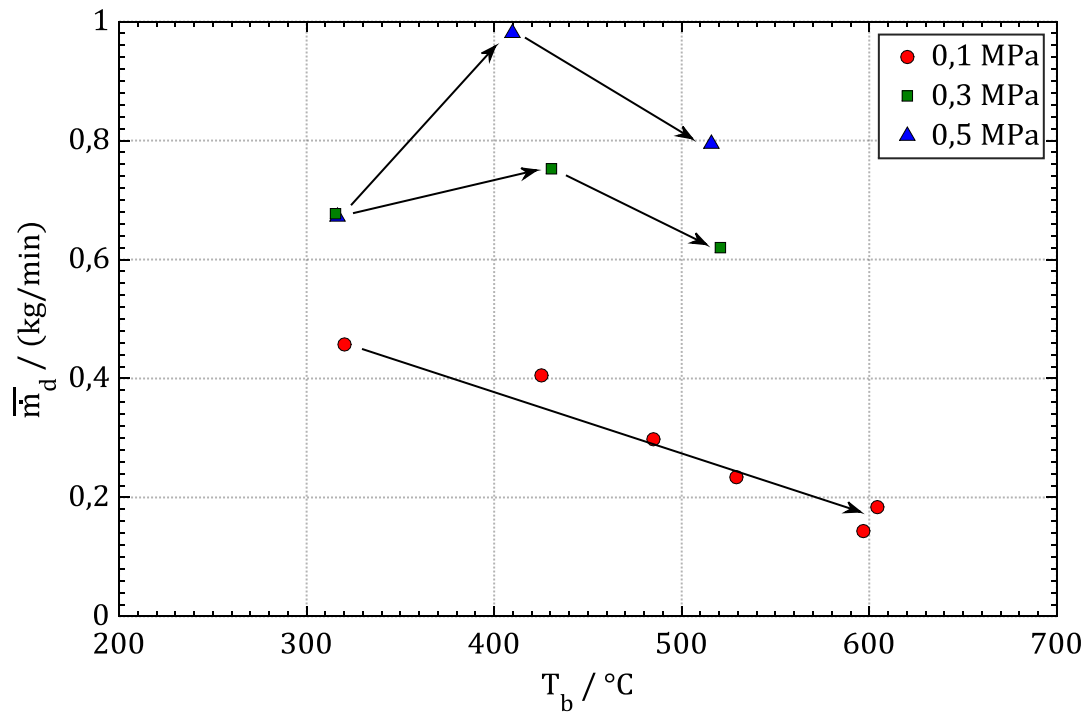


Abbildung 4.34: Zeitlich gemittelte Dampfmassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)

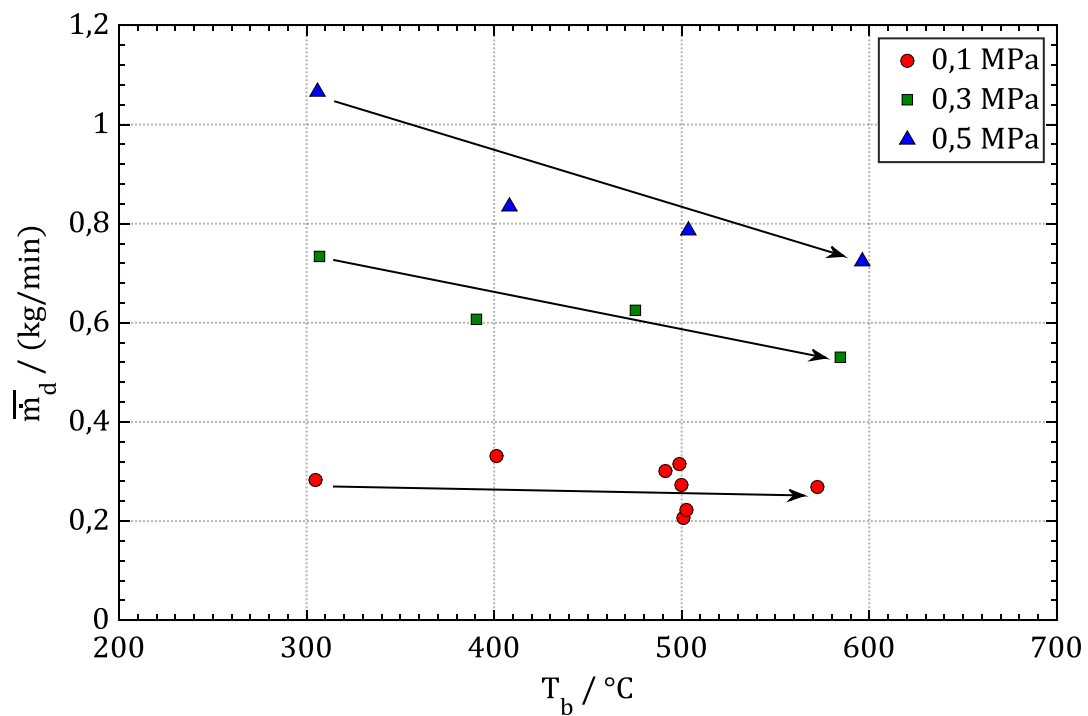


Abbildung 4.35: Zeitlich gemittelte Dampfmassenströme, Bottom-Flooding, PREMIX (Bett H4)

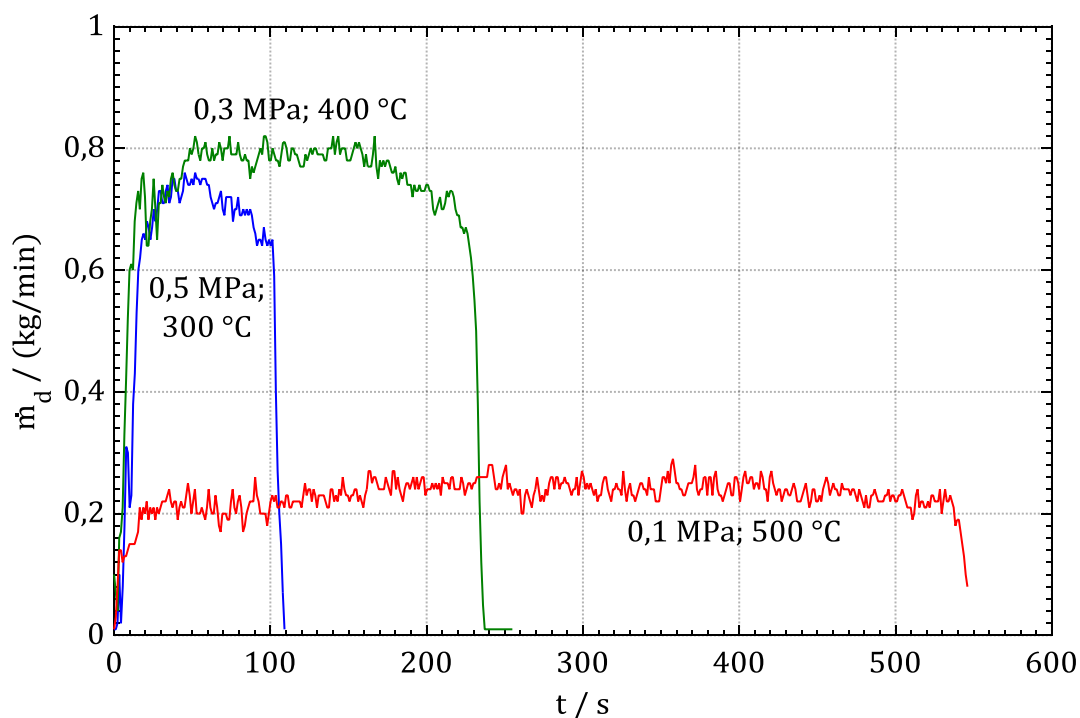


Abbildung 4.36: Zeitabhängige Dampfmassenströme, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)

Die gesamte Quenchzeit, d. h. der Zeitraum vom Beginn der Wassereinspeisung bis zur Abkühlung der gesamten Schüttung auf Sättigungstemperatur, kann als Maß für die Kühlbarkeit der Schüttung verwendet werden. Die Versuchsreihen zeigen eine klare Abhängigkeit der Quenchzeit von Schüttungstemperatur und Systemdruck. Mit höherer Schüttungstemperatur nimmt der abzuführende Energiegehalt der Schüttung zu, der Quenchvorgang dauert insgesamt länger. Bei höherem Systemdruck kommt im Wesentlichen zuvor beschriebener Effekt zum Tragen, dass die Dampfdichte zunimmt und die Dampfreibung dadurch abnimmt. So kann mehr Wasser von unten in die Schüttung eindringen. Ein weiterer Effekt ist, dass die Sättigungstemperatur mit zunehmendem Systemdruck steigt und die abzuführende Energie der Schüttung $c_{p,st} \cdot m_b \cdot (T_b - T_{sat})$ abnimmt. Der Einfluss der abnehmenden Verdampfungsenthalpie bei zunehmendem Systemdruck spielt hingegen nur eine untergeordnete Rolle. In Abbildung 4.37 und Abbildung 4.38 sind die relativen Quenchzeiten (Verhältnis aus Quenchzeit t_q und Überhitzung $T_b - T_{sat}$) über der mittleren initialen Schüttungstemperatur T_b aufgetragen. Obwohl mit zunehmender Schüttungstemperatur der Kühlwassermassenstrom und in der Folge auch der Dampfmassenstrom abnehmen, zeigt das Verhältnis aus Quenchzeit und Überhitzung keinen klaren Trend. Dies kann zumindest teilweise dadurch erklärt werden, dass die Energie aus der Schüttung nicht allein durch Verdampfung sondern zu

einem gewissen Teil auch durch die Überhitzung des Dampfes abgeführt wird. Zusammenfassend kann im Bereich der untersuchten Schüttungstemperaturen näherungsweise davon ausgegangen werden, dass das Verhältnis aus Quenchzeit und Überhitzung konstant ist bzw. die Quenchzeit linear mit der anfänglichen Schüttungstemperatur zunimmt. Wird der Systemdruck von 0,1 auf 0,3 bzw. 0,5 MPa gesteigert, reduziert sich die Quenchzeit im Mittel um 39 bzw. 52 % im Fall der zylindrischen Partikel und um 41 bzw. 52 % für die PREMIX-Partikel.

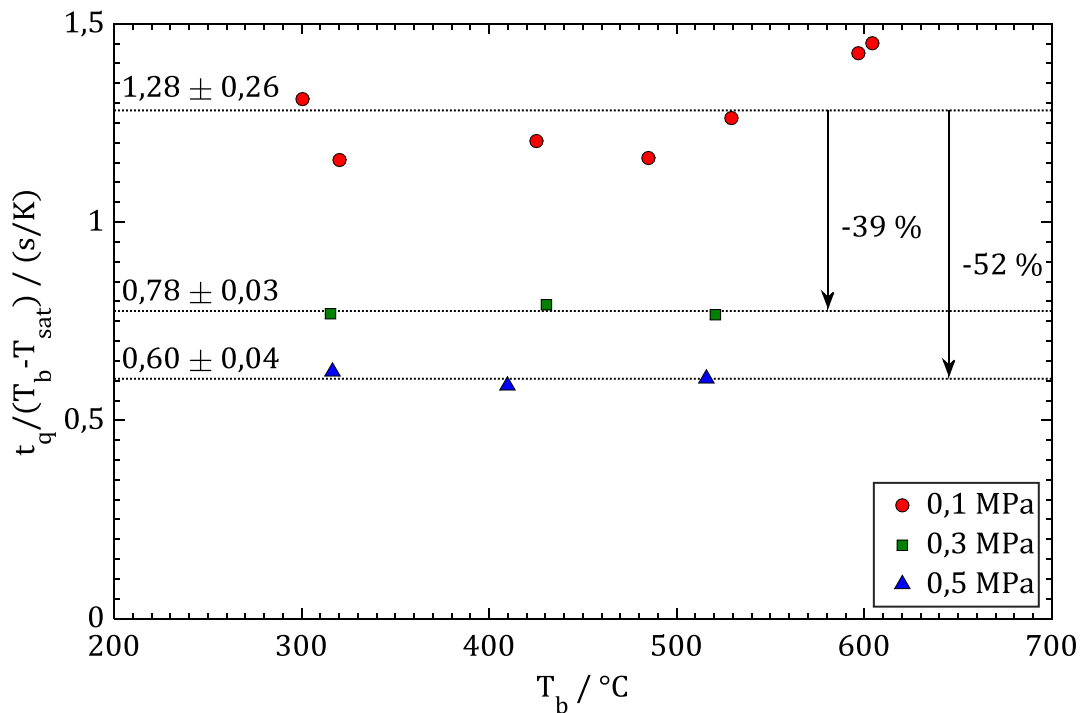


Abbildung 4.37: Relative Quenchzeiten, Bottom-Flooding, Zylinder (Bett H1)

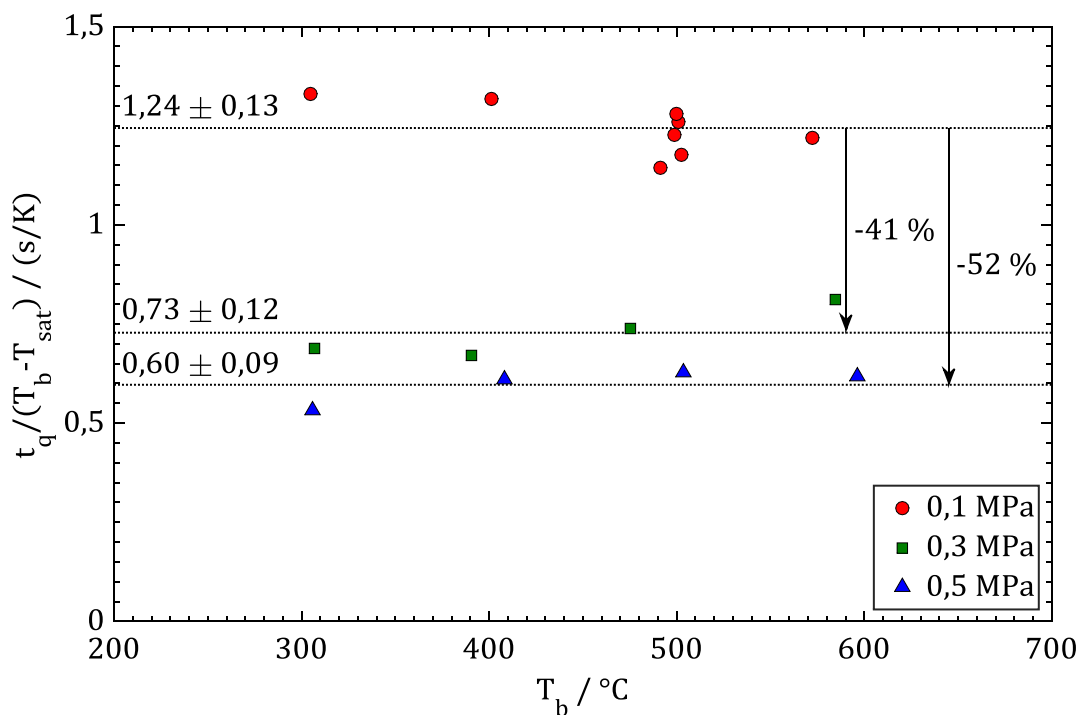


Abbildung 4.38: Relative Quenchzeiten, Bottom-Flooding, PREMIX (Bett H4)

4.3.2 Top-Flooding

Im Fall des Top-Floodings ist zu beobachten, dass das Wasser aus der Wasservorlage strahlenartig von oben nach unten in die Schüttung eindringt (Abbildung 4.40, Bereich 1). Der erzeugte Dampf strömt dem eindringenden Wasser bei dieser Konfiguration entgegen und limitiert dadurch die Wasserzufuhr. Die strahlenförmige Ausbreitung der Quenchfront erfolgt wie auch beim Bottom-Flooding bevorzugt in Bereichen hoher Schüttungsporosität und niedriger Schüttungstemperatur. In beispielhaft dargestelltem Experiment in Abbildung 4.39 bildet sich dieser Strömungspfad in der Schüttbettmitte aus, in zahlreichen Experimenten wurde aber auch beobachtet, dass das Wasser in Wandnähe nach unten strömt. Ein Zusammenhang zwischen der Ausbreitung der Quenchfront und der Schüttungstemperatur bzw. des Systemdrucks konnte nicht festgestellt werden. Erreicht die Quenchfront den Schüttbettboden bildet sich in der Folge ein Wasserpool aus, der über die bestehenden Strömungspfade in der Schüttung versorgt wird. Durch ein Ansteigen des Wasserpools (Bereich 2) und eine radiale Ausbreitung der Strömungspfade (Bereich 3) werden die verbliebenen heißen Schüttungsareale auf Sättigungstemperatur abgekühlt. Eine Unterteilung der Schüttung in verschiedene Areale ähnlich wie beim Bottom-Flooding ist auf Grund der komplexen, mehrdimensionalen Strömungsvorgänge nicht möglich.

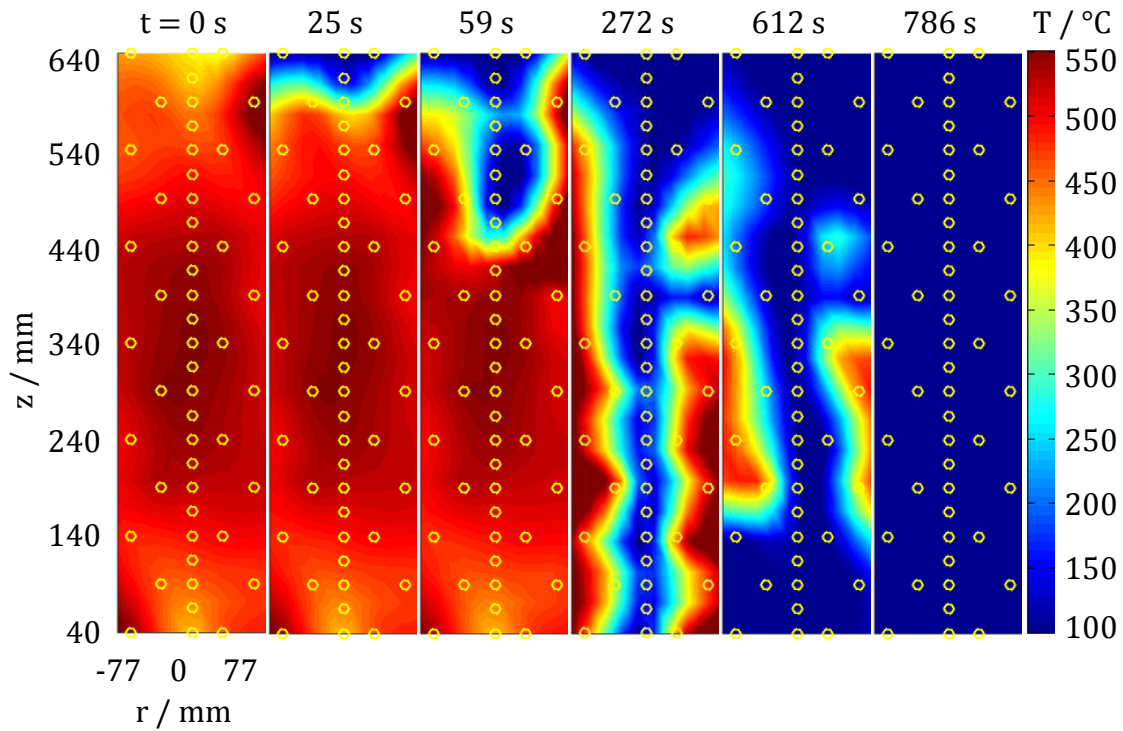


Abbildung 4.39: Interpolierte Temperaturprofile zu verschiedenen Zeitpunkten, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$

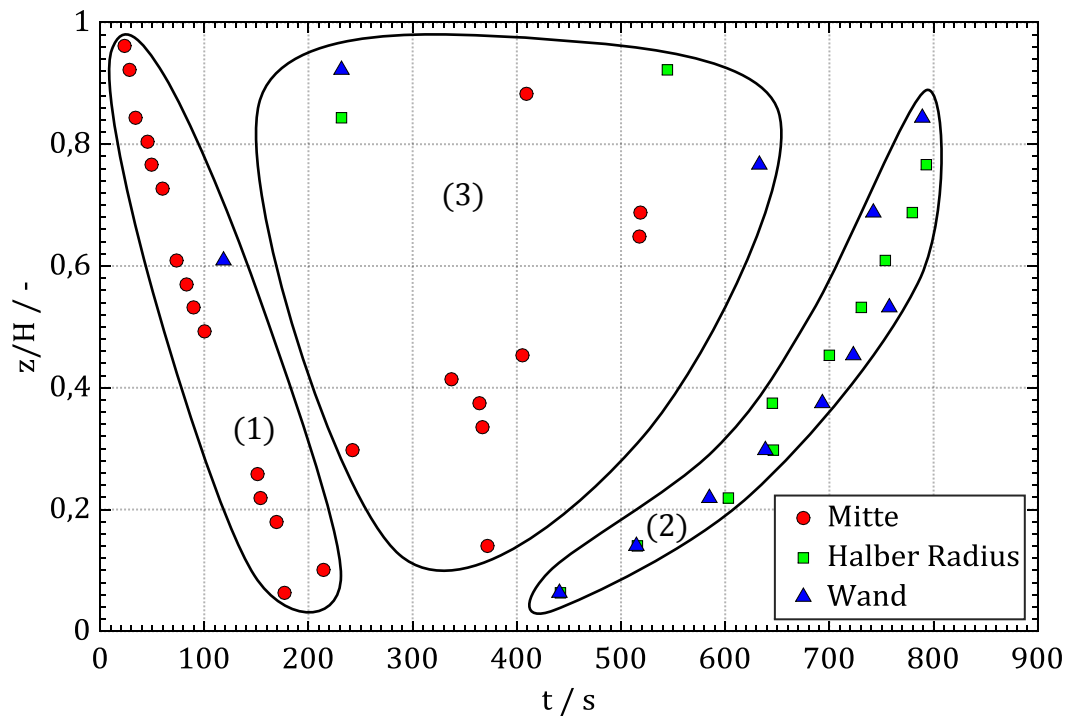


Abbildung 4.40: Quenchfrontverlauf, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$

Die Abkühlung der Schüttung erfolgt auf teilweise sehr unterschiedliche Art. Bei genauer Betrachtung der Temperaturmesskurven lassen sich einige charakteristische Verläufe unterscheiden (Abbildung 4.41).

- Ein schnelles Abfallen der lokalen Temperatur bis auf Sättigungstemperatur ohne erneuten Temperaturanstieg. Die Kühlwassermenge ist ausreichend, um die gesamte Energie dieses Bereichs durch Verdampfung abzuführen (z. B. T24).
- Ein schnelles Abfallen der lokalen Temperatur (teilweise bis auf Sättigungstemperatur) mit erneutem Temperaturanstieg. Die Partikel werden nur kurzzeitig oberflächlich gekühlt. Die Kühlwassermenge ist nicht ausreichend, um die gesamte Energie dieses Bereichs durch Verdampfung abzuführen (z. B. T16).
- Ein langsames, teilweise stufenförmiges Abfallen der lokalen Temperatur bis auf Sättigungstemperatur. Hier steht nur eine geringe Kühlwassermenge zur Verfügung. Die Messstelle trocknet erneut aus. Teilweise stabilisiert sich die Temperatur auf einem Niveau oberhalb der Sättigungstemperatur (z. B. T29).
- Erwärmung oder Abkühlung auf Grund der Dampfströmung. Aufsteigender Dampf kann weiter oben liegende Schüttungsareale je nach Dampf- und Schüttungstemperatur erwärmen oder abkühlen (z. B. T25).
- Strahlungs- und Konvektionsverluste (hier nicht zu erkennen).

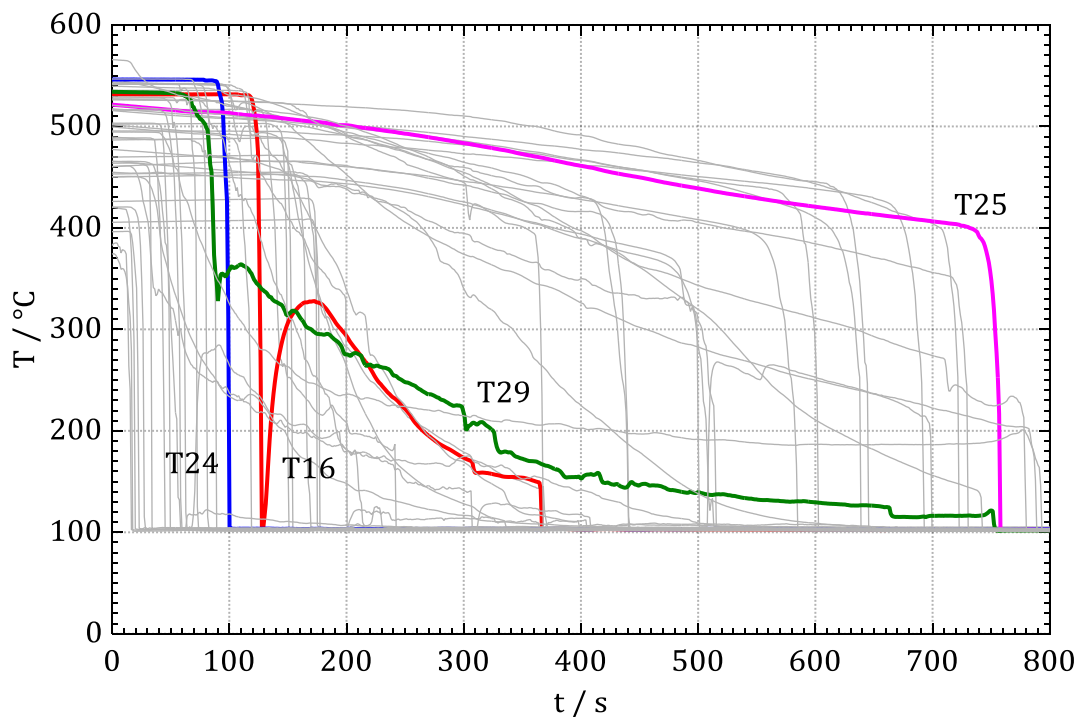


Abbildung 4.41: Temperaturverlauf während des Quenchvorgangs, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$

In Abbildung 4.42 und Abbildung 4.43 sind die relativen Quenchzeiten für die Schüttungen aus zylindrischen Partikeln (Bett H1) und PREMIX-Partikeln (Bett H4) für verschiedene initiale Schüttbettemperaturen und Systemdrücke aufgetragen. Auch hier ist der Einfluss des Systemdrucks deutlich zu erkennen. Wird der Systemdruck von 0,1 auf 0,3 bzw. 0,5 MPa gesteigert, reduziert sich die Quenchzeit der zylindrischen Partikel um 33 bzw. 34 %, die Quenchzeit der PREMIX-Partikel um 34 bzw. 39 %. Eine Abhängigkeit der relativen Quenchzeit von der anfänglichen Schüttungstemperatur ist nicht zu erkennen. Es kann daher von einem linearen Zusammenhang zwischen relativer Quenchzeit und anfänglicher Schüttungsüberhitzung ausgegangen werden. Eine Diskussion der Unsicherheiten in den Flutexperimenten ist im Anhang A.5 zu finden.

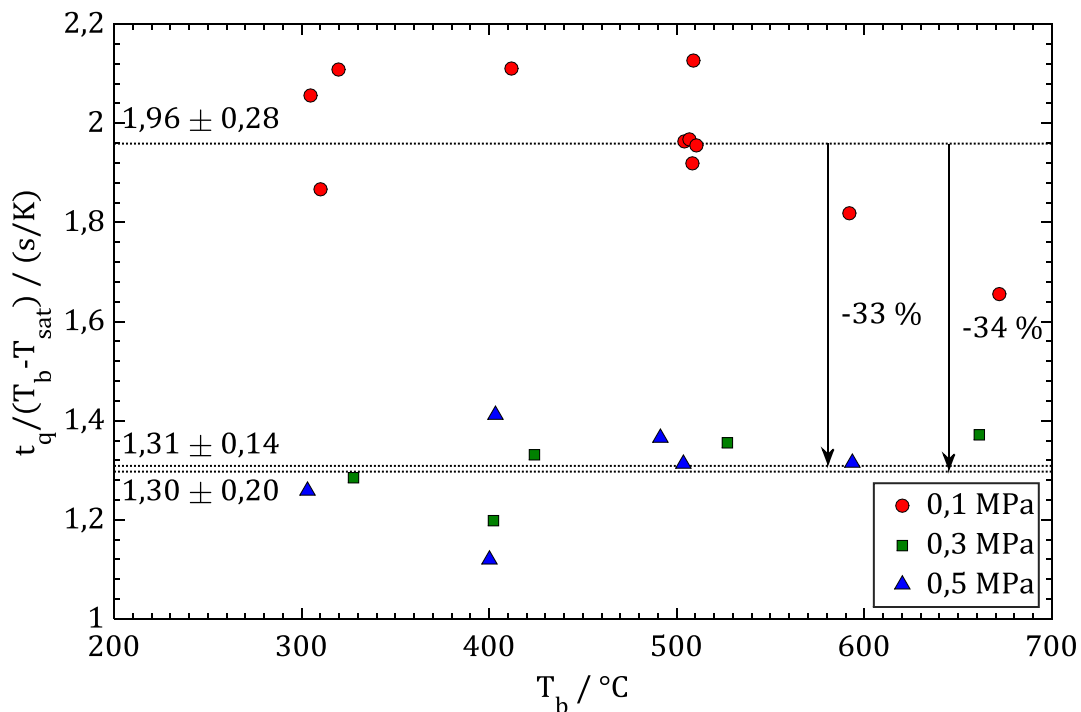


Abbildung 4.42: Relative Quenchzeiten, Top-Flooding, Zylinder (Bett H1)

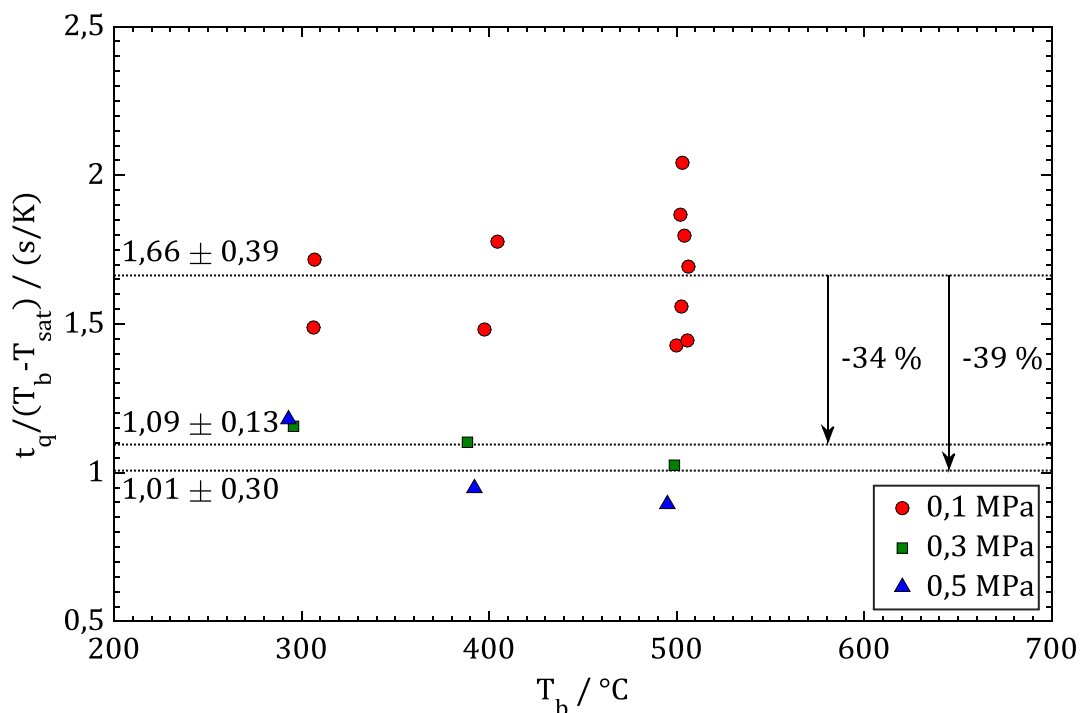


Abbildung 4.43: Relative Quenchzeiten, Top-Flooding, PREMIX (Bett H4)

Im Fall des Top-Floodings befinden sich Wasser und Wasserdampf im Gegenstrom. Die Kühlwasserzufuhr wird daher ähnlich wie auch in den Dryout-Versuchen durch die Gegenstrombegrenzung limitiert. In Tabelle 4.3 sind die mittleren abgeführten Wärmestromdichten der Flutversuche den DHFs der Dryout-Versuche vergleichend gegenüber gestellt. Es zeigt sich hierbei eine gute Übereinstimmung. Dass die abgeführten Wärmestromdichten in den Flutversuchen größer sind als in den Dryout-Versuchen, kann durch die höhere Porosität in den Flutversuchen begründet werden, wodurch die Kühlbarkeit der Schüttung insgesamt verbessert wird.

Die Dampfmassenströme konnten in den Top-Flooding-Versuchen nicht bestimmt werden. Das Messprinzip des Coriolis-Massenstrommessgeräts verlangt eine einphasige Strömung, um den Massenstrom korrekt erfassen zu können. Um dieses sicherzustellen, wurde ein Wärmeübertrager direkt oberhalb des sich ausbildenden Wasserpools installiert. Vermutlich aufgrund starker Schwankungen des Wasserspiegels kam es zu einem Kontakt des Kühlwassers mit dem Wärmeübertrager und zu einer zusätzlichen Verdampfung des Kühlwassers. In darauffolgenden Versuchsreihen wurde dieser Wärmeübertrager daher durch einen deutlicher höher positionierten Wärmeübertrager ersetzt. Allerdings konnten auch bei dieser Konfiguration keine verwertbaren Dampfmassenströme erfasst werden. Möglicherweise wurden Wassertropfen aus dem Wasserpool mitgerissen und trotz des installierten Wärmeübertragers nicht verdampft.

Tabelle 4.3: Mittlere abgeführte Wärmestromdichten bei Top-Flooding-Versuchen für Zylinder (Bett H1) und Vergleich mit den DHFs der Dryout-Versuche

p / MPa	\dot{q} / (kW/m ²)	DHF/ (kW/m ²)	$\frac{\dot{q} - \text{DHF}}{\text{DHF}}$ / %
0,1	871 ± 67	749 ± 66	16,3
0,3	1300 ± 73	1134 ± 86	14,6
0,5	1315 ± 110	1285 ± 68	2,3

Ein Vergleich der Ergebnisse für Bottom- und Top-Flooding zeigt, dass die Quenchzeiten beim Bottom-Flooding um 34 – 53 % (Zylinder, Bett H1) bzw. 25 – 41 % (PREMIX, Bett H4) geringer ausfallen als beim Top-Flooding. Als Grund ist wiederum anzuführen, dass sich beim Bottom-Flooding Wasser- und Wasserdampf nicht nur im Gleichstrom befinden, sondern auch mit Ausnahme der Quenchzone räumlich voneinander getrennt sind. Beim Top-Flooding müssen Wasser- und Wasserdampf einander entgegengesetzt den Schüttungsquerschnitt durchströmen, wodurch die Kühlwasserzufuhr erschwert wird.

4.4 Bestimmung und Vergleich effektiver und äquivalenter Partikeldurchmesser

Die Reibung in einer Schüttung und letztendlich auch ihre Kühlbarkeit werden neben der Porosität maßgeblich durch den Partikeldurchmesser bestimmt. Daher verwenden Modelle üblicherweise diese zwei Parameter, um die Druckgradienten in einem durchströmten Schüttbett zu berechnen. Da sich Schüttungen in der Realität nicht aus kugelförmigen Partikeln gleicher Größe zusammensetzen, besteht der Wunsch, einen Ersatzdurchmesser (äquivalenten Partikeldurchmesser) ebenfalls für Schüttungen nicht kugelförmiger Partikel und polydisperse Mischungen auf Basis ihrer Geometrie bzw. der Partikelgrößenverteilung berechnen zu können. Der berechnete äquivalente Partikeldurchmesser soll dabei dem experimentell bestimmten effektiven Partikeldurchmesser entsprechen. Der effektive Partikeldurchmesser ist keine direkt messbare Größe, er bezeichnet vielmehr einen Partikeldurchmesser für den ähnliche Strömungs- und Kühlungsbedingungen herrschen wie in einer monodispersen Schüttung kugelförmiger Partikel. Das bedeutet, dass eine Schüttung durchaus mehrere effektive Partikeldurchmesser besitzen kann, je nachdem auf welche Messgröße (z. B. Druckgradient, DHF) sie bezogen werden.

Zur Bestimmung eines effektiven Partikeldurchmessers können grundsätzlich zwei Ansätze verfolgt werden:

- 1) Vergleich experimenteller Messdaten einer beliebigen Schüttung mit den experimentellen Messdaten einer monodispersen Schüttung kugelförmiger Partikel.
- 2) Vergleich experimenteller Messdaten einer beliebigen Schüttung mit Modellrechnungen.

Im Fall des ersten Ansatzes muss eine große Anzahl Messdaten monodisperser Schüttungen kugelförmiger Partikel im relevanten Partikelgrößenbereich vorliegen, um eine Aussage bzgl. des effektiven Durchmessers einer beliebigen Schüttung treffen zu können. Zu beachten ist außerdem, dass der Messwert nicht nur vom Partikeldurchmesser, sondern viel mehr von der Schüttungsporosität abhängt. Die geringste Porosität einer Kugelschüttung liegt bei einer hexagonal dichtesten Packung vor ($\epsilon \approx 26\%$). In der Realität sind die Partikel allerdings nicht ideal, sondern zufällig angeordnet, so dass die Porosität unabhängig von der Partikelgröße etwa 40 % beträgt. Weicht die Partikelgeometrie deutlich von der Kugelform ab, so ist von größeren Porositäten auszugehen. Umgekehrt kann durch die Mischung von Partikeln unterschiedlicher Größe die Porosität verringert werden. Eine gezielte Verdichtung oder Auflockerung der Schüttung ist nur in geringem Umfang möglich. Partikelgeometrie und Schüttungsporosität sind somit weitestgehend voneinander abhängige Größen. Ein Vergleich von Messdaten untereinander ist somit nur im Bereich der üblichen Porosität monodisperser Schüttungen bestehend aus kugelförmigen Partikel ($\epsilon \approx 40\%$) möglich.

Im Fall des zweiten Ansatzes wird ein Modell zur Hilfe genommen, dass die Abhängigkeit der relevanten Messgröße von den Schüttungsparametern Partikeldurchmesser und Schüttungsporosität beschreibt. Es lassen sich hierbei Porosität und Partikeldurchmesser unabhängig voneinander einstellen und entsprechende Größen berechnen. Allerdings muss hierzu ein Modell zur Verfügung stehen, dass grundsätzlich eine gute Übereinstimmung für Schüttungen aus kugelförmigen Partikeln liefert und im relevanten Bereich ausreichend validiert ist.

Auf Grund der beschriebenen Problematik, dass die Schüttungseigenschaften Porosität und Partikeldurchmesser im Experiment nicht getrennt voneinander variiert werden können, wird im Folgenden der Ansatz 2 bei ein- und zweiphasiger Durchströmung der Schüttung angewandt.

In Tabelle 4.4 und Tabelle 4.5 werden zunächst die entsprechend den Gl. 1.8 - 1.15 berechneten möglichen äquivalenten Partikeldurchmesser angegeben. Für die Berechnung

der Oberfläche und des Volumens der Schrauben werden das Gewinde und der Schlitz der Schrauben nicht berücksichtigt.

Tabelle 4.4: Daten der mono- und polydispersen Schüttbetten

Bett	Zusammensetzung	A_P / mm^2	V_P / mm^3	D_V / mm	D_A / mm	D_S / mm	$D_S \cdot \Psi / \text{mm}$
H1	Zylinder (3 x 5,75 mm)	68,3	40,6	4,3	4,7	3,6	3,0
H2	Zylinderschrauben (M3x10, ISO 1207)	176,3	118,2	6,1	7,5	4,0	2,7
H3	Sechskantschrauben (M6x10, ISO 4017)	451,4	600,0	10,5	12,0	8,0	6,1

Tabelle 4.5: Daten des polydispersen Schüttbetts

Bett	Zusammensetzung	Massen- verhältnis / %	$D_{\langle n \rangle} / \text{mm}$	$D_{\langle l \rangle} / \text{mm}$	$D_{\langle a \rangle} / \text{mm}$	$D_{\langle v \rangle} / \text{mm}$
H5	Mischung (Bett 1 / 2 / 3)	20 / 45 / 35	3,02	3,23	3,60	4,12

4.4.1 Einphasige Durchströmung (Wasser)

Bei einphasiger Durchströmung von Schüttungen ist die Gleichung nach Ergun allgemein anerkannt. Ihre Übereinstimmung mit den gemessenen Druckgradienten wurde für die relevanten Partikelgrößen bereits in zahlreichen Veröffentlichungen (z. B. Li et al. [85, 86]) nachgewiesen. Um die effektiven Partikeldurchmesser bestimmen zu können, wurde die Ergun-Gleichung den experimentellen Messwerten aus dem Luft/Wasser-Versuchsstand durch Variation des Partikeldurchmessers angenähert (beispielhaft für Bett H1 und H2 in Abbildung 4.44 dargestellt). In Tabelle 4.6 sind die effektiven Partikeldurchmesser einschließlich ihrer Unsicherheiten, die sich auf Grund von Unsicherheiten in der Porositätsbestimmung ergeben, und die Abweichung der berechneten äquivalenten Partikeldurchmesser vom effektiven Partikeldurchmesser angeführt. Es zeigt sich für die monodispersen Schüttungen, dass das Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor die beste Übereinstimmung mit dem effektiven Partikeldurchmesser liefert. Bei der polydispersen Schüttung (Bett H5) zeigt der oberflächengemittelte Partikeldurchmesser die beste Übereinstimmung.

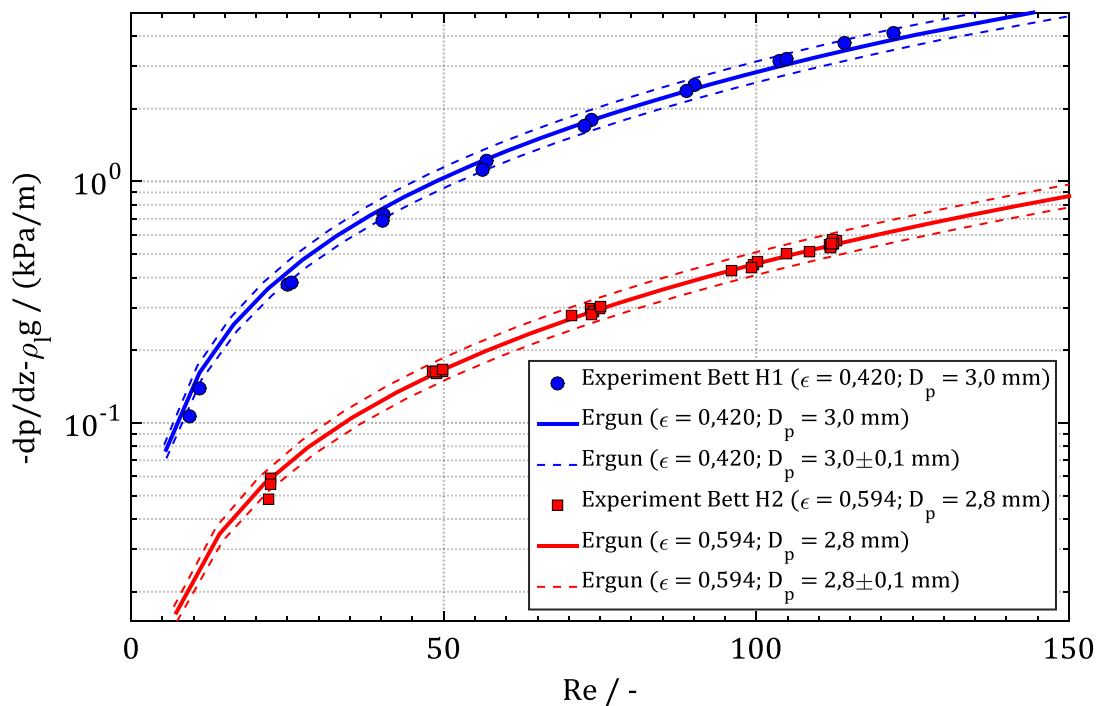


Abbildung 4.44: Gemessene Druckgradienten für Zylinder 3x5,75 (Bett H1) und Schrauben M3x10 (Bett H2) bei einphasiger Durchströmung mit Wasser

Tabelle 4.6: Vergleich der experimentell bestimmten effektiven und der äquivalenten Partikeldurchmesser bezüglich des Druckgradienten bei einphasiger Durchströmung

Bett	$D_{\text{eff}} / \text{mm}$	$\frac{D_{\text{V}} - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_{\text{A}} - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_{\text{S}} - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_{\text{S}} \cdot \Psi - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$
H1	3,0 ($\pm 3,3 \%$)	42,2	55,5	19,0	-0,5
H2	2,8 ($\pm 1,8 \%$)	117,5	167,6	43,7	-5,1
H3	5,9 ($\pm 1,7 \%$)	77,4	103,2	35,2	3,0
Bett	$D_{\text{eff}} / \text{mm}$	$\frac{D_{\langle \text{n} \rangle} - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_{\langle \text{l} \rangle} - D_{\text{eff}}}{d_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_{\langle \text{a} \rangle} - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_{\langle \text{v} \rangle} - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$
H5	3,6 ($\pm 1,4 \%$)	-16,1	-10,2	-0,1	14,6

Diese Beobachtung ist in guter Übereinstimmung mit den Arbeiten von Clavier et al. [87], Li et al. [66] und Park et al. [67], die für zylindrische Partikel, Prismen und durchbohrte Kugeln ebenfalls eine zumindest sehr gute Übereinstimmung, in der Regel sogar die beste Übereinstimmung des Produkts aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor mit dem effektiven Partikeldurchmesser nachweisen konnten. Clavier et al. [87] geben für polydisperse Kugelschüttungen ebenfalls das Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor als äquivalenten Partikeldurchmesser an. Diese Beobachtung steht keinesfalls in Widerspruch zu der hier gemachten Beobachtung, dass der oberflächengemittelte Durchmesser die beste Übereinstimmung liefert. Vielmehr lassen sich die beiden Formulierungen zumindest für polydisperse Kugelschüttungen ($\Psi = 1$) ineinander umrechnen:

$$D_{(a)} = \frac{\sum n_k D_k^3}{\sum n_k D_k^2} = \frac{\sum n_k (D_{S,k} \cdot \Psi_k)^3}{\sum n_k (D_{S,k} \cdot \Psi_k)^2} = \frac{6 \sum n_k (\pi D_{S,k}^3 / 6) \Psi_k}{\sum n_k \pi D_{S,k}^2} = \frac{6 \sum n_k v_k \Psi_k}{\sum n_k a_k} = \frac{6V_P}{A_P} \Psi \quad (4.6)$$

$$= D_S \cdot \Psi$$

In der Arbeit von Clavier et al. wurde zudem gezeigt, dass für sehr kleine Reynolds-Zahlen ($Re < 10$) der Sauter-Durchmesser D_S die beste Übereinstimmung mit dem effektiven Partikeldurchmesser liefert. In vorhandenem Versuchsaufbau konnten allerdings derart geringe Druckgradienten nicht aufgelöst werden.

4.4.2 Zweiphasige Durchströmung (Wasser/Wasserdampf)

Zur Berechnung des Druckgradienten bei zweiphasiger Durchströmung gibt es zahlreiche Modelle (siehe Abschnitt 1.2.2). Einige Modelle können auf Grund einer nicht expliziten Berücksichtigung der Interphasenreibung den Druckgradientenverlauf grundsätzlich nicht korrekt wiedergeben (Reed, Lipinski). Andere Modelle wurden oftmals nur für vergleichsweise große Partikel mit $D_p = 5,8 - 19$ mm (Tung & Dhir) oder geringe Porositäten im Bereich $\varepsilon \approx 40$ % (alle Modelle) oder noch gar nicht validiert (Rahman). Ein universelles Modell liegt nach Kenntnis des Autors bisher nicht vor. Immerhin eine Vorhersage des DHF scheint für kugelförmige Partikel mit Porositäten im Bereich $\varepsilon \approx 40$ % mit guter Übereinstimmung möglich. Hierfür kommen die klassischen Modelle von Reed bzw. Lipinski (beide Modelle sind identisch) ohne explizite Modellierung der Interphasenreibung ebenso wie das modifizierte Tung & Dhir-Modell von Rahman in Frage. Da beide Modelle trotz unterschiedlicher Modellansätze grundsätzlich sehr ähnliche Ergebnisse bezüglich des DHF liefern, wird im Folgenden das Modell von Reed zur Ermittlung der effektiven Partikeldurchmesser herangezogen. In Tabelle 4.7 sind die auf diese Weise bestimmten effektiven Partikeldurchmesser und die zugehörigen Unsicherheiten abgedruckt. Die Unsicherheiten berücksichtigen sowohl den Einfluss

der Porositätsbestimmung als auch die Unsicherheiten in der experimentellen Bestimmung des DHF (vgl. Tabelle 4.1). Auf Grund dieser beiden Faktoren können die effektiven Partikeldurchmesser nur mit einer vergleichsweise großen Unsicherheit angegeben werden.

Im Vergleich zu den berechneten äquivalenten Partikeldurchmessern zeigt sich im Fall der Zylinder, dass das Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor, wie auch durch Park et al. [68] gezeigt, die beste Übereinstimmung liefert. Im Fall der Schrauben kann die beste Übereinstimmung bei Verwendung des Sauter-Durchmessers erzielt werden. Das Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor weicht um 20 – 35 % vom effektiven Partikeldurchmesser ab, liegt aber dennoch in etwa im Bereich der Unsicherheit.

Der Vergleich der effektiven und äquivalenten Durchmesser wird zusätzlich dadurch erschwert, dass das Modell natürlicherweise ebenfalls über eine beschränkte Genauigkeit und eine begrenzte Gültigkeit verfügt. Nach Lipinski wird ein mittlerer Fehler von 26 % angegeben. Das Modell wurde zwar für einen sehr großen Bereich an Partikelgrößen validiert, die Porosität betrug allerdings mit etwa 40 % deutlich weniger als etwa für Bett H2 ermittelt. Demnach kann der effektive Partikeldurchmesser zumindest für die verwendeten zylindrischen Partikel durch das Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor berechnet werden. Im Fall der Schrauben kann allerdings aus genannten Gründen keine eindeutige Aussage getroffen werden.

Tabelle 4.7: Vergleich der experimentell bestimmten effektiven und der äquivalenten Partikeldurchmesser bezüglich des DHF bei Top-Flooding

	$p_{\text{sys}} / \text{MPa}$	$D_{\text{eff}} / \text{mm}$	$\frac{D_V - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_A - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_S - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$	$\frac{D_S \cdot \Psi - D_{\text{eff}}}{D_{\text{eff}}} / \%$
Bett H1	0,1	2,7 (+18,5 % / -14,8 %)	58,0	72,7	32,2	10,6
	0,3	2,8 (+17,9 % / -14,3 %)	52,4	66,6	27,5	6,6
	0,5	2,7 (+ 14,8 % / -14,8 %)	58,0	72,7	32,2	10,6
Bett H2	0,1	3,8 (+28,9 % / -21,1 %)	60,2	97,1	5,8	-30,1
	0,3	4,1 (+22,0 % / -34,1 %)	48,5	82,7	-1,9	-35,2
	0,5	4,1 (+24,4 % / -29,3 %)	48,5	82,7	-1,9	-35,2

4.4.3 Empfehlung zur Bestimmung äquivalenter Partikeldurchmesser

Auf Basis vorliegender Messreihen lassen sich Aussagen anderer Autoren [20, 65–68] bestätigen, dass der äquivalente Partikeldurchmesser bei einphasiger Durchströmung monodispersen Schüttungen am besten durch das Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor ausgedrückt werden kann. Bei einer polydispersen Schüttung konnte die beste Übereinstimmung bei Verwendung des oberflächengemittelten Partikeldurchmessers nachgewiesen werden.

Bei zweiphasiger Durchströmung wurde der DHF als Vergleichskriterium herangezogen. Bei untersuchten zylindrischen Partikeln (Bett H1) wie auch in der Literatur zeigt sich, dass das Produkt aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor die beste Übereinstimmung liefert. Bei den Schrauben (Bett H2) war die Abweichung vergleichsweise groß, aber in ähnlicher Größenordnung wie die Unsicherheiten. Das bisher übliche Vorgehen, in Simulationsrechnungen einer zweiphasigen Strömung in Schüttungen den effektiver Partikeldurchmesser, der bei einphasiger Durchströmung durch einen Vergleich mit der Ergun-Gleichung ermittelt wurde, zu verwenden, scheint daher vertretbar. Ist der effektive Partikeldurchmesser bei einphasiger Durchströmung unbekannt, kann stattdessen der äquivalente Partikeldurchmesser wie gezeigt auf Basis der Partikelgeometrie berechnet und in Simulationsrechnungen verwendet werden.

4.5 Überprüfung der Anwendbarkeit existierender Modellansätze und Simulationscodes

Um die Anwendbarkeit existierender Modellansätze und Simulationscodes zu demonstrieren, wurden im Rahmen in dieser Arbeit zahlreiche, zuvor bereits ausführlich erläuterte Ergebnisse nachgerechnet. Zur Überprüfung der Reibungsmodelle wurden die Druckgradientenverläufe ausgewählter Siederversuche direkt mit den Reibungsmodellen verglichen. Zur Nachrechnung der Dryout-Versuche und Flutexperimente wurde die Simulationscodes MEWA-2D bzw. MEWA-3D verwendet.

Die Ausführungen in diesem Abschnitt wurden teilweise vorab in Leininger et al. [71, 74] veröffentlicht.

4.5.1 Überprüfung der Reibungsmodelle bei stationärem Sieden

Zur Überprüfung der Reibungsmodelle wurden Modellrechnungen für ausgewählte stationäre Siederversuche sowohl für Top-Flooding als auch für Bottom-Flooding mit fester Einspeiserate durchgeführt. Bei diesen Strömungsbedingungen sind die Randbedingungen genau bekannt und ein Vergleich der experimentell bestimmten Druckgradienten mit berechneten Druckgradienten ist daher möglich. Um einen Einfluss der

Modellierung im Code auszuschließen wurde zur Berechnung kein Simulationscode herangezogen, sondern direkt die entsprechenden Reibungsmodelle verwendet.

In Abbildung 4.45 sind die gemessenen Druckgradienten unter Top-Flooding-Bedingungen für die Schüttung aus zylindrischen Partikeln (Bett H1) und die berechneten Druckgradienten abgebildet. Die experimentellen Ergebnisse zeigen klar den typischen S-förmigen Kurvenverlauf wie er bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben wurde. Der zunächst starke Druckabfall mit zunehmender Dampferrohrgeschwindigkeit J_g im Experiment wird am ehesten durch das Tung & Dhir-Modell vorhergesagt. Während der berechnete Druckgradient mit zunehmender Dampferrohrgeschwindigkeit weiter abfällt, nehmen die experimentellen Druckgradienten wieder zu. Für mittlere und große J_g ist die Übereinstimmung des Modells von Rahman am größten. Die Modelle von Schmidt und Reed erzielen nur im Bereich des Dryouts eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Druckgradienten. Für geringere J_g allerdings können diese Modelle entweder durch eine zu geringe (Schmidt) oder keine explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung (Reed) den Druckverlauf nicht korrekt wiedergeben. Insgesamt kann keines der Modelle den gesamten Druckgradientenverlauf korrekt wiedergeben.

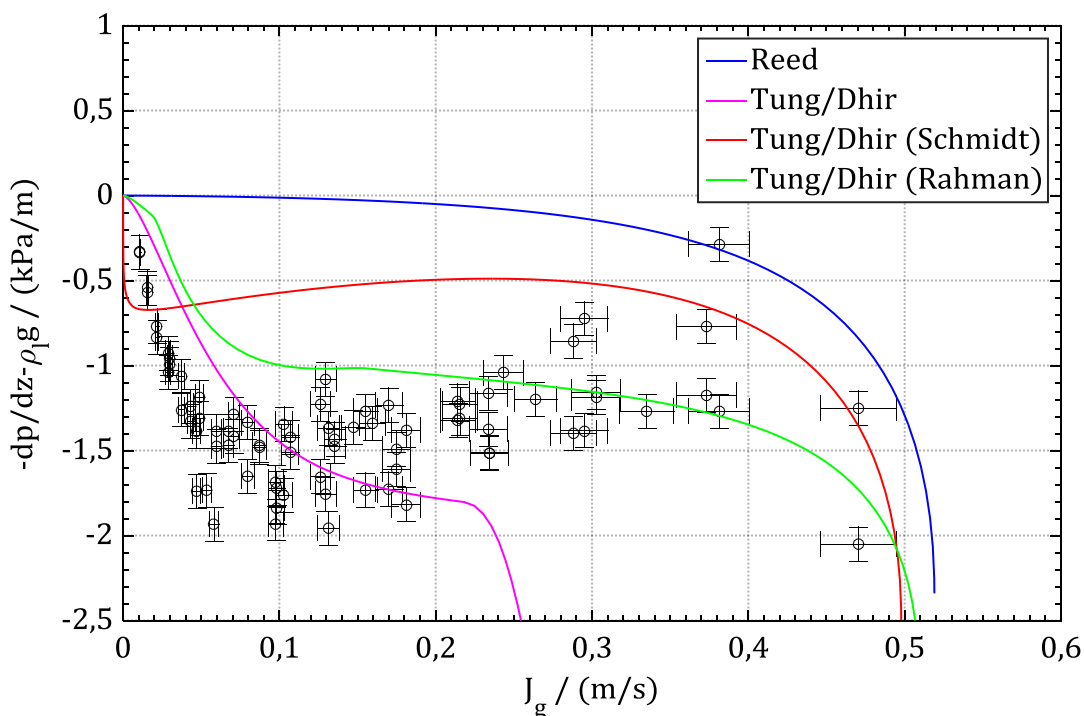


Abbildung 4.45: Gemessene Druckgradienten und berechnete Druckgradientenverläufe für Schüttbett aus Zylindern (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $J_1^0 = 0 \text{ mm/s}$ (Top-Flooding)

Im Fall einer Wassereinspeisung von unten (Bottom-Flooding) ist zunächst ein leichter Abfall der Druckgradienten zu verzeichnen, dem ein starker Anstieg folgt (Abbildung 4.46). Das Tung & Dhir-Modell und die modifizierten Versionen von Schmidt und Rahman zeigen insgesamt einen sehr ähnlichen Verlauf und insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Druckgradienten. Das Modell von Reed kann den zunächst leichten Druckabfall auf Grund einer nicht expliziten Berücksichtigung der Interphasenreibung nicht wiedergeben. Im weiteren Verlauf wird der Druckgradient leicht überschätzt.

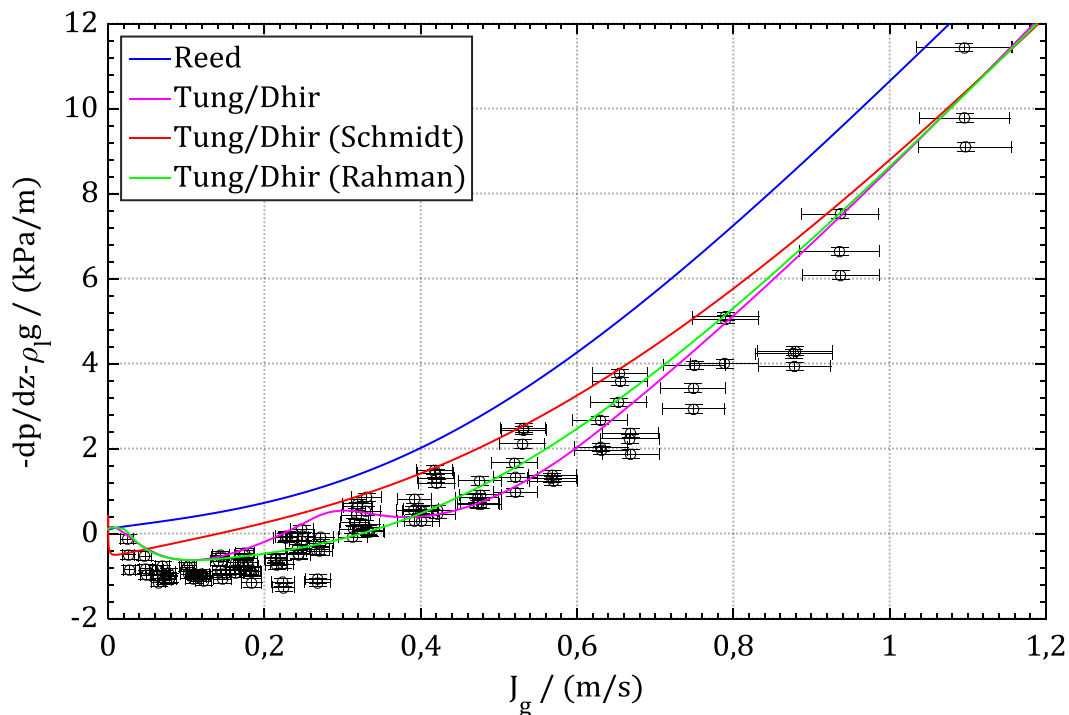


Abbildung 4.46: Gemessene Druckgradienten und berechnete Druckgradientenverläufe für Schüttbett aus Zylindern (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,1$ MPa, $J_1^0 = 1,3$ mm/s

Für das Schüttbett aus Schrauben (Bett H2) unter Top-Flooding-Bedingungen (Abbildung 4.47) ergibt sich ein ähnliches Bild wie es zuvor bereits für das Bett aus Zylindern (Bett H1) beschrieben wurde. Für geringe J_g liefert das Tung & Dhir-Modell die beste Übereinstimmung. Mit zunehmendem J_g bleiben die gemessenen Druckgradienten etwa konstant während die berechneten Druckgradienten weiter abfallen. Die weiteren Modelle geben über den gesamten Verlauf einen zu geringen (Schmidt und Rahman) oder auf Grund fehlender Berücksichtigung der Interphasenreibung keinen Druckabfall (Reed) wieder.

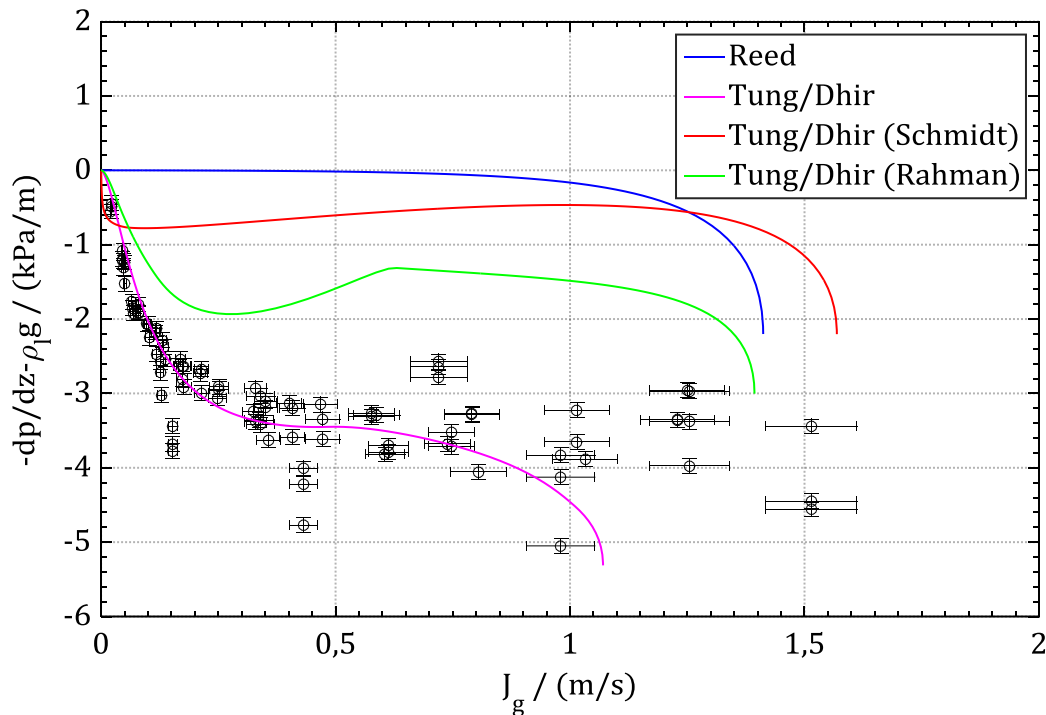


Abbildung 4.47: Gemessene Druckgradienten und berechnete Druckgradientenverläufe für Schüttbett aus Schrauben (Bett H2), $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $J_1^0 = 0 \text{ mm/s}$ (Top-Flooding)

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass nur Modelle mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung in der Lage sind, den Druckverlauf qualitativ korrekt wiederzugeben. Die Unterschiede zwischen den Modellen und den experimentellen Ergebnissen ist insbesondere beim Top-Flooding groß. Der gesamte Druckverlauf kann durch keines der Modelle korrekt wiedergegeben werden. Für geringe J_g zeigt das Modell von Tung & Dhir die beste Übereinstimmung, wohingegen für höhere J_g die Modelle von Schmidt, Rahman und auch Reed eine bessere Übereinstimmung liefern. Als Ursache hierfür kann eine ungenügende Berücksichtigung der Interphasenreibung angeführt werden, die im Fall des Top-Floodings von besonderer Bedeutung ist. Für Bottom-Flooding, bei dem die Interphasenreibung nur für geringe J_g eine Rolle spielt, zeigen alle Modelle eine ähnliche, weitestgehend gute Übereinstimmung. Dass diese Modelle nicht in allen Fällen eine gute Übereinstimmung liefern, ist darauf zurückzuführen, dass der Fokus der Modellentwicklung oftmals mehr auf einer guten Vorhersage des DHF liegt als auf einer möglichst korrekten Wiedergabe des Druckverlaufs bei stationären Siedevorgängen. Die Modellentwicklung sollte diesen Punkt künftig nicht außer Acht lassen und das Modell von Rahman dahingehend weiterentwickeln.

Insbesondere folgende Punkte sollten modifiziert werden:

- Die Interphasenreibung wird insbesondere für geringe Dampfleerrohrgeschwindigkeiten im Bereich der Blasen- und Pfropfenströmung unterschätzt. Rahman hat die Interphasenreibung in seinem Modell sowohl im Bereich der Ring- als auch im Bereich der Blasen- und Pfropfenströmung reduziert, um eine bessere Vorhersagbarkeit des DHF zu erreichen (vgl. Anhang C.2.2). Zumindest im Bereich der Blasen- und Pfropfenströmung sollte diese Reduzierung zurückgenommen werden, um den Druckgradientenverlauf bessere nachbilden zu können.
- Die Gewichtsfunktion zur Modellierung des Übergangs zwischen Pfropfen- und Ringströmung führt bei bestimmten Randbedingungen zu einem Knick im Druckgradientenverlauf (vgl. Abbildung 4.47). Um diesen Verlauf zu glätten, sollte die Gewichtsfunktion modifiziert werden.

4.5.2 Nachrechnung der Dryout-Experimente für verschiedene Strömungskonfigurationen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle experimentell untersuchten Strömungskonfigurationen (vgl. Tabelle 3.3) in MEWA-2D nachgebildet und Simulationsrechnungen für verschiedene Systemdrücke ($p_{\text{sys}} = 0,1; 0,3; 0,5$ MPa) durchgeführt. In den Simulationsrechnungen wurde das Modell von Rahman verwendet, da bereits für andere Schüttungspartikel und einfachere Strömungskonfigurationen eine gute Reproduzierbarkeit des DHF nachgewiesen wurde (vgl. Rahman [30]).

In Abbildung 4.48 und Abbildung 4.49 sind die DHFs der Simulationsrechnungen den experimentell ermittelten DHFs gegenübergestellt. Die Fehlerbalken des Experiments werden wie in Kap. 5.4 beschrieben ermittelt. Die Unsicherheit in der Simulation liegt zum einen darin, dass die Heizleistung wie auch im Experiment in diskreten Schritten gesteigert wird und daher nur ein Bereich für den DHF angegeben werden kann, und zum anderen darin, dass in der Simulation die Porosität des Experiments als Randbedingung verwendet wird, die wiederum mit einer Unsicherheit behaftet ist. Um den Einfluss der Porositätsunsicherheit auf den DHF zu quantifizieren, wurde die Abweichung des DHFs bei leicht veränderlicher Porosität berechnet. Für die Schüttung aus Zylindern bei $p_{\text{sys}} = 0,1$ MPa und Top-Flooding führt die Genauigkeit der Porositätsangabe zu einem relativen Fehler des errechneten DHF von ± 6 %. Für alle weiteren Konfigurationen ist von einem leicht geringeren Einfluss auszugehen. In einer konservativen Abschätzung wird daher der errechnete DHF für alle Konfigurationen mit einer Unsicherheit von ± 6 % angegeben.

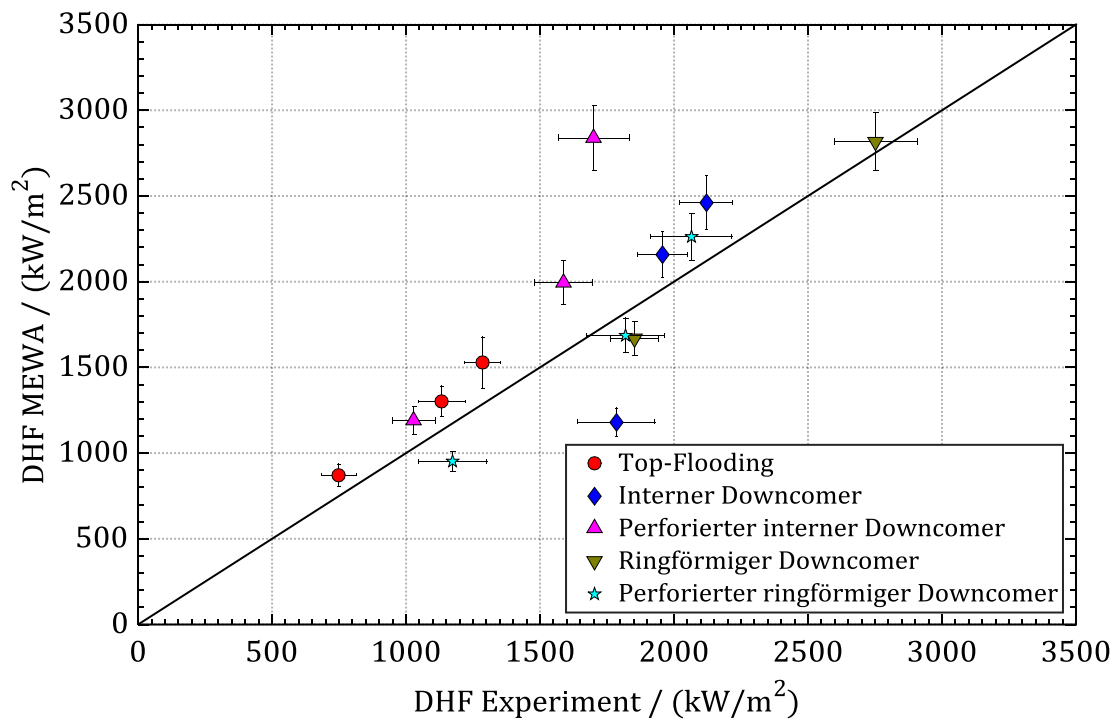


Abbildung 4.48: Vergleich der DHFs zwischen MEWA und Experiment für Schüttbett aus Zylindern (Bett H1) bei verschiedenen Einströmbedingungen

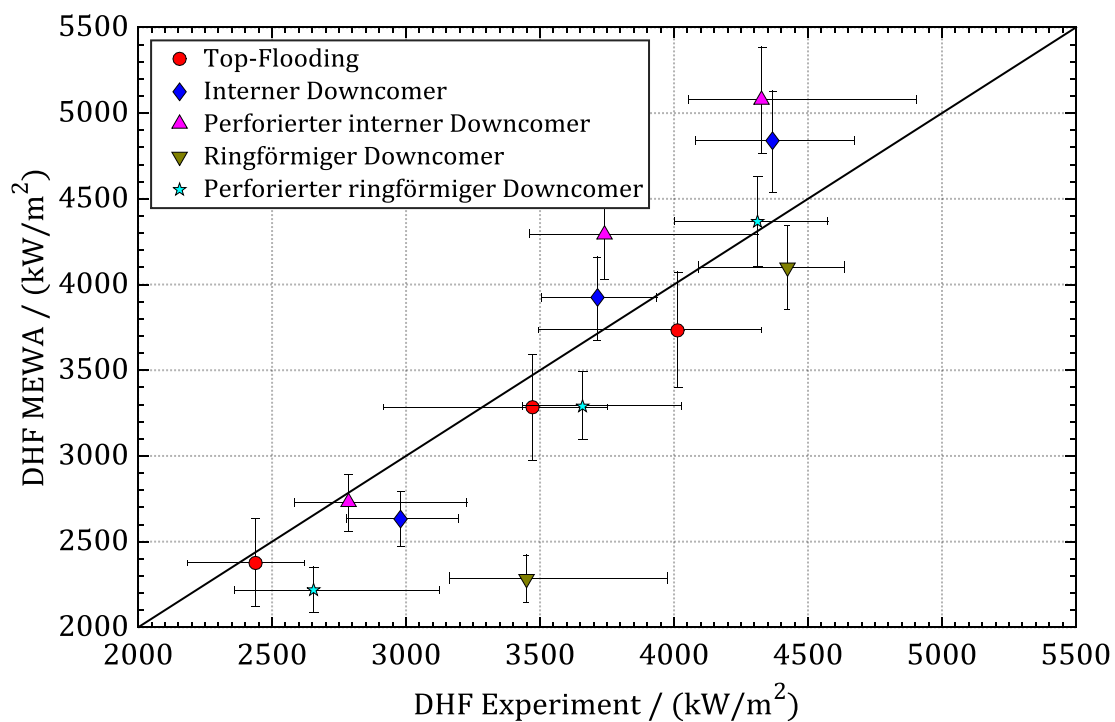


Abbildung 4.49: Vergleich der DHFs zwischen MEWA und Experiment für Schüttbett aus Schrauben (Bett H2) bei verschiedenen Einströmbedingungen

In Abbildung 4.48 sind die DHFs der Schüttungen aus zylindrischen Partikeln (Bett H1) für verschiedene Strömungskonfigurationen dargestellt. Es zeigt sich für Top-Flooding und die beiden ringförmigen Downcomer eine gute Übereinstimmung, wohingegen für die internen Downcomer teilweise größere Abweichungen der Simulation zu verzeichnen sind. Als mögliche Ursache ist u. a. der Modellierungseinfluss zu nennen. Die Modellierung des Versuchsaufbaus kann insbesondere bei komplexen Downcomer-Konfigurationen nur vereinfachend erfolgen, da das gesamte Rechengebiet, auch der Downcomer, auf Basis eines porösen Medium Ansatzes modelliert werden muss.

Im Fall der Schüttung aus Schrauben liegen die Werte der Simulation im Gegensatz zu der Schüttung aus Zylindern meist innerhalb des Unsicherheitsbereichs des Experiments (Abbildung 4.49). Der Grund hierfür ist, dass der Einfluss des Downcomers auf die Kühlbarkeit bei sehr hoher Porosität geringer ist, wodurch auch der Modellierungseinfluss eine geringere Rolle spielt. Hinzu kommt, dass bei den Konfigurationen mit Schrauben die Bestimmung der Heizleistung mit einer größeren Unsicherheit versehen ist, was dazu führt, dass die Ergebnisse eher innerhalb des Fehlerbandes liegen.

Weitere Simulationsrechnungen wurden durch Hartmann et al. [36] für die inhomogenen Schüttbettkonfigurationen durchgeführt. Hierbei zeigte sich eine insgesamt sogar bessere Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentell bestimmten DHFs. Es lässt sich also konstatieren, dass der DHF mit bestehenden Modellansätzen und Simulationscodes nicht nur für einfache eindimensionale, sondern auch für komplexere Strömungs- und Schüttungskonfigurationen gut vorhersagbar ist.

4.5.3 Nachrechnung der Flutexperimente

Ausgewählte Flutexperimente für Top- und Bottom-Flooding mit zylindrischen Partikeln (Bett H1) wurden mit der aktuellsten Version von MEWA-3D nachgerechnet. Hierzu wurde stets das Temperaturprofil der Schüttung als Anfangsbedingung in der Simulation vorgegeben. Da die Temperaturverteilung im Experiment im Wesentlichen in axialer und radialer, nicht aber in azimuthaler Richtung gut aufgelöst werden kann, wurde die Simulation zweidimensional durchgeführt. Beim Bottom-Flooding wurde eine feste Einspeiserate am Schüttbettboden vorgegeben, die der gemessenen Einspeiserate im Experiment entspricht. Alternativ hätte auch eine Druckrandbedingung am Schüttbettboden entsprechend der treibenden Wassersäule im Experiment gesetzt werden können, wodurch sich der Massenstrom auf Grund der Druckverhältnisse in der Schüttung automatisch einstellt. Allerdings sind die Druckverluste in der Rohrleitung des experimentellen Aufbaus bei entsprechendem Wassermassenstrom nicht genau bekannt. Ohne Berücksichtigung der Druckverluste würde sich eine zu hohe Einspeiserate einstellen,

die zu einer zu geringen Quenchzeit führt. Beim Top-Flooding wurde ein Wasserpool konstanter Höhe ($H = 0,31$ m) oberhalb der Schüttung als Randbedingung vorgegeben.

In Abbildung 4.50 sind die relativen Quenchzeiten der einzelnen Temperaturmessstellen im Experiment und in der Simulation dargestellt, um die Ausbreitung der Quenchfront qualitativ vergleichen zu können. In der Simulation wurden hierzu die Temperaturkurven verschiedener Messstellen analog den Positionen im Experiment ausgegeben. Es zeigt sich hierbei, dass der lineare Anstieg der Quenchfront in der Simulation sehr gut wiedergegeben werden kann.

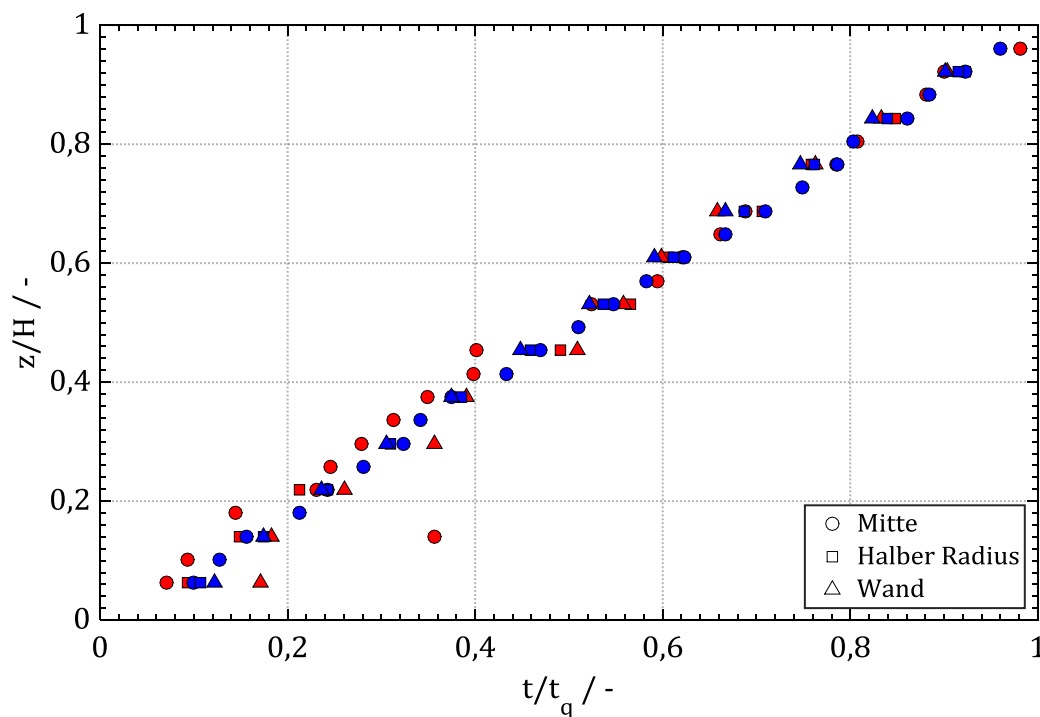


Abbildung 4.50: Vergleich der Quenchfrontausbreitung zwischen Experiment (rot) und MEWA-Simulation (blau) für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,3$ MPa, $T_b \approx 500$ °C, Bottom-Flooding

Im Fall des Top-Floodings (Abbildung 4.51) zeigt sich, dass das Wasser wie auch im Experiment zunächst in der Schüttbettmitte von oben nach unten in die Schüttung eindringt. Im Folgenden bildet sich zum einen ein Wasserpool im unteren Schüttungsbereich aus und zum anderen weitet sich der Strömungspfad in radialer Richtung zunehmend aus, wodurch die verbliebenen heißen Schüttungsareale aus zwei Richtungen gequenchet werden. Teilweise war dieses Verhalten auch im Experiment zu beobachten. In hier dargestelltem Referenzexperiment erfolgt die Abkühlung in der zweiten Phase aber überwiegend durch ein Ansteigen des Wasserpools und weniger durch eine radiale

Ausbreitung der Strömungspfade. Grundsätzlich kann aber festgehalten werden, dass auch das komplexe Strömungsverhalten beim Top-Flooding in der Simulation grundsätzlich gut wiedergegeben wird.

Insgesamt wurden sechs Experimente für verschiedene Systemdrücke sowohl für Top- als auch für Bottom-Flooding nachgerechnet. Ein Vergleich der absoluten Quenchzeiten ist in Tabelle 4.8 dargestellt. Es zeigt sich eine durchweg akzeptable Übereinstimmung der Quenchzeiten. Grundsätzlich aber scheint die Quenchzeit in der Simulation beim Bottom-Flooding eher unterschätzt und beim Top-Flooding eher überschätzt zu werden.

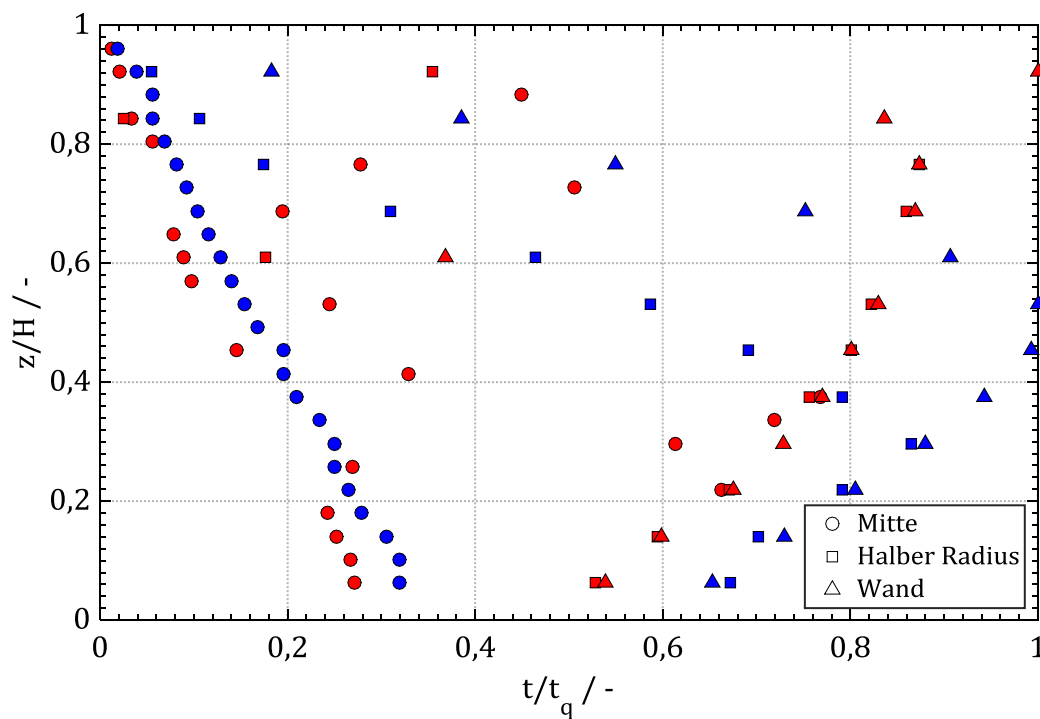


Abbildung 4.51: Vergleich der Quenchfrontausbreitung zwischen Experiment (rot) und MEWA-Simulation (blau) für Zylinder (Bett H1), $p_{\text{sys}} = 0,3 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500 \text{ °C}$, Top-Flooding

Tabelle 4.8: Vergleich der Quenchzeiten im Experiment und in der MEWA-Simulation

	Bottom-Flooding			Top-Flooding		
$p_{\text{sys}} / \text{MPa}$	0,1	0,3	0,5	0,1	0,3	0,5
t_q (Experiment) / s	542	296	220	793	533	463
t_q (MEWA) / s	460	262	200	890	591	454
$\frac{t_q(\text{MEWA}) - t_q(\text{Experiment})}{t_q(\text{Experiment})} / \%$	-15,1	-11,5	-9,9	12,2	10,9	-1,9

5 Zusammenfassung

In Folge eines schweren Störfalls in einem Kernkraftwerk kann der Reaktorkern auf Grund unzureichender Abfuhr der Nachzerfallswärme schmelzen und in verschiedenen Stadien des Störfalls durch Kontakt mit Wasser zu einer Partikelschüttung erstarren. Die langfristige Kühlbarkeit einer solchen Schüttung ist in der Reaktorsicherheitstechnik von entscheidender Bedeutung, um etwa ein Versagen des Reaktordruckbehälters zu verhindern.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden an der bestehenden DEBRIS-Versuchsanlage systematische, experimentelle Versuchsreihen zum Sieden und Ausdampfen (bis zum Dryout) von mit Wasser gefluteten Partikelschüttbetten unter Sättigungsbedingungen sowie Flutexperimente überhitzter, trockener Schüttungen durchgeführt. Sowohl die Strömungs- und Schüttungskonfiguration als auch die Schüttungspartikel selber wiesen hierbei einen prototypischen Charakter auf. Die DEBRIS-Versuchsanlage wurde dazu auf Grund der gesteigerten experimentellen Anforderungen umfassend modifiziert und erweitert. Abschließende Simulationsrechnungen wurden durchgeführt, um die Anwendbarkeit bestehender Modellansätze zu überprüfen und mögliche Defizite aufzuzeigen.

Siede- und Dryout-Experimente für verschiedene Kühlwasser-Zuströmbedingungen

Um den Einfluss der Kühlwasserzuströmung auf die Kühlbarkeit der Schüttung zu untersuchen, wurden zunächst stationäre Siedeversuche für verschiedene Zuströmkonfigurationen, Systemdrücke und Dampfmassenströme durchgeführt. Anschließend wurde ein Zusammenhang zwischen den gemessenen Druckgradienten und den Wasser- und Wasserdampfmassenströmen hergestellt und in einem Druckgradientenfeld visualisiert. Durch einen direkten Vergleich der Druckgradienten verschiedener Strömungskonfigurationen oder unter Verwendung dieser Druckgradientenfelder sind zumindest qualitative Rückschlüsse auf den Wassermassenstrom möglich, wenn dieser auf Grund fehlender Zugänglichkeit etwa bei den Downcomer-Varianten nicht gemessen werden kann. Durch eine schrittweise Steigerung der Heizleistung konnte in anschließenden Dryout-Versuchen die maximal abführbare Wärmestromdichte (DHF) einschließlich der Dryout-Position bestimmt und der Einfluss der Zuströmung auf die Kühlbarkeit quantifiziert werden.

Die Siedeversuche ohne Wassereinspeisung am Schüttbettboden (Top-Flooding) zeigen zunächst im Bereich geringer Dampfmassenströme einen Abfall des gemessenen Druckgradienten unter den Druckgradienten der hydrostatischen Wassersäule, der mit zunehmender Dampferrohrgeschwindigkeit J_g wieder ansteigt. Dieser typische Druckver-

lauf ergibt sich aus den unterschiedlichen Dominanzbereichen der Interphasen- bzw. Partikelreibung; für geringe J_g überwiegt die Interphasenreibung, für größere J_g nimmt der Einfluss der Interphasenreibung ab und der Einfluss der Fluid/Partikel-Reibung zu. Bei steigendem Systemdruck ist dieser typische S-förmige Verlauf auf Grund der zunehmenden Dampfdichte allerdings weniger stark ausgeprägt. Im Fall einer Wassereinspeisung am Schüttbettboden, sei es durch eine fest vorgegebene Zwangseinspeisung oder gravitationsgetrieben durch die Installation eines Downcomers, befinden sich Wasser und Wasserdampf im Gleichstrom. Der Einfluss der Interphasenreibung ist dadurch geringer und der Einfluss der Fluid/Partikel-Reibung größer.

Ein Vergleich der Druckgradientenverläufe für verschiedene Strömungskonfigurationen und die Auswertung der Druckgradientenfelder ergab, dass der Wassermassenstrom in einem zentral in der Schüttung befindlichen Downcomer geringer ausfällt als bei einem Downcomer, der die Schüttung ringförmig umgibt. Der ringförmige Downcomer wiederum ermöglicht einen ähnlich großen Wassermassenstrom wie beim Bottom-Flooding mit Naturumlauf. Die unterschiedlichen Wassermassenströme lassen sich im Wesentlichen durch unterschiedliche Strömungsquerschnitte und Reibungswiderstände der Downcomer begründen. Außerdem ist zu erkennen, dass die Kühlwasserversorgung unter bestimmten Bedingungen nicht ausschließlich von unten, sondern auch von oben erfolgen kann. Die gemessenen Druckgradienten bei perforiertem internem und ringförmigem Downcomer waren auffallend gering. Ursächlich hierfür kann eine zunehmend mehrdimensionale Strömung sein, die die Interphasenreibung verstärkt.

Wird die zugeführte Heizleistung kontinuierlich gesteigert, kommt es trotz Kühlwasserzufuhr zu einem Dryout der Schüttung (lokale Überhitzung/Austrocknung). Dieses Austrocknen ist durch einen lokal begrenzten und untersuchungsfallabhängig ortsveränderlichen, schnellen Temperaturanstieg weit über die Sättigungstemperatur hinaus gekennzeichnet. Mit steigendem Systemdruck nimmt der DHF auf Grund der höheren Dampfdichte zu. Im Vorfeld einer beginnenden Schüttbettüberhitzung ist im Fall des Top-Floodings i. d. R. ein signifikanter Druckabfall in der Schüttung zu beobachten, der durch ein kontinuierliches Austrocknen der Schüttung von oben nach unten zu begründen ist. Übersteigt die zugeführte Heizleistung den DHF nur leicht, ist ein erster Temperaturanstieg im unteren Bereich der Schüttung zu finden. Wird eine Heizleistung deutlich oberhalb des DHF zugeführt, kommt es bereits sehr schnell zu einem Temperaturanstieg im oberen Schüttungsbereich. Bei überwiegender Kühlwasserzufuhr von unten ist der Dryout im oberen Schüttungsbereich lokalisiert. Er tritt auf, wenn die zugeführte Wassermenge nicht ausreicht, die verdampfte Wassermenge zu ersetzen. Bei den verschiedenen Downcomer-Konfigurationen konnten zum Teil unterschiedliche Dryout-Positionen beobachtet werden, die Rückschlüsse auf die Wasserzufuhr erlauben.

Hierbei zeigte sich, dass die Position des Dryouts maßgeblich von der Porosität der Schüttung abhängt. Bei einer Schüttung geringer Porosität tritt der Dryout stets im oberen Bereich der Schüttung auf, die Wasserzuströmung erfolgt demnach fast ausschließlich über den Schüttbettboden. Bei höherer Porosität kann der Dryout insbesondere bei den perforierten Downcomern weiter unten auftreten. Die Strömung ähnelt demnach eher dem Top-Flooding. Diese Beobachtung stimmt mit den zuvor beschriebenen Messungen der Druckgradienten der Siederversuche überein.

Die geringsten DHFs wurden für Top-Flooding ermittelt, da sich hier Wasser und Wasserdampf im Gegenstrom befinden. Für den internen Downcomer und besonders für den ringförmigen Downcomer ist die Kühlbarkeit um 6 – 138 % bzw. 27 – 147 % erhöht. Auf Grund des großen Strömungsquerschnitts des Naturumlaufs lagen die DHFs beim Bottom-Flooding mit Naturumlauf sogar um bis zu 198 % über denen beim Top-Flooding. Die Kühlbarkeit bei Verwendung der perforierten Downcomer fällt um bis zu 42 % geringer aus als für die jeweilige nicht perforierte Variante. Der Grund ist, dass der aufsteigende Dampf in den Downcomer eindringt und dadurch das Kühlwasser im Strömungsquerschnitt des Downcomers verdrängt, was zu einer reduzierten Kühlbarkeit gegenüber einem nicht perforierten Downcomer führt, aber dennoch die Kühlbarkeit gegenüber Top-Flooding um bis zu 61 % verbessert. Der Einfluss eines Downcomers auf die Kühlbarkeit der Schüttung nimmt mit zunehmender Schüttungsporosität ab, da die Kühlbarkeit durch die hohe Porosität bereits deutlich gesteigert wird und dadurch die zusätzliche Steigerung der Kühlbarkeit durch einen Downcomer vergleichsweise gering ist.

Siede- und Dryout-Experimente inhomogener Schüttbettkonfigurationen

Im Fall der inhomogenen Schüttbettkonfigurationen wurden ebenfalls sowohl Siede- als auch Dryout-Versuche durchgeführt. Im Fall der axialen Schichtungen wurde der Einfluss einer vergleichsweise dünnen Schicht geringer Permeabilität oberhalb einer Schicht hoher Permeabilität auf die Kühlbarkeit untersucht. Die Druckmessungen in den Siederversuchen zeigten zunächst, dass die Schicht geringer Permeabilität überproportional zum Druckabfall in der Schüttung beiträgt. Bereits mit einem Anteil von 4 % an der gesamten Schüttbetthöhe reduziert sich die Kühlbarkeit gegenüber einer homogenen Schüttung hoher Permeabilität um 53 – 57 %. Mit einem Anteil von 20 % an der Gesamtbetthöhe wird die Kühlbarkeit der Schüttung sogar um 65 – 69 % auf ein Maß reduziert, welches kaum höher ausfällt als bei einem homogenen Bett mit geringer Permeabilität. Das azimuthal geschichtete Schüttbett zeigte gegenüber dem radial geschichteten Bett eine bessere Kühlbarkeit, obwohl zumindest im oberen Bereich der Schüttungsquerschnitt zu gleichen Teilen durch Partikel geringer und hoher Permeabilität belegt

ist. Simulationen von Hartmann et al. [36] konnten in diesem Zusammenhang zeigen, dass für die azimutale Schichtung das Wasser im Wesentlichen in der Schicht geringer Porosität nach unten in das Schüttbett vordringt während der Dampf in der Schicht hoher Porosität aufsteigt. Bei radial geschichtetem Bett erstreckt sich der Bereich geringer Porosität nicht über die gesamte Schüttbetthöhe, sondern wird durch eine Schicht hoher Porosität abgelöst, in der im Wesentlichen der Dampf aufwärts, dem eindringenden Wasser entgegengesetzt strömt.

Effektive und äquivalente Partikeldurchmesser

Getrieben durch den Wunsch die Partikelgeometrie und Partikelgrößenverteilung einer Schüttung durch einen analytisch zu berechnenden äquivalenten Partikeldurchmesser auszudrücken wurden für verschiedene sowohl mono- als auch polydisperse Schüttungen mögliche äquivalente Partikeldurchmesser auf Basis der Partikelgeometrie bzw. der Partikelgrößenverteilung berechnet und diese mit den effektiven Partikeldurchmessern verglichen, die durch einen Vergleich experimenteller Daten mit Modellen ermittelt wurden. In diesem Zusammenhang wurden zum einen die gemessenen Druckgradienten bei einphasiger Wasserdurchströmung verwendet und diese mit der Ergun-Gleichung verglichen und zum anderen die experimentell ermittelten DHFs mit dem Model von Reed verglichen. Bei Verwendung des Produkts aus Sauter-Durchmesser und Formfaktor für monodisperse Schüttungen und des oberflächengemittelten Partikeldurchmesser für polydisperse Schüttungen zeigt sich die beste Übereinstimmung experimentell ermittelter und berechneter Daten. Diese Beobachtung ist in guter Übereinstimmung mit der Literatur. Es ist festzuhalten, dass demnach sowohl bei einphasiger als auch bei zweiphasiger Durchströmung der gleiche Partikeldurchmesser verwendet werden kann. Dieser lässt sich bei bekannter Partikelgeometrie und Partikelgrößenverteilung problemlos berechnen.

Flutexperimente

In den Flutexperimenten konnte erstmals systematisch das Abkühlverhalten einer trockenen, überhitzten Schüttung unter erhöhtem Systemdruck untersucht werden. Als Schüttbetinventar wurden sowohl zylindrische Partikel (Bett H1) als auch unregelmäßig geformte Partikel aus den PREMIX-Experimenten verwendet. Das anfängliche mittlere Temperaturniveau der Schüttung lag in einem Bereich von 300 – 700 °C und die Wasserzuströmung erfolgte gravitationsgetrieben wahlweise von unten über eine hydrostatische Wassersäule (Bottom-Flooding) oder von oben über eine Wasservorlage (Top-Flooding).

Im Fall des Bottom-Floodings war ein eindimensionales Fluten der Schüttung von unten nach oben zu beobachten. Die Wassereinspeiserate stellte sich auf Grund der treibenden Druckdifferenz der hydrostatischen Wassersäule und im Wesentlichen der Reibungsverluste der Dampfphase in der Schüttung automatisch ein. Bei erhöhtem Systemdruck erhöht sich die Dampfdichte und die Dampfreibung wird auf Grund einer gleichzeitig abnehmenden Dampfgeschwindigkeit verringert. In der Folge erhöht sich die Wassereinspeiserate und die Quenchzeit, die als charakteristisches Maß für die Kühlbarkeit der Schüttung herangezogen wurde, wird verringert. Wird der Systemdruck von 0,1 auf 0,3 bzw. 0,5 MPa gesteigert, reduziert sich die Quenchzeit im Fall der zylindrischen Partikel (Bett H1) um 39 bzw. 52 % und um 41 bzw. 52 % für die PREMIX-Partikel (Bett H4).

Im Fall des Top-Floodings zeigte sich ein komplexerer Verlauf der Quenchfront. Zunächst dringt das Wasser strahlenförmig von oben nach unten in die Schüttung ein und kühlt dabei in einer ersten Phase bereits einige Bereiche der Schüttung bis auf Sättigungstemperatur ab. In der Folge bildet sich im unteren Bereich der Schüttung ein Wasserpool, der durch die Strömungspfade in der Schüttung versorgt wird und in einer zweiten Phase ansteigt. Die noch verbliebenen heißen Schüttungsareale werden daraufhin ebenfalls bis auf Sättigungstemperatur abgekühlt. Beim Top-Flooding befinden sich das in die Schüttung eindringende Wasser und der aufsteigende Dampf im Gegenstrom. Die Wasserzufuhr ist daher durch die Gegenstrombegrenzung limitiert. Die abgeführten Wärmestromdichten in den Flutversuchen sind in guter Übereinstimmung mit den DHFs, die in den Dryout-Versuchen bestimmt wurden. Wird der Systemdruck von 0,1 auf 0,3 bzw. 0,5 MPa gesteigert, reduziert sich die Quenchzeit der zylindrischen Partikel um 33 bzw. 34 %, die Quenchzeit der PREMIX-Partikel um 34 bzw. 39 %.

In den Untersuchungen zeigte sich, dass die Quenchzeit sowohl für Top- als auch für Bottom-Flooding näherungsweise linear mit der anfänglichen Schüttungsüberhitzung zunimmt. Die Quenchzeiten beim Bottom-Flooding sind auf Grund der Gleichströmung von Wasser und Wasserdampf um 34 - 53 % (Zylinder, Bett H1) bzw. 25 - 41 % (PREMIX, Bett H4) geringer als beim Top-Flooding, wo sich zuströmendes Wasser und abströmender Wasserdampf im Gegenstrom befinden.

Modellrechnungen

Um die Anwendbarkeit existierender Modellansätze und Simulationscodes zu überprüfen, wurden die experimentell bestimmten Druckgradientenverläufe zunächst direkt mit verschiedenen Modellen verglichen. Anschließend wurden Simulationsrechnungen mit dem Code MEWA-2D bzw. MEWA-3D durchgeführt. Für die Berechnung der Reibung in der Schüttung wurde hierbei das modifizierte Tung & Dhir-Modell von Rahman ausgewählt. In MEWA-2D wurden die verschiedenen Kühlwasser-Zuströmbedingungen mo-

delliert und die DHFs mit denen des Experiments verglichen. Ausgewählte Flutexperimente wurden mit MEWA-3D bei verschiedenen Systemdrücken simuliert und die Quenchzeiten mit denen des Experiments verglichen.

Der Vergleich der experimentell bestimmten Druckgradientenverläufe mit den Reibungsmodellen zeigt, dass nur Modelle mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung den Druckgradientenverlauf qualitativ richtig wiedergeben können. Aber auch das Modell von Tung & Dhir und die modifizierten Versionen von Schmidt und Rahman, die die Interphasenreibung explizit berücksichtigen, können den Druckgradientenverlauf nicht unter allen Bedingungen korrekt wiedergeben. Es zeigte sich hierbei ein uneinheitliches Bild. Während die Modelle den Druckgradientenverlauf bei Wassereinspeisung von unten insbesondere bei hohen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten durchweg gut wiedergeben können, kann beim Top-Flooding keines der Modelle den Druckgradientenverlauf korrekt wiedergeben. Das ist im Wesentlichen auf den Einfluss der Interphasenreibung zurückzuführen, die in den Modellen nicht korrekt berücksichtigt wird.

Für Nachrechnungen der Dryout-Experimente für verschiedene Kühlwasser-Zuströmbedingungen wurde der Simulationscode MEWA-2D verwendet. Der Vergleich der in der Simulation und im Experiment ermittelten DHFs zeigt eine akzeptable Übereinstimmung. Neben den Reibungsmodellen spielt in MEWA auch die Modellierung der verschiedenen Downcomer-Konfigurationen eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Abweichungen zwischen Simulation und Experiment sind somit nicht nur auf die Reibungsformulierungen, sondern auch auf die Modellierung der Downcomer zurückzuführen. Die Flutexperimente wurden mit MEWA-3D sowohl für Top- als auch für Bottom-Flooding bei verschiedenen Systemdrücken nachgerechnet. Der Vergleich der Quenchzeiten der Simulation und des Experiments zeigt eine durchweg gute Übereinstimmung.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Simulationscode MEWA geeignet ist, sowohl das Dryout-Verhalten als auch Flutvorgänge heißer, trockener Schüttungen zu berechnen. Die implementierten Reibungsformulierungen können die Druckgradienten allerdings nicht unter allen Bedingungen korrekt wiedergeben. Als besonders vielversprechend hat sich das modifizierte Tung & Dhir-Modell von Rahman herausgestellt. Dieses Modell wurde durch Rahman überwiegend für die Berechnung des DHFs und die Ausbreitung der Quenchfront validiert und zeigte im Rahmen dieser Arbeit auch in diesen Untersuchungspunkten die beste Übereinstimmung. Die Vorhersage der Druckgradienten insbesondere beim Top-Flooding sollte allerdings verbessert werden. Ein möglicher Ansatzpunkt betrifft die Modellierung der Interphasenreibung im Bereich der Blasen- und Pfropfenströmung. Die im Rahmen dieser Arbeit generierten Versuchsdaten können für die weiteren Modellentwicklung eine wertvolle Datenbasis darstellen.

Literaturverzeichnis

- [1] *International Atomic Energy Agency*: Nuclear power reactors in the world, International Atomic Energy Agency, IAEA-RDS-2/36, Wien, 2016.
- [2] *U. S. Nuclear Regulatory Commission*: Backgrounder on the Three Mile Island accident, 2013.
- [3] *U. S. Nuclear Regulatory Commission*: Three Mile Island accident of 1979 knowledge management digest, NUREG/KM-0001, 2012.
- [4] *Wolf J. R., Rempe J. L., Stickler L. A., Korth G. E., et al.*: TMI-2 vessel investigation project integration report, Idaho National Engineering Laboratory, NUREG/CR-6197, TMI V(93)EG10, EGG-2734, 1994.
- [5] *Laufs P.*: Reaktorsicherheit für Leistungskernkraftwerke, Die Entwicklung im politischen und technischen Umfeld der Bundesrepublik Deutschland, Springer Vieweg, Berlin, 2013.
- [6] *Büttner U.*: Fukushima Daiichi, 11. März 2011, Unfallablauf, radiologische Folgen, Gesellschaft für Anlagen und Reaktorsicherheit, GRS-S-51, 2012.
- [7] *International Atomic Energy Agency*: Defence in Depth in Nuclear Safety, International Atomic Energy Agency, 75-INSAG-10, Wien, 1996.
- [8] *Jacquemain D.*: Nuclear power reactor core melt accidents, State of knowledge, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Fontenay-aux-Roses, Frankreich, 2015.
- [9] *An S. M., Song J. H., Kim J.-Y., Kim H., Naitoh M.*: Experimental investigation on molten pool representing corium composition at Fukushima Daiichi nuclear power plant, *Journal of Nuclear Materials*, 478, S. 164-171, 2016.
- [10] *Hofmann G.*: On the location and mechanisms of dryout in top-fed and bottom-fed particulate beds, *Nuclear Technology*, 65, S. 36-45, 1984.
- [11] *Schulz T. L.*: Westinghouse AP1000 advanced passive plant, *Nuclear Engineering and Design*, 236, S. 1547-1557, 2006.
- [12] *Fischer M.*: The severe accident mitigation concept and the design measures for core melt retention of the European Pressurized Reactor (EPR), *Nuclear Engineering and Design*, 230, S. 169-180, 2004.
- [13] *Sehgal B. R.*: Nuclear safety in light water reactors, Severe accident phenomenology, Elsevier/Academic Press, Amsterdam, Boston, 2012.
- [14] *Alsmeyer, H., Tromm, W.*: The COMET concept for cooling core melts: Evaluation of the experimental studies and use in the EPR, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6186, 1999.
- [15] *Rhodes M.*: Introduction to particle technology, John Wiley & Sons Ltd, Chichester, UK, 2008.

-
- [16] *Ergun S.*: Fluid flow through packed columns, *Chemical Engineering Progress*, 48, S. 89-94, 1952.
- [17] *Macdonald I. F., El-Sayed M. S., Mow K., Dullien, F. A. L.*: Flow through porous media-the Ergun equation revisited, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 18, S. 199-208, 1979.
- [18] *Lasseux D., Abbasian Arani, A. A., Ahmadi A.*: On the stationary macroscopic inertial effects for one phase flow in ordered and disordered porous media, *Physics of Fluids*, 23, S. 73-103, 2011.
- [19] *Yazdchi K., Luding S.*: Towards unified drag laws for inertial flow through fibrous materials, *Chemical Engineering Journal*, 207-208, S. 35-48, 2012.
- [20] *Clavier R., Chikhi N., Fichot F., Quintard M.*: Experimental investigation on single-phase pressure losses in nuclear debris beds, Identification of flow regimes and effective diameter, *Nuclear Engineering and Design*, 292, S. 222-236, 2015.
- [21] *Ozahi E., Gundogdu M. Y., Carpinlioglu M. Ö.*: A modification on Ergun's correlation for use in cylindrical packed beds with non-spherical particles, *Advanced Powder Technology*, 19, S. 369-381, 2008.
- [22] *Lipinski R. J.*: A model for boiling and dryout in particle beds, Sandia National Laboratories, NUREG/CR-2646, SAND82-0765, 1982.
- [23] *Reed A. W.*: The effect of channeling on the dryout of heated particulated beds immersed in a liquid pool, PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1982.
- [24] *Lipinski R. J.*: A coolability model for postaccident nuclear reactor debris, *Nuclear Technology*, 65, S. 53-66, 1984.
- [25] *Hu K., Theofanous T. G.*: On the measurement and mechanism of dryout in volumetrically heated coarse particle beds, *Int. Journal of Multiphase Flow*, 17, S. 519-532, 1991.
- [26] *Schäfer P.*: Experimentelle Untersuchungen zur Kühlbarkeit volumetrisch beheizter Schüttbetten, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 5-256, 2005.
- [27] *Schulenberg T., Müller U.*: Zweiphasenströmung in Kugelschüttungen, Institut für Reaktorbauelemente, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 3682, 1984.
- [28] *Tung V. X., Dhir V. K.*: A hydrodynamic model for two-phase flow through porous media, *Int. Journal of Multiphase Flow*, 14, S. 47-65, 1988.
- [29] *Schmidt W.*: Influence of multidimensionality and interfacial friction on the coolability of fragmented corium, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 2-149, 2004.

-
- [30] *Rahman S.*: Coolability of corium debris under severe accident conditions in light water reactors, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 2-155, 2013.
- [31] *Chatelard P., Reinke N., Arndt S., Belon S., Cantrel L., Carenini L., Chevalier-Jabet K., Cousin F., Eckel J., Jacq F., Marchetto C., Mun C., Piar L.*: ASTEC V2 severe accident integral code main features, current V2.0 modelling status, perspectives, Nuclear Engineering and Design, 272, S. 119-135, 2014.
- [32] *Trambauer, K., Austregesilo, H., Bals, C., Cester, F., Deitenbeck, H., Klein-Heßling, W., Lerchl, G., Müller, C., Papukchiev, A., Schubert, J.-D.*: Weiterentwicklung ATHLET / ATHLET-CD, Gesellschaft für Anlagen und Reaktorsicherheit, GRS-A-3461, 2009.
- [33] *Buck M., Bürger M., Rahman S., Pohlner G.*: Validation of the MEWA model for quenching of a severely damaged reactor core, Joint OECD/NEA EC/SARNET2 Workshop on In-Vessel Coolability, Paris, Frankreich, 12.-14. Oktober, S. 337-372, 2009.
- [34] *Pohlner G., Vujic Z., Bürger M., Lohnert G.*: Simulation of melt jet breakup and debris bed formation in water pools with IKEJET/IKEMIX, Nuclear Engineering and Design, 236, S. 2026-2048, 2006.
- [35] *Hartmann A., Buck M., Starflinger J.*: Validation and application of the MEWA 3D code for the investigation of multidimensional effects on debris coolability, 10th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-10), Okinawa, Japan, 14.-18. Dezember, 2014.
- [36] *Hartmann A., Buck M., Starflinger J.*: Three-dimensional analysis on the coolability of inhomogeneous debris bed with the code MEWA 3D, Int. Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2016), San Francisco, USA, 17.-20. April, 2016.
- [37] *Hilali W., Buck M., Starflinger J.*: Modeling of debris bed formation by particles deposition and relocation during severe accidents in light water reactors, 11th Int. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-11), Gyeongju, Korea, 9.-13. Oktober, 2016.
- [38] *Magallon D.*: Characteristics of corium debris bed generated in large-scale fuel-coolant interaction experiments, Nuclear Engineering and Design, 236, S. 1998-2009, 2006.
- [39] *Spencer B. W., Wang K., Blomquist C. A., McUmbert L. M., Schneider J. P.*: Fragmentation and quench behavior of corium melt streams in water, Argonne National Laboratory, NUREG/CR-6133, ANL-93/32, 1994.
- [40] *Kaiser A., Schütz W., Will H.*: PREMIX experiments PM12-PM18 to investigate the mixing of a hot melt with water, Institut für Reaktorsicherheit, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA-6380, 2001.

-
- [41] *Rashid M., Kulenovic R., Laurien E.*: Experimental results on the coolability of a debris bed with down comer configurations, *Nuclear Engineering and Design*, 249, S. 104-110, 2012.
- [42] *Karbojian A., Ma W. M., Kudinov P., Dinh T.*: A scoping study of debris bed formation in the DEFOR test facility, *Nuclear Engineering and Design*, 239, S. 1653-1659, 2009.
- [43] *Atkhen K., Berthoud G.*: SILFIDE experiment: Coolability in a volumetrically heated debris bed, *Nuclear Engineering and Design*, 236, S. 2126-2134, 2006.
- [44] *Thakre S., Li L., Ma W.*: An experimental study on coolability of a particulate bed with radial stratification or triangular shape, *Nuclear Engineering and Design*, 276, S. 54-63, 2014.
- [45] *Thakre S., Ma W.*: An experimental study on the coolability of stratified debris beds, *Int. Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2014)*, Charlotte, USA, 6.-9. April, 2014.
- [46] *Lindholm I., Holmström S., Miettinen J., Lestinen V., Hyvärinen J., Pankakoski P., Sjövall H.*: Dryout heat flux experiments with deep heterogeneous particle bed, *Nuclear Engineering and Design*, 236, S. 2060-2074, 2006.
- [47] *Takasuo E., Holmström S., Kinnunen T., Pankakoski P. H., Hosio E., Lindholm I.*: The effect of lateral flooding on the coolability of irregular core debris beds, *Nuclear Engineering and Design*, 241, S. 1196-1205, 2011.
- [48] *Takasuo E., Holmström S., Kinnunen T., Pankakoski P. H.*: The COOLOCE experiments investigating the dryout power in debris beds of heap-like and cylindrical geometries, *Nuclear Engineering and Design*, 250, S. 687-700, 2012.
- [49] *Takasuo E.*: An experimental study of the coolability of debris beds with geometry variations, *Annals of Nuclear Energy*, 92, S. 251-261, 2016.
- [50] *Schäfer P., Lohnert G.*: Boiling experiments for the validation of dryout models used in reactor safety, *13th Int. Conference on Nuclear Engineering (ICONE13)*, Peking, China, 16.-20. Mai, 2005.
- [51] *Schäfer P., Kulenovic R.*: Validation of models for two-phase pressure drop in porous media with volumetric heat sources, *4th Int. Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels (ICNMM2006)*, Limerick, Irland, 19.-21. Juni, 2006.
- [52] *Schäfer P., Groll M., Kulenovic R.*: Basic investigations on debris cooling, *Nuclear Engineering and Design*, 236, S. 2104-2116, 2006.
- [53] *Rashid M., Kulenovic R., Laurien E., Nayak A.*: Experimental results on the coolability of a debris bed with multidimensional cooling effects, *Nuclear Engineering and Design*, 241, S. 4537-4543, 2011.

-
- [54] *Ginsberg T., Klein J., Schwarz C. E., Klages J., Chen J. C.*: Transient core-debris bed heat-removal experiments and analysis, Int. Meeting on Thermal Nuclear Reactor Safety, Chicago, USA, 29. August - 2. September, S. 996-1010, 1982.
- [55] *Cho, D. H., Armstrong, D. R., Bova, L., Chan, S. H., Thomas, G. R.*: Debris bed quenching studies, Int. Meeting on Thermal Nuclear Reactor Safety, Chicago, USA, 29. August - 2. September, S. 987-995, 1982.
- [56] *Tung V. X., Dhir V. K.*: Quenching of debris beds having variable permeability in the axial and radial directions, Nuclear Engineering and Design, 99, S. 275-284, 1987.
- [57] *Nayak A. K., Sehgal B. R., Stepanyan A. V.*: An experimental study on quenching of a radially stratified heated porous bed, Nuclear Engineering and Design, 236, S. 2189-2198, 2006.
- [58] *Repetto G., Garcin T., Eymery S., Fichot F.*: Experimental program on debris reflooding (PEARL) – Results on PRELUDE facility, Nuclear Engineering and Design, 264, S. 176-186, 2013.
- [59] *Repetto G., Chikhi N., Fichot F.*: Main outcomes on debris bed cooling from PRELUDE experiments, 6th European Review Meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2013), Avignon, Frankreich, 2.-4. Oktober, 2013.
- [60] *Chikhi N., Garcin T., Foubert F., March P., Fichot F.*: First experimental results of large scale debris bed reflood tests in the PEARL facility, 16th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-16), Chicago, USA, 30. August - 4. September, 2015.
- [61] *Schäfer P., Groll M.*: Coolability of superheated particle beds: Top and bottom flooding, 6th Int. Symposium on Heat Transfer (ISHT6), Peking, China, 15.-19. Juni, 2004.
- [62] *Rashid M., Rahman S., Kulenovic R., Bürger M., Laurien E.*: Quenching experiments: Coolability of debris bed, Nuclear Technology, 181, S. 208-215, 2013.
- [63] *Rashid M.*: Coolability of volumetrically heated particle beds, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, in Vorbereitung.
- [64] *Leininger S., Kulenovic R., Rahman S., Repetto G., Laurien E.*: Experimental investigation on reflooding of debris beds, Annals of Nuclear Energy, 74, S. 42-49, 2014.
- [65] *Li L. X., Ma W. M.*: Experimental characterization of the effective particle diameter of a particulate bed packed with multi-diameter spheres, Nuclear Engineering and Design, 241, S. 1736-1745, 2011.
- [66] *Li L. X., Ma W. M.*: Experimental study on the effective particle diameter of a packed bed with non-spherical particles, Transport in Porous Media, 89, S. 35-48, 2011.

- [67] *Park J. H., Lee M., Kim E., Park H. S.*: Particle Morphology Effect on Frictional Pressure Drops of Single-Phase Water/Air in the Single-Size, Int. Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2016), San Francisco, USA, 17.-20. April, 2016.
- [68] *Park J. H., Lee M., Kim E., Park H. S.*: Effect of Particle Shape on Pressure Gradients of Water/Air Two-Phase Flow in the Particulate Beds for Ex-Vessel Coolability, Int. Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2016), San Francisco, USA, 17.-20. April, 2016.
- [69] *Klein-Heßling W., Sonnenkalb M., Jacquemain D., Clément B., Raimond E., Dimmelmeier H., Azarian G., Ducros G., Journeau C., Herranz Puebla L. E., Schumm A., Miassoedov A., Kljenak I., Pascal G., Bechta S., Güntay S., Koch M. K., Ivanov I., Auvinen A., Lindholm I.*: Conclusions on severe accident research priorities, *Annals of Nuclear Energy*, 74, S. 4-11, 2014.
- [70] *Ma W. M., Dinh T. N.*: The effects of debris bed's prototypical characteristics on corium coolability in a LWR severe accident, *Nuclear Engineering and Design*, 240, S. 598-608, 2010.
- [71] *Leininger S., Hartmann A., Kulenovic R.*: Experimentelle Untersuchungen zu Kühlbarkeit und Fluten prototypischer Schüttbett-Konfigurationen - Phase I: Siede- und Dryoutexperimente, Abschlussbericht zum BMWi-Vorhaben FKZ 1501466, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 5-267, 2016.
- [72] *Schäfer P., Steiner D., Groll M., Kulenovic R., Schmidt W., Bürger M., Widmann W.*: Wechselwirkung Debris/RDB-Wand: Analytische und experimentelle Untersuchung zur Kühlbarkeit und Rückhaltung verlagerten Kernmaterial (Debris) im unteren RDB-Plenum eines RDB, Abschlussbericht zum BMWi-Vorhaben FKZ 1501011, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 5TB-1751-03, 2003.
- [73] *Kulenovic R., Rashid M., Schäfer P., Rahman S., Bürger M., Buck M.*: Kühlbarkeit von volumetrisch geheizten Debris-Betten, Abschlussbericht zum BMWi-Vorhaben FKZ 1501312, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 5-264, 2013.
- [74] *Leininger S., Kulenovic R., Laurien E.*: Experimental investigations on the coolability of stratified debris beds consisting of prototypical Particles, 10th Int. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-10), Okinawa, Japan, 14.-18. Dezember, 2014.
- [75] *Leininger S., Kulenovic R., Laurien E.*: Experimental investigations on the coolability of stratified debris beds, 7th European Review Meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2015), Marseille, Frankreich, 24.-26. März, 2015.

-
- [76] *Leininger S., Kulenovic R., Laurien E.*: Experimental investigations on the coolability of debris beds under variation of inflow conditions, 16th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-16), Chicago, USA, 30. August - 4. September, 2015.
- [77] *Leininger S., Kulenovic R., Laurien E.*: Outline of experimental investigations on the coolability of debris beds at the DEBRIS test facility, University of Stuttgart, 47th Annual Meeting on Nuclear Technology (AMNT 2016), Hamburg, 10.-12. Mai, 2016.
- [78] *Leininger S., Kulenovic R., Laurien E.*: Experiments on the dryout behavior of stratified debris beds, 46th Annual Meeting on Nuclear Technology (AMNT 2015), Berlin, 5.-7. Mai, 2015.
- [79] *Leininger S., Kulenovic R., Laurien E.*: Experiments on the dryout behavior of stratified debris beds, atw - Int. Journal for Nuclear Power, 60, S. 602-606, 2015.
- [80] *Verein Deutscher Ingenieure*: VDI-Wärmeatlas, Berechnungsunterlagen für Druckverlust, Wärme- und Stoffübertragung, Springer, Berlin, Heidelberg u.a., 2006.
- [81] *Knobelspies T.*: Experimentelle Untersuchungen zur Kühlbarkeit überhitzter Schüttbetten, Masterarbeit, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 8-D-97, 2016.
- [82] *Sirovnik K.*: Experimentelle Untersuchungen der Kühlbarkeit eines überhitzten Schüttbetts aus unregelmäßig geformten Partikeln, Bachelorarbeit, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 5D-372, 2016.
- [83] *Leininger S., Knobelspies T., Kulenovic R., Laurien E.*: First Experimental Results on Reflooding of Debris Beds at Elevated Pressure, 11th Int. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-11), Gyeongju, Korea, 9.-13. Oktober, 2016.
- [84] *Bachrata A., FICHOT F., Repetto G., Quintard M., Fleurot J.*: Quench front progression in a superheated porous medium: Experimental analysis and model development, 14th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-14), Toronto, Kanada, 25.-29. September, 2011.
- [85] *Li L. X., Ma W. M., Thakre S.*: An experimental study on pressure drop and dryout heat flux of two-phase flow in packed beds of multi-sized and irregular particles, Nuclear Engineering and Design, 242, S. 369-378, 2012.
- [86] *Li L. X., Zou X. M., Lou J. J., Li H. X., Lei X. L.*: An experimental study on flow characteristics of homogeneous and stratified debris beds, 16th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-16), Chicago, USA, 30. August - 4. September, 2015.

- [87] *Clavier R., Chikhi N., Fichot, Quintard M.*: Experimental study of single-phase pressure drops in coarse particle beds, *Nuclear Engineering and Design*, 312, S. 184-190, 2017.
- [88] *Haga, D., Niibori, Y., Chida, T.*: Tracer responses in gas-liquid, two-phase flow through porous media, *Proceedings World Geothermal Congress 2000, Kyushu - Tohoku, Japan*, 28. Mai - 10. Juni, 2000.
- [89] *Laurien E., Stürzel T., Zhou M.*: Unsteady void measurements within debris beds using high speed X-ray tomography, *Nuclear Engineering and Design*, 312, S. 277-283, 2017.

A Unsicherheitsbetrachtung der Messungen

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen unterliegen sowohl systematischen Unsicherheiten, die auf die begrenzte Genauigkeit der Messgeräte oder Versuchsgegebenheiten zurückzuführen sind, als auch statistischen Unsicherheiten etwa auf Grund veränderlicher Umgebungsbedingungen. Diese zu quantifizieren ist Aufgabe der Unsicherheitsbetrachtung. Die relevanten Ergebnisgrößen y werden hierbei oft aus mehreren Messgrößen x errechnet. Die Unsicherheit u_y einer Ergebnisgröße setzt sich additiv aus der systematischen Unsicherheit $u_{syst,y}$ und der statistischen Unsicherheit $u_{stat,y}$ zusammen.

$$u_y = |u_{syst,y}| + |u_{stat,y}| \quad (\text{A.1})$$

Systematische Unsicherheiten

Wird das Ergebnis aus mehreren voneinander unabhängigen Messgrößen berechnet, so lässt sich die systematische Unsicherheit des Ergebnisses nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnen:

$$u_{syst,y} = \sqrt{\sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial x_k} u_{x,k} \right)^2} \quad (\text{A.2})$$

Tabelle A.1 enthält hierzu die Messunsicherheiten der verwendeten Messtechnik.

Statistische Unsicherheiten

Die beste Annäherung an den Erwartungswert erhält man durch den arithmetischen Mittelwert y_m aus n Messungen.

$$y_m = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n y_k \quad (\text{A.3})$$

Zur Berechnung der Standardabweichung s_y werden die quadratischen Abweichungen der Einzelmessungen um diesen Mittelwert aufsummiert und durch die Freiheitsgrade $n - m$ (i. d. R. $m = 1$) geteilt. Üblicherweise wird ein Vertrauensintervall mit einem 95%-Vertrauensniveau ($\cong 1,96 \cdot s_y$) gebildet.

$$\frac{u_{stat,y}}{1,96} = s_y = \sqrt{\frac{1}{n - m} \sum_{k=1}^n (y_k - y_m)^2} \quad (\text{A.4})$$

Tabelle A.1: Unsicherheiten der verwendeten Messtechnik

<u>Differenzdruck</u>		
<u>Keller PD-23</u>	}	0,1 % FS
-5 ... +5 kPa		
0 ... 20 kPa		Herstellerangabe
<u>Relativdruck</u>		
<u>Keller PR-23</u>		0,1 % FS
-0.1 ... 0.5 MPa		Herstellerangabe
<u>Durchfluss</u>		
<u>Endress&Hauser Promag 50H04</u>		
0,5 % v. M. \pm 1 mm/s		Herstellerangabe
<u>Endress&Hauser Promag 50P25</u>		
0,5 % v. M. \pm 1 mm/s		Herstellerangabe
<u>Endress&Hauser Promass 80F25</u>		
\dot{m} / kg/h \geq 154: 0,35 % v. M.		Herstellerangabe
\dot{m} / kg/h $<$ 154: (0,54 / \dot{m}) x 100 % v. M.		
<u>Masse</u>		
<u>Waage</u>		
0,005 kg		Ablesegenauigkeit
<u>Temperatur</u>		
<u>Electronic Sensor Mantelthermoelement Typ N, Klasse 1</u>		
max (1,5 °C; 0,004 x T / °C)		Herstellerangabe
<u>Höhe</u>		
<u>Meterstab</u>		
5 mm		Abschätzung

A.1 Porositätsbestimmung

Die Schüttbettporosität kann indirekt durch die Messung von Hilfsgrößen auf verschiedene Arten bestimmt werden. Es kamen zunächst folgende drei Arten zur Anwendung:

- Auffüllen des Hohlraumvolumens mit Wasser

$$\varepsilon_1 = \frac{V_w}{V_{tot}} = \frac{m_w}{\rho_w V_{tot}} \quad (\text{A.5})$$

- Mit Hilfe der Gesamtpartikelmasse und der Partikeldichte

$$\varepsilon_2 = 1 - \frac{V_p}{V_{tot}} = 1 - \frac{m_p}{\rho_p V_{tot}} \quad (\text{A.6})$$

- Mit Hilfe der Gesamtpartikelmasse, Partikelgeometrie und Einzelpartikelmasse

$$\varepsilon_3 = 1 - \frac{V_p}{V_{tot}} = 1 - \frac{m_p}{\rho_p V_{tot}} = 1 - \frac{V_{ep} m_p}{V_{tot} m_{ep}} \quad (\text{A.7})$$

Hierbei wurden alle Größen als fehlerbehaftet angenommen und die systematische Unsicherheit in der Porositätsbestimmung nach Gl. A.2 berechnet. Beispielhaft für die zylindrischen Partikel (Bett H1) bei den Siede- und Dryout-Versuchen ergibt sich $\varepsilon_1 = 0,3825 \pm 0,0073$, $\varepsilon_2 = 0,3885 \pm 0,0118$ und $\varepsilon_3 = 0,3739 \pm 0,0249$. Auf Basis dieser Betrachtung wurde die Porosität für diese Schüttung und alle weiteren Schüttungen nach Gl. A.5 berechnet und die Unsicherheiten entsprechend angegeben. In einem separaten Versuch wurde die Wiederholgenauigkeit der Porositätsmessung bestimmt. Diese kann aber im Vergleich zur systematischen Unsicherheit als vernachlässigbar angesehen werden.

A.2 Heizleistung

Die Heizleistung kann nicht direkt generatorseitig gemessen werden und muss daher indirekt über Kalibriermessungen bestimmt werden. Die Heizleistung wird nach Gl. 3.3 für verschiedene Generatorstufen berechnet und mittels einer Ausgleichskurve interpoliert, die anschließend zur Angabe der Heizleistung verwendet wird. Die Unsicherheit der Stoffwerte von Wasser und Stahl aber auch die Unsicherheit in der Zeitmessung sind ebenso vernachlässigbar wie die Unsicherheit der Porosität, da $c_{p,w} \cdot \rho_w \approx c_{p,st} \cdot \rho_{st}$ gilt. Die wesentlichen Unsicherheiten in der Bestimmung der Heizleistung sind zum einen durch die Temperaturmessung und zum anderen durch die Interpolation der Messwerte bedingt. Es ergibt sich daher:

$$\Delta \dot{Q} = \Delta T \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial T} \right) + \Delta \dot{Q}_{int,m} \quad (\text{A.8})$$

Die Unsicherheit in der Temperaturdifferenzmessung $\Delta T = |\Delta T_{30^\circ\text{C}} - \Delta T_{40^\circ\text{C}}|$ wird hier mit 0,1 K angenommen, da die Messwertabweichung in dem betrachteten kleinen Temperaturbereich 30 - 40 °C durch die Differenzbildung weitestgehend kompensiert wird und die Temperaturänderung zudem aus den Messungen mehrerer Thermoelemente gemittelt wird. Die Unsicherheit der Interpolation wird durch die mittlere Abweichung der Interpolationskurve von den Messdaten im verwendeten Leistungsbereich definiert.

$$\Delta \dot{Q}_{int,m} = \frac{1}{n-k+1} \sum_k^n |\dot{Q}_{int,k} - \dot{Q}_k| \quad (\text{A.9})$$

Die Heizleistung entlang der Schüttbetthöhe ist auf Grund der Konstruktion der Induktionsspule (zweiwindiger Platteninduktor) nicht homogen (Abbildung A.1). Im oberen und im unteren Bereich der Schüttung sowie in der Schüttbettmitte ist die Heizleistung deutlich verringert, wohingegen sie etwa in der Mitte der Induktionswindungen ($z/H = 0,25$ bzw. $z/H = 0,75$) ein Maximum aufweist. Diese Heizleistungsverteilung ist unabhängig von der jeweiligen Generatorstufe. Um der inhomogenen Heizleistungsverteilung Rechnung zu tragen, werden zur Berechnung der lokalen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten die lokalen Heizleistungen herangezogen.

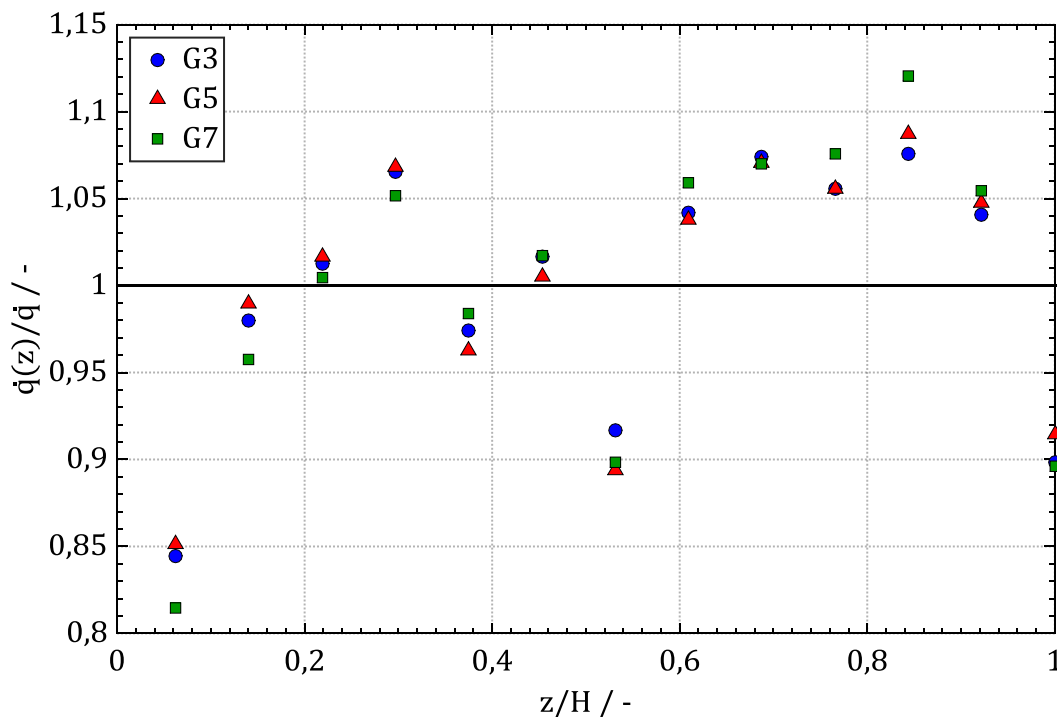


Abbildung A.1: Axiale Verteilung der Wärmestromdichte für Zylinder (Bett H1) bei verschiedenen Generatorstufen (G3, G5, G7)

A.3 Siedeexperimente

Bezüglich der Siedeexperimente ist einleitend zu erwähnen, dass die Druckmessung einer gewissen Schwankung unterliegt, die im Wesentlichen durch die thermohydraulischen Bedingungen begründet ist. Daher kommt der Aufbereitung der Daten und ihrer Darstellung eine besondere Rolle zu. Das Vorgehen lässt sich entsprechend Abbildung A.2 in vier wesentliche Schritte unterteilen:

a) Aufbereitung der Daten

Um einer möglichen Schüttbettveränderung (Setzen des Schüttbetts, Umverlagerung von Partikeln) Rechnung zu tragen, werden stets drei Messreihen bei annähernd gleichen Randbedingungen durchgeführt (unterschiedliche Symbole in Abbildung A.2 a)). Innerhalb jeder Messreihe werden verschiedene Heizleistungsstufen abgefahren (farbliche Unterscheidung in Abbildung A.2 a)). Durch die Zunahme der Dampflehrrohrgeschwindigkeit in axialer Richtung können für jede Heizleistungsstufe bis zu 6 Druckmesswerte ($dp_1 - dp_6$) aufgenommen werden, die sich mit den Druckmesswerten der weiteren Heizleistungsstufen teilweise überlagern und einen gemeinsamen Kurvenverlauf ergeben. Jeder der dargestellten Messwerte stellt zudem ein Mittel über üblicherweise 100 Zeitschritte dar, um zeitliche Schwankungen auszugleichen. Teilweise sind versuchsbedingt schlagartige, systematische Messabweichungen aufgetreten, die durch die rauen Versuchsbedingungen nicht vermeidbar sind. Als wahrscheinlichste Ursache hierfür kann eine spontane Dampfbildung in der Druckmesskammer oder in der Druckmessleitung angeführt werden. Dieser Effekt kann durch Bildung der Druckdifferenz über zwei Kontrollvolumina und somit einer Nichtberücksichtigung entsprechender Messleitung vollständig kompensiert werden.

b) Kurveninterpolation

Um bei der Vielzahl an experimentellen Messdaten trotz teilweise beträchtlicher Streuung einen klaren Kurvenverlauf erkennen zu können, wurden Trendlinien (Polynome vom Grad n) nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate in den Diagrammen eingefügt:

$$f(x) = \sum_{k=1}^n a_k x^k \quad (\text{A.10})$$

Es wurde $n = 6$ gewählt, da hierfür der Kurvenverlauf qualitativ am besten wiedergegeben wird, ohne dass es zu unerwünschten Oszillationen kommt. Die Kurve verläuft durch den Ursprung, was der Erwartung $-dp/dz - \rho_{lg} = 0$ entspricht, wenn kein Wasser zuströmt ($J_l = 0$) und kein Wärmeeintrag erfolgt ($J_g = 0$).

c) Berechnung der Unsicherheiten

Auf Basis der Interpolationskurve wird ein Vertrauensbereich mit einem Vertrauensniveau von 95 % berechnet und durch die gepunktete Linie wiedergegeben.

Zusätzlich zu den statistischen Unsicherheiten müssen systematische Unsicherheiten sowohl für die Messung des Druckgradienten $-dp/dz - \rho_l g$ als auch für die Berechnung der korrespondierenden Dampfleerohrgeschwindigkeit J_g berücksichtigt werden. Die Unsicherheit in der Messung der Druckgradienten ergibt sich aus der Messgenauigkeit der Druckaufnehmer, die umgerechnet auf die Höhe des Kontrollvolumens (100 mm, vgl. Abbildung 2.2) konstant 100 Pa/m beträgt. Die Dampfleerohrgeschwindigkeit J_g berechnet sich nach Gl. 4.1. Die Unsicherheit der berechneten Dampfleerohrgeschwindigkeit wird nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet:

$$\Delta J_g(z) = \sqrt{\left(\int_0^z \Delta \dot{Q}(z) dz \frac{\partial J_g(z)}{\partial \dot{Q}(z)}\right)^2 + \left(\Delta \dot{m} \frac{\partial J_g(z)}{\partial \dot{m}}\right)^2 + \left(\Delta c_{p,w} \frac{\partial J_g(z)}{\partial c_{p,w}}\right)^2 + \left(\Delta T_{sat} \frac{\partial J_g(z)}{\partial T_{sat}}\right)^2 + \left(\Delta T_{in} \frac{\partial J_g(z)}{\partial T_{in}}\right)^2 + \left(\Delta h_{fg} \frac{\partial J_g(z)}{\partial h_{fg}}\right)^2 + \left(\Delta \rho_g \frac{\partial J_g(z)}{\partial \rho_g}\right)^2} \quad (\text{A.11})$$

Die Unsicherheit der Heizleistungsbestimmung wurde bereits zuvor beschrieben. Die Stoffeigenschaften von Wasser können zwar in der Regel als nicht fehlerbehaftet angesehen werden, allerdings weist zum einen der Druckaufnehmer zur Überwachung des Systemdrucks nur eine begrenzte Genauigkeit auf und zum anderen wird der Systemdruck während des Versuchs manuell geregelt. Es ergibt sich hieraus eine maximale Abweichung des Systemdrucks vom Sollwert von 5 kPa. Die Abweichung des Systemdrucks wirkt sich auf die Stoffeigenschaften von Wasser, insbesondere auf die Dampfdichte aus. Es wurden daher die Änderungen der Stoffeigenschaften bei einer Änderung des Systemdrucks von ± 5 kPa berechnet und in obiger Formel als Unsicherheit verwendet. Die Unsicherheit des Massenstroms und der Eintrittstemperatur ergibt sich aus der Messgenauigkeit des jeweils verwendeten Durchflussmessgeräts bzw. Thermoelements (siehe Tabelle A.1). In dieser Betrachtung wurde statt der Größtfehlerabschätzung die quadratische Fehlerabschätzung angewandt, da davon auszugehen ist, dass die auftretenden Unsicherheiten einer Normalverteilung unterliegen und eine Größtfehlerabschätzung den tatsächlichen Fehler daher überschätzen würde. Zudem sind die Stoffwerte auf Grund ihrer Druckabhängigkeit nicht voneinander unabhängig und können sich so teilweise gegenseitig ausgleichen. Die lokale Heizleistung $\dot{Q}(z)$ berechnet sich aus der Heizleistung der einzelnen Kontrollvolumina im Integrationsgebiet vom Schüttbettboden ($z = 0$) bis zur betrachteten Position z . Durch die Integration der Heizleistung über die Schüttbetthöhe können sich die Unsicherheiten daher kompensieren.

Da die Unsicherheit der Dampfleerrohrgeschwindigkeit näherungsweise linear von der Dampfleerrohrgeschwindigkeit abhängt, wird diese linear interpoliert und ebenso wie die Unsicherheit der Differenzdruckmessung der statistischen Unsicherheit vektoriell hinzuaddiert (gestrichelte Linie).

d) Darstellung der Ergebnisse

Um eine bessere Übersichtlichkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, werden in der endgültigen Darstellung nur die Interpolationskurve und die gesamte Unsicherheit dargestellt.

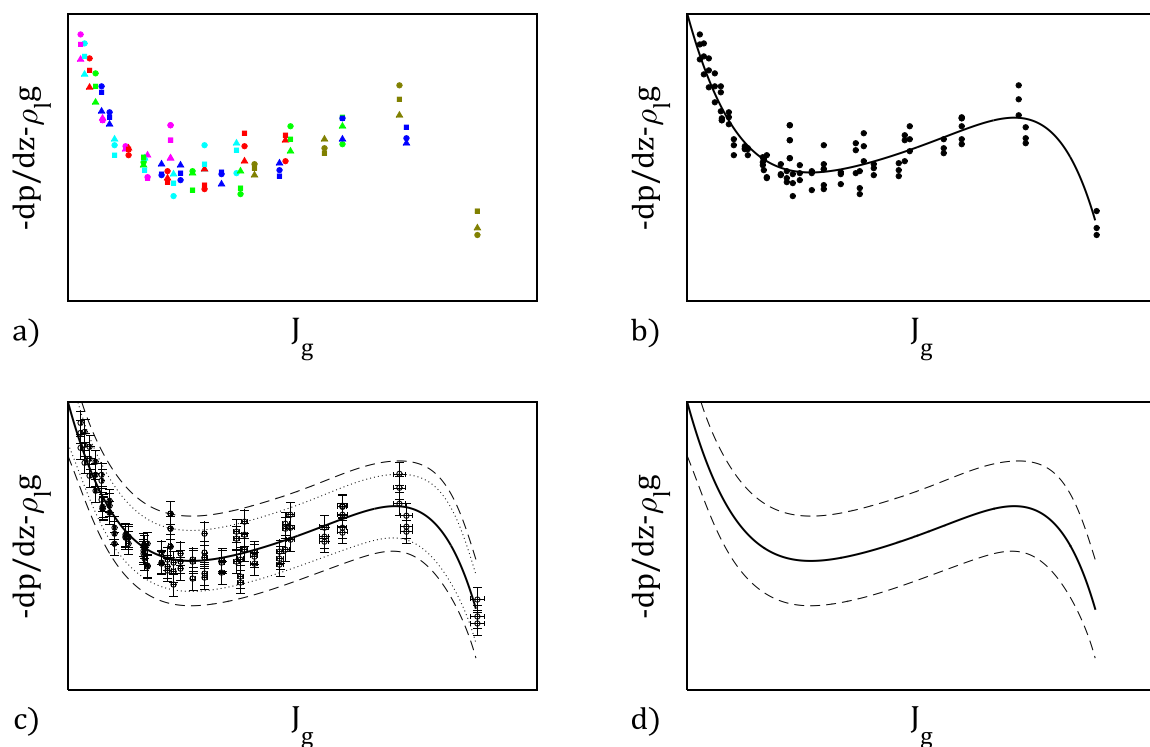


Abbildung A.2: Aufbereitung der Messdaten der Siederversuche: a) Zeitlich gemittelte Messdaten bei verschiedenen Heizleistungen (farbige Darstellung) aus drei Versuchsreihen (■,▲,●); b) Messdaten mit Ausgleichskurve; c) Messdaten mit Fehlerbalken, Ausgleichskurve, 95%-Vertrauensintervall (gepunktete Linie) und zusätzlicher systematischer Unsicherheit (gestrichelte Linie); d) Ausgleichskurve mit gesamter Unsicherheit

A.4 Dryout-Experimente

Der DHF wird durch eine schrittweise Steigerung der Heizleistung bestimmt. Dadurch dass die Heizleistung in diskreten Schritten gesteigert wird, kann nur ein Bereich für den DHF angegeben werden. Hierbei wird der Mittelwert der Wärmestromdichte, die

gerade noch dauerhaft abführbar ist, und der Wärmestromdichte, die gerade nicht mehr abführbar ist, gebildet.

$$DHF = \frac{\dot{q}_n + \dot{q}_{n-1}}{2} \quad (\text{A.12})$$

Die Unsicherheit in der Bestimmung des DHF hängt damit wesentlich von der gewählten Schrittweite der Heizleistungssteigerung ab. Weiterhin muss die bereits beschriebene Unsicherheit in der Heizleistungsbestimmung $\Delta\dot{q}$ berücksichtigt werden. Als dritter Einflussfaktor wird die statistische Unsicherheit ΔDHF_{stat} , die sich aus den drei durchgeführten Experimenten ergibt, berücksichtigt. Nicht quantifizierbar und daher an dieser Stelle unberücksichtigt bleibt die Tatsache, dass ein Dryout auf Grund der begrenzten Anzahl an Messstellen u. U. erst bei zu hoher Heizleistung erkannt wird und der DHF daher überschätzt wird.

$$\Delta DHF = \frac{\dot{q}_n - \dot{q}_{n-1}}{2} + \Delta\dot{q} + \Delta DHF_{stat} \quad (\text{A.13})$$

A.5 Flutexperimente

In den Flutexperimenten werden beim Bottom-Flooding die Wasservolumenströme im Naturumlauf und die Dampfproduktionsrate gemessen. Die Quenchzeiten werden anhand der Thermoelementmessungen ermittelt. Die systematischen Unsicherheiten der Durchflussmessgeräte und der Thermoelemente sind allesamt sehr gering (vgl. Tabelle A.1). Vielmehr spielen statistische Unsicherheiten eine wesentliche Rolle.

Bezüglich der Quenchzeiten ist zu sagen, dass die Streuung der Ergebnisse in den Bottom-Flooding-Versuchsreihen deutlich geringer ist als beim Top-Flooding. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Quenchvorgang beim Top-Flooding deutlich komplexer ist; er kann als ein deterministisch, chaotischer Vorgang bezeichnet werden. Die dem Quenchvorgang zugrunde liegenden Zusammenhänge sind zwar deterministisch, das System reagiert aber sehr empfindlich auf kleine Änderungen der Anfangsbedingungen. Die Ausbreitung der Quenchfront ist zwar im Wesentlichen schwerkraftgetrieben, die exakte räumliche Ausbreitung der Strömungspfade wird aber beispielsweise durch die lokalen Schüttungstemperaturen und -porositäten, durch das Auftreffen des einströmenden Wassers auf die Schüttung oder auch durch die Ausrichtung einzelner Partikel bestimmt. Diese Anfangsbedingungen sind nicht exakt reproduzierbar und daher sind auch integrale Messgrößen wie etwa die Quenchzeit nur im Rahmen vergleichsweise großer Unsicherheiten zu bestimmen. Die Unsicherheiten der relativen Quenchzeiten sind in den jeweiligen Abbildungen in Abschnitt 4.3 angegeben.

Um die statistische Unsicherheit der Messung der Wassereinspeiserate und des Wasserdampfmassenstroms zu quantifizieren, wurden Versuche für ausgewählte Randbedingungen (Bett H4, $p_{\text{sys}} = 0,1 \text{ MPa}$, $T_b \approx 500^\circ\text{C}$) fünfmal durchgeführt. Es ergibt sich eine relative Unsicherheit bei einem 95 %-Vertrauensniveau von 7,4 % für die Messung der Wassereinspeiserate und 19,8 % für die Messung des Wasserdampfmassenstroms.

B Polynomkoeffizienten der Druckgradientenfelder

Die Druckgradientenfelder wurden mit einem Polynomansatz auf Basis der experimentellen Messungen erstellt. Auf Grund einer guten Übereinstimmung mit den experimentellen Messdaten und einem plausiblen Verlauf im Randbereich wurde ein Polynom mit folgender Form gewählt:

$$\begin{aligned}
 & p^*(G_g, G_l) \\
 = & p_{00} + p_{10}G_g + p_{01}G_l + p_{20}G_g^2 + p_{11}G_gG_l + p_{30}G_g^3 + p_{21}G_g^2G_l + p_{40}G_g^4 \\
 & + p_{31}G_g^3G_l + p_{50}G_g^5 + p_{41}G_g^4G_l
 \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Die Koeffizienten bei Systemdruck $p_{\text{sys}} = 0.3 \text{ MPa}$ lauten für zylindrische Partikel (Bett H1)

$$p_{00} = -0.109, \quad p_{10} = -22.16, \quad p_{01} = 0.2472, \quad p_{20} = 133, \quad p_{11} = 0.8012, \quad p_{30} = -298.1, \\
 p_{21} = 14.91, \quad p_{40} = 283.8, \quad p_{31} = -54.03, \quad p_{50} = -100.2, \quad p_{41} = 69.21$$

und für Schrauben M3x10 (Bett H2)

$$p_{00} = -0.4571, \quad p_{10} = -17.83, \quad p_{01} = 0.09434, \quad p_{20} = 45.3, \quad p_{11} = 0.8202, \quad p_{30} = -54.27, \\
 p_{21} = 0.1105, \quad p_{40} = 31.49, \quad p_{31} = -1.527, \quad p_{50} = -7.009, \quad p_{41} = 1.071.$$

Für die Erstellung der Druckgradientenfelder wurden $n = 508$ (Bett H1) bzw. $n = 489$ (Bett H2) Einzelmesswerte herangezogen. Bei $m=11$ Koeffizienten in der Polynomfunktion ergeben sich entsprechend Gl. A.4 497 bzw. 478 Freiheitsgrade. Die Standardabweichung beträgt $s_{\text{Bett H1}} = 0,3052 \text{ kPa/m}$ bzw. $s_{\text{Bett H2}} = 0,2889 \text{ kPa/m}$. Daraus ergeben sich mittlere statistische Unsicherheiten mit einem 95 %-Vertrauensniveau von $u_{\text{Bett H1}} = 0.5982 \text{ kPa/m}$ und $u_{\text{Bett H2}} = 0.5662 \text{ kPa/m}$.

Ein Schwachpunkt dieser Druckgradientenfelder liegt in der Bestimmung der korrespondierenden Wassermassenströme bei bekanntem Druckgradienten und bekanntem Dampfmassenstrom. Mathematisch gesehen lässt sich zwar stets eine eindeutige Lösung ermitteln, allerdings ist der Einfluss des Wassermassenstroms auf den Druckgradienten im Vergleich zum Dampfmassenstrom in bestimmten Bereichen vergleichsweise gering. Anschaulich betrachtet ist die Unsicherheit in der Bestimmung der Wassermassenströme im Bereich senkrecht verlaufender Isobaren in gewählter Darstellung besonders hoch.

C Reibungsmodelle mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung

C.1 Das Modell von Schulenberg & Müller

Das Modell von Schulenberg & Müller verwendet wie die meisten Reibungsmodelle auch die erweiterte Form der Ergun-Gleichung, wonach die Reibungsdruckgradienten für die flüssige und die gasförmige Phase entsprechend den Gl. 1.6 und 1.7 getrennt berechnet werden.

Bei der Modellierung der Interphasenreibung (Gl. C.1) werden die Zähigkeits- und Trägheitskräfte der mit der Relativgeschwindigkeit bewegten Flüssigkeit sowie Auftriebs- und Kapillarkräfte berücksichtigt.

$$F_i = W(\alpha) \cdot (\rho_l - \rho_g)g \cdot \frac{\rho_l K}{\eta \sigma} \left(\frac{J_g}{\alpha} - \frac{J_l}{1 - \alpha} \right)^2 \quad (\text{C.1})$$

Die Gewichtsfunktion $W(\alpha)$ (Gl. C.2) wurde durch adiabate Luft/Wasser-Experimente bestimmt. Sie berücksichtigt den Einfluss des Dampfgehalts auf den Impulsaustausch.

$$W(\alpha) = 350(1 - \alpha)^7 \alpha \quad (\text{C.2})$$

Die von Schulenberg & Müller vorgeschlagenen relativen Permeabilitäten und Passabilitäten sind in Tabelle C.1 abgedruckt.

Tabelle C.1: Relative Permeabilitäten und Passabilitäten der flüssigen und der gasförmigen Phase nach Schulenberg & Müller

	$K_{r,l}$	$\eta_{r,l}$	$K_{r,g}$	$\eta_{r,g}$
$\alpha \leq 0,3$	$(1-\alpha)^3$	$(1-\alpha)^5$	α^3	$0,1\alpha^4$
$\alpha > 0,3$				α^6

C.2 Das Modell von Tung & Dhir

Das Modell von Tung & Dhir verwendet ebenfalls die erweiterte Form der Ergun-Gleichung, wonach die Reibungsdruckgradienten für die flüssige und die gasförmige Phase entsprechend den Gl. 1.6 und 1.7 getrennt berechnet werden. Grundlage des Modells bilden geometrische Betrachtungen einer zweiphasigen Strömung in einer kugelförmigen Partikelschüttung. Hierbei werden die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten wie auch die Interphasenreibung in Abhängigkeit der Strömungsform berechnet.

Es werden in diesem Zusammenhang die Strömungsformen Blasen-, Pfropfen- und Ringströmung einschließlich ihrer Übergangsbereiche unterschieden (Tabelle C.2). Im Folgenden wird auf die verwendeten Gleichungen dieses Modells, nicht aber im Detail auf die zugrundeliegenden geometrischen Überlegungen eingegangen. Diese können der Literatur [28] entnommen werden.

Tabelle C.2: Strömungsformen in porösen Medien nach Tung & Dhir in Abhängigkeit des Dampfgehalts α

Blasenströmung	$0 < \alpha \leq \alpha_0 = \max \left[0; \frac{\pi(1-\varepsilon)}{3\varepsilon} \gamma(1+\gamma)(6\beta - 5(1+\gamma)) \right]$ mit $\beta = \left[\frac{\pi\sqrt{2}}{6(1-\varepsilon)} \right]^{1/3}$ und $\gamma = \frac{D_{bl}}{D_p}$
	$\alpha_0 < \alpha \leq \alpha_1 = \min[0,3; 0,6 \cdot (1-\gamma)^2]$
Übergangsbereich	$\alpha_1 < \alpha \leq \alpha_2 = \pi/6 \approx 0,52$
Pfropfenströmung	$\alpha_2 < \alpha \leq \alpha_3 = 0,6$
Übergangsbereich	$\alpha_3 < \alpha \leq \alpha_4 = \pi \cdot \sqrt{2}/6 \approx 0,74$
Ringströmung	$\alpha_4 < \alpha < 1$

Der Blasendurchmesser D_{bl} bei Blasenströmung wird durch die Oberflächenspannung und Auftriebskräfte berechnet:

$$D_{bl} = 1,35 \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2} \quad (C.3)$$

Partikelreibung

Die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten der flüssigen und der gasförmigen Phase werden entsprechend Tabelle C.3 als Funktion des Dampfgehalts α definiert.

Tabelle C.3: Relative Permeabilitäten und Passabilitäten der flüssigen und der gasförmigen Phase nach Tung & Dhir

	$K_{r,l}$	$\eta_{r,l}$	$K_{r,g}$	$\eta_{r,g}$
Blasen- und Pfropfenströmung ($0 < \alpha \leq \alpha_3$)	$(1-\alpha)^4$		$k^{4/3}\alpha^4$	$k^{2/3}\alpha^4$
Übergangsbereich ($\alpha_3 < \alpha \leq \alpha_4$)			$\frac{k^{4/3}\alpha^3}{\left(W + \frac{1-W}{\alpha}\right)}$	$\frac{k^{2/3}\alpha^3}{\left(W + \frac{1-W}{\alpha}\right)}$
Ringströmung ($\alpha_4 < \alpha < 1$)			$k^{4/3}\alpha^3$	$k^{2/3}\alpha^3$

Da insbesondere bei isothermen Bedingungen davon ausgegangen werden kann, dass die Flüssigphase von der Gasphase verdrängt wird und die Partikel umschließt, wird durch einen Korrekturfaktor k die effektive Porosität für die Gasphase reduziert und der Partikeldurchmesser vergrößert:

$$k = \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha} \right) \quad (\text{C.4})$$

Der Übergang der Pfropfen- zur Ringströmung wird mit der Gewichtsfunktion W modelliert, die eine Stetigkeit der ersten Ableitung, d. h. einen fließenden Übergang des Druckgradienten von der Pfropfen- zur Ringströmung gewährleistet.

$$W = \xi^2(3 - 2\xi) \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{\alpha - \alpha_i}{\alpha_{i+1} - \alpha_i} \quad (\text{C.5})$$

Interphasenreibung

Zur Berechnung der Interphasenreibungskraft ist die Relativgeschwindigkeit J_{rel} zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase maßgeblich:

$$J_{rel} = \frac{J_g}{\alpha} - \frac{J_l}{(1 - \alpha)} \quad (C.6)$$

Blasen- und Pfropfenströmung ($0 < \alpha \leq \alpha_3$):

Zur Modellierung der Interphasenreibung wird bei Blasen- und Pfropfenströmung der gleiche Ansatz verwendet:

$$F_i = (1 - \alpha) \left[C_v \frac{\mu_l}{D_{bl}^2} J_{rel} + C_i \frac{(1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_g}{D_{bl}\varepsilon} (1 - \alpha) |J_{rel}| J_{rel} \right] \quad (C.7)$$

Die Koeffizienten C_v und C_i für die einzelnen Strömungsbereiche sind in Tabelle C.4 aufgeführt. Im Übergangsbereich von Blasen- zu Pfropfenströmung wird ebenfalls die Gewichtsfunktion W (Gl. C.5) verwendet. Die Verwindung des Strömungspfads wird durch den geometrischen Faktor f ausgedrückt:

$$f = \frac{1}{2} (1 + \gamma) \ln \left(1 + \frac{2}{\gamma} \right) \quad (C.8)$$

Ringströmung ($\alpha_4 < \alpha < 1$):

Im Fall der Ringströmung wird die Interphasenreibung ähnlich der Dampf/Partikel-Reibung modelliert.

$$F_i = (1 - \alpha) \left[\frac{\mu_g \alpha}{K K_{r,g}} J_{rel} + \frac{\rho_g \alpha^2}{\eta \eta_{r,g}} |J_{rel}| J_{rel} \right] \quad (C.9)$$

Übergangsbereich Pfropfen- zu Ringströmung ($\alpha_3 < \alpha \leq \alpha_4$):

Der Übergang der Pfropfen- zur Ringströmung wird wiederum mit der Gewichtsfunktion W (Gl. C.5) modelliert.

$$F_i = \left[5,21\alpha \frac{\mu_l}{D_{bl}^2} (1 - W) + \frac{\mu_g \alpha}{K K_{r,g}} W \right] (1 - \alpha) J_{rel} \\ + \left[0,92(1 - \alpha)^4 \alpha \frac{(1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_g}{D_{bl}\varepsilon} (1 - W) + \frac{\rho_g \alpha^2}{\eta \eta_{r,g}} W \right] (1 - \alpha) |J_{rel}| J_{rel} \quad (C.10)$$

Tabelle C.4: Zähigkeitskoeffizienten C_v und Trägheitskoeffizienten C_i für unterschiedliche Strömungsformen

	C_v	C_i
Blasenströmung ($0 < \alpha \leq \alpha_0$)	$18 \cdot \alpha \cdot f$	$0,34(1 - \alpha)^3 \cdot \alpha \cdot f^2$
Blasenströmung ($\alpha_0 < \alpha \leq \alpha_1$)	$18 \cdot (\alpha_0 \cdot f + \alpha - \alpha_0)$	$0,34(1 - \alpha)^3 \cdot (\alpha_0 \cdot f^2 + \alpha - \alpha_0)$
Übergangsbereich ($\alpha_1 < \alpha \leq \alpha_2$)	$18 \cdot (\alpha_0 \cdot f + \alpha - \alpha_0) \cdot (1 - W) + 5,21\alpha W$	$(1 - \alpha)^3 [0,34 \cdot (\alpha_0 \cdot f + \alpha - \alpha_0) \cdot (1 - W) + 0,92\alpha W]$
Pfropfenströmung ($\alpha_2 < \alpha \leq \alpha_3$)	$5,21 \cdot \alpha$	$0,92(1 - \alpha)^3 \cdot \alpha$

C.2.1 Modifikationen von Schmidt

Das Modell von Tung & Dhir wurde durch Schmidt [29] in drei Punkten modifiziert:

- Um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass der berechnete Blasendurchmesser im Modell von Tung & Dhir für kleine Partikel die Porengröße überschreitet, was den geometrischen Überlegungen des Modells von Tung & Dhir widerspricht, wurde der Blasendurchmesser für kleine Partikel reduziert.

$$D_{bl} = \min \left[0,41D_p; 1,35 \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/2} \right] \quad (C.11)$$

- Die Grenzen der Strömungsformen wurden für kleine Partikeldurchmesser (kleiner 6 bzw. 8 mm) angepasst. Dadurch setzen Pfropfen- und Ringströmung bereits bei deutlich geringeren Dampfgehalten ein. Bei größeren Partikeldurchmessern bleiben die Grenzen der Strömungsformen unverändert.

$$\text{Für } D_p < D_{p,k} : \alpha_{k,m} = \max \left(0; \frac{\pi/6}{5} (D_p - D_{p,k}) + \alpha_k \right) \text{ mit } k = 1 \dots 4 \quad (C.12)$$

$$D_{p,1} = D_{p,2} = D_{p,3} = 8 \text{ mm} ; D_{p,4} = 6 \text{ mm}$$

- Die Interphasenreibung wird im Bereich der Ringströmung ($\alpha_4 < \alpha < 1$) durch Einführung eines Multiplikators $(1 - \alpha)^2$ und für kleine Partikel zusätzlich um den Faktor $\left(\frac{D_p}{6 \text{ mm}}\right)^2$ reduziert:

$$F_i = F_{i,TD} \cdot (1 - \alpha)^2 \begin{cases} \left(\frac{D_p}{6 \text{ mm}}\right)^2 & : D_p < 6 \text{ mm} \\ 1 & : D_p > 6 \text{ mm} \end{cases} \quad (\text{C.13})$$

C.2.2 Modifikationen von Rahman

Rahman [30] hat wie Schmidt das Modell von Tung & Dhir in drei Punkten modifiziert.

- Ähnlich wie Schmidt sieht auch Rahman für kleine Partikeldurchmesser einen Übergang zur Pfropfen- bzw. Ringströmung bereits bei deutlich geringeren Dampfanteilen als im Modell von Tung & Dhir vorgeschlagen. Im Gegensatz zu Schmidt schlägt er aber einen graduellen Verlauf der Strömungsformengrenzen vor, der durch experimentelle Messungen von Haga et al. [88] und Laurien et al. [89] bestätigt wird.

$$\alpha_k = \min\left(\alpha_{TD,k}; 4 \cdot 10^5 \cdot (D_p - 12 \text{ mm})^3 + \alpha_{TD,k}\right) \quad \text{mit } k = 1 \dots 4 \quad (\text{C.14})$$

- Weiterhin hat Rahman die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten angepasst. Da der Gedanke, dass das Wasser die Partikel umschließt und so die effektive Porosität für die Gasphase reduziert, für wärmefreisetzende Partikel im Gegensatz zu einer isothermen Strömung nicht gilt, wurde der Korrekturfaktor k (Gl. C.4) zur Berechnung der relativen Permeabilitäten und Passabilitäten der Gasphase gestrichen. Für die Flüssigphase wurden die Exponenten der relativen Permeabilitäten und Passabilitäten angepasst:

$$K_{r,l} = (1 - \alpha)^3; \quad \eta_{r,l} = (1 - \alpha)^6 \quad (\text{C.15})$$

- Im Wesentlichen begründet durch die schlechte Vorhersage des DHF wurde die Interphasenreibung gegenüber dem Modell von Tung & Dhir durch einen zusätzlichen Faktor reduziert.

$$\begin{aligned} \alpha < \alpha_3 & : F_i = F_{i,TD} \cdot \min\left(1; \frac{D_p}{12 \text{ mm}}\right) \\ \alpha > \alpha_4 & : F_i = F_{i,TD} \cdot 0,25 \cdot \min\left(1; \left(\frac{D_p}{3 \text{ mm}}\right)^3\right) \end{aligned} \quad (\text{C.16})$$

Der Übergangsbereich zwischen Pfropfen- und Ringströmung wird weiterhin mit der Gewichtsfunktion W (Gl. C.5) modelliert.

