

Universität Stuttgart
Institut für Kernenergetik
und Energiesysteme

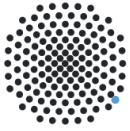
Einfluss mehrdimensionaler Effekte auf die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen bei schweren Störfällen in Leichtwasserreaktoren

Ana Kate Cecilia Hartmann

Oktober 2020

IKE 2-165

IKE



Universität Stuttgart
Institut für Kernenergetik
und Energiesysteme

Einfluss mehrdimensionaler Effekte auf die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen bei schweren Störfällen in Leichtwasserreaktoren

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. Ana Kate Cecilia Hartmann
geboren in Cochabamba-Bolivien.

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Jörg Starflinger
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Marco K. Koch

Tag der mündlichen Prüfung: 31.03.2021

ISSN-0173-6892

Vorwort

Die vorliegende Dissertation wurde von mir am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE) an der Universität Stuttgart erarbeitet und vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi) gefördert. Ich möchte beide Institutionen für die Unterstützung meiner Forschungsaktivitäten danken.

Besonders danken möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Starflinger (Leiter des Instituts für Kernenergetik und Energiesysteme) für die Bereitstellung des überaus interessanten Themas, die ausgezeichnete Unterstützung, die sehr gute Betreuung sowie die vielen förderlichen Ratschläge und für die stets geöffnete Tür.

Ebenso bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Marco K. Koch (Leiter der AG Plant Simulation and Safety der Ruhr-Universität Bochum) für die Übernahme des Mitberichts und für das Interesse an meiner Arbeit.

Herr Dr.-Ing Michael Buck (Leiter der Abteilung Reaktorsicherheit, Reaktorsysteme und Umwelt am IKE) möchte ich danken für die hervorragende Betreuung und die enorme Unterstützung bei der Durchführung und Umsetzung der gesamten Arbeit.

Außerdem möchte ich mich bei meinen Promotionskollegen und alle anderen IKE Mitarbeiter bedanken, für die Hilfsbereitschaft, die Freundlichkeit, das überaus angenehme Arbeitsklima, sowie für die moralische und auch anderweitig währende Unterstützung.

Meiner Familie danke ich für die Geduld, die Ermutigungen und für die unaufhörliche Unterstützung in aller Hinsicht während der Arbeit an dieser Dissertation.

An letzter, doch eigentlich an erster Stelle möchte ich meinem Ehemann Christoph Hartmann und meinem kleinen Sohn Leo danken. Ich bin für ihre unermüdliche geduldige Unterstützung, ihre Hilfe in Wort und Tat, für ihre Verständnis und uneingeschränkten Aufmunterungen sowie für jede einzelne Umarmung besonders in der Endphase meiner Promotion dankbar.

Kurzfassung

Für das weitere Fortschreiten oder Beenden eines schweren Störfalls ist die Kühlbarkeit der Partikelschüttung von größter Bedeutung. Ist die Kühlbarkeit des Schüttbetts durch Wassereinspeisung in den Reaktordruckbehälter (oder später in den Sicherheitsbehälter) erreicht, kann die Kernschmelze gestoppt oder zumindest ihre Folgen abgeschwächt werden. Die Beurteilung der Vor- und Nachteile solcher Maßnahmen erfordert ausreichende Kenntnisse der dreidimensionalen thermohydraulischen Effekte. Dies stellt eine Herausforderung für die Weiterentwicklung schwerer Unfallcodes dar.

Die Unfälle in TMI-2 und Fukushima Dai-ichi haben gezeigt, wie wichtig die Entwicklung geeigneter Computercodes und -modelle ist, um eine realistischere Darstellung der Phänomene bei einem schweren Störfall zu erhalten. Diese Simulationen könnten Antworten geben, wie solche Ereignisse bewältigt werden können und ein stabil kühlbarer Zustand erreicht werden kann.

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Untersuchungen des TMI-2-Unfalls ist zu erwarten, dass das Schüttbett, welches sich während des Verlaufs eines schweren Störfalls bilden kann, inhomogen und dreidimensional ist. Für realistische Simulationen ist es wichtig, reale Konfigurationen zu berücksichtigen: z. B. Regionen innerhalb des Schüttbetts mit niedrigerer oder höherer Porosität, Regionen mit größeren oder kleineren Partikeln, ähnlich der Endzustandskonfiguration des TMI-2-Unfalls.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung der dreidimensionalen Version des MEWA-Codes für die Untersuchung der Kühlbarkeit von Schüttbetten und deren mehrdimensionaler Effekte. Der Code wurde entwickelt für die Beschreibung des Verhaltens von Kernmaterial während der späten Phase schwerer Störfälle in Leichtwasserreaktoren.

Die Erweiterung des zweidimensionalen MEWA-Codes (MEWA 2D) auf 3D (MEWA 3D) umfasst die Erweiterung des physikalischen Modells (Einführung der dritten Dimension in den Erhaltungsgleichungen) sowie die Einführung eines unstrukturierten, nicht orthogonalen Gitters. Ebenfalls wurden die Datenstrukturen von zweidimensionalen Feldern (strukturiert) auf Listen (unstrukturiert) umgestellt. MEWA 3D wurde verifiziert und anhand mehrerer Experimente mit unterschiedlichen Konfigurationen und Randbedingungen validiert. Im Rahmen der Validierung konnte zum ersten Mal die Kühlbarkeit einer dreidimensionalen Konfiguration erfolgreich durchgeführt werden. Die Ergebnisse zeigen, dass MEWA 3D die Trends hinsichtlich des Einflusses multidimensionaler Effekte reproduzieren kann. Die gute Übereinstimmung mit den Experimenten bestätigt, dass MEWA 3D auch für Analysen unter schweren Reaktorunfallbedingungen geeignet ist. Abschließend wurde das dreidimensionale inhomogene Schüttbett von TMI-2 mit MEWA 3D zum ersten Mal simuliert. Ein Vergleich der Simulationen mit den Analysen des TMI-2-Schüttbetts zeigt eine durchweg gute Übereinstimmung.

Abstract

For the further progressing or termination of a severe accident, the coolability of a particulate debris bed is of utmost important issue. If the coolability of such a debris bed can be achieved by injection of water into the reactor pressure vessel (or later into the containment), core melt may be stopped or at least its consequences could be mitigated. Assessment of pros and cons of such measures requires sufficient knowledge of the three-dimensional thermohydraulic effects. This creates a challenge for the further development of severe accident codes.

The accidents in TMI-2 and in Fukushima Dai-ichi have shown the importance of the development of appropriate computer codes and models to obtain a more realistic representation of the phenomena in a core-melt accident. These simulations could provide answers on how such events can be managed and a safely cooled state can be reached.

Taking into account the results of the investigations of the TMI-2 accident, it can be expected that the debris bed which may be formed in the course of a severe accident will be inhomogeneous and three-dimensional. For realistic simulations, it is essential to consider real configurations, e.g. with regions inside the debris bed with lower or higher porosity or regions with larger or smaller particles, similar to the end-state configuration of the TMI-2 accident.

The focus of the presented work is the development of the three-dimensional version of the MEWA code for the investigation of the coolability of debris beds and their multidimensional aspects. The code has been developed for the description of the behaviour of corium during the late phase of severe accidents in light water reactors.

The extension of the two-dimensional MEWA code (MEWA 2D) to 3D (MEWA 3D) includes the extension of the physical model (introduction of the third dimension in the conservation equations) and the introduction of unstructured non-orthogonal grids. The data structures have also been converted from two dimensional fields (structured) to lists (unstructured). MEWA 3D has been verified and validated using several experiments with different configurations and boundary conditions. As part of the validation, a three-dimensional configuration was successfully performed for the first time. From the results can be concluded that MEWA 3D can reproduce the trends concerning the influence of multidimensional effects. The good agreement with the experiments confirms that MEWA 3D is also applicable for analyses under reactor severe accident conditions. Finally, the three-dimensional inhomogeneous debris bed of TMI-2 is simulated with the MEWA 3D code for the first time. A comparison of the simulations with the analyses of the TMI-2 debris bed show a consistently good agreement.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort.....	III
Kurzfassung	V
Abstract.....	VII
Inhaltsverzeichnis	IX
Abbildungsverzeichnis.....	XI
Tabellenverzeichnis	XVII
Nomenklatur	XIX
Abkürzungsverzeichnis.....	XXIII
1 Einleitung.....	1
1.1 Motivation	1
1.2 Stand von Wissenschaft und Technik	2
1.2.1 Ablauf eines schweren Störfalls	2
1.2.2 Experimentelle Untersuchungen.....	5
1.2.3 Simulationscodes	10
1.3 Ziel der Arbeit.....	10
2 Mathematisch-Physikalisches Modell	13
2.1 Erhaltungsgleichungen.....	14
2.1.1 Masse (Kontinuitätsgleichung).....	14
2.1.2 Impuls	14
2.1.3 Energie.....	15
2.2 Konstitutive Gleichungen.....	16
2.2.1 Zustandsgleichungen	16
2.2.2 Wärme- und Stoffübertragung.....	17
2.2.3 Reibungsmodelle	21
2.2.4 Kapillarmodelle	28
2.3 Erweiterung auf MEWA 3D	29
2.3.1 Erweiterung der numerischen Lösungsverfahren	29
2.3.2 Umstellung der Datenstrukturen.....	37
3 Verifikation des Modells	39
3.1 Eindimensionale Konfigurationen.....	39
3.1.1 Stationärer Zustand bei konstanter Leistung	40
3.1.2 Instationärer Zustand bei sich ändernder Leistung.....	43
3.2 Zweidimensionale Konfiguration.....	44
3.2.1 Stationärer Zustand bei konstanter Leistung	46
3.2.2 Instationärer Zustand bei sich ändernder Leistung.....	47

4	Validierung des Modells.....	50
4.1	Validierung der Modelle zu Quenchen heißer Schüttungen	50
4.1.1	DEBRIS-Experimente	51
4.1.2	Tung&Dhir-Experimente.....	55
4.2	Validierung der Modelle zur langfristigen Kühlbarkeit.....	59
4.2.1	COOLOCE-Experimente.....	60
4.2.2	POMECCO-HT-Experimente	64
4.2.3	DEBRIS-Experimente	69
4.3	Sensitivitätsanalyse	76
4.3.1	Eindimensionale Konfiguration.....	77
4.3.2	Zweidimensionale Konfiguration	80
5	Reaktoranwendungen	83
5.1	In-Vessel Szenarien.....	83
5.1.1	Fluten einer heißen Partikelschüttung im unteren Plenum eines Reaktordruckbehälters bei konstanter Nachzerfallsleistung.....	84
5.1.2	Dreidimensionale inhomogene Konfiguration	93
5.1.3	Einfluss des Systemdruckes auf das Quenchverhalten.....	98
5.1.4	Fluten einer heißen Partikelschüttung im unteren Plenum eines Reaktordruckbehälters bei sich ändernder Nachzerfallsleistung.....	99
5.2	Ex-Vessel-Szenarien	101
5.2.1	Einfluss der Geometrie auf die langfristige Kühlbarkeit.....	102
5.2.2	Einfluss der Homogenität auf die langfristige Kühlbarkeit.....	106
6	Diskussion der Ergebnisse.....	110
6.1	Validierung.....	110
6.2	Sensitivitätsanalyse	111
6.3	Reaktoranwendungen	112
6.3.1	Einfluss des Gitters.....	114
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	115
8	Literaturverzeichnis	117

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1-1:	Schematische Darstellung des Verlaufs eines schweren Störfalls.....	4
Abbildung 1-2:	Experimentelle Untersuchungen der Phänomene während eines schweren Störfalls.....	5
Abbildung 2-1:	Schematische Darstellung der Wärmeströme zwischen den Phasen [5].....	17
Abbildung 2-2:	Modifizierte Strömungsformenkarte für das Reibungsmodell nach Tung und Dhir [62].....	26
Abbildung 2-3:	Modellentwicklung von MEWA 2D auf MEWA 3D.....	29
Abbildung 2-4:	Strukturiertes Gitter mit versetzter Anordnung der Lösungsvariablen, wie es bisher in MEWA 2D verwendet wurde [75].....	32
Abbildung 2-5:	Orientierung der Kanten und der Flächennormalen entsprechend der Rechte-Hand-Regel (bzw. Reihenfolge im Gegenuhrzeiger-Sinn) [75].	33
Abbildung 2-6:	Nummerierung von Knoten, Kanten, Flächen und Zellen am Beispiel eines einfachen Polyeder-Gitters mit zwei Hexaeder- und einer Pyramiden-Zelle [75].	34
Abbildung 2-7:	Lineare Interpolation an der Seitenmitte	36
Abbildung 3-1:	Schematische Darstellung der eindimensionalen Konfiguration.....	39
Abbildung 3-2:	Heizleistungsverlauf für die eindimensionalen Simulationen	40
Abbildung 3-3:	Verteilung der Wassersättigung (links) und Partikeltemperatur (rechts) in der eindimensionalen Konfiguration bei konstanter Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D	41
Abbildung 3-4:	Entwicklung der Wassersättigung (oben) und der Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schüttbetthöhe für die eindimensionale Konfiguration bei konstanter Leistung	42
Abbildung 3-5:	Verteilung der Wassersättigung (links) und der Partikeltemperatur (rechts) in der eindimensionalen Konfiguration bei variabler Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D	43
Abbildung 3-6:	Verteilung und Entwicklung der Wassersättigung (oben) und Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schüttbetthöhe für die zweidimensionale Konfiguration bei variabler Leistung.....	44
Abbildung 3-7:	Schematische Darstellung der zweidimensionalen Konfiguration	45
Abbildung 3-8:	Heizleistungsverlauf für die zweidimensionalen Simulationen.....	45

Abbildung 3-9:	Verteilung der Wassersättigung (oben) und der Partikeltemperatur (unten) in der zweidimensionalen Konfiguration bei konstanter Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D	46
Abbildung 3-10:	Verteilung und Entwicklung der Wassersättigung (oben) und Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schüttbetthöhe für die zweidimensionale Konfiguration bei konstanter Leistung	47
Abbildung 3-11:	Verteilung der Wassersättigung (oben) und der Partikeltemperatur (unten) in der zweidimensionalen Konfiguration bei variabler Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D	48
Abbildung 3-12:	Verteilung und Entwicklung der Wassersättigung (oben) und Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schüttbetthöhe nach 5100 s für die zweidimensionale Konfiguration bei variabler Leistung	49
Abbildung 4-1:	Schematische Darstellung der DEBRIS-Anlage für die Untersuchung des Abkühlverhaltens stark überhitzter Partikelschüttungen.....	52
Abbildung 4-2:	Anfangstemperaturprofil in der Partikelschüttung für die DEBRIS-Tests bei 400, 500, 600 und 700 °C	53
Abbildung 4-3:	Entwicklung der Verteilung der Partikeltemperatur im Schüttbett für den DEBRIS-Test bei 400 °C	54
Abbildung 4-4:	Entwicklung der Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett für den DEBRIS-Test bei 400 °C	54
Abbildung 4-5:	Vergleich des experimentell ermittelten und berechneten Fortschreitens der Quenchfront für das DEBRIS-Experiment für unterschiedliche Anfangstemperaturen im Schüttbett.	55
Abbildung 4-6:	Links: Schematische Darstellung der Testanlage für die Tung&Dhir-Experimente. Rechts: Teststrecke mit den axial geschichteten Konfigurationen	56
Abbildung 4-7:	Vergleich des experimentell ermittelten und berechneten Fortschreitens der Quenchfront für die Tung&Dhir-Experimente bei einer Anfangstemperatur im Schüttbett von 400 °C und einer Wassersäule von 800 mm.	58
Abbildung 4-8:	Vergleich des experimentell ermittelten und berechneten Fortschreitens der Quenchfront für das Tung&Dhir-Experiment bei einer Anfangstemperatur im Schüttbett von 525 °C und einer Wassersäule von 500 mm.	58
Abbildung 4-9:	Schematische Darstellung der COOLOCE-Anlage	60
Abbildung 4-10:	Schematische Darstellung der in der COOLOCE-Anlage verwendeten Partikelschüttungen	61

Abbildung 4-11:	Vergleich gemessener und berechneter Dryout-Leistungen in Abhängigkeit des Druckes für die COOLOCE-Experimente.....	62
Abbildung 4-12:	Verteilung der Wassersättigung und Wasser-/Dampfvektoren in der zylindrischen Konfiguration (Bett b) für die COOLOCE-Experimente.	63
Abbildung 4-13:	Verteilung der Wassersättigung und Wasser-/Dampfvektoren in der konischen Konfiguration (Bett c) für die COOLOCE-Experimente.	64
Abbildung 4-14:	Schematische Darstellung der POMECO-HT-Anlage	65
Abbildung 4-15:	Schematische Darstellung der in der POMECO-HT-Anlage verwendeten Partikelschüttungen	65
Abbildung 4-16:	Vergleich gemessener und berechneter Dryout-Leistungsdichte für alle Konfigurationen der POMECO-HT-Experimente	67
Abbildung 4-17:	Verteilung der Partikeltemperatur (bunte Skala) und Wassergeschwindigkeit (schwarze Pfeile) im Bett-3, POMECO-HT-Experimente	68
Abbildung 4-18:	Verteilung der Wassersättigung in den untersuchten Konfigurationen in den POMECO-HT-Experimente	69
Abbildung 4-19:	Schematische Darstellung der DEBRIS-Anlage für die Untersuchung des Dryout-Verhaltens inhomogener Partikelschüttungen mit Variation der Partikelgeometrie.....	70
Abbildung 4-20:	Schematische Darstellung der in der DEBRIS-Anlage verwendeten Partikelschüttungen für die Dryout-Untersuchungen	70
Abbildung 4-21:	Experimentell ermittelte Dryout-Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Druckes für alle in der DEBRIS-Anlage untersuchten Konfigurationen.....	72
Abbildung 4-22:	Verteilung der Partikeltemperatur in den Konfigurationen 1 bis 4 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten	73
Abbildung 4-23:	Verteilung der Partikeltemperatur in den Konfigurationen 5 und 6 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten	74
Abbildung 4-24:	Verteilung der Wassersättigung in den Konfigurationen 1 bis 4 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten.....	75
Abbildung 4-25:	Verteilung der Wassersättigung in den Konfigurationen 5 und 6 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten.....	75
Abbildung 4-26:	Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation mit MEWA 3D und den Ergebnissen aus dem Experiment für alle eingesetzten Konfigurationen bei der Untersuchung des Dryout-Verhaltens in der DEBRIS-Anlage.....	76

Abbildung 4-27:	MEWA 3D Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers D_p	78
Abbildung 4-28:	MEWA 3D Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit der Porosität ε	79
Abbildung 4-29:	MEWA 3D Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit des Kosinus (θ).....	80
Abbildung 4-30:	Schematische Darstellung der zweidimensionalen Konfiguration für die Sensitivitätsanalyse	81
Abbildung 4-31:	MEWA 3D-Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der zweidimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers D_p	82
Abbildung 4-32:	MEWA 3D-Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der zweidimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit der Porosität ε	82
Abbildung 5-1:	Schematische Darstellung der untersuchten rotationssymmetrischen Konfiguration im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters.....	85
Abbildung 5-2:	Dreidimensionale Darstellung des rotationssymmetrischen Schüttbetts im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters.....	85
Abbildung 5-3:	Verteilung der Partikeltemperatur in der rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg.....	86
Abbildung 5-4:	Verteilung der Wassersättigung in der rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg.....	87
Abbildung 5-5:	Dreidimensionale Darstellung des nicht-rotationssymmetrischen Schüttbetts im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters.....	88
Abbildung 5-6:	Verteilung der Partikeltemperatur in der nicht-rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg.....	88
Abbildung 5-7:	Verteilung der Wassersättigung in der nicht-rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg.....	89
Abbildung 5-8:	Dreidimensionale Darstellung des nicht-rotationssymmetrischen inhomogenen Schüttbetts im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters	90

Abbildung 5-9:	Verteilung der Partikeltemperatur in der nicht-rotationssymmetrischen inhomogenen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg.....	91
Abbildung 5-10:	Verteilung der Wassersättigung in der nicht-rotationssymmetrischen inhomogenen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg.....	91
Abbildung 5-11:	TMI-2 Endzustand im Reaktordruckbehälter [87] (modifiziert)	93
Abbildung 5-12:	Dreidimensionale Darstellung des Schüttbetts im unteren Plenum des RDB.....	94
Abbildung 5-13:	Verteilung der Partikeltemperatur in der dreidimensionalen inhomogenen Partikelschüttung.....	95
Abbildung 5-14:	Darstellung der Hot-Spots im Schüttbett aus dem TMI-2-Unfall [88] (modifiziert)	96
Abbildung 5-15:	Darstellung der Hot-Spots im Schüttbett aus MEWA 3D-Simulation.....	97
Abbildung 5-16:	Schematische Darstellung des Schüttbetts in der Reaktorgrube.....	102
Abbildung 5-17:	Schematische Darstellung der untersuchten Schüttbettkonfigurationen mit der Wassereintrittsfläche (blaue Schraffierung) und den entsprechenden Wänden bzw. dem Boden (schwarze Schraffierung).....	103
Abbildung 5-18:	Maximal erlaubte spez. Wärmeströme ohne Dryout für die untersuchten Schüttbettkonfigurationen	104
Abbildung 5-19:	Verteilung des Wasseranteils (Farbskala) und der Wassergeschwindigkeiten (Pfeile) im Schüttbett für die 1D- und 2D-Konfigurationen.....	104
Abbildung 5-20:	Verteilung des Wasseranteils (Farbskala) und der Wassergeschwindigkeiten (Pfeile) im Schüttbett für die 3D-Konfiguration.....	105
Abbildung 5-21:	Nachzerfallsleistung in Abhängigkeit der Zeit für das postulierte Szenario	106
Abbildung 5-22:	Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse der untersuchten homogenen und inhomogenen Partikelschüttungen.....	107
Abbildung 5-23:	Darstellung der Konfigurationen in der Reaktorgrube mit MEWA 3D. Links: homogene Referenzkonfiguration. Rechts: inhomogene Konfiguration (mit Cake).....	107

Abbildung 5-24:	Verteilung der Partikeltemperatur im Schüttbett mit der ersten trockenen Stelle.....	108
Abbildung 5-25:	Verteilung des Wasseranteils (Farbskala) und der Wassergeschwindigkeiten (Pfeile) im Schüttbett für die 3D-Konfiguration.....	108

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2-1	Strömungsformen entsprechend dem Reibungsmodell von Tung und Dhir [70]	23
Tabelle 2-2	Strömungsformen für das modifizierte Reibungsmodell nach Tung und Dhir	27
Tabelle 2-3	Nabla-Operator ∇ und die Differentialoperatoren (Gradient und Divergenz)	30
Tabelle 2-4	Zuordnung von Knoten zu Kanten für das unstrukturierte Gitter aus Abbildung 2-6	34
Tabelle 2-5	Zuordnung von Kanten und Zellen zu Flächen für das unstrukturierte Gitter aus Abbildung 2-6	35
Tabelle 2-6	Zuordnung von Flächen zu Zellen für das unstrukturierte Gitter aus Abbildung 2-6	35
Tabelle 3-1	Vergleich der verwendeten Parameter in MEWA 2D und MEWA 3D für die Simulationen der eindimensionalen Konfigurationen	40
Tabelle 3-2	Vergleich der verwendeten Parameter in MEWA 2D und MEWA 3D für die Simulationen der zweidimensionalen Konfigurationen	46
Tabelle 4-1	Simulationsparameter für die Nachrechnung der DEBRIS-Experimente mit MEWA 3D	53
Tabelle 4-2	Simulationsparameter für die Nachrechnung der Tung&Dhir-Experimente mit MEWA 3D	57
Tabelle 4-3	Simulationsparameter für die Nachrechnung der COOLOCE-Experimente mit MEWA 3D	62
Tabelle 4-4	Simulationsparameter für die Nachrechnung der POMECAO-HT-Experimente mit MEWA 3D	66
Tabelle 4-5	Simulationsparameter für die Nachrechnung der DEBRIS-Experimente mit MEWA 3D	71
Tabelle 4-6	Variationsparameter für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration	78
Tabelle 4-7	Variationsparameter für die Sensitivitätsanalyse der zweidimensionalen Konfiguration	81
Tabelle 5-1	Vergleich des Quenchverhaltens der untersuchten Szenarien bei einem Systemdruck von 10 bar	92
Tabelle 5-2	Vergleich des Quenchverhaltens und des Systemdruckes für die untersuchten Szenarien	98

Tabelle 5-3	Verlauf eines Kühlmittelverluststörfalls in einem DWR Typ KONVOI in Abhängigkeit der Zeit	99
Tabelle 5-4	Anfangs- und Randbedingungen für das untersuchte Szenario bei sich ändernder Nachzerfallsleistung	100
Tabelle 5-5	Vergleich des Quenchverhaltens für die untersuchten Szenarien bei sich ändernder Nachzerfallsleistung	101
Tabelle 5-6:	Max. spez. Wärmestrom und Verhältnis Oberfläche zu Volumen für alle untersuchten Konfigurationen	106
Tabelle 6-1	Wiederauffüllen des Primärkreises eines Druckwasserreaktors Typ KONVOI.....	113

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a	$\frac{\text{m}^2}{\text{m}^3}$	Volumenbezogene Wärmeübertragungsfläche
$c_{p,l}$	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$	Spezifische Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
D	-	Allgemeiner Diffusionskoeffizient
e	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$	Spezifische innere Energie
g	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Gravitationsbeschleunigung
h	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$	Wärmeübergangskoeffizient
i	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$	Spezifische Enthalpie
J	-	Leverett-Funktion
K	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{s}}$	Reibungskoeffizient
\vec{n}		Normalenvektor
p	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$	Druck
\dot{Q}	W	Wärmestrom
Q	$\frac{\text{W}}{\text{m}^3}$	Volumetrische Heizleistung
\dot{q}	$\frac{\text{W}}{\text{kg}}$	Spezifischer Wärmestrom
q	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Wärmestromdichte
S		Quellterm allg. Transportgleichung
s	$\frac{\text{m}^3}{\text{m}^3}$	Volumenanteil eines Fluids am Porenvolumen
t	s	Zeit
T	K	Temperatur

\vec{u}	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Leerrohrgeschwindigkeitsvektor
V	m^3	Volumen
\vec{w}	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeitsvektor
W	-	Wichtungsfunktion
x	m	x – Koordinate
$\vec{\Delta x}$	m	Ortsvektor
y	m	y – Koordinate
z	m	z – Koordinate

Griechische Buchstaben und Symbole

β	-	Hilfsgröße
γ	-	Verhältnisgröße
Γ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{ s}}$	Massenübertragungsrate
ε	$\frac{\text{m}^3}{\text{m}^3}$	Porosität
Φ	-	Transportgröße
η	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$	Dynamische Viskosität
κ	m^2	Permeabilität
λ	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$	Wärmeleitfähigkeit
μ	m	Passabilität
ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte
ρ'	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Verschmierte Dichte (Volumenanteil x Dichte)
σ	$\frac{\text{N}}{\text{m}}$	Oberflächenspannung
θ	°	Kontaktwinkel

Indizes

<i>0</i>	Anfangswert, konstant
<i>A</i>	Ringströmung
<i>B</i>	Blasen
<i>BST</i>	Übergangsgebiet zwischen Blasenströmung und Pfropfenströmung
<i>c</i>	Kapillar
<i>D</i>	Tropfen
<i>decay</i>	Nachzerfallswärme für die Partikelbettauflheizung
<i>eff</i>	Effektiv
<i>evap</i>	Verdampfung
<i>FB</i>	Filmsieden (film boiling)
<i>g</i>	Gas
<i>GC</i>	Gas als kontinuierliche Phase (gas continuous)
<i>h</i>	homogen
<i>HB</i>	Blasenströmung mit höherem Gasanteil
<i>l</i>	Flüssigkeit (liquid)
<i>lam</i>	Laminar
<i>L</i>	Links
<i>LB</i>	Blasenströmung mit niedrigem Gasanteil (low bubbly flow)
<i>LC</i>	Flüssigkeit als kontinuierliche Phase (liquid continuous)
<i>LGT</i>	Übergang zwischen Flüssigkeits- und Gasströmung (liquid gas transition)
<i>M</i>	Masse
<i>NB</i>	Blasensieden (nucleate boiling)
<i>P</i>	Partikel
<i>rel</i>	Relativ
<i>R</i>	Rechts
<i>s</i>	Partikel (solid)
<i>S</i>	Pfropfenströmung (slug flow)
<i>sat</i>	Sättigungszustand

<i>SAT</i>	Übergangsgebiet zwischen Pfropfenströmung und Ringströmung
<i>TD</i>	Parameter aus Reibungsmodell Tung&Dhir
<i>trans</i>	Übergangsgebiet (transition)
<i>turb</i>	Turbulent

Mathematische Operatoren

∂	Partielles Differential
Δ	Differenz
∇	Nabla-Operator
$\vec{\circ}$	Vektor

Dimensionslose Kennzahlen

<i>Ja</i>	Jacob - Zahl,	$Ja = \frac{c_p \cdot \Delta T}{\Delta_i}$
<i>Nu</i>	Nusselt – Zahl,	$Nu = \frac{h \cdot D}{\lambda}$
<i>Pr</i>	Prandtl – Zahl,	$Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda}$
<i>Re</i>	Reynolds – Zahl,	$Re = \frac{\rho \cdot w \cdot D}{\eta}$

Abkürzungsverzeichnis

AP1000	Advanced Pressurized Water Reactor, Druckwasserreaktor des Herstellers Westinghouse mit einer elektrischen Leistung von 1000 MW
ASTEC	Accident Source Term Evaluation Code, Deutsch-französischer Integralcode zur Simulation von schweren Störfällen in Kernkraftwerken
ATHLET-CD	Analysis of Thermal-Hydraulics of LEaks and Transients-Core Degradation, Deutscher Systemcode zur Simulation von schweren Störfällen in Kernkraftwerken
BMWi	Bundesministerium für Wirtschaft und Energie
CATHARE	Code for Analysis of THERmalhydraulics during an Accident of Reactor and safety Evaluation, französischer thermohydraulischer Code (IRSN)
CCM	Corium Coolant Mixing, Versuche zur Schüttbettenstehung
COCOMO	COrium COolability Model, Code zur Simulation der Schüttbettenstehung und -kühlung
COMET	Coolability of Melt, Konzept für die Kühlbarkeit der Kernschmelze in der Reaktorgrube
COOLOCE	Coolability of Cone, Versuchsanlage zur Untersuchung der Kühlbarkeit von Partikelschüttungen
DEFOR	DEbris bed FORmation, Versuche zur Schüttbettenstehung
DHF	Dryout Heat Flux Density, Dryout-Wärmestromdichte
EPR	European Pressurized Water Reactor, Druckwasserreaktor des Herstellers AREVA
FARO	Fuel melt And Release Oven, Versuche zur Schüttbettenstehung
GRS	Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit mbH
HB	Hofman/Barleon
ICARE	Interprétation des Coeurs Accidentés pour les Réacteurs à Eau, Modul im Deutsch-französischen Kernschmelz-Systemcode ASTEC für die Simulation der Kernzerstörung
IKE	Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart
IRSN	Institut de Radioprotection et Sûreté Nucléaire, französisches Kernforschungszentrum
JEMI	JEt fragmentation and preMIxing, Simulationscode zur Strahlfragmentation und Vermischung

KTH	Kungliga Tekniska Högskolan (Königlich Technische Hochschule), in Stockholm, Schweden
MAAP	Modular Accident Analysis Program, Integralcode zur Simulation von schweren Störfällen in Kernkraftwerken
MCCI	Molten Core Concrete Interaction, Beton/Schmelze-Wechselwirkung
MELCOR	Methods for Estimation of Leakages and Consequences of Releases, Kernschmelz-Systemcode, Integralcode zur Simulation von schweren Störfällen in Kernkraftwerken
MESOCO	MELting/SOLidification Code, Simulationscode für das Verhalten der Schmelze in einem schweren Störfall
MEWA	MELt Water, Simulationscode zur Kühlbarkeit von Partikelschüttungen
POMECO	POrous MEdia Coolability, Versuchsanlage zur Untersuchung der Kühlbarkeit von Partikelschüttungen
PRELUDE	Préliminaire sur le Renoyage Expérimental d'Un Lit de Debris, Versuchsanlage zur Untersuchung der Kühlbarkeit von Partikelschüttungen
PREMIX	PREMIXIng phase of melt coolant interaction, Versuche zur Schüttbettentstehung
RDB	Reaktordruckbehälter
SUSA	Software for Uncertainty and Sensitivity Analysis, Programm für Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen
TM	Turland/Morgan
TMI-2	Kernkraftwerk Three Miles Island Unit 2, Harrisburg, PA, USA
VTT	Valtion Teknillinen Tutkimuskeskus, Technisches Forschungszentrum, Finnland
WABE	WAter BEd, Simulationscode für die Zweiphasenströmung in Partikelschüttungen

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Reaktorsicherheit in einem Kernkraftwerk beruht auf dem Prinzip „Defense in Depth“, einem in die Tiefe gestaffelten Sicherheitskonzept. Das Konzept basiert auf der Einhaltung von Sicherheitszielen durch den Einschluss der radioaktiven Stoffe mittels Barriere- und Rückhaltefunktionen sowie deren Schutz durch Maßnahmen und Einrichtungen auf mehreren Sicherheitsebenen.

Das Sicherheitskonzept erfordert ein effektives „Notfall-Management“. Dafür ist es notwendig, dass zu jeder Phase des Unfalls genügend Kenntnisse hinsichtlich der ablaufenden Phänomene vorhanden sind, um entsprechende Maßnahmen einleiten zu können und damit den Verlauf des Unfalls zu beenden bzw. einen stabilen Zustand zu erreichen.

Experimente und Simulationsprogramme dienen der Untersuchung der einzelnen physikalischer Vorgänge. Diese Untersuchungen sollen die während des Unfalls auftretenden Phänomene so realitätsnah wie möglich abbilden, um eine Umsetzung der daraus gewonnenen Erkenntnisse in geeignete Maßnahmen sowie erforderliche Nachrüstungen zu ermöglichen.

Die Ereignisse im März 1979 im Block 2 des Kernkraftwerks Three Mile Island (TMI-2), welche auf ein Zusammentreffen mehrerer unglücklicher Faktoren sowie Fehlhandlungen während des Betriebes zurückzuführen sind [1], führten zu einer partiellen Schmelze des Reaktorkerns. Etwa 20 Tonnen geschmolzenen Kernmaterials verlagerte sich in das untere Plenum des Reaktordruckbehälters. Dort stellte sich eine kühlbare Konfiguration in Form einer Partikelschüttung ein. Dadurch konnte der weitere Verlauf des Störfalls gestoppt werden, bevor der Reaktordruckbehälter beschädigt wurde [2]. Die physikalischen Mechanismen, welche zu dieser dauerhaften kühlbaren Konfiguration führten, sind noch nicht abschließend untersucht. Aus dem Reaktor-Unfall in TMI-2 wurde ersichtlich, dass die Kühlung eines zerstörten Reaktorkerns bzw. einer daraus entstandenen Partikelschüttung wesentlich komplexer ist, als zu diesem Zeitpunkt angenommen wurde, und dass diese Partikelschüttung entscheidend für den weiteren Verlauf des Störfalls ist.

Anders als in TMI-2 verlief der Reaktorunfall in Fukushima Dai-ichi. Hier war das auslösende Ereignis ein Erdbeben bzw. der daraus entstandene Tsunami. Die Tsunamiwelle führte nach dem Abschalten der Anlage zu einem Mehrfachversagen der Sicherheitssysteme, einem sogenannten „Station Blackout“. Als Folge der fehlenden Stromversorgung für die Sicherheitssysteme zur Abführung der Nachzerfallswärme aus dem Reaktorkern kam es zu einer Aufheizung

und Beschädigung der Brennelemente. Anschließend führten Wasserstoffansammlungen zu Explosionen in den Blöcken 1, 3 und 4 [3], [4].

Bereits das Ereignis in TMI-2 und insbesondere die jüngsten Störfälle in Fukushima zeigen, wie wichtig die Entwicklung geeigneter Rechencodes und Modelle ist. Diese sollen die physikalischen Phänomene bei einem schweren Störfall so realitätsnah wie möglich abbilden, um über das daraus gewonnene Verständnis Verbesserungen von Sicherheitskonzepten und Störfallmaßnahmen ableiten zu können. Sie dienen so dem Hauptziel der Sicherheit in kerntechnischen Anlagen, nämlich dem Schutz von Menschen und Umwelt vor den schädlichen Auswirkungen ionisierender Strahlung.

Zur Beschreibung von Kernverlagerungsvorgängen in der späten Störfallphase, insbesondere zur Untersuchung des Potenzials der Kühlbarkeit eines zerstörten Reaktorkerns, wurde am Lehrstuhl für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart der Code MEWA (MElt and WAter) entwickelt. Der Code beschreibt das Verhalten von festen und geschmolzenen Komponenten sowie die Zweiphasenströmung von Wasser und Dampf in einem porösen Medium [5].

MEWA sowie weitere Rechencodes für schwere Störfälle verwenden bisher hauptsächlich 2D-Modelle. In der Realität werden jedoch mit großer Wahrscheinlichkeit Konfigurationen auftreten, z.B. durch asymmetrische Verlagerungsprozesse von Kernschmelze, die nur mit einer dreidimensionalen Beschreibung realistisch zu modellieren sind.

1.2 Stand von Wissenschaft und Technik

Die Phänomenologie eines schweren Störfalls ist sehr komplex. Im Rahmen der Analysen in dieser Arbeit wird bei einem schweren Störfallszenario hauptsächlich die Wechselwirkung der Kernschmelze mit Wasser untersucht.

In den folgenden Abschnitten werden die Abläufe und die dabei auftretenden Phänomene eines schweren Störfalls erläutert sowie die für diese Arbeit relevanten Experimente und Simulationsprogramme.

1.2.1 Ablauf eines schweren Störfalls

In einem Leichtwasserreaktor kann es durch den Verlust von Kühlmittel und einer nicht wiederhergestellten Kernkühlung zu einem schweren Störfall kommen. Aufgrund der Nachzerfallswärme verdampft das noch vorhandene Kühlmittel im Reaktordruckbehälter. Durch die somit nicht mehr vorhandene Benetzung der Brennstäbe und dem damit verbundenen nicht ausreichenden Wärmeübergang an den umgebenden Dampf (Dryout) kann sich der Kern aufheizen. Ab einer Temperatur von etwa 1000 K sind die Hüllrohre bereits überhitzt und können sich durch die Gasbildung aus dem Brennstoff aufblähen und platzen [6]. Platzt das Hüllrohr, werden dabei die gasförmigen und flüchtigen Spaltprodukte freigesetzt. Ebenfalls können bereits

bei diesen Temperaturen die restlichen Kerneinbauten, welche in der Regel aus Edelstahl gefertigt sind, anfangen zu schmelzen. Diese Schmelze kann entlang der noch intakten Brennstäbe fließen und mit den Hüllrohren reagieren. Durch diese Wechselwirkung kann eine eutektische Mischung mit einer niedrigeren Schmelztemperatur als Zirkalloy (2100 K) entstehen.

Bei Temperaturen ab 1300 K reagiert der Dampf mit dem Zirkon aus den Hüllrohren. Bei der sehr starken exothermen Oxidationsreaktion entsteht Wasserstoff [6]. Wie beim Unfall in Fukushima stellt die Wasserstoffproduktion ein zusätzliches Gefahrenpotential dar (siehe Büttner [3]). Außerdem begünstigt die exotherme Reaktion das weitere Aufheizen des Kerns und das Schmelzen der restlichen Komponenten im Kern und der Hüllrohre selbst.

Bereits beim Erreichen der Schmelztemperatur von Zirkalloy kann UO_2 zum Teil im geschmolzenen Zustand vorliegen. Obwohl die Schmelztemperatur von UO_2 bei ca. 3100 K liegt, kann das Schmelzen aufgrund der Bildung einer eutektischen Mischung schon bei niedrigeren Temperaturen beginnen. Die Schmelze aus dem Kern wird als Corium bezeichnet und gemäß An et al. [7] setzt sich diese hauptsächlich aus UO_2 , Zr, ZrO_2 und Edelstahl zusammen. Eine detaillierte Beschreibung der chemischen sowie der physikalischen Mechanismen ist bei Jacquemain [6] und Sehgal [8] zu finden.

Bei dem weiteren Verlauf des Störfalls verlagert sich die Schmelze in die unteren, noch mit Wasser bedeckten Bereiche des Kerns. Kommt es zum Kontakt mit dem noch vorhandenen Wasser, erstarrt diese Schmelze und die Kanäle zwischen den Brennelementen können zum Teil blockiert (siehe Abbildung 1-1 a)) werden. Damit ist die Kühlmittelzufuhr beeinträchtigt und es bildet sich ein „Schmelze-Pool“, umgeben von einer Kruste.

Weiter kann die zum Teil abgekühlte Schmelze beim Kontakt mit Wasser zu kleinen Partikeln erstarren und ein sogenanntes Schüttbett oder Debris bilden. Die Untersuchungen des TMI-2 Unfalls zeigen, dass diese Partikel einen Durchmesser zwischen 1 mm und 5 mm haben [9], [10].

Bis zu diesem Zeitpunkt ist der Kern teilweise zerstört, d.h. es finden sich Bereiche, welche noch intakt sind und welche, die bereits vollständig zerstört sind (siehe Abbildung 1-1 a)). Bei dem weiteren Verlauf des Störfalls versagt die Kruste des „Schmelze-Pools“ und die Schmelze verlagert sich in das untere Plenum (Abbildung 1-1 b)). Falls dieses noch mit Wasser gefüllt sein sollte, könnte die Schmelze in Form eines Schmelze-Strahls in den unteren Bereich fließen und dort fragmentiert werden und erstarren. Dabei würde sich ein Schüttbett bilden.

Durch die Nachzerfallswärme verdampft das restliche Kühlmittel im unteren Plenum. Infolgedessen kann das Schüttbett teilweise trocken liegen. Falls Kühlmittel eingespeist werden kann, werden die Partikel rasch auf Sättigungstemperatur abgekühlt, das so genannte Quenching. Die Kühlung des Schüttbetts ist von entscheidender Bedeutung für den weiteren Verlauf des Störfalls. Sollte es bis zu diesem Zeitpunkt nicht möglich sein, die Kühlung wiederherzustellen und

die noch vorhandene Nachzerfallswärme aus den Partikeln im Schüttbett langfristig abzuführen, kann sich das Schüttbett aufheizen und erneut schmelzen. Somit würde sich eine Schüttbettkonfiguration einstellen, welche schlechter kühlbar ist als die vorherige.

Falls die Partikelschüttung erneut schmelzen sollte, kann der Reaktordruckbehälter (RDB) durch den sehr hohen Wärmeübergang zwischen der Schmelze und dem RDB versagen und die Integrität einer der wichtigsten Barrieren wäre verletzt (siehe Abbildung 1-1 c)).

In der Abbildung 1-1 ist der Verlauf eines schweren Störfalls schematisch dargestellt.

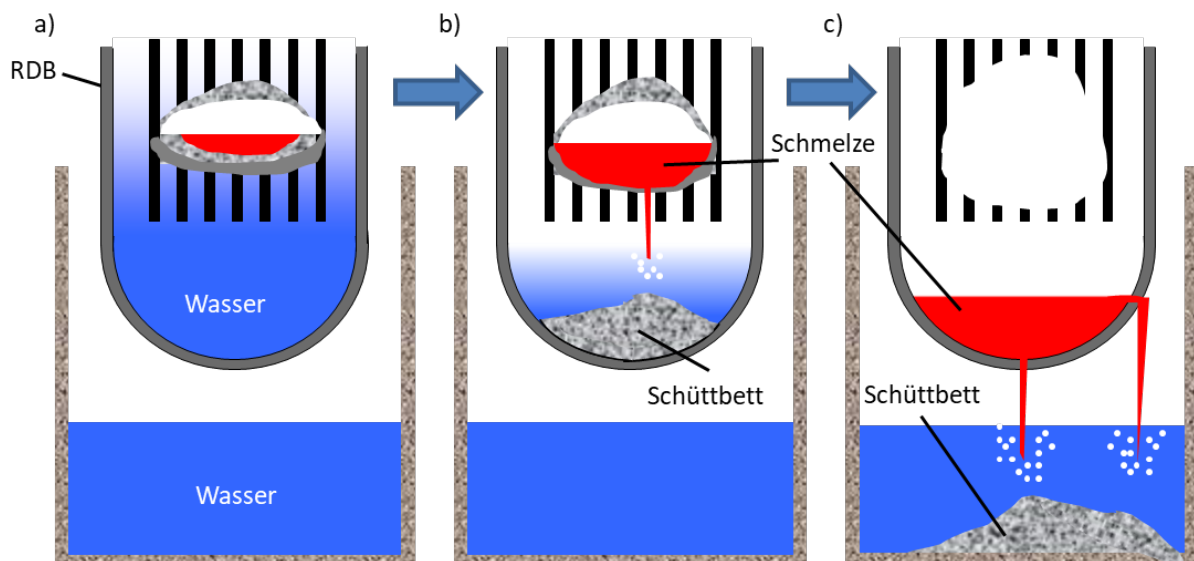


Abbildung 1-1: Schematische Darstellung des Verlaufs eines schweren Störfalls

Wie in der Abbildung 1-1 c) zu sehen, breitet sich die Kernschmelze in der Reaktorgrube aus und reagiert dort mit den vorhandenen Betonstrukturen bzw. beschädigt diese. Dieses Phänomen wird als Molten Core Concrete Interaction (MCCI) bezeichnet. Dabei werden u.a. große Mengen an Wasserstoff und anderer nicht kondensierbarer Gase freigesetzt [8]. Dadurch erhöht sich das Potenzial einer Explosion im Sicherheitsbehälter (Containment), entweder durch die starke Dampfentwicklung beim Kontakt der Schmelze mit dem Kühlmittel oder durch die Wasserstoffansammlungen aufgrund von MCCI.

Die neueren Reaktorkonzepte der Generation III+ für Leichtwasserreaktoren haben bereits bei der Auslegung Sicherheitskonzepte entweder für den Schutz des Reaktordruckbehälters oder des Sicherheitsbehälters integriert. Die zwei Modelle, welche zurzeit gebaut werden, sind der AP1000® von Westinghouse und der europäische Druckwasserreaktor European Pressurized Water Reactor (EPR™) von Framatom. Der AP1000 basiert auf dem Prinzip In-Vessel-Retention. Bei diesem Konzept wird die Reaktorgrube geflutet und somit das untere Plenum des RDB von außen gekühlt [11]. Damit soll das Versagen des RDB verhindert werden. Beim EPR wurde ein Core Catcher eingeführt. Die Idee dahinter ist, dass, wenn der RDB versagen sollte, die Schmelze in die Reaktorgrube einfließen und von dort aus über einen Kanal in eine Kammer

geleitet werden soll, wo sich die Schmelze großflächig verteilen kann [12]. Das große Verhältnis zwischen Oberfläche und Volumen soll die langfristige Kühlbarkeit der Schmelze ermöglichen.

Ein anderes Konzept, welches auch auf dem großflächigen Verteilen der Schmelze in der Reaktorgrube basiert, ist das COMET Konzept [13]. Hier wird die Schmelze auf eine Fläche aus Beton mit einer Opferschicht verteilt. Durch die Wechselwirkung zwischen der Schmelze und der Opferschicht werden Kühlkanäle freigelegt, durch welche Wasser in die Schmelze einfließen und diese kühlen kann. Ziel hierbei ist es, die Schmelze in ein Schüttbett zu überführen, welches langfristig gekühlt werden kann.

1.2.2 Experimentelle Untersuchungen

Die Wechselwirkung mit Corium kann zu diversen Phänomenen führen, z. B. zur Beschädigung der Strukturen, zur Dampfexplosion, zum Versagen des RDB, zum Schmelzen der Betonstrukturen sowie zur Gasfreisetzung und zur Debris-Bildung. Alle Phänomene beim Ablauf eines schweren Störfalls laufen auf verschiedenen Größenskalen ab (sog. multi-scale) und adressieren unterschiedliche wissenschaftliche Gebiete, u. a. Physik, Chemie, Werkstoffwissenschaft sowie die Thermohydraulik (sog. multi-physics). Die ganzheitliche Beschreibung der Phänomene stellt eine große Herausforderung dar und ist derzeit nicht vollumfänglich darstellbar. Deshalb wurden zahlreiche Experimente durchgeführt. Eine schematische Darstellung einiger der durchgeführten Experimente mit dem Ziel des besseren Verständnisses der oben genannten Phänomene ist in der folgenden Abbildung 1-2 zu sehen.

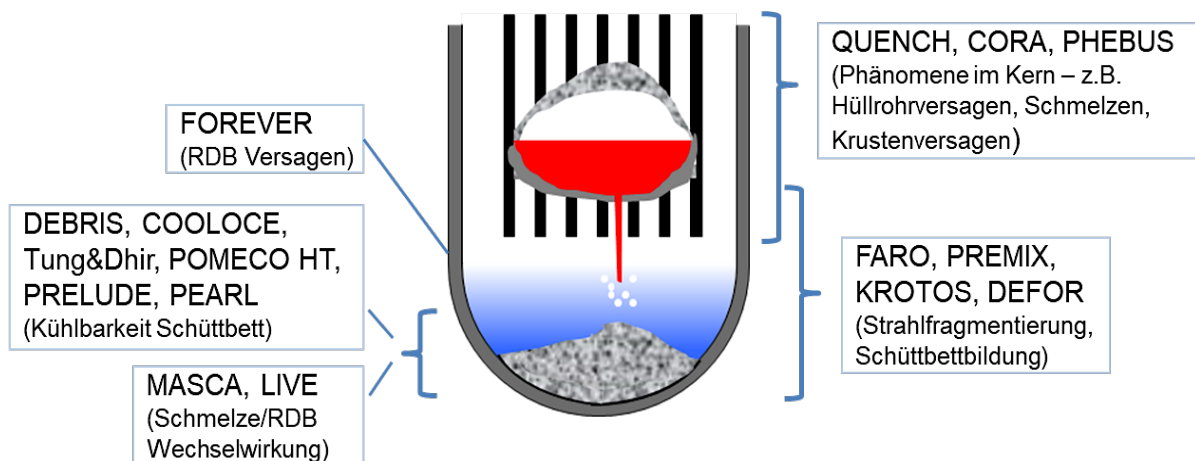


Abbildung 1-2: Experimentelle Untersuchungen der Phänomene während eines schweren Störfalls

Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die Experimente betrachtet, welche die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen sowie deren Einflussfaktoren untersuchen.

Strahlfragmentierung und Schüttbettbildung

Mit die wichtigsten zu betrachtenden Einflussfaktoren sind die Eigenschaften des Schüttbetts, wie z.B. Geometrie, Porosität, Partikelgröße und –form. Diese Eigenschaften wurden hauptsächlich bei Experimenten zur Strahlfragmentierung und Schüttbettbildung untersucht.

Im Rahmen der Experimente FARO und KROTOS [14] wurde das Verhalten von Corium während der Fragmentation im Wasser und die daraus folgende Schüttbettbildung untersucht. Ähnliche Versuche mit Corium wurden bei den CCM- (Corium Coolant Mixing) Experimenten [15], [16] durchgeführt. Im Gegensatz dazu wurden bei den DEFOR- (DEbris FORmation) Experimenten [17], [18], [19] und bei den PREMIX- (PREMIXing phase of melt coolant interaction) Experimenten [20], [21] Ersatzwerkstoffe für die Schmelze verwendet. Bei den genannten Experimenten lag der Fokus hauptsächlich auf der Charakterisierung des Schüttbetts sowie auf den chemischen und physikalischen Phänomenen, welche die Schüttbettbildung beeinflussen.

Die Ergebnisse der Experimente haben gezeigt, dass sich ein Schüttbett mit unregelmäßiger Form und Struktur bilden würde, die aus einem mehrdimensionalen Einfließen von Wasser in das Schüttbett resultieren können. Hinsichtlich der Porosität des Schüttbetts wurden verdichtete Bereiche im Bett mit geringerer Porosität, die sogenannten Cakes, beobachtet. Diese Bereiche können als Folge von unfragmentierter Schmelze oder als Ansammlung von Schmelze-Tropfen entstehen. Es wurden aber auch Bereiche mit höherer Porosität beobachtet. In den CCM-Experimenten wurde die Porosität von Schüttbetten bestimmt und die Ergebnisse lagen in einem sehr breiten Bereich ($\epsilon = 0.39 - 0.65$). Die jeweilige Porosität gilt hauptsächlich nur für die inneren Bereiche, welche für das Kühlmittel nicht zugänglich sind. Bei den DEFOR-Experimenten wurde ebenfalls die Porosität von Schüttbetten bestimmt. Hierbei wurde eine Porosität zwischen 50 und 60 % festgestellt, jedoch ohne Angaben, welche Bereiche des Schüttbetts für die Bestimmung betrachtet wurden.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen zur Porosität wurden in allen Experimenten die Partikeldurchmesser gemessen, die Werte lagen zwischen 1 und 10 mm.

Kühlbarkeit des Schüttbetts

Hinsichtlich der Kühlbarkeit des Schüttbetts wurden zwei Arten von Untersuchungen durchgeführt: geflutete Schüttbetten (Dryout-Experimente) sowie trockene und überhitzte Schüttbetten (Quench-Experimente). In einem realen Reaktorszenario würden diese beiden Phänomene konkurrieren, auf der eine Seite das Quenchen (das Abkühlen auf Sättigungstemperatur bei stationären Bedingungen) der heißen Partikel und auf der anderen Seite das Verhindern des erneuten Erhitzens durch die Nachzerfallswärme bzw. das langfristige Abführen der Nachzerfallswärme. Diese beiden Phänomene bestimmen die Kühlbarkeit.

Dryout-Experimente

Bei den Experimenten mit einem gefluteten Schüttbett, den sogenannten Dryout-Experimenten, lag der Fokus der Untersuchungen, im Hinblick auf die langfristige Kühlbarkeit, bei der maximal abführbaren Wärmestromdichte (Dryout Heat Flux Density, DHF) bei stationären Bedingungen.

In früheren Dryout-Experimenten wurde die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen mit einer eindimensionalen Wassereinspeisung untersucht. Das Wasser wurde nur über die Oberfläche des Betts (Top-Flooding) eingespeist [22], [23], [24]. Dabei wurde die maximale Wärmestromdichte bestimmt, welche aus einer Partikelschüttung abgeführt werden kann, ohne dass trockene Stellen im Bett auftreten (Dryout). Die Ergebnisse zeigen, dass durch die Wassereinspeisung von oben sich eine Gegenströmung zwischen dem steigenden Dampf und dem eintretenden Wasser im Schüttbett einstellt. Der Dampf begrenzt das Einfließen des Wassers ins Schüttbett und führt zu einer niedrigeren DHF. Die erste trockene Stelle bzw. Dryout wurde im oberen Bereich des Schüttbetts beobachtet.

Ein anderes Verhalten wurde bei Experimenten mit einer Wassereinspeisung von unten (Bottom-Flooding) beobachtet [25], [26]. Die Einspeisung erfolgte aus einer Wassersäule mit derselben Höhe wie das Schüttbett. Hierbei strömten das einfließende Wasser und der entstehende Dampf in dieselbe Richtung, d. h. das Wasser konnte alle Bereiche des Betts erreichen. Dies führte zu deutlich höheren DHF-Werten.

Bei den POMECO- (Porous Media Coolability) Experimenten [27] - [30] wurde der Einfluss der Geometrie des Schüttbetts untersucht. Es wurden homogene sowie inhomogene Konfigurationen verwendet. Bei der homogenen Schüttbettkonfiguration wurde nur eine Partikelgröße verwendet. Bei den inhomogenen Konfigurationen wurden Variationen eines geschichteten Schüttbetts untersucht. Die Schichten bestanden aus Partikeln unterschiedlichen Durchmessers. Die Experimente wurden bei Top- und Bottom-Flooding-Bedingungen untersucht. Zusätzlich wurden verschiedene Varianten eines Downcomers untersucht. Als Downcomer werden hier Einbauten bezeichnet, die zur Führung der Strömung des Kühlmittels dienen und das Wasser von unten zuspeisen. Die Ergebnisse dieser Experimente zeigen, dass durch das seitliche Eindringen des Wassers ins Schüttbett alle Bereiche im Bett erreicht werden konnten. Durch diese mehrdimensionalen Effekte (gegeben durch die Schüttbettgeometrie und das Einströmen des Wassers) können höhere DHF-Werte erreicht werden.

Bei den COOLOCE- (Coolability of Cone) Experimenten [31], [32], [33] wurden ähnliche Ergebnisse beobachtet. Bei diesen Experimenten wurden drei unterschiedliche Schüttbettkonfigurationen untersucht; zwei zylindrische und ein konisches. Hier wurde der Effekt der Schüttbettgeometrie und der mehrdimensionalen Zuströmung auf die Kühlbarkeit untersucht. Die Ergebnisse zeigten, dass bei den Konfigurationen mit gleicher Höhe beim konischen Schüttbett höhere DHF-Werte erreicht wurden als beim zylindrischen. Der Grund dafür ist das seitliche

Eindringen des Kühlmittels ins Schüttbett, wodurch sich die Kühlbarkeit verbessert. Bei den Konfigurationen mit gleichem Durchmesser und Volumen zeigt das konische Schüttbett schlechtere Werte als die des zylindrischen. Der Grund dafür ist, dass durch die größere Oberfläche dem zylindrischen Schüttbett ein höherer, aus dem Schüttbett austretender Dampfmassestrom erlaubt wird und somit eine größere Menge an Wärme abgeführt werden kann. Dies bedeutet, dass die Geometrie sowie die mehrdimensionale Zuströmung einen großen Einfluss auf die Kühlbarkeit haben.

Bei den bisher beschriebenen Experimenten wurden kugelförmige Partikel (mit gleichem Durchmesser bzw. monodisperse Schüttungen) für das Schüttbett verwendet. Es wurden aber auch Experimente mit unregelmäßig geformten Partikeln bzw. mit polydispersen Partikelmischungen durchgeführt. Unter diesen Experimenten sind die STYX- [34] und die DEBRIS- [35], [36] Experimente zu erwähnen. Bei den STYX-Experimenten wurde eine Mischung aus Partikeln unterschiedlicher Größe und Form verwendet. Hierfür wurden für die Verteilung der Partikel die Ergebnisse des FARO-Experiments [37], [38] als Referenz verwendet. Bei der Mischung wurde ein kleiner effektiver Partikeldurchmesser (kleiner als 1 mm) ermittelt. Die Ergebnisse zeigten niedrige DHF-Werte (200 kW/m^2 bei einem Druck von 1 bar). Bei den DEBRIS-Experimenten wurden die unregelmäßig geformten Partikeln aus dem PREMIX-Experiment [20] verwendet. Für diese Partikelmischung wurde ein größerer effektiver Partikeldurchmesser (etwa 3 mm) ermittelt. Hier wurden höhere DHF-Werte erzielt, etwa 800 kW/m^2 bei einem Druck von 1 bar. In der DEBRIS-Anlage wurden weitere Experimente mit nicht-kugelförmigen Partikeln durchgeführt, nämlich mit Schrauben (Köpfe) und Zylindern [39], [40], [41]. Folgende effektive Partikeldurchmesser wurden berechnet: 3.0 mm für die Zylinder und 2.8 mm für die Schrauben. Die besondere Geometrie der Partikel resultierte aus unterschiedlicher Porosität: Für das Schüttbett mit Zylindern betrug diese 0.38 und für das mit Schrauben 0.58. Darüber hinaus wurde bei den Versuchsreihen der Einfluss von inhomogenen Partikelkonfigurationen auf die Kühlbarkeit untersucht. Die Ergebnisse zeigten, dass die Porosität und der Partikeldurchmesser eine entscheidende Rolle spielen. Je höher die Porosität, desto höher sind die DHF-Werte hinsichtlich des Partikeldurchmessers. Somit führen größere Partikel zu höheren DHF-Werten. Des Weiteren wurde festgestellt, dass Schichten bzw. Inhomogenitäten zu niedrigeren Dryout-Leistungen führen.

Bei vielen Experimenten wurde auch der Einfluss des Druckes auf die Kühlbarkeit untersucht. Die Ergebnisse hierzu deuteten darauf hin, dass die Kühlbarkeit sich mit steigendem Druck deutlich verbessert.

Quench-Experimente

Bei den Experimenten mit einer trocknen und überhitzten Schüttung wurden der Abkühlprozess durch das Fluten des Schüttbetts, die Ausbreitung der Quench- und der Wasserfront sowie die dominierenden Wärmeübertragungsvorgänge untersucht. Hinsichtlich des Schüttbetts wurden unterschiedliche Schüttbettkonfigurationen (homogene sowie geschichtete) untersucht.

Beim TUTU-Experiment [42] wurde das Verhalten während des Quenchens untersucht. Hierbei wurde das Schüttbett von unten mit Wasser geflutet. Für die Versuche wurde das Wasser mit verschiedenen Massenströmen eingespeist und über den gesamten Versuch konstant gehalten. Die Ergebnisse zeigten, dass bei kleineren Einspeiseraten das Vordringen der Quenchfront und der Wasserfront fast gleichzeitig geschah. Bei höheren Einspeiseraten wurde beobachtet, dass die Wasserfront schneller aufstieg, als das Quenchen verlief. Das bedeutet, dass das Schüttbett zuerst mit Wasser geflutet wurde, während die Partikel noch heiß waren. Anschließend wurden die Partikel im bereits gefluteten Schüttbett abgekühlt. Ähnliche Ergebnisse zeigte das PRELUDE- (Préliminaire sur le Renoyage Expérimental d'Un Lit de Debris) [43], [44] Experiment. Hier wurde das Schüttbett ebenfalls mit unterschiedlichen konstanten Einspeiseraten von unten mit Wasser geflutet.

Bei den Experimenten von Gingsberg [45] sowie bei Cho und Bova [46] wurde das Schüttbett von oben geflutet. Es wurde ein strahlenähnliches Einfließen des Wassers beobachtet. Beim Erreichen des Bodens wurde das Schüttbett von unten nach oben aufgefüllt. Das Quenchen erfolgte während des Auffüllens schneller als während des Einfließens. Ähnliche Ergebnisse wurden bei den Experimenten von Schäfer [47] beobachtet.

Der Einfluss von Inhomogenitäten im Schüttbett auf das Quenchverhalten wurde in den Experimenten von Tung und Dhir [48] untersucht. Im Experiment wurden axial und radial geschichtete Schüttbettkonfigurationen mit einer Wassereinspeisung von oben und von unten analysiert. Bei den Versuchen mit einer Einspeisung von unten wurde der treibende Druck durch eine Wassersäule erzeugt. Bei diesen Versuchen wurde festgestellt, dass die Quenchzeit stark von dem treibenden Druck und der Anfangstemperatur der Partikel abhängig ist. Bei den Versuchen mit einer Wassereinspeisung von oben wurde bei den axial geschichteten Konfigurationen (mit einem Bereich mit geringerer Permeabilität im oberen Teil des Betts) beobachtet, dass der Quenchvorgang länger dauert als bei den Konfigurationen mit der höheren Permeabilität im oberen Bereich. Bei den radial geschichteten Konfigurationen wurde beobachtet, dass das Wasser durch die Bereiche in Wandnähe ins Bett eindringt. Grund hierfür ist die höhere Permeabilität in diesen Bereichen. Allgemein zeigten die Ergebnisse des Experiments, dass der Quenchvorgang durch den treibenden Druck bzw., bei den Versuchen mit einem konstanten treibenden Druck, durch die Dampfreibung im Bett bestimmt wird, und dass das Wasser bevorzugt durch die Bereiche mit höherer Permeabilität fließt.

Am Institut für Kernenergie und Energietechnik (IKE) wurden Experimente mit einer polydispersen Partikelmischung [49], [50] mit Partikeln mit einem Durchmesser von 2, 3 und 6 mm sowie mit einer Mischung aus unregelmäßig geformten Partikeln aus dem PREMIX-Experiment [20] und Partikeln mit einem Durchmesser von 3 und 6 mm durchgeführt. Die Wassereinspeisung erfolgte von oben oder von unten. Die Experimente wurden bei Umgebungsdruck und für verschiedene Anfangstemperaturen des Betts durchgeführt. Bei den Versuchen mit einer Wassereinspeisung von unten wurde festgestellt, dass, je höher die Anfangsbetttemperatur ist, desto langsamer der Quenchvorgang verläuft.

1.2.3 Simulationscodes

Um Sicherheitsanalysen eines schweren Störfalls durchführen zu können, werden Rechnungen mit Simulationsprogrammen durchgeführt. Dabei werden postulierte Szenarien simuliert und analysiert. Die Analyse kann den gesamten Störfall umfassen, ausgehend von einem auslösenden Ereignis bis zur Beherrschung des Unfalls oder bis zum Zustand nach dem Versagen des Reaktordruckbehälters (RDB). Wenn in der Simulation das Gesamtsystem des Kernkraftwerks betrachtet wird, dann spricht man von einem Integralcode. Beispiele für solche Codes sind ASTEC (Accident Source Term Evaluation Code) [50], MAAP (Modular Accident Analysis Program) [52], [54] und MELCOR (Methods for Estimation of Leakages and Consequences of Releases) [53], [54]. Der Nachteil bei solchen Codes ist, dass die Einzelphänomene sehr stark vereinfacht modelliert werden.

Neben den Integralcodes existieren auch andere Codes, welche einzelne Untersysteme eines Reaktors simulieren, diese Codes werden als thermohydraulische Systemcodes bezeichnet. Beispiele dafür sind ATHLET-CD [55] und ICARE/CATHARE [56]. Das Programm ICARE/CATHARE kann als eigenständiges Programm verwendet werden, ist aber auch Bestandteil des Integralcodes ASTEC, welcher bei IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) in Zusammenarbeit mit der GRS (Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit) und anderen Projektpartner entwickelt wurde.

Mit dem deutschen Systemcode ATHLET-CD, welcher bei der GRS in Kooperation mit dem Institut für Kernenergie und Energietechnik (IKE) entwickelt wurde, können Störfälle mit schweren Kernschäden in Leichtwasserreaktoren simuliert werden. ATHLET-CD ist modular aufgebaut. Das Programm MEWA (MElt and Water) [57] ist für die Simulation der Partikel-schüttung als Modul integriert. Ebenfalls als Modul in ATHLET-CD ist das Programm JEMI (JEt Fragmentation and Premixing) [58] integriert. JEMI dient zur Simulation der Schmelze-Fragmentation und zur Schüttbettentstehung. Beide Programme MEWA und JEMI wurden am IKE entwickelt und können als eigenständige Programme oder gekoppelt im COCOMO (CO-rium COolability MOdel) verwendet werden.

Die Entwicklung von Programmen für die Untersuchung einzelner Phänomene ist von besonderem Interesse, denn mit solchen Codes, im Zusammenspiel mit Experimenten, können verlässliche Untersuchungen der einzelnen Phänomene im Verlauf eines schweren Störfalls durchgeführt werden. Trotz fortschreitender Entwicklung basieren diese Programme hauptsächlich auf zweidimensionalen Näherungsbetrachtungen und sind bei der Simulation von mehrdimensionalen Effekten nur begrenzt anwendbar.

1.3 Ziel der Arbeit

Wie bereits im Abschnitt 1.2.1 beschrieben wurde, können während der verschiedenen Phasen im Verlauf eines schweren Reaktorstörfalls Schüttbetten entstehen. Abhängig von dem Reak-

tordesign kann eine solche Partikelschüttung innerhalb des Druckbehälters während der Verlagerung der geschmolzenen Brennelemente und Steuerstäbe entweder in dem unteren Teil des Kerns oder nach Krustenversagen in dem unteren Plenum auftreten. Für ein Störfallszenario, in dem der Reaktordruckbehälter durchschmilzt, kann sich nach der Kernschmelzverlagerung in der wassergefüllten Reaktorgrube eine Partikelschüttung bilden. Die Kühlbarkeit solcher Schüttbetten ist von größter Bedeutung für die weitere Entwicklung oder die Beendigung eines schweren Störfalls. Einerseits wird durch die Bildung eines Schüttbetts die Kapazität, Wärme abzuführen, beeinträchtigt (durch die Vergrößerung der zu kühlenden Oberfläche) und als Folge dessen würde der Störfallfortschritt stark beschleunigt. Auf der anderen Seite kann durch die Bildung eines Schüttbetts und dessen Quenchprozess eine zuvor nicht kühlbare Konfiguration (Schmelzsee) in eine kühlbare umgewandelt werden. So könnte der weitere Störfallverlauf gestoppt werden.

Die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen hängt von verschiedenen Parametern ab. Unter diesen Parametern spielen mehrdimensionale Effekte, wie zum Beispiel die geometrische Konfiguration sowie Inhomogenitäten (durch Porosität oder Partikeldurchmesser) eine sehr wichtige Rolle. Um realistische Simulationen der Prozesse im Reaktor bei verschiedenen Szenarien durchführen zu können, ist es sehr wichtig, die tatsächlichen geometrischen Verhältnisse sowie Beschaffenheit des Schüttbetts (Porosität und Partikeldurchmesser) zu berücksichtigen, die sich als Folge von asymmetrischen Kernschmelzverlagerungsprozessen und unterschiedlicher Fragmentierung der Partikel ergeben könnten.

Vorherige Untersuchungen mit dem IKE-Code MEWA waren auf zwei Dimensionen beschränkt. Die Konfigurationen wurden mit zylindrischer Symmetrie oder mit Näherungsbetrachtungen mittels kartesischer Koordinaten dargestellt. Allerdings haben solche Näherungsbetrachtungen Grenzen und lassen sich nur durch Vergleich mit 3D-Ergebnissen verifizieren.

Gesamtziel der Arbeit ist es, ein Werkzeug bereitzustellen, welches dreidimensionale inhomogene Partikelschüttungen verschiedener Reaktorszenarien abbildet, um damit den Einfluss von mehrdimensionalen Effekten auf die Kühlbarkeit zu identifizieren und neue Erkenntnisse für geeignete Gegenmaßnahmen abzuleiten. Voraussetzung hierfür ist zunächst der Nachweis, dass mit den verwendeten Modellansätzen, insbesondere den konstitutiven Gesetzen für Reibung und Wärmeübergang, mehrdimensionale Effekte korrekt erfasst werden.

Die Arbeit ist in vier Phasen aufgeteilt:

- 1) Erweiterung auf MEWA 3D
- 2) Verifikation der 3D-Version
- 3) Validierung der 3D-Version
- 4) Untersuchung von Reaktorszenarien mit MEWA 3D

Die Arbeit beginnt mit der Erweiterung des bereits bestehenden 2D-Modells von MEWA auf eine dreidimensionale Beschreibung. Die korrekte Implementierung der erweiterten Modelle wird zunächst durch die Verifikation der 3D-Version geprüft. Die Simulation beinhaltet diverse Konfigurationen und Szenarien, welche mit der 2D-Version verglichen werden. Es schließen sich die Durchführung und Darstellung von Validierungsrechnungen zu unterschiedlichen Experimenten an.

Ein weiterer Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist, die wichtigsten Parameter, welche den größten Einfluss auf die Kühlbarkeit haben, zu identifizieren und im Rahmen einer Parameteranalyse genauer zu untersuchen. Diese Parameter finden anschließend Verwendung bei der Erstellung und Simulation geeigneter dreidimensionaler Reaktorszenarien. Diese Szenarien werden unter Berücksichtigung der Untersuchungsergebnisse des TMI-2-Unfalls so realitätsnah wie möglich erstellt.

2 Mathematisch-Physikalisches Modell

Zur Beschreibung von Kernverlagerungsvorgängen in der späten Störfallphase und insbesondere zur Untersuchung des Potenzials der Kühlbarkeit eines degradierten Reaktorkerns, wurde am Lehrstuhl für Kernenergetik und Energiesystem der Universität Stuttgart das Programm MEWA (MElt and WAter) [5], [57] entwickelt. Der Code entstand ursprünglich aus einer Kombination der beiden zweidimensionalen Module MESOCO (MElting-SOlidification COde) [59] und WABE (WAter and BEd) [60], [61]. Das erste Modul MESOCO beschreibt Prozesse, wie Schmelzen, Verlagerung der Schmelze und Bildung eines Schmelzsees. Das zweite Modul WABE modelliert die Zweiphasenströmung im porösen Medium. Für die Entwicklung von MEWA 3D wurde die zweidimensionale Version des Programms MEWA 2D [62] als Basis genommen, die entsprechenden Änderungen werden im Abschnitt 2.3 beschrieben.

In MEWA 3D werden die drei Phasen fest, flüssig und gasförmig unterschieden. Dabei wird die feste Phase durch Partikel (solid), die flüssige durch Wasser (liquid) und die gasförmige durch Dampf (gas) beschrieben. Jede Phase wird als Kontinuum betrachtet, so dass das Gesamtvolumen V des Partikelbetts (siehe Gleichung (2-1)) sich aus den Einzelvolumen der Partikel (solid) V_s , des flüssigen Wassers (liquid) V_l und des gasförmigen Wassers V_g (gas) zusammensetzt.

$$V = V_s + V_l + V_g \quad (2-1)$$

Die entsprechenden Volumenanteile der Partikel $\left(\frac{V_s}{V}\right)$ sowie der Fluide $\left(\frac{V_l}{V}\right)$ und $\left(\frac{V_g}{V}\right)$ sind in den folgenden Gleichungen (2-2), (2-3) und (2-4) definiert.

$$\frac{V_s}{V} = 1 - \varepsilon \quad (2-2)$$

$$\frac{V_l}{V} = s_l \varepsilon \quad (2-3)$$

$$\frac{V_g}{V} = s_g \varepsilon \quad (2-4)$$

Hierbei ist ε die Porosität, s_l der Flüssigkeitsanteil und s_g der Gasanteil. Die Fluidanteile s_g und s_l beschreiben je das Verhältnis des entsprechenden Fluids (bzw. Wasserphase) bezogen auf das Fluidvolumen $V_l + V_g$. Die Gleichung (2-5) zeigt das Verhältnis zwischen den Fluidanteilen.

$$s_l + s_g = 1 \quad (2-5)$$

Im Modell wird angenommen, dass die Partikel eine feste und räumlich fixierte Matrix bilden, welche mit Wasser und Dampf durchflossen wird. Für jede Phase sind die entsprechenden Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie implementiert. Zur Lösung des Gleichungssystems sind im Modell ebenfalls die notwendigen konstitutiven Gleichungen für den Wärmetransport sowie für die Reibung zwischen den Phasen enthalten.

2.1 Erhaltungsgleichungen

2.1.1 Masse (Kontinuitätsgleichung)

Die folgenden Gleichungen (2-6) und (2-7) beschreiben jeweils die Erhaltungsgleichung für die Masse (Kontinuitätsgleichung) der gasförmigen und der flüssigen Phase.

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (s_g \rho_g) + \nabla (\rho_g \varepsilon s_g \vec{w}_g) = \Gamma_{evap} \quad (2-6)$$

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (s_l \rho_l) + \nabla (\rho_l \varepsilon s_l \vec{w}_l) = -\Gamma_{evap} \quad (2-7)$$

Hier sind ρ_g und ρ_l die entsprechenden Dichten des Gases und der Flüssigkeit. Die vektorielle momentane Geschwindigkeit der Gasphase wird durch \vec{w}_g und die der Flüssigkeit durch \vec{w}_l beschrieben. Der Zusammenhang zwischen \vec{w}_g bzw. \vec{w}_l und der Leerrohrgeschwindigkeit \vec{u}_g bzw. \vec{u}_l wird in den folgenden Gleichungen (2-8) und (2-9) dargestellt.

$$\vec{u}_g = \varepsilon s_g \vec{w}_g \quad (2-8)$$

$$\vec{u}_l = \varepsilon s_l \vec{w}_l \quad (2-9)$$

In den Gleichungen (2-6) und (2-7) beschreibt die Verdampfungsrate Γ_{evap} den Massentransfer zwischen beiden Kontinuitätsgleichungen und tritt als Quell- und Senkenterm auf.

2.1.2 Impuls

Die Impulsgleichungen für die gasförmige und die flüssige Phase sind in den Gleichungen (2-10) und (2-11) dargestellt. Im Modell werden nur vereinfachte Impulsgleichungen verwendet. Hierbei wird angenommen, dass die Strömung der Fluide durch das poröse Medium durch die Reibung mit den Partikeln bestimmt wird. Da die dominierenden Kräfte die Reibungskräfte sind, werden die Trägheitsterme und die zeitlichen Änderungen vernachlässigt.

$$K_{gs} \vec{w}_g + \frac{K_{gl}}{s_g} (\vec{w}_g - \vec{w}_l) = -\nabla p_g + \rho_g \vec{g} \quad (2-10)$$

$$K_{ls} \vec{w}_l - \frac{K_{gl}}{s_l} (\vec{w}_g - \vec{w}_l) = -\nabla p_l + \rho_l \vec{g} \quad (2-11)$$

Hierbei ist p_g der Druck der Gasphase und p_l der Druck der Flüssigkeit. Diese sind gleich, wenn die Kapillarkräfte nicht berücksichtigt werden. In diesem Fall gilt dann Gleichung (2-12). Die Kapillarkräfte spielen eine wichtige Rolle bei geschichteten Schüttbetten mit unterschiedlicher Porosität oder unterschiedlichen Partikeldurchmessern. Im Kapitel 2.2.4 sind die Modelle für die Kapillarkräfte beschrieben.

$$p = p_l = p_g \quad (2-12)$$

In den Impulsgleichungen (2-10) und (2-11) wird die Reibung zwischen den Phasen mit dem Reibungskoeffizienten K dargestellt. Die Reibung zwischen den Partikeln und den Fluidströmungen wird mit den Reibungskoeffizienten K_{gs} (Gas-Solid) und K_{ls} (Liquid-Solid) berücksichtigt. Die Reibung an den Phasenflächen zwischen den beiden Strömungen wird als Interphasenreibung K_{gl} bezeichnet.

2.1.3 Energie

Die folgenden Gleichungen zeigen die Energiebilanzen für die im Modell betrachteten Phasen. Für jede der Phasen sind getrennte Erhaltungsgleichungen der Energie angesetzt. Jede Phase hat eine eigene Temperatur T_g (gas), T_l (liquid) und T_s (solid). Die Gleichung (2-13) zeigt die Energiebilanz für die Partikel (solid).

$$(1 - \varepsilon) \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s e_s) = \nabla (\lambda_{s,eff} \nabla T_s) + Q_{s,decay} - Q_{s,sat} - Q_{s,g} - Q_{s,l} \quad (2-13)$$

$$\lambda_{s,eff} = \lambda_s (1 - \varepsilon) \quad (2-14)$$

Hierbei ist e_s die spezifische innere Energie und ρ_s die Dichte der festen Phase (Partikel). Der erste Term auf der rechten Seite repräsentiert die Wärmeleitung in der festen Phase. Die Nachzerfallswärme bzw. die volumetrische Heizleistung, die in den Experimenten den Partikeln zugeführt wird, wird als $Q_{s,decay}$ definiert. Die Wärmestromdichte, welche bei der Verdampfung des Wassers aufgebraucht wird, wird durch $Q_{s,sat}$ beschrieben. Der direkte Wärmeübergang zwischen den Partikeln und dem Gas $Q_{s,g}$ ist hauptsächlich in trockenen Regionen ($s_l = 0$) relevant. Der Wärmeübergang zwischen den Partikeln und der Flüssigkeit $Q_{s,l}$ wird nur bei unterkühlten Bedingungen ($T_l < T_{sat}$) berücksichtigt. Die Gleichung (2-14) zeigt den effektiven Wärmeleitfähigkeitskoeffizient $\lambda_{s,eff}$ in Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ_s der festen Phase und der Porosität ε .

Die Energiebilanz für die Gasphase wird in der Gleichung (2-15) beschrieben. Hier ist e_g die spezifische innere Energie in der Gasphase, i_g die spezifische Enthalpie und $i_{g,sat}$ die spezifische Enthalpie bei Sättigungszustand. Auf der rechten Seite sind die Wärmeleitung in der Gasphase, der Wärmeübergang zwischen der festen Phase und der Gasströmung $Q_{s,g}$ sowie die Enthalpie resultierend aus der Massenübertragung bei der Verdampfung. Die Gleichung (2-16)

zeigt den effektiven Wärmeleitfähigkeitskoeffizient $\lambda_{g,eff}$ in Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ_g der Gasphase und der Porosität ε .

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (s_g \rho_g e_g) + \nabla(\varepsilon s_g \rho_g \vec{w}_g i_g) = \nabla(\lambda_{g,eff} \nabla T_g) + Q_{s,g} + \Gamma_{evap} i_{g,sat} \quad (2-15)$$

$$\lambda_{g,eff} = \lambda_g \varepsilon s_g \quad (2-16)$$

Die Gleichung (2-17) zeigt die Energiebilanz für die flüssige Phase. Hier ist e_l die spezifische innere Energie in der flüssigen Phase, i_l die spezifische Enthalpie und $i_{l,sat}$ die spezifische Enthalpie bei Sättigungszustand. Auf der rechten Seite sind die Wärmeleitung in der flüssigen Phase, der Wärmeübergang zwischen den festen und der flüssigen Phase $Q_{s,l}$ sowie die Enthalpie, resultierend aus der Massenübertragung bei der Verdampfung, berücksichtigt. Die Gleichung (2-18) zeigt den effektiven Wärmeleitfähigkeitskoeffizient $\lambda_{l,eff}$ in Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ_l der flüssigen Phase und der Porosität ε .

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (s_l \rho_l e_l) + \nabla(\varepsilon s_l \rho_l \vec{w}_l i_l) = \nabla(\lambda_{l,eff} \nabla T_l) + Q_{s,l} - \Gamma_{evap} i_{l,sat} \quad (2-17)$$

$$\lambda_{l,eff} = \lambda_l \varepsilon s_l \quad (2-18)$$

2.2 Konstitutive Gleichungen

Um das Gleichungssystem lösen zu können, sind auch im Modell die notwendigen konstitutiven Gleichungen enthalten. Ein Großteil dieser Gleichungen bzw. Modelle stammt aus Experimenten, bei welchen gezielt konkrete Phänomene untersucht wurden. In den folgenden Abschnitten sind diese Gleichungen bzw. Modelle beschrieben.

2.2.1 Zustandsgleichungen

Die Zustandsgleichungen leiten sich aus den thermodynamischen Eigenschaften von Wasser und Dampf ab. Die Gleichungen (2-19) und (2-20) zeigen die Dichte ρ und die Enthalpie i für Wasser und Dampf in Abhängigkeit des Druckes und der Temperatur.

In MEWA 2D und 3D werden die Eigenschaften für Wasser und Dampf aus der ATHLET-Datenbank verwendet.

$$\rho_l = \rho_l(p, T_l) \quad i_l = i_l(p, T_l) \quad (2-19)$$

$$\rho_g = \rho_g(p, T_g) \quad i_g = i_g(p, T_g) \quad (2-20)$$

Die Eigenschaften im Sättigungszustand werden als Funktionen in Abhängigkeit des Druckes definiert. Die folgenden Gleichungen (2-21) zeigen die Temperatur T_{sat} , die Dichte des Wassers $\rho_{l,sat}$ sowie des Dampfes $\rho_{g,sat}$ und die entsprechende Enthalpie für Wasser $i_{l,sat}$ und Dampf $i_{g,sat}$ im Sättigungszustand.

$$\begin{aligned} T_{sat} &= T_{sat}(p) \\ \rho_{l,sat} &= \rho_{l,sat}(p) & \rho_{g,sat} &= \rho_{g,sat}(p) \\ i_{l,sat} &= i_{l,sat}(p) & i_{g,sat} &= i_{g,sat}(p) \end{aligned} \quad (2-21)$$

Darüber hinaus werden aus der Datenbank weitere Eigenschaften bestimmt, wie die dynamische Viskosität (η_l, η_g), die Wärmeleitfähigkeit (λ_l, λ_g) und die Oberflächenspannung (σ).

2.2.2 Wärme- und Stoffübertragung

Im Modell wird bei der Wärmeübertragung angenommen, dass im reinen einphasigen Zustand die Wärme direkt von den Partikeln zu der kontinuierlichen Phase (Wasser oder Dampf) übertragen wird. Beim zweiphasigen Zustand wird die Wärme der Partikel an das gesättigte Wasser (Dampf-Wasser-Phasengrenze) übertragen und führt zu einem Wärmeaustausch zwischen dem gesättigten Wasser (Dampf-Wasser-Phasengrenze) und den flüssigen und gasförmigen Phasenanteilen.

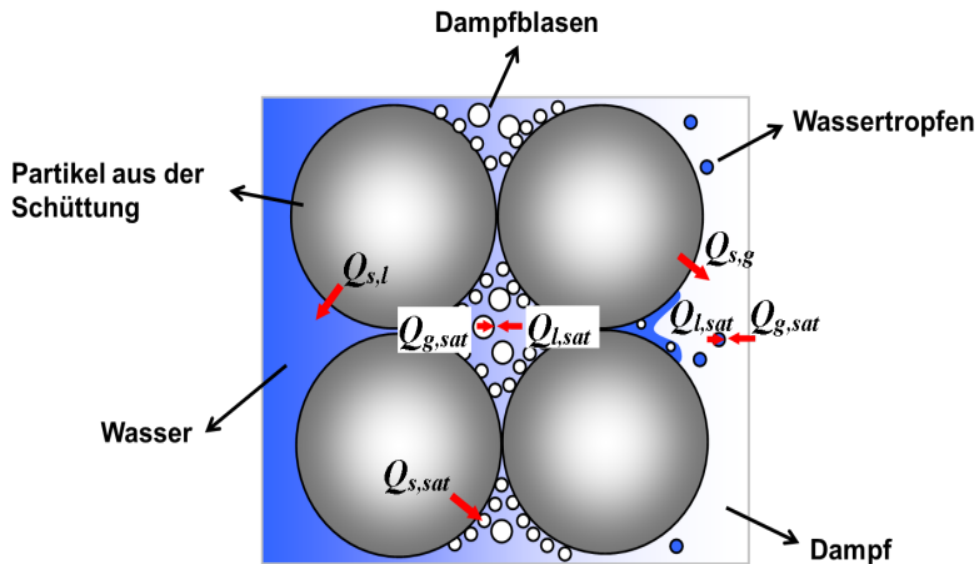


Abbildung 2-1: Schematische Darstellung der Wärmeströme zwischen den Phasen [5]

Wenn eine Blasenströmung vorliegt, erfolgt die Wärmeübertragung an der Blasenoberfläche. Analog erfolgt die Wärmeübertragung, wenn eine Tropfenströmung vorliegt, an die Tropfenoberfläche. Als Folge der Wärmeübertragung verdampft der flüssige Anteil. Eine schematische Darstellung der Wärmeübertragung im Modell ist in der Abbildung 2-1 zu sehen, hier sind die zwischen den Phasen (s, l, g) sowie der Dampf-Wasser-Phasengrenze (sat) ausgetauschten Wärmeströme dargestellt.

Der als Folge der Verdampfung resultierende Massenaustausch wird als Verdampfungsrate Γ_{evap} definiert und ist in Gleichung (2-22) dargestellt. Hier wird der Massentransfer durch die Verdampfung der Flüssigkeit beschrieben und ergibt sich aus der Summe der Wärmeströme in der Wasser-Dampf-Phase geteilt durch die Verdampfungsenthalpie $i_{g,sat} - i_{l,sat}$.

$$\Gamma_{evap} = \frac{Q_{s,sat} + Q_{g,sat} + Q_{l,sat}}{i_{g,sat} - i_{l,sat}} \quad (2-22)$$

2.2.2.1 Wärmeübertragung Partikel - Gas

Die Wärmeübertragung zwischen den Partikeln und dem Gas kann nur erfolgen, wenn die Partikeltemperatur oberhalb der Sättigungstemperatur liegt ($T_s > T_{sat}$) und Dampf die kontinuierliche Phase ist ($s_g \geq 0.7$). Die Gleichung (2-23) zeigt die Wärmestromdichte $Q_{s,g}$ in Abhängigkeit von der volumenbezogenen Wärmeübertragungsfläche $a_{s,g}$ und dem Wärmeübergangskoeffizient $h_{s,g}$.

$$Q_{s,g} = a_{s,g} h_{s,g} (T_s - T_g) \quad (2-23)$$

Die volumenbezogene Wärmeübertragungsfläche $a_{s,g}$ ist wie folgt definiert:

$$a_{s,g} = \frac{6(1 - \varepsilon)}{d_p} \cdot F(s_g) \quad (2-24)$$

$$F(s_g) = \begin{cases} 0 & \text{für } s_g < 0.7 \\ \frac{s_g - 0.7}{0.3} & \text{für } s_g \geq 0.7 \end{cases} \quad (2-25)$$

Die Gleichung (2-26) zeigt den Wärmeübergangskoeffizient $h_{s,g}$ in Abhängigkeit der Nußelt-Zahl $Nu_{s,g}$. Die entsprechende Korrelation für die Nußelt-Zahl $Nu_{s,g}$ wird in der Gleichung (2-27) gezeigt. In der Gleichung (2-28) wird die Reynolds-Zahl des Gases in Abhängigkeit der dynamischen Viskosität des Gases η_g dargestellt.

$$h_{s,g} = \frac{Nu_{s,g} \lambda_g}{d_p} \quad (2-26)$$

$$Nu_{s,g} = 2 + 0.6 \sqrt{Re_g} \quad (2-27)$$

$$Re_g = \frac{|\vec{w}_g| \rho_g d_p}{\eta_g} \quad (2-28)$$

2.2.2.2 Wärmeübertragung Partikel - Wasser

Die Wärmeübertragung zwischen den Partikeln und dem Wasser kann nur unter den Voraussetzungen erfolgen, dass Wasser die kontinuierliche Phase ist, $s_l \geq 0.7$, und die Partikeltemperatur unterhalb der Sättigungstemperatur liegt, $T_s < T_{sat}$.

Die Wärmeübertragung zwischen den Partikeln und der Flüssigkeit beschreibt die volumetrische Wärmestromdichte $Q_{s,l}$ in Gleichung (2-29), dabei ist $a_{s,l}$ die volumenbezogene Wärmeübertragungsfläche und $h_{s,l}$ der Wärmeübergangskoeffizient.

$$Q_{s,l} = a_{s,l} h_{s,l} (T_s - T_l) \quad (2-29)$$

Analog zu den Gleichungen (2-24) bis (2-28) beschreiben die Gleichungen (2-30), (2-31), (2-32) und (2-33) die entsprechenden Funktionen für die volumenbezogene Wärmeübertragungsfläche $a_{s,l}$, den Wärmeübergangskoeffizient $h_{s,l}$, die Nußelt-Zahl $Nu_{s,l}$ sowie die Reynolds-Zahl Re_l .

$$a_{s,l} = \frac{6(1-\varepsilon)}{d_p} \cdot \begin{cases} 0 & \text{für } s_l < 0.7 \\ \frac{s_l - 0.7}{0.3} & \text{für } s_l \geq 0.7 \end{cases} \quad (2-30)$$

$$h_{s,l} = \frac{Nu_{s,l} \lambda_l}{d_p} \quad (2-31)$$

$$Nu_{s,l} = 2 + \sqrt{Re_l} \quad (2-32)$$

$$Re_l = \frac{|\vec{w}_l| \rho_l d_p}{\eta_l} \quad (2-33)$$

2.2.2.3 Wärmeübertragung Partikel – Gas-Wasser-Phasengrenze

Der Wärmeübergang zwischen den Partikeln und der Gas-Wasser-Phasengrenze (Wasser bei Sättigungstemperatur) wird durch die Gleichung (2-34) beschrieben, dabei ist $Q_{s,sat}$ die volumetrische Wärmestromdichte, $a_{s,sat}$ die volumenbezogene Wärmeübertragungsfläche aus Gleichung (2-35) und $h_{s,sat}$ der Wärmeübergangskoeffizient.

$$Q_{s,sat} = a_{s,sat} h_{s,sat} (T_s - T_{sat}) \quad (2-34)$$

$$a_{s,sat} = \frac{6(1-\varepsilon)}{d_p} \cdot \begin{cases} 0 & \text{für } s_l \geq 0.3 \\ \frac{s_l}{0.3} & \text{für } s_l < 0.3 \end{cases} \quad (2-35)$$

Das Sieden an der Partikeloberfläche wird durch Korrelationen berechnet. Abhängig von der Partikeltemperatur wird zwischen Filmsieden und Blasensieden unterschieden. Die minimale Temperatur beim Filmsieden T_{min}^{FB} ist in Gleichung (2-36) definiert. In MEWA 2D und 3D wird

angenommen, dass für die minimale Temperatur 17 K oberhalb der Sättigungstemperatur ausreichen, um reines Filmsieden zu erreichen [5].

$$T_{min}^{FB} = T_{sat} + 17.0 \text{ K} \quad (2-36)$$

Falls die Partikeltemperatur T_s unterhalb der minimalen Temperatur beim Filmsieden T_{min}^{FB} liegt, also $T_s < T_{min}^{FB}$, dann liegt reines Blasensieden vor. In diesem Fall wird der Wärmeübergangskoeffizient $h_{s,sat}^{NB}$ nach der Gleichung (2-37) definiert, die sogenannte Rohsenow-Korrelation [63]. Dabei ist $c_{p,l}$ die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, σ_l die Oberflächenspannung und Pr_l die Prandtl-Zahl aus Gleichung (2-38), jeweils für die Flüssigkeit.

$$h_{s,sat}^{NB} = \frac{c_{p,l}^3 \eta_l (T_s - T_{sat})^2}{(i_{g,sat} - i_{l,sat})^2 (1.2 \cdot 10^{-2} Pr_l)^3 \sqrt{\frac{\sigma_l}{g(\rho_l - \rho_g)}}} \quad (2-37)$$

$$Pr_l = \frac{\eta_l c_{p,l}}{\lambda_l} \quad (2-38)$$

Liegt die Temperatur oberhalb der maximalen Temperatur für Blasensieden T_{max}^{NB} (siehe Gleichung (2-39)), dann wird reines Filmsieden angenommen. Hier wird der Wärmeübergangskoeffizient $h_{s,sat}^{FB}$ nach der Lienhard-Korrelation [64] (siehe Gleichung (2-40)) berechnet.

$$T_{max}^{NB} = T_{min}^{FB} + \Delta T_{trans} \quad (\text{mit } \Delta T_{trans} = 100 \text{ K}) \quad (2-39)$$

$$h_{s,sat}^{FB} = \frac{Nu_{s,sat}^{FB} \lambda_g}{d_p} \quad (2-40)$$

Die Gleichung (2-41) zeigt die verwendete Nußelt-Korrelation in Abhängigkeit der modifizierten spezifischen Verdampfungsenthalpie $\Delta i'_{sat}$ aus Gleichung (2-42), der Prandtl-Zahl für Gas Pr_g aus Gleichung (2-43) und der Jakob-Zahl Ja aus Gleichung (2-44).

$$Nu_{s,sat}^{FB} = 0.67 \left(\frac{\rho_g g (\rho_l - \rho_g) \Delta i'_{sat} d_p^3}{\eta_g \lambda_g (T_s - T_{sat})} \right)^{1/4} \quad (2-41)$$

$$\Delta i'_{sat} = (i_{g,sat} - i_{l,sat}) \left[1 + \left(0.968 - \frac{0.163}{Pr_g} \right) Ja \right] \quad (2-42)$$

$$Pr_g = \frac{\eta_g c_{p,g}}{\lambda_g} \quad (2-43)$$

$$Ja = \frac{c_{p,g} (T_s - T_{sat})}{(i_{g,sat} - i_{l,sat})} \quad (2-44)$$

Im Übergangsbereich zwischen T_{min}^{FB} und T_{max}^{NB} wird der Wärmeübergangskoeffizient $h_{s,sat}^{trans}$ (siehe Gleichung (2-45) zwischen dem Wärmübergangskoeffizient für Blasensieden $h_{s,sat}^{NB}$ (bei T_{min}^{FB}) aus Gleichung (2-37) und dem Wärmübergangskoeffizient für Filmsieden $h_{s,sat}^{FB}$ (bei

T_{max}^{NB}) aus Gleichung (2-40) und in Abhängigkeit der Wichtungsfunktion $W_{(T_s)}$ aus Gleichung (2-46) linear interpoliert.

$$h_{s,sat}^{trans} = [1 - W_{(T_s)}] h_{NB,s,sat(T_{FB,min})} + W_{(T_s)} h_{FB,s,sat(T_{PB,min})} \quad (2-45)$$

$$W_{(T_s)} = \frac{T_s - T_{FB,min}}{T_{NB,max} - T_{FB,min}} \quad (2-46)$$

2.2.3 Reibungsmodelle

Die zweiphasigen Reibungsmodelle basieren auf der Erweiterung des Darcy-Gesetzes für einphasige Strömungen bzw. der Erweiterung nach Ergun [65]. Die Reibungskoeffizienten K_{gs} (Gas-Solid), K_{ls} (Liquid-Solid) und K_{gl} (Gas-Liquid) aus den Impulsgleichungen (2-10) und (2-11) sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} K_{gs} &= K_{gs}^{lam} + K_{gs}^{turb} |\vec{w}_g| \\ K_{ls} &= K_{ls}^{lam} + K_{ls}^{turb} |\vec{w}_l| \\ K_{gl} &= K_{gl}^{lam} + K_{gl}^{turb} |\vec{w}_g - \vec{w}_l| \end{aligned} \quad (2-47)$$

Wie schon im Kapitel 2.1.2 erwähnt wurde, berücksichtigen die Reibungskoeffizienten K_{gs} und K_{ls} die Reibung zwischen den Partikeln und den jeweiligen Fluiden. Der Reibungskoeffizient K_{gl} beschreibt die Reibung an den Phasenflächen zwischen den beiden Strömungen und wird als Interphasenreibung definiert. In den Gleichungen (2-47) ist deutlich zu erkennen, dass diese bereits sowohl den Einfluss des laminaren als auch des turbulenten Anteils berücksichtigen.

Im MEWA 2D und 3D sind die entsprechenden Modelle für die Berechnung der Reibungskoeffizienten implementiert. Diese Modelle unterteilen sich in zwei Gruppen, und zwar in die klassischen Modelle, welche die Interphasenreibung zwischen den Fluiden nicht berücksichtigen, und die Modelle mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung. Diese Modelle werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.2.3.1 Reibungsmodelle ohne Interphasenreibung

Zu diesen Modellen gehören die Modelle von Lipinski [66], Reed [67] und Hu/Theofanous [68]. Sie beschreiben nur die Reibung zwischen den Partikeln und den entsprechenden Fluiden (siehe Gleichung (2-48) und (2-49)). Die Interphasenreibung K_{gl} (Gleichung (2-50)) wird als „0“ angenommen, dafür wird durch die relativen Permeabilitäten $\kappa_{rel,g}$ und $\kappa_{rel,l}$ sowie die relativen Passabilitäten $\mu_{rel,g}$ und $\mu_{rel,l}$ die Anwesenheit eines zweiten Fluids berücksichtigt.

$$K_{gs} = \frac{\varepsilon s_g \eta_g}{\underbrace{\kappa \kappa_{rel,g}}_{K_{gs}^{lam}}} + \frac{\varepsilon^2 s_g^2 \rho_g}{\underbrace{\mu \mu_{rel,g}}_{K_{gs}^{turb}}} |\vec{w}_g| \quad (2-48)$$

$$K_{ls} = \frac{\varepsilon s_l \eta_l}{\underbrace{\kappa \kappa_{rel,l}}_{K_{ls}^{lam}}} + \frac{\varepsilon^2 s_l^2 \rho_l}{\underbrace{\mu \mu_{rel,l}}_{K_{ls}^{turb}}} |\vec{w}_l| \quad (2-49)$$

$$K_{gl} = 0 \quad (2-50)$$

Die einphasige Permeabilität κ und die Passabilität μ nach Ergun sind in den Gleichungen (2-51) und (2-52) dargestellt. Die relativen Permeabilitäten $\kappa_{rel,g}$ und $\kappa_{rel,l}$ sowie die relativen Passabilitäten $\mu_{rel,g}$ und $\mu_{rel,l}$ sind als Funktionen in Abhängigkeit der Fluidanteile s_g (Gas) oder s_l (Liquid) in den Gleichungen (2-53) und (2-54) definiert.

$$\kappa = \frac{\varepsilon^3 d_p^2}{150 (1 - \varepsilon)^2} \quad (2-51)$$

$$\mu = \frac{\varepsilon^3 d_p}{1.75 (1 - \varepsilon)} \quad (2-52)$$

$$\kappa_{rel,g} = s_g^m, \quad \mu_{rel,g} = s_g^n \quad (2-53)$$

$$\kappa_{rel,l} = s_l^m, \quad \mu_{rel,l} = s_l^n \quad (2-54)$$

Der Exponent m für die relativen Permeabilitäten beträgt für alle drei Reibungsmodelle $m = 3$. Im Gegensatz dazu ist der Exponent n für die drei Reibungsmodelle unterschiedlich (siehe Gleichung (2-55)).

$$\begin{aligned} m = 3 & \quad \text{für Lipinski, Reed und Hu/Theofanous} \\ n = 3 & \quad \text{für Lipinski} \\ n = 5 & \quad \text{für Reed} \\ n = 6 & \quad \text{für Hu/Theofanous} \end{aligned} \quad (2-55)$$

2.2.3.2 Reibungsmodelle mit Berücksichtigung der Interphasenreibung

Modell von Schulenberg und Müller

In dem Reibungsmodell von Schulenberg und Müller [69] wird explizit die Interphasenreibung zwischen den Fluiden K_{gl} , welche in Gleichung (2-58) definiert ist, berücksichtigt. Die entsprechenden relativen Permeabilitäten und Passabilitäten für die jeweiligen Fluide sind in Gleichung (2-56) und (2-57) definiert. Für die Bestimmung der Reibungskoeffizienten K_{gs} und K_{ls} werden die relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten in die Gleichungen (2-48) und (2-49) eingesetzt.

$$\kappa_{rel,g} = s_g^3, \quad \mu_{rel,g} = s_g^4 \cdot f(s_g), \quad f(s_g) = \begin{cases} 0.09 & \text{für } s_g < 0.3 \\ s_g^2 & \text{für } s_g \geq 0.3 \end{cases} \quad (2-56)$$

$$\kappa_{rel,l} = s_l^3, \quad \mu_{rel,l} = s_l^3 \quad (2-57)$$

$$K_{gl} = \underbrace{350 \varepsilon^2 \rho_l \frac{\kappa}{\mu} \cdot \frac{g (\rho_l - \rho_g)}{\sigma}}_{K_{gl}^{lam}} s_l^7 s_g |\vec{w}_{rel}| \quad (2-58)$$

Modell von Tung und Dhir

Analog zum Schulenberg/Müller-Modell wird in dem Reibungsmodell von Tung und Dhir [70] auch die Interphasenreibung berücksichtigt. Darüber hinaus werden in diesem Modell die unterschiedlichen Strömungsformen berücksichtigt. Abhängig vom Gasanteil s_g wird zwischen Blasenströmung, Pfropfenströmung und Ringströmung unterschieden (siehe Tabelle 2-1). Hier ist γ das Verhältnis zwischen Dampfblasen- und Partikeldurchmesser, d_B ist der Dampfblasendurchmesser und β eine Hilfsgröße.

Tabelle 2-1 Strömungsformen entsprechend dem Reibungsmodell von Tung und Dhir [70]

Strömungsform		Gasanteil
Blasenströmung bei niedrigem Gasanteil	Flüssig-kontinuierlich	$s_g \leq s_{g,0}$ $s_{g,0} = \max\left\{0, \frac{\pi}{3} \cdot \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} \cdot \gamma \cdot (1+\gamma) \cdot [6\beta - 5 \cdot (1+\gamma)]\right\}$ $\gamma = \frac{d_B}{d_p}, \quad d_B = 1.35 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}, \quad \beta = \left(\frac{\pi\sqrt{2}}{6(1-\varepsilon)}\right)^{1/3}$
Blasenströmung bei hohem Gasanteil		$s_{g,0} < s_g \leq s_{g,1}$ $s_{g,1} = \min\{0.3, 0.6 \cdot (1+\gamma)^2\}$
Übergang von Blasen- zu Pfropfenströmung		$s_{g,1} < s_g \leq \frac{\pi}{6}$
Pfropfenströmung		$\frac{\pi}{6} < s_g \leq 0.6$
Übergang von Pfropfen- zu Ringströmung	Übergang	$0.6 < s_g \leq \frac{\pi\sqrt{2}}{6}$

Strömungsform		Gasanteil
Ringströmung	Dampf-kontinuierlich	$s_g > \frac{\pi\sqrt{2}}{6}$

Die relative Permeabilität $\kappa_{rel,l}$ und Passabilität $\mu_{rel,l}$ für die Flüssigphase werden unabhängig von den Strömungsformen definiert und sind in Gleichung (2-59) zu sehen. Sie werden für die Bestimmung des Reibungskoeffizienten K_{ls} in Gleichung (2-49) eingesetzt.

$$\kappa_{rel,l} = s_l^3, \quad \mu_{rel,l} = s_l^3 \quad (2-59)$$

Der Koeffizient für die Reibung zwischen Partikel und Gas K_{gs} wird wie in den klassischen Reibungsmodellen (siehe Gleichung (2-48)) bestimmt. Für die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten wird hinsichtlich der kontinuierlichen Fluide unterschieden. Im flüssig-kontinuierlichen Bereich (LC, liquid continuous), welcher zwischen einem Gasanteil von $0 < s_g \leq 0.6$ angenommen wird, gilt für die relative Permeabilität und Passabilität:

$$\kappa_{rel,g}^{LC} = s_g^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon s_g} \right)^{4/3}, \quad \mu_{rel,g}^{LC} = s_g^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon s_g} \right)^{2/3} \quad (2-60)$$

Bei einem Gasanteil $s_g > \pi\sqrt{2}/6$ ist Gas die kontinuierliche Phase (GC, gas continuous), hier gilt:

$$\kappa_{rel,g}^{GC} = s_g^2 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon s_g} \right)^{4/3}, \quad \mu_{rel,g}^{GC} = s_g^2 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon s_g} \right)^{2/3} \quad (2-61)$$

Im Übergangsbereich zwischen einem Gasanteil von $0.6 < s_g \leq \pi\sqrt{2}/6$ (LGT, liquid gas transition) überlagern sich die gasförmige und die flüssige Phase. In diesem Bereich wird der Reibungskoeffizient K_{gs}^{LGT} aus den Reibwerten K_{gs}^{LC} und K_{gs}^{GC} mit Hilfe der Wichtungsfunktion W aus Gleichung (2-63) linear interpoliert und gemäß Gleichung (2-62) berechnet.

$$K_{gs}^{LGT} = \left[1 - W_{(s_g, 0.6, \pi\sqrt{2}/6)} \right] \cdot K_{gs}^{LC} + W_{(s_g, 0.6, \pi\sqrt{2}/6)} \cdot K_{gs}^{GC} \quad (2-62)$$

$$W_{(s, s_{min}, s_{max})} = 3 \left(\frac{s - s_{min}}{s_{max} - s_{min}} \right)^2 - 2 \left(\frac{s - s_{min}}{s_{max} - s_{min}} \right)^3 \quad (2-63)$$

Die Bestimmung des Koeffizienten für die Interphasenreibung ist auch von der Strömungsform abhängig. Im Bereich der Blasenströmung mit niedrigem Gastanteil (LB, $s_g \leq s_{g,0}$) ist der Reibungskoeffizient K_{gl}^{LB} wie folgt definiert:

$$K_{gl}^{LB} = \underbrace{18 \cdot s_g \cdot s_l \cdot \frac{(1+\gamma)}{2} \cdot \ln\left(1 + \frac{2}{\gamma}\right) \cdot \frac{\eta_l}{d_B^2}}_{K_{gl}^{lam}} + \underbrace{0.34 \cdot s_g \cdot s_l^5 \cdot \left[\frac{(1+\gamma)}{2} \cdot \ln\left(1 + \frac{2}{\gamma}\right)\right]^2 \cdot \frac{\rho_l s_l + \rho_g s_g}{d_B}}_{K_{gl}^{turb}} \cdot |\vec{w}_{rel}| \quad (2-64)$$

Im Bereich der Blasenströmung mit hohem Gasanteil (HB, $s_{g,0} < s_g \leq s_{g,1}$) wird der Reibungskoeffizient für die Interphasenreibung K_{gl}^{HB} gemäß Gleichung (2-65) definiert.

$$K_{gl}^{HB} = 18 \underbrace{\left[s_{g,0} \cdot \frac{(1+\gamma)}{2} \cdot \ln\left(1 + \frac{2}{\gamma}\right) + s_g - s_{g,0} \right] \cdot s_l \cdot \frac{\eta_l}{d_B^2}}_{K_{gl}^{lam}} + \underbrace{0.34 \left\{ s_{g,0} \cdot \left[\frac{(1+\gamma)}{2} \cdot \ln\left(1 + \frac{2}{\gamma}\right)\right]^2 + s_g - s_{g,0} \right\} s_l^5 \cdot \frac{\rho_l s_l + \rho_g s_g}{d_B}}_{K_{gl}^{turb}} \cdot |\vec{w}_{rel}| \quad (2-65)$$

Gleichung (2-66) zeigt den Reibungskoeffizienten K_{gl}^S für die Pfropfenströmung (S, $\pi/6 < s_g \leq 0.6$).

$$K_{gl}^S = \underbrace{5.21 \cdot s_g \cdot s_l \cdot \frac{\eta_l}{d_B^2}}_{K_{gl}^{lam}} + \underbrace{0.92 \cdot s_g \cdot s_l^5 \cdot \frac{\rho_l s_l + \rho_g s_g}{d_B}}_{K_{gl}^{turb}} \cdot |\vec{w}_{rel}| \quad (2-66)$$

Für die Ringströmung (A, $s_g > \pi\sqrt{2}/6$) wird der Reibungskoeffizient K_{gl}^A in Gleichung (2-67) definiert.

$$K_{gl}^A = K_{gs}^{GC} \cdot s_l = \underbrace{\frac{\varepsilon s_l \eta_l}{\kappa s_g^2} \cdot \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon s_g}\right)^{-4/3}}_{K_{gs}^{lam}} + \underbrace{\frac{\varepsilon^2 s_l \rho_g}{\mu s_g} \cdot \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon s_g}\right)^{-2/3}}_{K_{gs}^{turb}} \cdot |\vec{w}_{rel}| \quad (2-67)$$

Die Bestimmung der Koeffizienten für die Interphasenreibung in den Übergangsbereichen zwischen Blasenströmung und Pfropfenströmung (BST, $s_{g,1} < s_g \leq \pi/6$) K_{gl}^{BST} sowie zwischen Pfropfenströmung und Ringströmung (SAT, $0.6 < s_g \leq \pi\sqrt{2}/6$) K_{gl}^{SAT} erfolgt mit Hilfe der Wichtungsfunktion W . Die Gleichungen (2-68) und (2-69) zeigen die Reibungskoeffizienten für die entsprechenden Bereiche.

$$K_{gl}^{BST} = [1 - W(s_g, s_{g,1}, 0.3)] \cdot K_{gl}^{HB} + W(s_g, s_{g,1}, 0.3) \cdot K_{gl}^S \quad (2-68)$$

$$K_{gl}^{SAT} = [1 - W(s_g, 0.6, \pi\sqrt{2}/6)] \cdot K_{gl}^S + W(s_g, 0.6, \pi\sqrt{2}/6) \cdot K_{gl}^S \quad (2-69)$$

Modifiziertes Modell von Tung und Dhir

Die Validierung des Modells von Tung und Dhir mit Experimenten zum Dryout für Konfigurationen mit reinem Fluten von oben (d.h. Wasser und Dampf stehen im Gegenstrom) zeigte große Abweichungen zwischen den berechneten und den experimentellen Ergebnissen. Als Grund wurde angenommen, dass die am Experiment beobachtete Reibung sowohl zwischen Wasser und Dampf als auch an den Partikeln bei bestimmten Strömungsformen in der Simulation mit dem Tung&Dhir-Modell stark überschätzt wurde. Darüber hinaus wurde beobachtet, dass das Modell für kleinere Partikeldurchmesser ($d_p < 5.8 \text{ mm}$) nicht geeignet war. Nach diesen Beobachtungen wurde festgestellt, dass das Modell verbessert werden sollte.

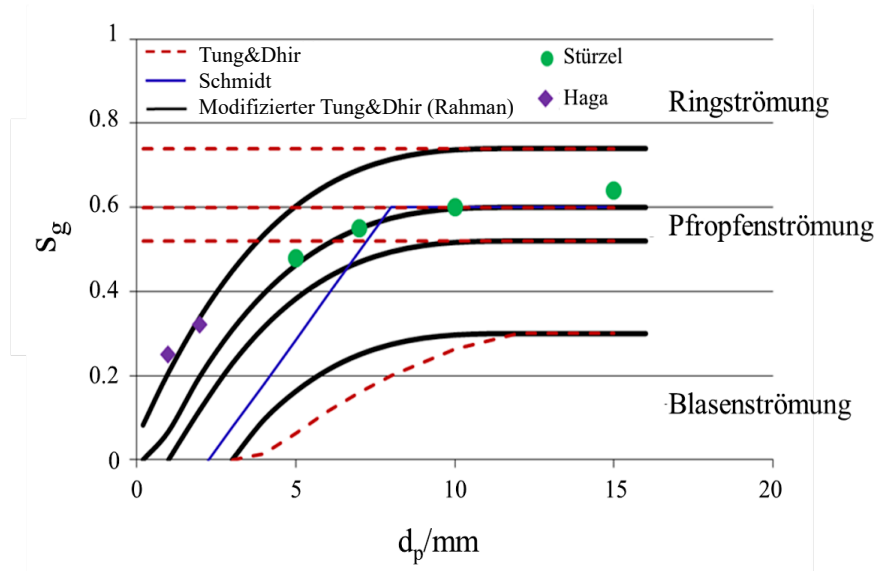


Abbildung 2-2: Modifizierte Strömungsformenkarte für das Reibungsmodell nach Tung und Dhir [62]

Die ersten Modifikationen wurden in der Arbeit von Schmidt [60] durchgeführt. Hier wurde hauptsächlich eine Anpassung der Bereichsgrenzen der Strömungsformen für kleinere Partikel vorgenommen. Darüber hinaus wurde die Interphasenreibung im Bereich der Ringströmung angepasst. Die Ergebnisse der Simulationen nach den vorgenommenen Anpassungen zeigten weiterhin große Abweichungen. In der Arbeit von Rahman [62] wurden weitere Verbesserungen vorgenommen, diese zeigten eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Haga [71] und Stürzel [72] (siehe Abbildung 2-2).

Insgesamt wurden drei Aspekte angepasst: die Bereichsgrenzen der Strömungsformen, die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten sowie die Interphasenreibung. Diese Modifikationen sind detailliert in der Arbeit von Rahman [62] beschrieben. In der aktuellen Version von

MEWA und MEWA 3D gelten die Anpassungen nach Rahman als modifiziertes Tung&Dhir-Modell.

Im modifizierten Tung&Dhir-Modell gelten die folgenden geänderten Bereiche für die Strömungsformen:

Tabelle 2-2 Strömungsformen für das modifizierte Reibungsmodell nach Tung und Dhir

Strömungsform		Gasanteil
Blasenströmung bei niedrigem Gasanteil	Flüssig-kontinuierlich	$s_g \leq s_{g,0}$ $s_{g,0} = \max\left\{0, \frac{\pi}{3} \cdot \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} \cdot \gamma \cdot (1+\gamma) \cdot [6\beta - 5 \cdot (1+\gamma)]\right\}$ $\gamma = \frac{d_B}{d_P}, \quad d_B = 1.35 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}, \quad \beta = \left(\frac{\pi\sqrt{2}}{6(1-\varepsilon)}\right)^{1/3}$
Blasenströmung bei hohem Gasanteil		$s_{g,0} < s_g \leq s_{g,1}$ $s_{g,1,TD} = \min\{0.3, 0.6 \cdot (1+\gamma)^2\}$ $s_{g,1} = \min(s_{g,1,TD}, 4 \cdot 10^5 (d_P - d_{P0})^3 + s_{g,1,TD}),$ $d_{P0} = 1.2 \cdot 10^{-2} [m]$
Übergang von Blasen- zu Pfropfenströmung		$s_{g,1} < s_g \leq \min\left(\frac{\pi}{6}, 4 \cdot 10^5 (d_P - d_{P0})^3 + \frac{\pi}{6}\right)$
Pfropfenströmung		$\min\left(\frac{\pi}{6}, 4 \cdot 10^5 (d_P - d_{P0})^3 + \frac{\pi}{6}\right) < s_g$ $\leq \min(0.6, 4 \cdot 10^5 (d_P - d_{P0})^3 + 0.6)$
Übergang von Pfropfen- zu Ringströmung	Übergang	$\min(0.6, 4 \cdot 10^5 (d_P - d_{P0})^3 + 0.6) < s_g$ $\leq \min\left(\frac{\pi\sqrt{2}}{6}, 4 \cdot 10^5 (d_P - d_{P0})^3 + \frac{\pi\sqrt{2}}{6}\right)$
Ringströmung	Dampf-kontinuierlich	$s_g > \min\left(\frac{\pi\sqrt{2}}{6}, 4 \cdot 10^5 (d_P - d_{P0})^3 + \frac{\pi\sqrt{2}}{6}\right)$

Die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten im LC- (liquid continuous) und GC- (gas continuous) Bereich wurden angepasst und sind im modifizierten Tung&Dhir-Modell nur als Funktion in Abhängigkeit des Gasanteils definiert. Die Gleichungen (2-70) und (2-71) zeigen die jeweiligen modifizierten relativen Permeabilitäten und Passabilitäten für die Gas-/Partikelreibung in den entsprechenden Bereichen.

$$\kappa_{rel,g}^{LC} = s_g^3, \quad \mu_{rel,g}^{LC} = s_g^3 \quad (2-70)$$

$$\kappa_{rel,g}^{GC} = s_g^2, \quad \mu_{rel,g}^{GC} = s_g^2 \quad (2-71)$$

Die relativen Permeabilitäten und Passabilitäten für die Reibung Flüssigkeit/Partikel wurden ebenfalls angepasst und sie sind in Gleichung (2-72) definiert.

$$\kappa_{rel,l} = s_l^2, \quad \mu_{rel,l} = s_l^5 \quad (2-72)$$

Die Änderungen hinsichtlich der Interphasenreibung betreffen hauptsächlich die Bereiche Pfropfen- und Ringströmung. Für diese Anpassung wurden die Beobachtungen der Ergebnisse der Dryout-Wärmestromdichte bei Experimenten mit Fluten von oben berücksichtigt. Die Berechnungen zeigten zu geringe Werte. Es wurde angenommen, dass durch eine Überschätzung der Interphasenreibung das Eindringen von Wasser zu stark verhindert wurde. Darüber hinaus wurde angenommen, dass bei kleineren Partikeln bereits bei niedrigerem Gasanteil eine Änderung der Strömungsform stattfindet. Aufgrund dieser Annahmen wurde eine Modifikation der Interphasenreibung vorgenommen. Gleichung (2-73) und Gleichung (2-74) zeigen die modifizierten Funktionen für die Interphasenreibung im Bereich der Pfropfenströmung (S) und der Ringströmung (A).

$$K_{gl}^S = K_{gl,TD}^S \cdot \min\left(1, \frac{d_p}{1.2 \cdot 10^{-2}}\right) \quad (2-73)$$

$$K_{gl}^A = K_{gl,TD}^A \cdot 0.25 \cdot \min\left[1, \left(\frac{d_p}{1.2 \cdot 10^{-2}}\right)^3\right] \quad (2-74)$$

2.2.4 Kapillarmodelle

Wie im Kapitel 2.1.2 erwähnt wurde, sind der Druck der Gasphase und der Druck der Flüssigkeit gleich, wenn die Kapillarkräfte nicht berücksichtigt werden. In geschichteten Schüttbetten mit unterschiedlicher Porosität oder unterschiedlichen Partikeldurchmessern haben die Kapillarkräfte hingegen einen großen Einfluss auf die lokale Strömungsverteilung.

Wenn die Kapillarkräfte berücksichtigt werden, dann gilt Gleichung (2-75). Der Kapillardruck p_c wird in Gleichung (2-76) definiert, dabei ist σ_l die Oberflächenspannung des Tropfens, ε die Porosität des Partikelbetts, κ die Permeabilität und $J_{(s_l)}$ die Leverett-Funktion. Die Leverett-Funktion $J_{(s_l)}$ wird als Funktion in Abhängigkeit des Flüssigkeitsanteils im Partikelbett definiert.

$$p_l = p_g - p_c \quad (2-75)$$

$$p_c = \cos(\theta) \sigma_l \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} J_{(s_l)} \quad (2-76)$$

In MEWA 3D sind zwei Modelle für die Leverett-Funktion implementiert, das Modell von Hofman und Barleon (HB) und das Modell von Turland und Morgan (TM). Das Kapillarmodell von Hofman und Barleon ist in der Gleichung (2-77) zu sehen. Die Gleichung (2-78) stellt das Modell von Turland und Morgan dar.

$$J_{(s_l)} = 0.38 (s_l + 0.014)^{-0.27} \quad (2-77)$$

$$J_{(s_l)} = \begin{cases} 1.5 - 9.2s_l + \frac{88}{3}s_l^2 - \frac{880}{27}s_l^3 & \text{für } s_l \leq 0.3 \\ 0.62 - 0.4s_l & \text{für } 0.3 < s_l < 0.8 \\ 14.7 - 53.2s_l + 66s_l^2 - \frac{55}{2}s_l^3 & \text{für } s_l \geq 0.8 \end{cases} \quad (2-78)$$

2.3 Erweiterung auf MEWA 3D

MEWA 2D wurde im Rahmen dieser Arbeit auf ein dreidimensionales Modell erweitert. Die 2D-Version von MEWA basiert auf der Finite-Volumen-Methode mit orthogonal strukturier-tem Gitter in kartesischen (x/y) oder zylindrischen Koordinaten (r/z). Für die neue entwickelte der 3D-Version wird weiterhin die Finite-Volumen-Methode sowie der allgemeine Lösungs- algorithmus verwendet. Diese sind in der Arbeit von Buck [59] detailliert beschrieben.

Die Modellentwicklung von MEWA 3D ist in der Abbildung 2-3 dargestellt. Es wurden drei große Änderungen hinsichtlich der Datenstruktur, der Erhaltungsgleichungen sowie des Gitters durchgeführt.

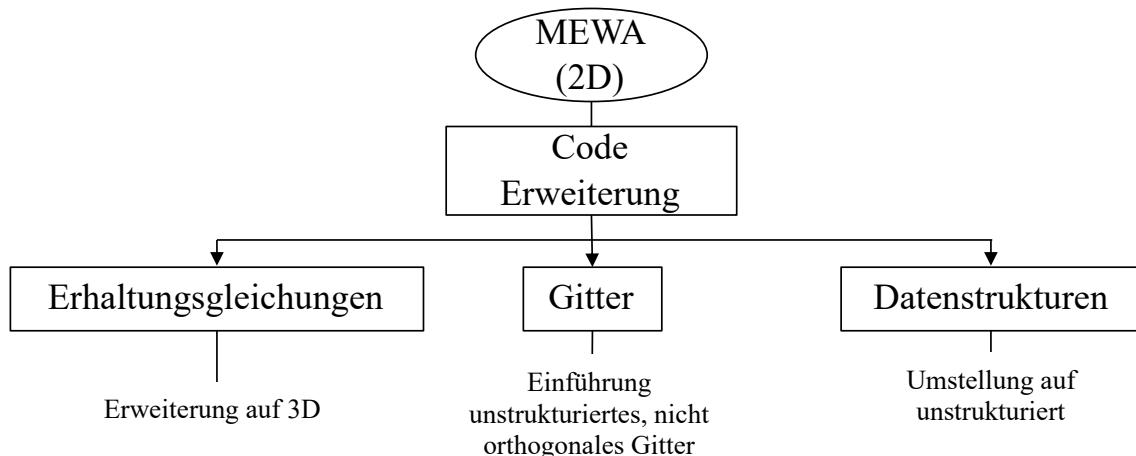


Abbildung 2-3: Modellentwicklung von MEWA 2D auf MEWA 3D

In den folgenden Abschnitten werden diese Änderungen beschrieben.

2.3.1 Erweiterung der numerischen Lösungsverfahren

Für die dreidimensionale Version des Codes MEWA 3D wurden die entsprechenden Terme und Felder (Geschwindigkeit und Flüsse) für die dritte Dimension in den Masse-, Impuls- und

Energieerhaltungsgleichungen für die im Code berücksichtigten Phasen (Dampf, Wasser und Partikeln) eingeführt. Anhand der Energieerhaltungsgleichung für Dampf wird die Erweiterung beispielhaft erläutert.

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (s_g \rho_g e_g) + \nabla (\varepsilon s_g \rho_g \vec{w}_g i_g) = \nabla (\lambda_{g,eff} \nabla T_g) + Q_{s,g} + \Gamma_{evap} i_{g,sat} \quad (2-15)$$

In der Tabelle 2-3 sind die Koordinaten-Schreibweisen für den Nabla-Operator ∇ sowie die Differentialoperatoren (Gradient und Divergenz) für den zwei- und dreidimensionalen Fall vergleichend gegenübergestellt.

Tabelle 2-3 Nabla-Operator ∇ und die Differentialoperatoren (Gradient und Divergenz)

Operator	MEWA 2D	MEWA 3D
Nabla ∇	$\hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}$ $\{\hat{x}, \hat{z}\}$ sind die Einheitsvektoren	$\hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}$ $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$ sind die Einheitsvektoren
Gradient ∇f hier ist f ein Skalar	$\frac{\partial f}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial f}{\partial z} \hat{z}$	$\frac{\partial f}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial f}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial f}{\partial z} \hat{z}$
Divergenz $\nabla \cdot \vec{v}$ hier ist \vec{v} ein Vektor	$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z}$	$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}$

Die Gleichung (2-79) zeigt die Energieerhaltungsgleichung für Dampf in der zweidimensionalen Version von MEWA.

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (s_g \rho_g e_g) + \left[\frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon s_g \rho_g w_x i_g) + \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon s_g \rho_g w_z i_g) \right] \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{g,eff} \left(\frac{\partial T_g}{\partial x} + \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{g,eff} \left(\frac{\partial T_g}{\partial x} + \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \right) + Q_{s,g} + \Gamma_{evap} i_{g,sat} \end{aligned} \quad (2-79)$$

Mit der Implementierung der dritten Dimension wurde der Term in y-Richtung eingeführt (siehe Gleichung (2-80)).

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (s_g \rho_g e_g) + \left[\frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon s_g \rho_g w_x i_g) + \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon s_g \rho_g w_y i_g) + \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon s_g \rho_g w_z i_g) \right] \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{g,eff} \left(\frac{\partial T_g}{\partial x} + \frac{\partial T_g}{\partial y} + \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{g,eff} \left(\frac{\partial T_g}{\partial x} + \frac{\partial T_g}{\partial y} + \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{g,eff} \left(\frac{\partial T_g}{\partial x} + \frac{\partial T_g}{\partial y} + \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \right) + Q_{s,g} + \Gamma_{evap} i_{g,sat} \end{aligned} \quad (2-80)$$

2.3.1.1 Finite-Volumen-Methode

Wie im Kapitel 2.1 beschrieben wurde, sind die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie als partielle Differentialgleichungen dargestellt. Da eine analytische Lösung des Systems partieller Differentialgleichungen nicht möglich ist, wird das Gleichungssystem numerisch gelöst. Dafür wird eine Lösung auf diskreten Punkten (Gitterpunkten) verwendet. Zur Lösung des Gleichungssystems erfolgt die Diskretisierung des Strömungsgebiets mit Hilfe der Finite-Volumen-Methoden (FVM) [74]. Allgemein werden die Transportgleichungen in der folgenden Form betrachtet:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho'\Phi)}{\partial t}}_{\text{Änderungsrate}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho'\Phi\vec{w})}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\nabla \cdot (D \cdot \nabla\Phi)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\sum}_{\text{Quelle}} \quad (2-81)$$

Hierbei ist Φ der Vektor der skalaren Transportgrößen, D und S repräsentieren die Diffusionskoeffizienten und Quellterme. Für die Diskretisierung mit der Finite-Volumen-Methode wird die Gleichung (2-81) in die integrale Form überführt:

$$\int_{\Delta V} \frac{\partial(\rho'\Phi)}{\partial t} \cdot dV + \oint_{\Delta A} (\rho'\Phi\vec{w} - D \cdot \nabla\Phi) \cdot d\vec{A} = \int_{\Delta V} S \cdot dV \quad (2-82)$$

In MEWA 2D und MEWA 3D werden Rückwärtsdifferenzenquotienten (implizites Euler-Verfahren) erster Ordnung verwendet, um die Zeitableitungen zu approximieren. In den Gleichungen (2-83) und (2-84) sind die Transportgleichungen in der diskreten Form gemäß dem impliziten Euler-Verfahren dargestellt. In den Gleichungen (2-83) und (2-84) entsprechen alle Größen dem neuen Zeitschritt, mit Ausnahme des mit *old* gekennzeichneten Terms.

2.3.1.2 Diskretisierung in MEWA 2D

In diesem Abschnitt wird beispielhaft erläutert, wie die Diskretisierung in der zweidimensionalen Version von MEWA durchgeführt wird. In MEWA 2D wird ein orthogonales strukturiertes Gitter für die Diskretisierung verwendet (siehe Abbildung 2-4). Die skalaren Größen, wie Druck, Temperatur und Volumenanteile, werden in der Mitte der Zelle definiert. Die vektoriel- len Größen, wie Geschwindigkeit und Massenströme, sind in den entsprechenden Flächen der Zelle definiert. Alle anderen Größen, die nicht direkt an einem benötigten Ort definiert sind, werden aus Werten in benachbarten Volumina oder Flächen unter Verwendung eines geeigneten Interpolationsverfahren ermittelt, entweder durch eine einfache Gewichtung oder durch eine allgemeine nichtlineare Funktion.

In MEWA 2D werden die Volumengrößen durch die Indizes (i, j) bezeichnet, wobei i der Index in radialer und j der Index in axialer Richtung ist. Die Flächengrößen werden durch Halbindizes bezeichnet, z.B. die Zellfläche zwischen der Zelle (i, j) und der Zelle $(i + 1, j)$ als $(i + 1/2, j)$ (siehe Abbildung 2-4).

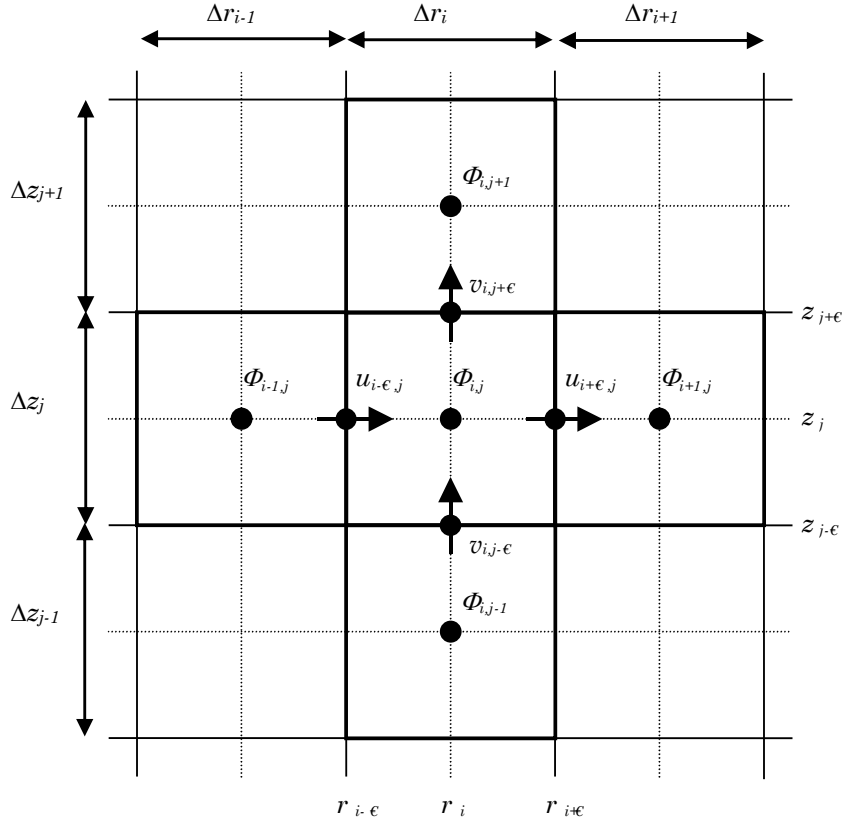


Abbildung 2-4: Strukturiertes Gitter mit versetzter Anordnung der Lösungsvariablen, wie es bisher in MEWA 2D verwendet wurde [75].

Die folgende Gleichung (2-83) zeigt die diskrete Form der Transportgleichung für die zweidimensionale Version von MEWA. Im Folgenden werden interpolierte Größen durch spitze bzw. eckige Klammern bezeichnet.

$$\begin{aligned}
 V_{i,j} \frac{\rho'_{i,j} \Phi_{i,j} - (\rho'_{i,j} \Phi_{i,j})^{old}}{\Delta t} &= A_{i-\frac{1}{2},j} \left(\langle \rho' \Phi \rangle_{i-\frac{1}{2},j} u_{i-\frac{1}{2},j} - \langle D \rangle_{i-\frac{1}{2},j} [\nabla \Phi]_{i-\frac{1}{2},j} \right) \\
 &\quad - A_{i+\frac{1}{2},j} \left(\langle \rho' \Phi \rangle_{i+\frac{1}{2},j} u_{i+\frac{1}{2},j} - \langle D \rangle_{i+\frac{1}{2},j} [\nabla \Phi]_{i+\frac{1}{2},j} \right) \\
 &\quad + A_{i,j-\frac{1}{2}} \left(\langle \rho' \Phi \rangle_{i,j-\frac{1}{2}} v_{i,j-\frac{1}{2}} - \langle D \rangle_{i,j-\frac{1}{2}} [\nabla \Phi]_{i,j-\frac{1}{2}} \right) \\
 &\quad - A_{i,j+\frac{1}{2}} \left(\langle \rho' \Phi \rangle_{i,j+\frac{1}{2}} v_{i,j+\frac{1}{2}} - \langle D \rangle_{i,j+\frac{1}{2}} [\nabla \Phi]_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \\
 &\quad + S_{i,j} V_{i,j}
 \end{aligned} \tag{2-83}$$

2.3.1.3 Diskretisierung in MEWA 3 D

Im Rahmen der Erweiterung auf MEWA 3D wurde eine flexible Nodalisation eingeführt. Um relevante geometrische Konfigurationen flexibler und effektiver darstellen zu können, wurde

für die räumliche Diskretisierung auf ein unstrukturiertes Gitter umgestellt. Im Allgemeinen bietet die 3D-Version von MEWA die Möglichkeit, eine Vielzahl unstrukturierter Gitter mit gemischten Elementtypen mit dem Code zu generieren oder in das offene CGNS- (CFD General Notation System) [73] Format zu importieren. Durch die Implementierung des CGNS-Formats kann das Gitter mit Standard-Tools wie ANSYS ICEM erzeugt und in MEWA 3D importiert werden. Die neue Nodalisierung besitzt den Vorteil, sehr flexibel bezüglich der Adaption auch an kompliziertere Geometrien zu sein. Ebenfalls ist es damit auch möglich, eine dynamische Teilung und Zusammenfassung von Zellen/Flächen zu realisieren.

Das Gitter kann prinzipiell aus einer beliebigen Kombination von Polyedern (Tetraeder, Pyramiden, Prismen, Hexaeder, etc.) aufgebaut sein, die von coplanaren Polyeder-Flächen begrenzt sind. Zur Darstellung des Gitters wird eine hierarchische Struktur verwendet.

Ausgangspunkt sind die Knoten (vertices) des Gitters. Diese sind durch Kanten (edges) verbunden. Eine Kante wird durch die Indices ihrer Start- und Endknoten definiert. Eine Kante besitzt eine Orientierung (Vorzeichen), die positiv ist, wenn sie vom Startknoten zum Endknoten durchlaufen wird. [75]

Die Flächen sind durch eine Liste der Indices ihrer Kanten definiert. Die Kanten müssen so orientiert sein, dass ihre Knoten einen geschlossenen Polygonzug bilden. Flächen besitzen ebenfalls eine Orientierung, ausgedrückt durch ihren Normalenvektor. Die Richtung des Normalenvektors wird durch die Rechte-Hand-Regel (bzw. durch die Reihenfolge der Kanten/Knoten im Gegenuhrzeigersinn) festgelegt, siehe Abbildung 2-5.

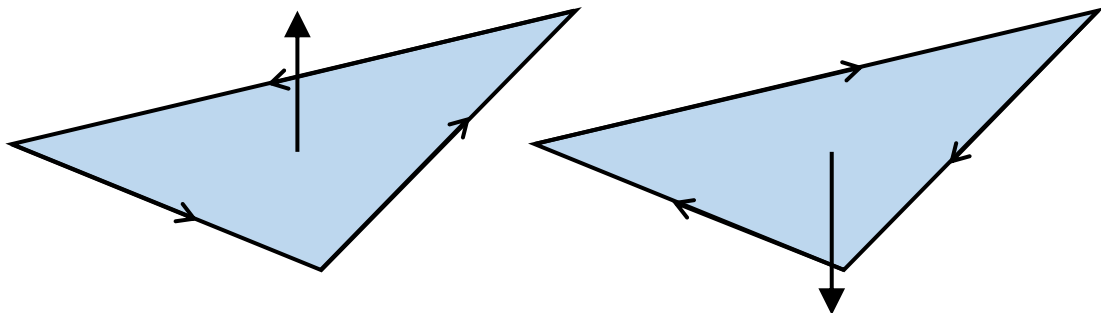


Abbildung 2-5: Orientierung der Kanten und der Flächennormalen entsprechend der Rechte-Hand-Regel (bzw. Reihenfolge im Gegenuhrzeiger-Sinn) [75].

Zellen sind durch eine Liste der Indices der sie begrenzenden Flächen definiert. Die Orientierung der Flächen in Bezug zu den Zellen wird dadurch berücksichtigt, dass für jede Fläche der Index der „linken“ und „rechten“ Zelle festgehalten wird. Hierbei ist die Zelle, in deren Richtung der Normalenvektor der Fläche zeigt, als rechte Zelle definiert. [75]

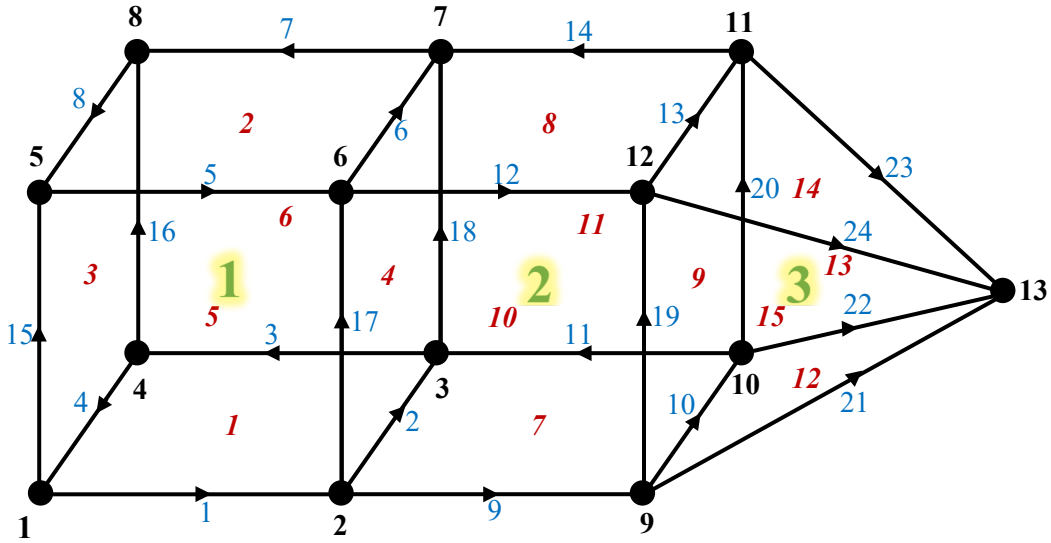


Abbildung 2-6: Nummerierung von Knoten, Kanten, Flächen und Zellen am Beispiel eines einfachen Polyeder-Gitters mit zwei Hexaeder- und einer Pyramiden-Zelle [75].

Die Daten, die zur Definition der Gittertopologie benötigt werden, sind beispielhaft in Tabelle 2-4, Tabelle 2-5 und Tabelle 2-6 für das in Abbildung 2-6 dargestellte einfache Polyeder-Gitter mit zwei Hexaeder- und einer Pyramiden-Zelle angegeben [75]. Die Zeichen der Zahlen in den folgenden Tabellen stellen die Richtung des entsprechenden Vektors dar. Die Vektoren werden gemäß Abbildung 2-5 (im Gegenuhrzeiger-Sinn) definiert.

Tabelle 2-4 Zuordnung von Knoten zu Kanten für das unstrukturierte Gitter aus Abbildung 2-6

Kante Nr.	1. Knoten	2. Knoten
1	1	2
2	2	3
3	3	4
4	4	1
5	5	6
6	6	7
7	7	8
8	8	5
9	2	9
10	9	10
11	10	3
12	6	12

Kante Nr.	1. Knoten	2. Knoten
13	12	11
14	11	7
15	1	5
16	4	8
17	2	6
18	3	7
19	9	12
20	10	11
21	9	13
22	10	13
23	11	13
24	12	13

Tabelle 2-5 Zuordnung von Kanten und Zellen zu Flächen für das unstrukturierte Gitter aus Abbildung 2-6

Fläche Nr.	1. Kante	2. Kante	3. Kante	4. Kante	linke Zelle	rechte Zelle
1	-1	-4	-3	-2	1	0
2	5	6	7	8	1	0
3	4	15	-8	-16	1	0
4	2	18	-6	-17	1	2
5	1	17	-5	-15	1	0
6	3	16	-7	-18	1	0
7	2	-11	-10	-9	2	0
8	-6	12	13	14	2	0
9	10	20	-13	-19	2	3
10	9	19	-12	-17	2	0
11	11	18	-14	-20	2	0
12	10	22	-21		3	0
13	20	23	-22		3	0
14	-13	24	-23		3	0
15	-19	21	-24		3	0

Tabelle 2-6 Zuordnung von Flächen zu Zellen für das unstrukturierte Gitter aus Abbildung 2-6

Zelle Nr.	1. Fläche	2. Fläche	3. Fläche	4. Fläche	5. Fläche	6. Fläche
1	1	2	3	4	5	6
2	7	8	-4	9	10	11
3	-9	12	13	14	15	

Für die Diskretisierung werden die Koordinaten der Zellen- und Flächenmittelpunkte sowie die Normalenvektoren der Zellenflächen benötigt und demzufolge berechnet.

Analog zu MEWA 2D werden die skalaren Größen, wie Druck, Temperatur und Volumenanteile, in der Mitte der Zelle definiert. Die vektoriellen Größen, wie Geschwindigkeit und Massenströme, sind in den entsprechenden Flächen der Zelle definiert. Im MEWA 3D werden die Volumengrößen nur mit einem Index k bezeichnet. Analog erfolgt die Bezeichnung der Flächengrößen durch einen Index N_F . Alle anderen Größen, die nicht direkt an einem benötigten Ort definiert sind, werden aus Werten in benachbarten Volumina oder Flächen, unter Verwendung eines geeigneten Interpolationsverfahrens ermittelt, entweder durch eine einfache Gewichtung oder durch eine allgemeine nichtlineare Funktion. Im Folgenden werden interpolierte Größen durch spitze Klammern bezeichnet.

In der Gleichung (2-84) ist die diskrete Form der Transportgleichung für MEWA 3D zu sehen.

$$V_k \frac{\rho'_k \Phi_k - (\rho'_k \Phi_k)^{old}}{\Delta t} = \sum_{j=1}^{N_F} A_j \vec{n}_j \vec{u}_j \langle \rho'_j \Phi_j \rangle + \sum_{j=1}^{N_F} A_j \vec{n}_j \langle D \rangle_j (\vec{\nabla} \Phi)_j + S_k V_k \quad (2-84)$$

Für die Konvektionsterme und die Diffusionskoeffizienten werden Näherungswerte an den Integrationspunkten benötigt. Diese Größen, welche nicht direkt am Integrationspunkt (Zellflächen) definiert sind, werden mit Hilfe einer Interpolation angenähert. Dabei werden nur die Werte von Variablen aus Zellen bzw. Flächen berücksichtigt, die direkt an die jeweilige Zelle bzw. Zellfläche angrenzen. Allgemein in MEWA 2D und 3D werden die folgenden Verfahren zur Interpolation verwendet.

Lineare Interpolation

Die Gleichung (2-85) zeigt die lineare Interpolation für die Größen an der Zellfläche für MEWA 3D.

$$\langle \Phi \rangle_j = w_L \phi_L + w_R \phi_R \quad (2-85)$$

Bei orthogonalem Gitter sind die Abstände von der Zellenmitte zur Seitenmitte für die linke und für die rechte Zelle gleich (vgl. Abbildung 2-4 und Abbildung 2-7). Bei einem dreidimensionalen unstrukturierten Gitter liegen die Zellenmitten nicht zwangsläufig auf derselben Ebene, deshalb erfolgt die Berechnung der Wichtungsfaktoren w_L und w_R mit Hilfe des Normalenvektors (siehe Abbildung 2-7).

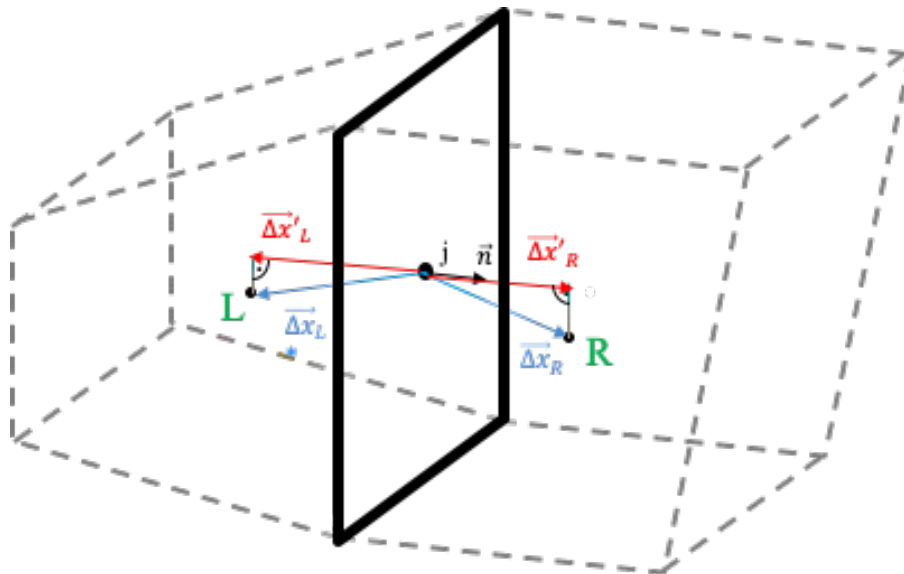


Abbildung 2-7: Lineare Interpolation an der Seitenmitte

Die Berechnung von $\vec{\Delta x}'_L$ und $\vec{\Delta x}'_R$ erfolgt gemäß Gleichung (2-86) (vgl. Abbildung 2-7). In der Gleichung (2-86) sind $\vec{\Delta x}_L$ und $\vec{\Delta x}_R$ die Vektoren zwischen j und der Zellenmitte der benachbarten Zelle (L bzw. R). Der Normalenvektor an der Stelle j wird als \vec{n} bezeichnet.

$$|\overrightarrow{\Delta x}'_L| = \overrightarrow{\Delta x}_L \cdot \vec{n} \quad , \quad |\overrightarrow{\Delta x}'_R| = \overrightarrow{\Delta x}_R \cdot \vec{n} \quad (2-86)$$

Daraus ergeben sich für die Wichtungsfaktoren w_L und w_R folgende Funktionen:

$$w_L = \frac{|\overrightarrow{\Delta x}'_R|}{|\overrightarrow{\Delta x}'_L + \overrightarrow{\Delta x}'_R|} \quad , \quad w_R = \frac{|\overrightarrow{\Delta x}'_L|}{|\overrightarrow{\Delta x}'_L + \overrightarrow{\Delta x}'_R|} \quad (2-87)$$

Die Werte für die Wichtungsfaktoren werden dann in der Gleichung (2-85) eingesetzt.

Geometrische Interpolation

In MEWA 3D erfolgt die geometrische Interpolation gemäß Gleichung (2-88).

$$\frac{1}{\langle \Phi \rangle_j} = \frac{w_L}{\phi_L} + \frac{w_R}{\phi_R} \quad (2-88)$$

Die Terme w_L und w_R werden gemäß Gleichungen (2-87) berechnet und eingesetzt.

Upwind-Interpolation

Für dieses Verfahren ist die Richtung (Zeichen) der Geschwindigkeit u_j entscheidend. Für das Verfahren wird die Gleichung (2-85) verwendet.

$$\langle \Phi \rangle_j = w_L \phi_L + w_R \phi_R \quad (2-85)$$

Die Bestimmung der Terme w_L und w_R hängt von der Geschwindigkeit u_j ab (siehe Gleichungen (2-89)).

$$w_L = \begin{cases} 1 & , \text{für } (\vec{u}_j \cdot \vec{n}) \geq 0 \\ 0 & , \text{für } (\vec{u}_j \cdot \vec{n}) < 0 \end{cases} \quad , \quad w_R = \begin{cases} 0 & , \text{für } (\vec{u}_j \cdot \vec{n}) \geq 0 \\ 1 & , \text{für } (\vec{u}_j \cdot \vec{n}) < 0 \end{cases} \quad (2-89)$$

2.3.2 Umstellung der Datenstrukturen

In den bisherigen Versionen von MEWA 2D wurde ein strukturiertes Gitter verwendet (siehe Abbildung 2-4). Die Datenstruktur wurde durch die entsprechende Gitterstruktur vorgegeben, sie basierte auf mehrdimensionalen Arrays. Die logische Verknüpfung der Zellen (Nachbarzellen, begrenzenden Zellflächen) war hierbei eindeutig über radiale/axiale Indices vorgegeben. Die bisherige Nodalisierung hatte den Nachteil, dass diese relativ unflexibel auf nicht rechtwinklige Geometrien anzuwenden war. [75]

In MEWA 3D wurde für die Datenstruktur und numerischen Algorithmen, insbesondere für die Lösung der linearen Gleichungssysteme, der unstrukturierte Ansatz implementiert. Entsprechend der durch das unstrukturierte Gitter vorgegebenen Datenstruktur werden die für die Berechnung benötigten Variablen in eindimensionalen Listen aufgeführt. Die Länge dieser Listen

hängt von der Anzahl an Zellen und Flächen ab. Diese Listen werden als benutzerdefinierter Typ (Fortran: User-Defined Types) abgespeichert. Hierbei wird zwischen Zell- und Flächenbezogenen Daten unterschieden.

3 Verifikation des Modells

Eine umfassende Bewertung der in Kapitel 2.3 vorgestellten Änderungen für die Erweiterung auf 3D erfordert zum einen die Überprüfung der Funktionalität der neu implementierten Modelle sowie die Durchführung von Ergebnisanalysen bei Variationen der Anfangs- und Randbedingungen. Hierdurch wird der Einfluss der neu implementierten Modelle auf die Verteilungen der Wassersättigung sowie der Partikeltemperatur in der Partikelschüttung untersucht. In den nächsten Abschnitten werden zu diesem Zweck ein- und zweidimensionale Testrechnungen mit MEWA 2D und MEWA 3D durchgeführt und verglichen.

3.1 Eindimensionale Konfigurationen

Für die folgenden Abschnitte wurde eine Konfiguration modelliert, welche auf Grund der konstanten Temperaturverteilung in x-Richtung als eindimensional betrachtet werden kann. Abbildung 3-1 zeigt die Partikelschüttung mit den entsprechenden Abmessungen. Für die Schüttbetzeigenschaften wurde ein Partikeldurchmesser von 3 mm und eine Porosität von 40 % ausgewählt. Beide Testszenarien wurden von oben mit gesättigtem Wasser (408 K) bei einem Druck von 3 bar geflutet.

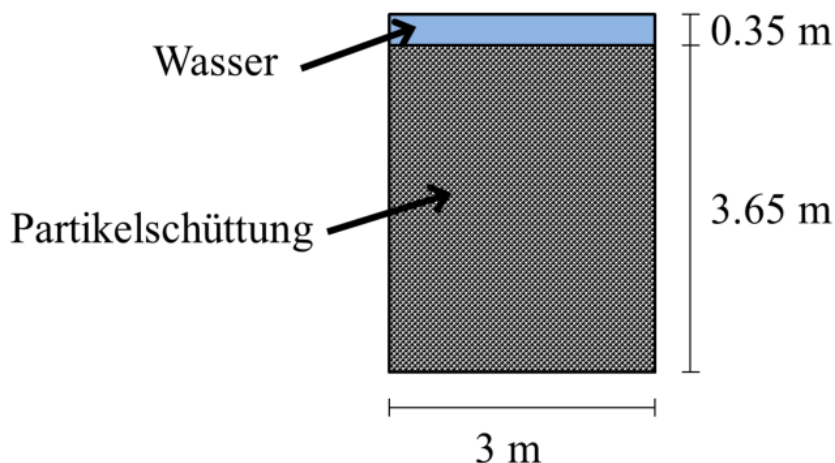


Abbildung 3-1: Schematische Darstellung der eindimensionalen Konfiguration

Mit dieser Konfiguration wurden zwei Szenarien simuliert, für das erste ein stationärer Zustand bei konstanter Leistung und für das zweite ein instationärer Zustand mit sich ändernder Leistung. In Abbildung 3-2 ist der Verlauf der Leistung für die beiden untersuchten Szenarien dargestellt.

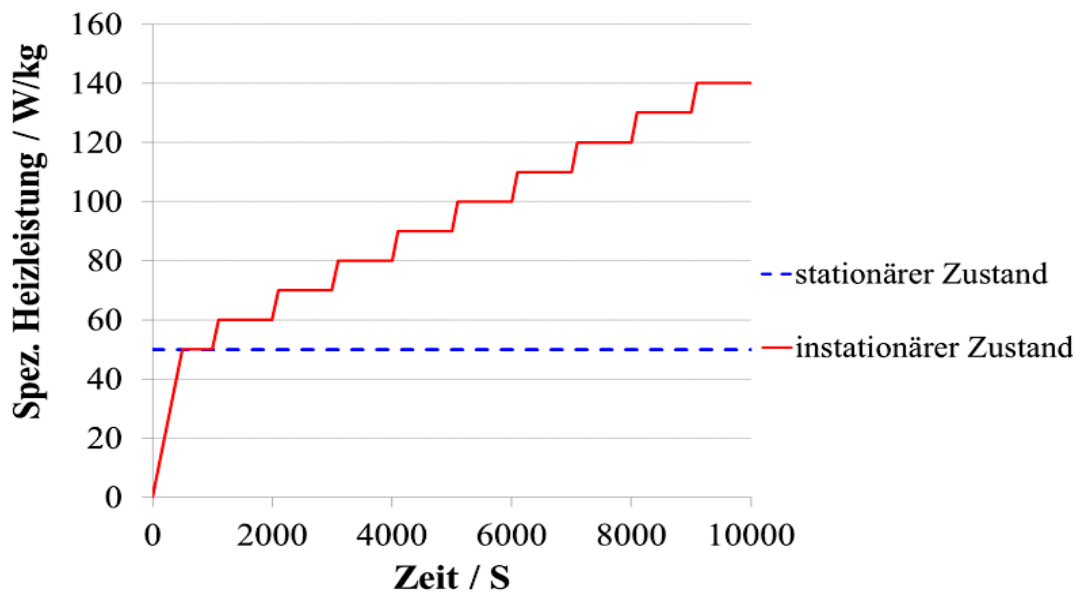


Abbildung 3-2: Heizleistungsverlauf für die eindimensionalen Simulationen

Für die Berechnung mit MEWA 2D wurde die Konfiguration als eine Ebene mit einer Tiefe von 0 mm betrachtet. In der Simulation mit MEWA 3D wurde das Schüttbett als ein Quader mit einer Tiefe von 3 m angenommen. In den Simulationen sowohl mit MEWA 2D als auch mit MEWA 3D wurde ein orthogonales Gitter verwendet. Da für diese Konfiguration keine Änderungen in x- und in y-Richtung zu erwarten sind, wurde hier ein gröberes Gitter gewählt. Im Gegensatz dazu sind Änderungen in z-Richtung zu erwarten und somit ist hier ein feineres Gitter notwendig. Die folgende Tabelle zeigt eine Gegenüberstellung der Simulationsparameter für MEWA 2D und MEWA 3D.

Tabelle 3-1 Vergleich der verwendeten Parameter in MEWA 2D und MEWA 3D für die Simulationen der eindimensionalen Konfigurationen

Spez. Leistung	Code	d _p (mm)	ε (%)	p (bar)	T ₀ (K)	Zellanzahl			Reibungsmodell
						x	z	y	
konstant	MEWA 2D	3	40	3	408	5	30	-	Modifiziertes Tung und Dhir
	MEWA 3D					5	30	5	
variabel	MEWA 2D	3	40	3	408	5	30	-	Modifiziertes Tung und Dhir
	MEWA 3D					5	30	5	

3.1.1 Stationärer Zustand bei konstanter Leistung

Für das erste Szenario wurde die spezifische Heizleistung bei 50 W/kg konstant gehalten (siehe Abbildung 3-2). Dasselbe Szenario wurde sowohl mit MEWA 2D als auch MEWA 3D untersucht und verglichen.

In Abbildung 3-3 sind die Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett sowie die Verteilung der Partikeltemperatur aus der Simulation mit MEWA 3D zu sehen. Der darin abgebildete Zustand blieb über die gesamte Simulation konstant. Ähnliche Ergebnisse wurden bei der Simulation mit MEWA 2D beobachtet.

Die Verteilung der Wassersättigung (blaue Skala) und der Partikeltemperatur (bunte Skala) in der Schüttung bestätigt die Eindimensionalität der Konfiguration, es sind keine Änderungen in x-Richtung weder bei der Wassersättigung noch bei der Temperatur zu beobachten. Anders ist der Fall bei der Betrachtung der Verteilung in z-Richtung: Wassersättigung sowie Partikeltemperatur nehmen mit abnehmender Höhe zu. Der Grund dafür ist die Druckabhängigkeit der Dichte sowie der Temperatur. Auf dem Diagramm der Verteilung der Wassersättigung stellen die blauen Pfeile das Strömungsmuster innerhalb des Schüttbetts dar. Hier wurden keine Querströmungen beobachtet.

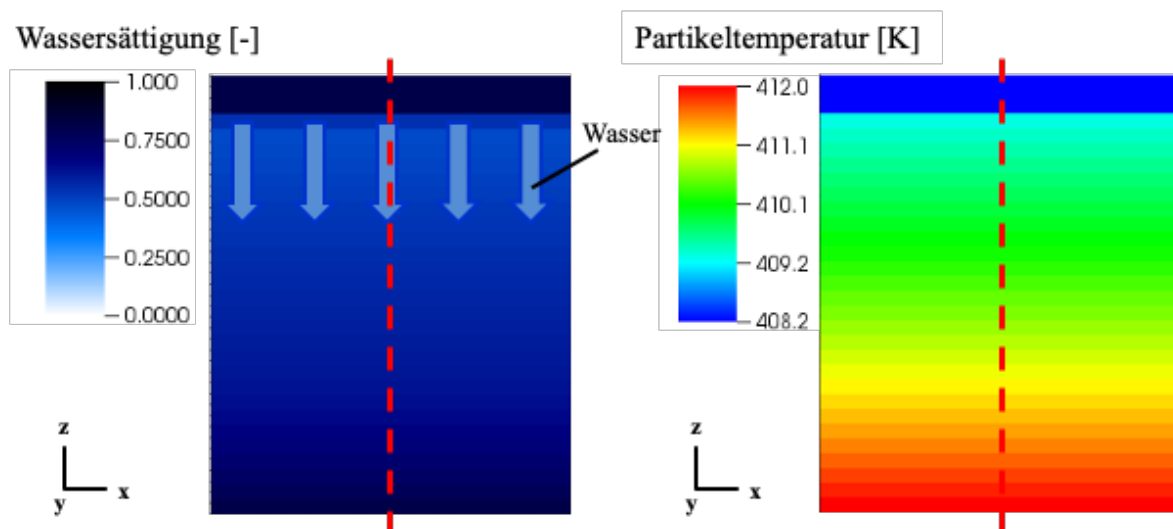


Abbildung 3-3: Verteilung der Wassersättigung (links) und Partikeltemperatur (rechts) in der eindimensionalen Konfiguration bei konstanter Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D

Um die Ergebnisse aus MEWA 2D und MEWA 3D quantitativ vergleichen zu können, wurden die Partikeltemperatur und die Wassersättigung in der Mitte des Schüttbetts (entlang der rot gestrichelten Linie, siehe Abbildung 3-3) entnommen und verglichen. Die Abbildung 3-4 zeigt die Entwicklung der Wassersättigung sowie der Partikeltemperatur in der Mitte des Schüttbetts (rot gestrichelte Linie). Der Vergleich der Entwicklung der Wassersättigung und Partikeltemperatur beider Simulationen deutet auf die sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen aus MEWA 2D und MEWA 3D hin. Die oben beschriebenen Beobachtungen konnten in beiden Simulationen festgestellt werden.

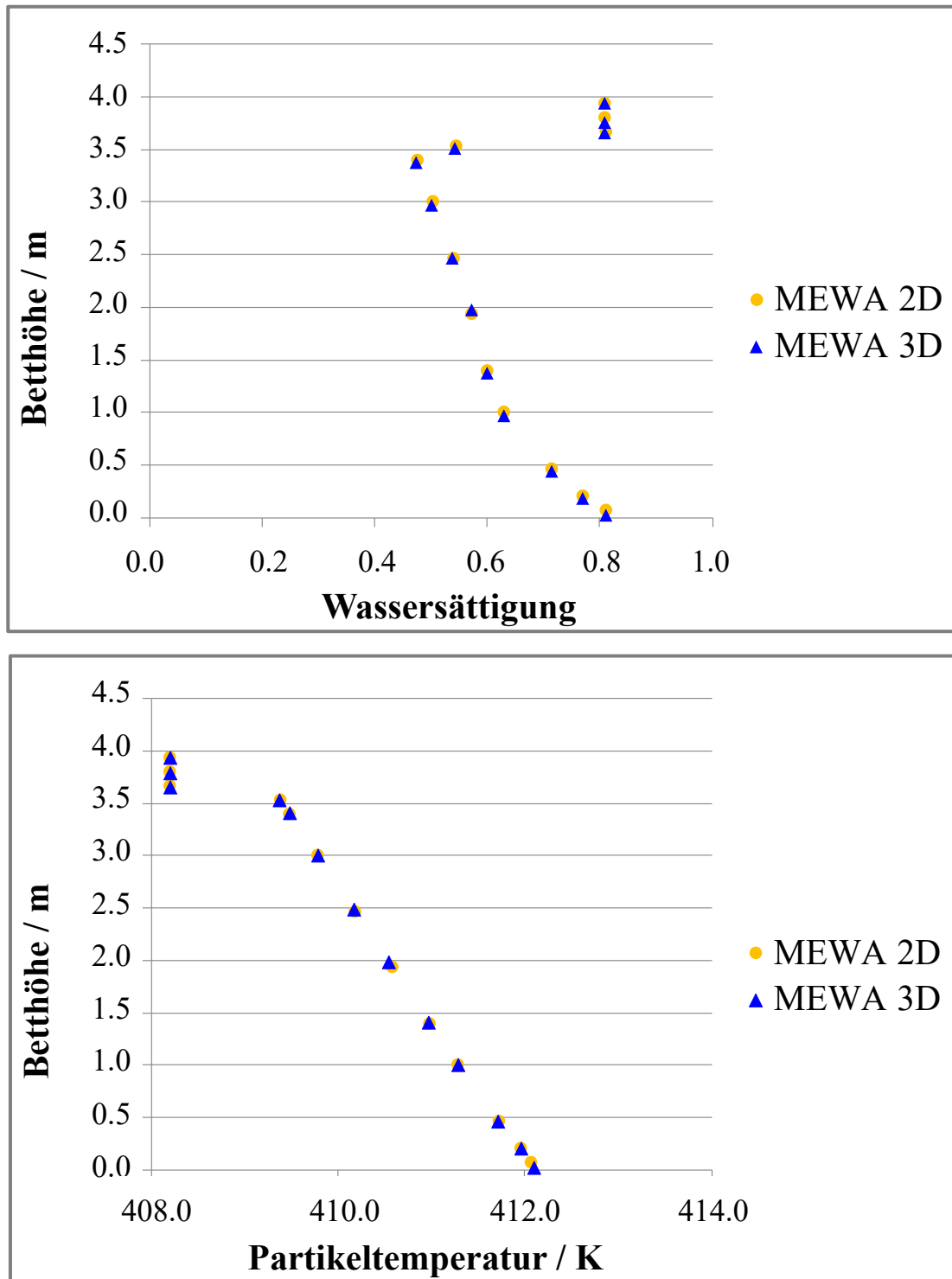


Abbildung 3-4: Entwicklung der Wassersättigung (oben) und der Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schütthöhe für die eindimensionale Konfiguration bei konstanter Leistung

3.1.2 Instationärer Zustand bei sich ändernder Leistung

Für das zweite Szenario wurde die Heizleistung in Schritten von 10 W/kg langsam erhöht (siehe Abbildung 3-2), bis im Schüttbett ein Dryout auftrat. Abbildung 3-5 zeigt die Ergebnisse der Simulation mit MEWA 3D bezüglich der Verteilung des Wasseranteils und der Partikeltemperatur im Schüttbett nach 4000 Sekunden. Analog zum ersten Szenario sind hier sowohl bei der Wassersättigung als auch bei der Partikeltemperatur keine Veränderungen in x-Richtung zu erkennen. In z-Richtung bei einer Heizleistung von 90 W/kg (nach 4000 s) ist der Beginn der Austrocknung bei einer Höhe von etwa 0.6 m zu erkennen (Sättigung nahe null und starker Temperaturanstieg). Darüber hinaus wurde festgestellt, dass Wasser und Dampf in Gegenströmung standen. Die starke Dampfströmung (weiße Pfeile) hinderte das Wasser (blaue Pfeile), bis an die unteren Bereiche des Schüttbetts vorzudringen.

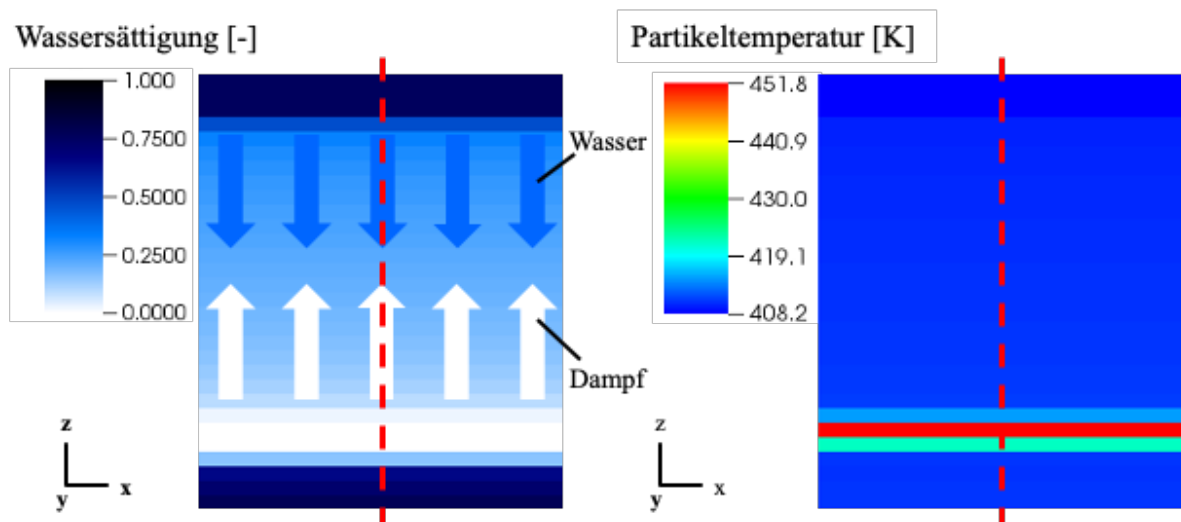


Abbildung 3-5: Verteilung der Wassersättigung (links) und der Partikeltemperatur (rechts) in der eindimensionalen Konfiguration bei variabler Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D

Analog zum ersten Szenario mit konstanter Leistung wurde hier auch ein quantitativer Vergleich der Wassersättigung und der Partikeltemperatur in der Mitte des Schüttbetts durchgeführt. Die Ergebnisse des Vergleichs sind in den folgenden Abbildungen zu sehen.

Die Abbildung 3-6 stellt den Verlauf des Wasseranteils sowie den Verlauf der Partikeltemperatur in der Mitte des Schüttbetts (rot gestrichelte Linie in der Abbildung 3-5) dar. Anhand der Entwicklung der Wassersättigung und Partikeltemperatur konnte die sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen aus MEWA 2D und MEWA 3D gezeigt werden. Beide Simulationen zeigten dasselbe Verhalten.

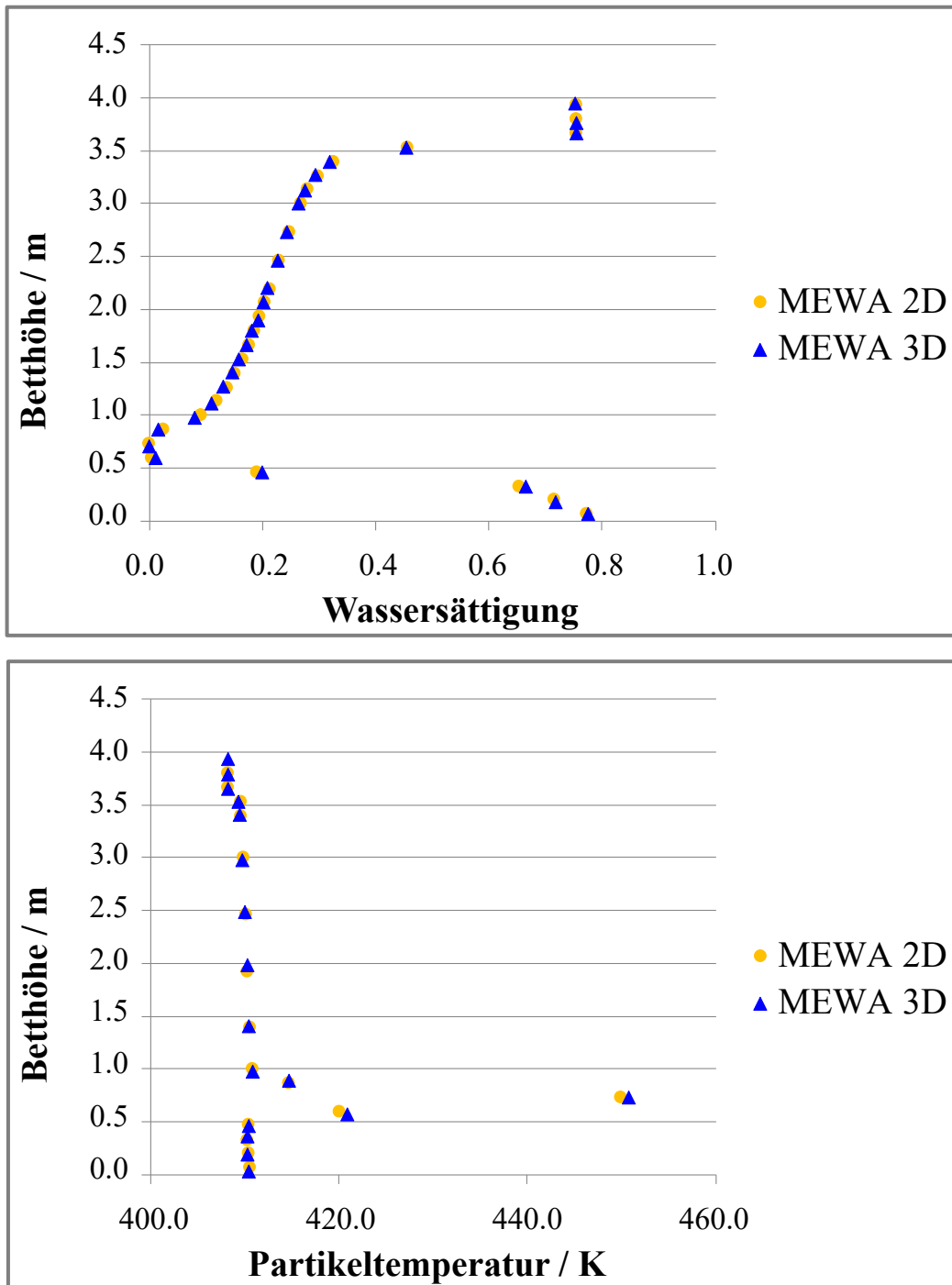


Abbildung 3-6: Verteilung und Entwicklung der Wassersättigung (oben) und Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schütthöhe für die zweidimensionale Konfiguration bei variabler Leistung

3.2 Zweidimensionale Konfiguration

Als zweite Konfiguration wurde eine kegelförmige Partikelschüttung mit einer Porosität von 40 % ausgewählt, welche aus Partikeln mit einem Durchmesser von 3 mm bestand. Als Anfangsbedingung wurde angenommen, dass die Partikelschüttung bei einem Druck von 3 bar von

oben mit Wasser bei Sättigungstemperatur (408 K) geflutet wird. Abbildung 3-7 zeigt die kegelförmige Partikelschüttung und die entsprechenden Abmessungen.

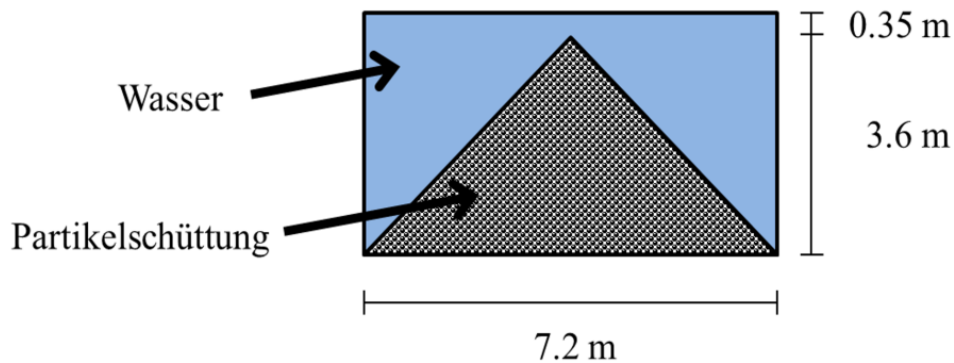


Abbildung 3-7: Schematische Darstellung der zweidimensionalen Konfiguration

Wie im vorherigen Abschnitt wurden jeweils zwei Szenarien mit MEWA 2D und MEWA 3D simuliert und verglichen. Als erstes Szenario wurde ein stationärer Zustand bei konstanter Leistung modelliert und als zweites ein instationärer Zustand bei sich ändernder Leistung. In Abbildung 3-8 wird der Verlauf der Leistung für beide untersuchten Szenarien dargestellt.

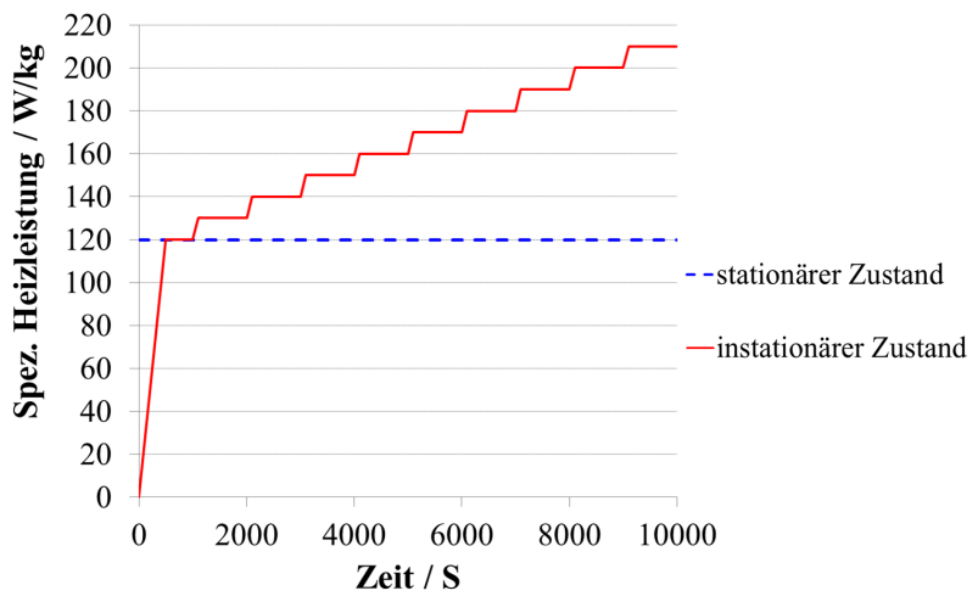


Abbildung 3-8: Heizleistungsverlauf für die zweidimensionalen Simulationen

Für die Berechnung mit MEWA 2D wurde die Konfiguration als eine Ebene mit einer Tiefe von 0 mm betrachtet. In der Berechnung mit MEWA 3D wurde ein kegelförmiges Schüttbett mit einem Radius von 3.6 m simuliert. In den Simulationen sowohl mit MEWA 2D als auch mit MEWA 3D wurde ein orthogonales Gitter verwendet. Die folgende Tabelle zeigt eine Gegenüberstellung der Simulationsparameter für MEWA 2D und MEWA 3D.

Tabelle 3-2 Vergleich der verwendeten Parameter in MEWA 2D und MEWA 3D für die Simulationen der zweidimensionalen Konfigurationen

Spez. Leistung	Code	d_p (mm)	ϵ (%)	p (bar)	T_0 (K)	Zellanzahl			Reibungsmodell
						x	z	y	
konstant	MEWA 2D	3	40	3	408	50	30	-	Modifiziertes Tung und Dhir
	MEWA 3D					50	30	50	
variabel	MEWA 2D	3	40	3	408	50	30	-	Modifiziertes Tung und Dhir
	MEWA 3D					50	30	50	

3.2.1 Stationärer Zustand bei konstanter Leistung

Analog zum Testszenario im Abschnitt 3.1.1 wurde die spezifische Heizleistung, in diesem Fall bei 120 W/kg, über die gesamte Simulationszeit konstant gehalten (siehe Abbildung 3-9). In Abbildung 3-9 ist die Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett (blaue Skala) sowie die Verteilung der Partikeltemperatur aus der Simulation mit MEWA 3D zu sehen.

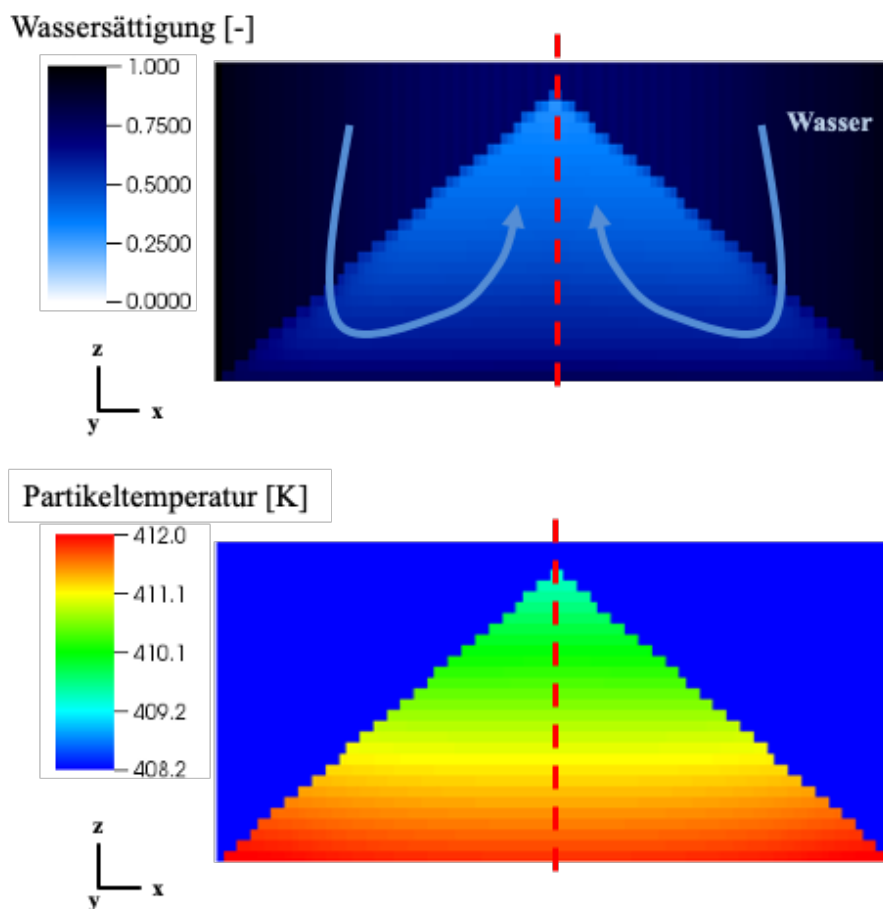


Abbildung 3-9: Verteilung der Wassersättigung (oben) und der Partikeltemperatur (unten) in der zweidimensionalen Konfiguration bei konstanter Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D

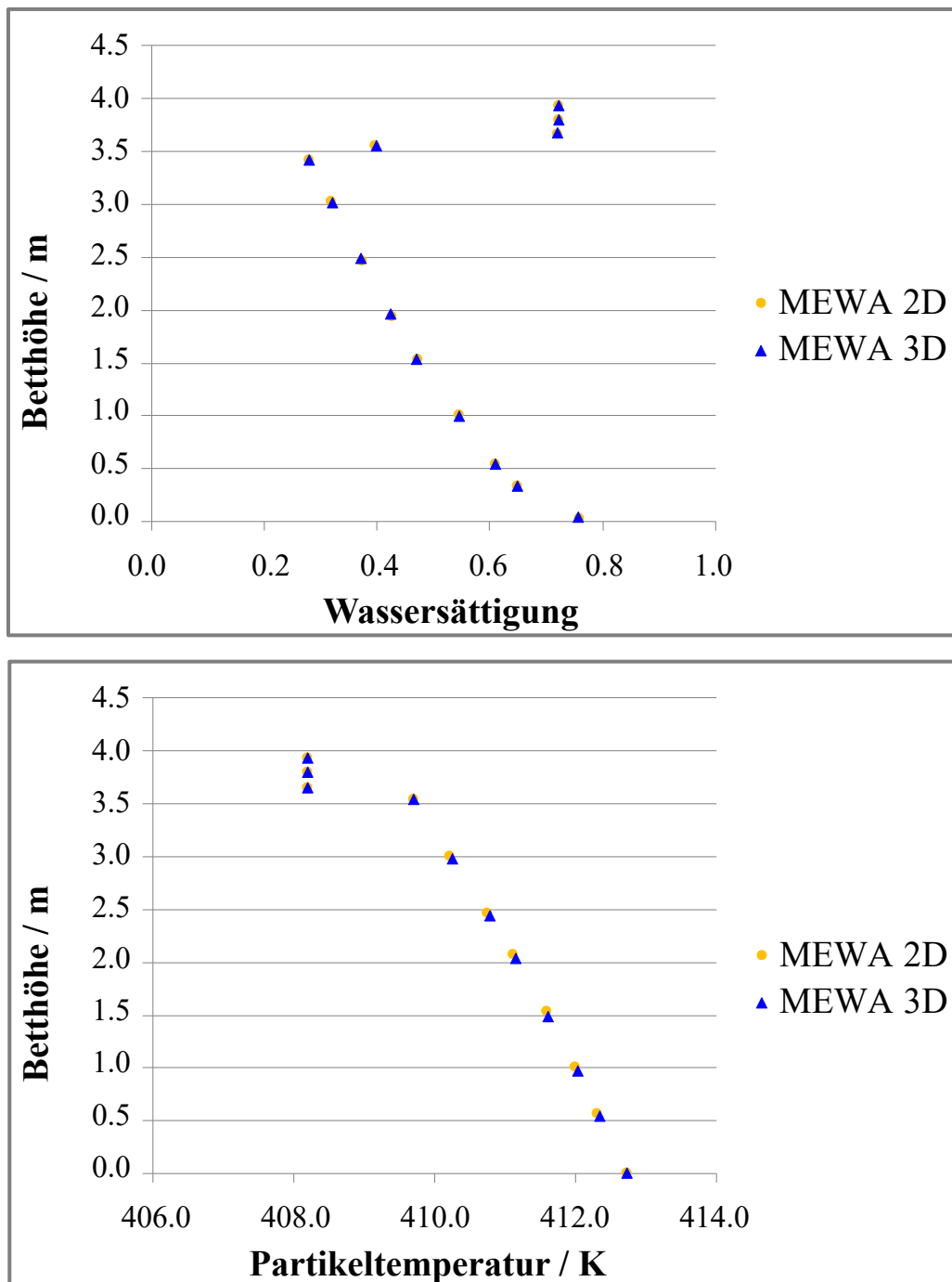


Abbildung 3-10: Verteilung und Entwicklung der Wassersättigung (oben) und Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schüttbetthöhe für die zweidimensionale Konfiguration bei konstanter Leistung

3.2.2 Instationärer Zustand bei sich ändernder Leistung

Bei dem zweiten Testfall wurde die Heizleistung schrittweise erhöht, bis eine trockene Stelle im Schüttbett auftrat. Dies geschah bei einer Leistung von 165 W/kg, wie es auf der Verteilung

der Wassersättigung und Partikeltemperatur (siehe Abbildung 3-11) zu erkennen ist. Hier ist an der Spitze des Schüttbetts die erste Stelle, bei welcher die Wassersättigung nahe null ist und bei welcher die Partikeltemperatur deutlich über der Sättigungstemperatur liegt, zu sehen.

Bei Betrachtung der Strömungsmuster ist zu erkennen, dass hier auch ein mehrdimensionaler Strömungszustand vorliegt. Das Wasser (blaue Pfeile) fließt seitlich in das Schüttbett ein und steigt zusammen mit dem Dampf (weiße Pfeile) auf, so dass beide Fluide eine Gleichströmung bilden. Bei beiden Simulationen konnten diese Erkenntnisse festgestellt werden.

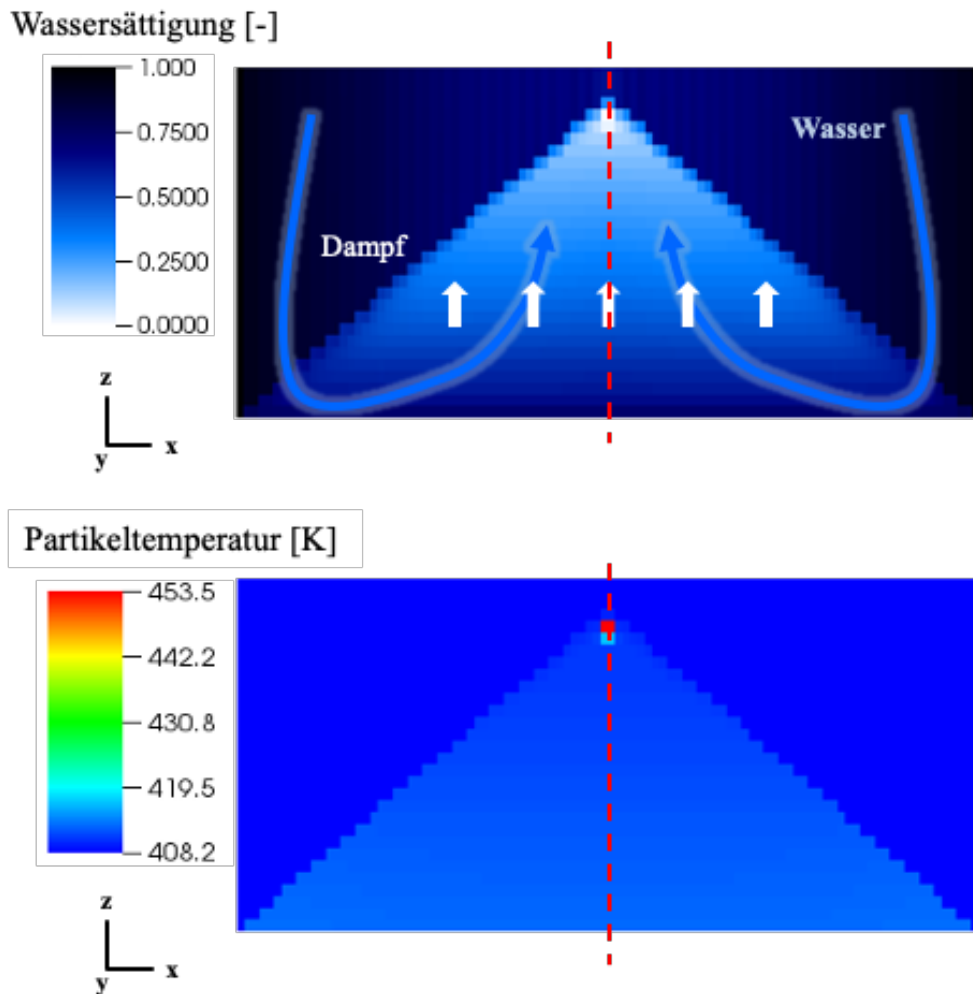


Abbildung 3-11: Verteilung der Wassersättigung (oben) und der Partikeltemperatur (unten) in der zweidimensionalen Konfiguration bei variabler Leistung. Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D

Auch eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen aus MEWA 2D und MEWA 3D ist in der Abbildung 3-12 zu erkennen. Hier ist der quantitative Vergleich des Verlaufs der Wassersättigung und der Partikeltemperatur in der Mitte des Schüttbetts (entlang der rot gestrichelten Linie in Abbildung 3-11) zu sehen. Die Ergebnisse entsprechen dem Zeitpunkt, bei dem die erste trockene Stelle identifiziert wurde. In beiden Simulationen wurde die erste trockene Stelle nach 5100 s. beobachtet.

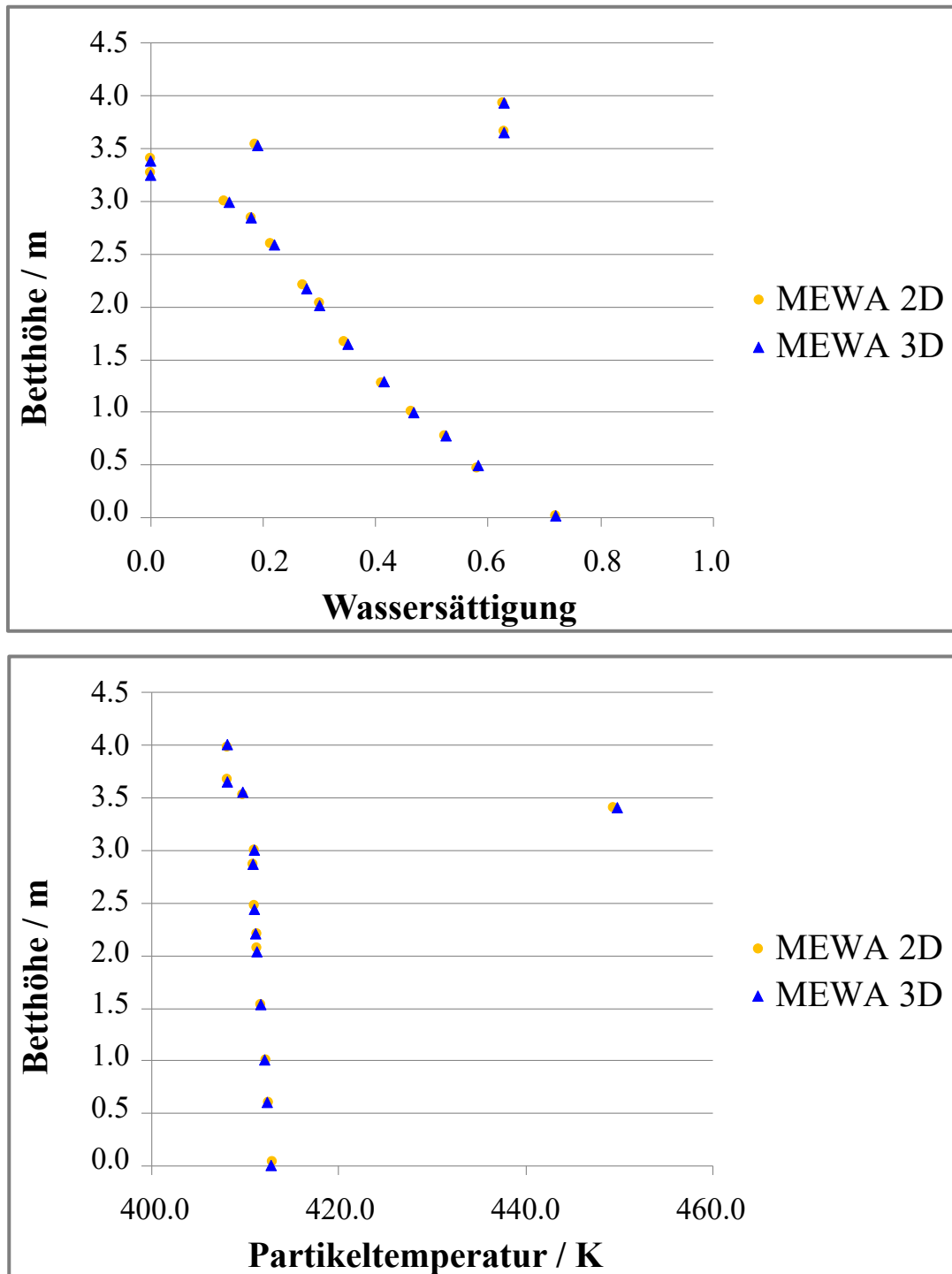


Abbildung 3-12: Verteilung und Entwicklung der Wassersättigung (oben) und Partikeltemperatur (unten) in Abhängigkeit der Schüttbetthöhe nach 5100 s für die zweidimensionale Konfiguration bei variabler Leistung

Die Gegenüberstellung aller Ergebnisse aus beiden Testszenarien zeigt, dass sowohl MEWA 2D als auch MEWA 3D in der Lage sind, eindimensionale als auch zweidimensionale Konfigurationen in stationären und instationären Zuständen simulieren zu können, und dass die Funktionalität des Codes allgemein durch die Veränderungen für die Erweiterung auf 3D nicht beeinflusst wurde.

4 Validierung des Modells

Die neu implementierten Modelle in MEWA 3D werden hinsichtlich der relevanten Prozesse sowohl beim Quenchen als auch bei der langfristigen Kühlbarkeit einer Partikelschüttung validiert. Die Experimente unterteilen sich je nach Schwerpunkt der Untersuchung in Experimente für das Quenchen heißer Partikelschüttungen und Experimente für die langfristige Kühlbarkeit einer Partikelschüttung (Dryout-Experimente).

Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Experimente befassen sich mit der Untersuchung wichtiger Effekte oder Prozesse, welche in einem Szenario unter Reaktorbedingungen auftreten und deshalb entscheidend für das Fortschreiten des Unfalls sein können. Das Ziel solcher Untersuchungen ist ein besseres Verständnis der Abkühlprozesse innerhalb der Partikelschüttung, um diese gewonnenen Erkenntnisse in der Simulation realistischer Szenarien unter Reaktorbedingungen anwenden zu können.

4.1 Validierung der Modelle zu Quenchen heißer Schüttungen

Bei den Quenchversuchen wird das Abkühlverhalten stark überhitzter Partikelschüttungen untersucht. Dies ist von besonderer Bedeutung in Reaktorszenarien, wenn sich im Reaktorkern oder im unteren Plenum des RDB bereits ein stark überhitztes Schüttbett aus Kernfragmenten gebildet hat und die Wiedereinspeisung durch das Notkühlsystem wiederhergestellt werden kann.

Um die komplexen Phänomene während des Quenchens untersuchen zu können, wurden diverse Experimente mit Variationen der Anfangs- und Randbedingungen durchgeführt. In den folgenden Abschnitten werden Experimente mit homogenen und inhomogenen Partikelschüttungen bei unterschiedlichen Anfangstemperaturen (Partikel) sowie mit unterschiedlichem treibendem Druck präsentiert.

Hinsichtlich der Wassereinspeisung wird in diesem Abschnitt nur auf die Experimente mit einer Druckrandbedingung (Schwerkraft) eingegangen, bei welchen das Schüttbett von unten geflutet wird. Bei solchen Versuchen liegt eine Gleichströmung zwischen Dampf und Wasser vor. Hier werden der Quenchprozess und das Eindringverhalten des Kühlmittels durch die Dampfproduktion und die daraus resultierende Reibung bestimmt. Solche Szenarien sind besonders relevant während des Verlaufs eines Unfalls unter Reaktorbedingungen.

Darüber hinaus sind in den folgenden Abschnitten die verwendeten Parameter für die Nachrechnungen der Experimente dargestellt. Unter diesen Parametern ist auch die Anzahl an Zellen

in x-, y- und z- Richtung zu finden. In der Arbeit von D'Alessandro [76] wurde der Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf das Quenchverhalten untersucht. Es wurden Simulationen mit größerem und feinerem Gitter durchgeführt. Hierbei wurden Zellgrößen zwischen 5 – 50 mm verwendet. Die Ergebnisse zeigen, dass die Quenchfront sowie die entstandene Dampfmenge für ein gröberes (5 mm) und ein feineres (50 mm) Gitter fast identisch sind.

Für die Simulationen wurden adiabatische Randbedingung an den Wänden angenommen, also dass keine Wärme durch die Ränder des Schüttbetts abgegeben wird. Hinsichtlich des Drucks wurde eine Druckrandbedingung an der oberen Fläche des Schüttbetts vorausgesetzt.

4.1.1 DEBRIS-Experimente

Die DEBRIS-Experimente wurden am Institut für Kernenergie und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart durchgeführt. Bei diesem Experiment wird das Abkühlverhalten stark überhitzter Partikelschüttungen bei Umgebungsdruck untersucht. Die Versuche wurden für verschiedene anfängliche Partikeltemperaturen zwischen 400 und 700 °C durchgeführt. Die Wasserzufuhr erfolgte von unten durch einen seitlich gelegenen Downcomer [49],[78].

4.1.1.1 Beschreibung des Experiments

Die Testanlage besteht hauptsächlich aus einem Druckbehälter, in dem eine Teststrecke aufgebaut ist. Die Teststrecke selbst umfasst die Partikelschüttung und einen Wassertank. Die Partikelschüttung setzte sich zusammen aus zwei Schichten, die untere Schicht bestehend aus 4 mm Keramikugeln und einer Porosität von 0.37 und die zweite Schicht, einer Mischung mit einer Porosität von 0.37, bestehend aus 6, 3 und 2 mm Stahlkugeln. Der effektive Partikeldurchmesser wurde mit Hilfe des einphasigen Druckabfalls bestimmt und betrug 2.9 mm. Die Höhe des Schüttbetts betrug 640 mm und der Durchmesser 150 mm. In der Testanlage wurde das Schüttbett induktiv geheizt. In Abbildung 4-1 ist eine schematische Darstellung der Testanlage dargestellt.

Das Schüttbett wurde von unten geflutet und die Wasserzufuhr erfolgte aus einem Wassertank, welcher mit dem Boden der Teststrecke verbunden war. Die Höhe des hydrostatischen Druckes durch die bereitgestellte Wassersäule betrug 0.95 m. Die Versuche wurden bei verschiedenen Partikeltemperaturen zwischen 400 und 700 °C durchgeführt. Allerdings ließen die Thermoelemente erkennen, dass keine homogene Anfangstemperatur weder über den Querschnitt noch über die gesamte Schüttbetthöhe erreicht werden konnte. Die unteren Bereiche und am Rand zeigten niedrigere Temperaturen.

Die experimentell ermittelten Ergebnisse zeigen, dass das Voranschreiten der Quenchfront mit zunehmender Schüttbetтанfangstemperatur langsamer wird. Das Phänomen kann auf die Tatsache zurückgeführt werden, dass mit steigender Partikeltemperatur mehr thermische Energie im Schüttbett gespeichert wird. Infolgedessen wird ein immer größerer Anteil des einströmenden

Wassers zuerst verdampft, bevor wieder Wasser zur Verfügung steht. Dies führt zu einer Verlangsamung der Quenchfront.

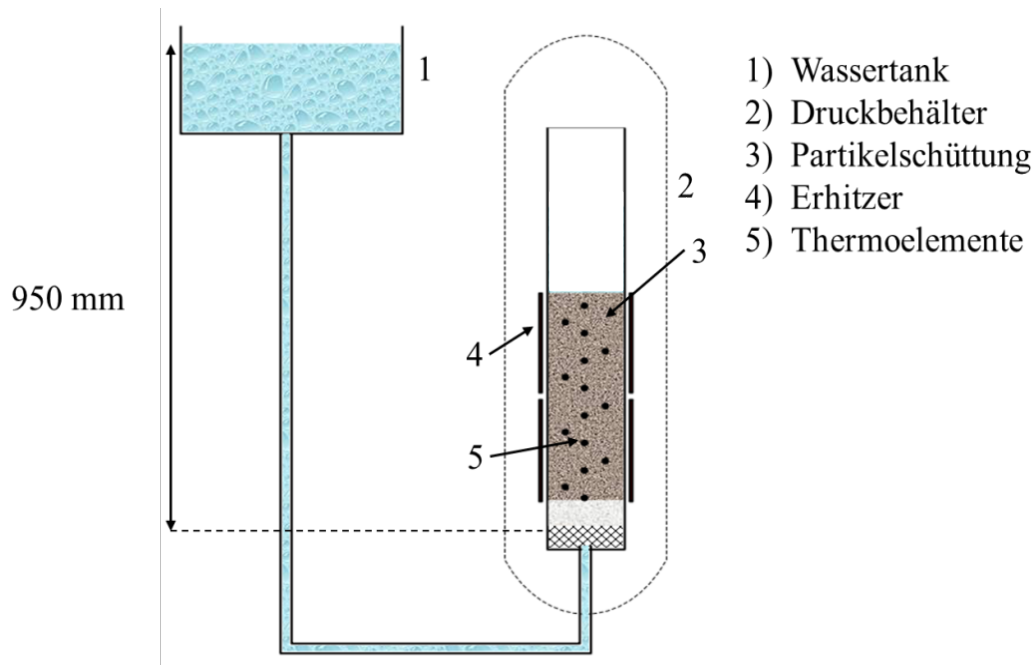


Abbildung 4-1: Schematische Darstellung der DEBRIS-Anlage für die Untersuchung des Abkühlverhaltens stark überhitzter Partikelschüttungen

4.1.1.2 Ergebnisse der Nachrechnungen

Für die Nachrechnung der Quench-Versuche wurden folgende Daten aus dem Experiment verwendet: die Geometrie, der berechnete Partikeldurchmesser sowie die experimentell ermittelte Porosität. Für den treibenden Druck wurde die Summe aus dem Systemdruck und dem Druck aus der seitlichen Wassersäule angenommen und während der Simulation konstant gehalten. Druckverluste durch die Reibung an der Rohrleitung wurden nicht berücksichtigt. Die Wassereinspeisung war durch den treibenden Druck bestimmt. Deshalb wurde sie als Druckrandbedingung an der unteren Fläche des Schüttbetts definiert. Der entsprechende Massenstrom des Wassers wird direkt in MEWA 3D berechnet. Die folgende Tabelle 4-1 zeigt die Simulationsparameter für die Nachrechnung der DEBRIS-Experimente mit MEWA 3D.

Die Simulation mit MEWA 3D wurde entsprechend den Experimenten mit einem Temperaturprofil durchgeführt (siehe Abbildung 4-2). In der Simulation wurde das Schüttbett in 100 Zellen mit einer Größe von 6.4 mm axial und in x- und y-Richtung in 20 Zellen mit einer Größe von 7.5 mm aufgeteilt.

Tabelle 4-1 Simulationsparameter für die Nachrechnung der DEBRIS-Experimente mit MEWA 3D

T_{p0} (°C)	d_p (mm)		ϵ (%)	p (bar)	T_{w0} (°C)	Zellanzahl			Reibungsmodell
	Exp.	MEWA 3D				x	y	z	
400	6, 3, 2	2.9	37	1	20	20	20	100	Reed
600	6, 3, 2	2.9	37	1	20	20	20	100	Reed
700	6, 3, 2	2.9	37	1	20	20	20	100	Reed

Für das Temperaturprofil wurden die Daten aus den Thermoelementen in der Versuchsanlage verwendet. Die Abbildung 4-2 zeigt die unterschiedlichen Temperaturbereiche im Schüttbett bei $t=0s$. Auf der Verteilung der Partikeltemperatur bei $t=0s$ (siehe Abbildung 4-2) ist die uneinheitliche Anfangstemperatur deutlich zu sehen. Im Gegensatz zu den Tests bei 400 und 500 °C, welche eine ähnlich niedrigere Anfangstemperatur im unteren Schüttbettbereich zeigen, herrscht in den Tests bei 600 und 700 °C eine viel höhere Temperatur, welche zu dem langsameren Quenchen führt. Die inhomogene Temperaturverteilung führt später zu einer inhomogenen Fortschreiten der Quenchfront, denn die äußeren Bereiche werden als Erstes abgekühlt.

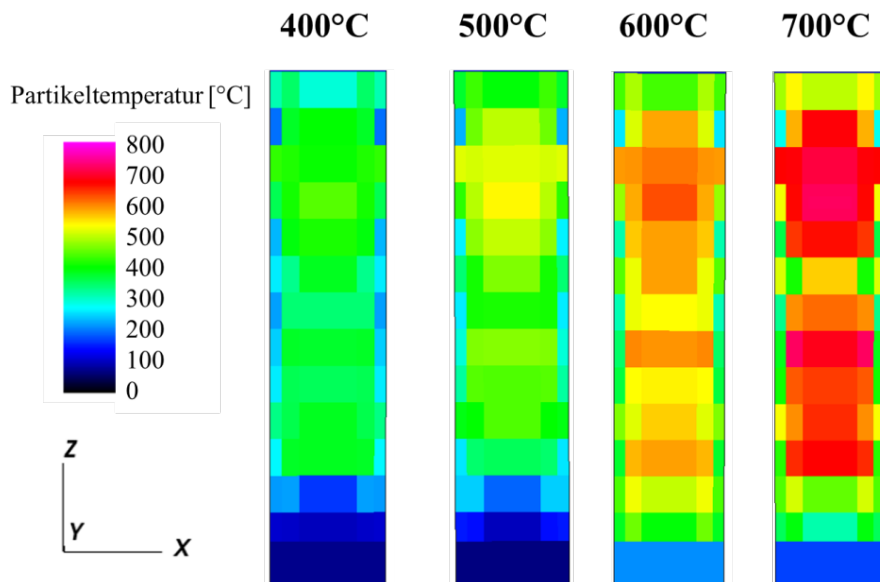


Abbildung 4-2: Anfangstemperaturprofil in der Partikelschüttung für die DEBRIS-Tests bei 400, 500, 600 und 700 °C

In Abbildung 4-3 und Abbildung 4-4 sind die Ergebnisse der MEWA 3D - Simulationen des Versuchs bei 400 °C dargestellt. Zu sehen ist die Entwicklung der Verteilung der Partikeltemperatur (Abbildung 4-3) sowie der Wassersättigung (Abbildung 4-4) in der Partikelschüttung.

Die Verteilung der Wassersättigung zeigt, dass das Wasser vorzugsweise über die kälteren äußeren Bereiche des Schüttbetts eindringt. Hier kann es rascher durchfließen und somit eine Art „Kühlkanäle“ ausbilden. Dieser Effekt wurde bei den anderen Tests (500, 600 und 700 °C) sowohl im Experiment als auch in der Simulation beobachtet.

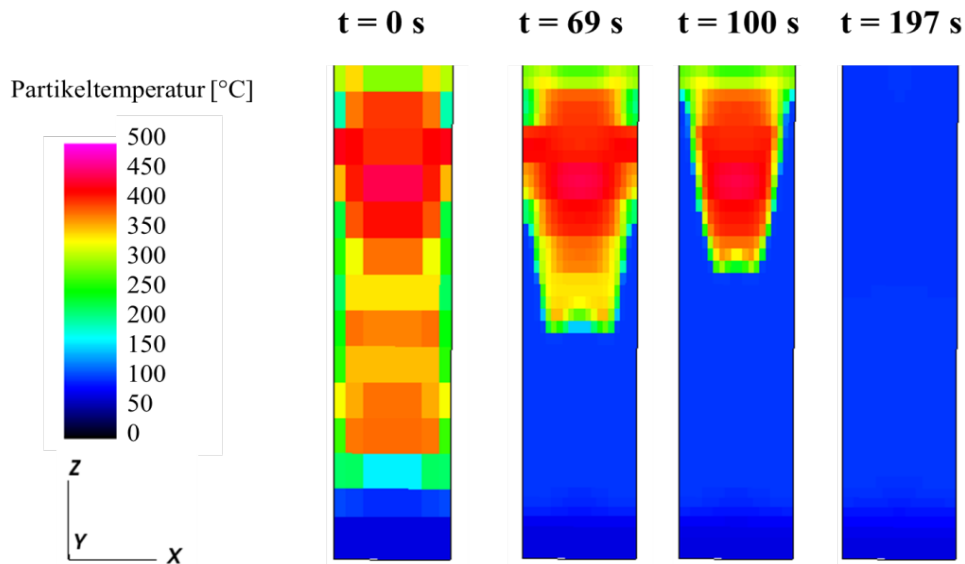


Abbildung 4-3: Entwicklung der Verteilung der Partikeltemperatur im Schüttbett für den DEBRIS-Test bei 400 °C

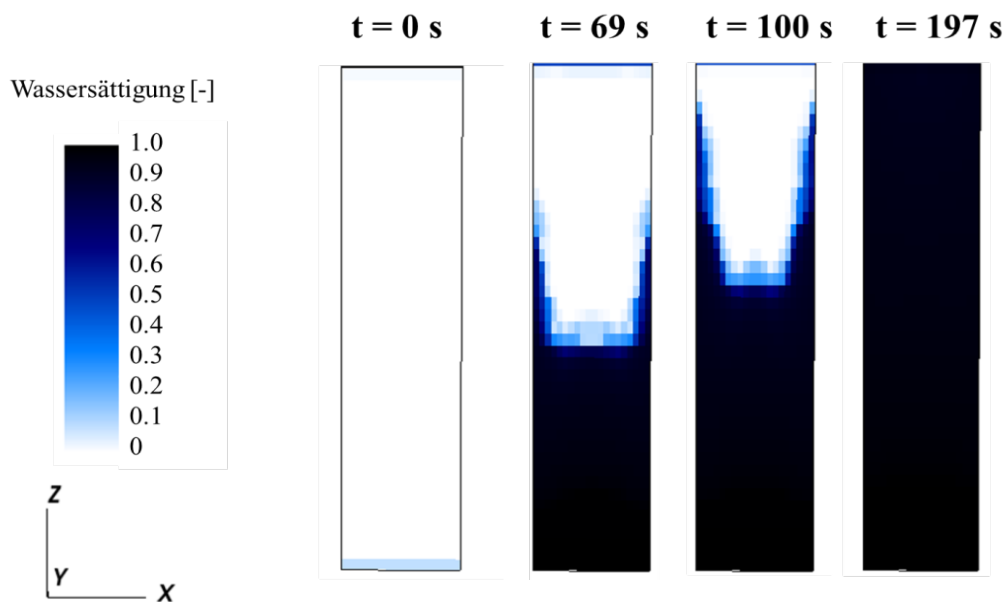


Abbildung 4-4: Entwicklung der Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett für den DEBRIS-Test bei 400 °C

Ein Vergleich zwischen der experimentell ermittelten und der mit MEWA 3D berechneten Entwicklung der Quenchfront in der Mitte des Schüttbetts für die anfänglich unterschiedlichen Partikeltemperaturen ist in Abbildung 4-5 dargestellt. Die Simulationsergebnisse zeigen eine

gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Darüber hinaus sind bei den niedrigeren Anfangstemperaturen (400 und 500 °C) ähnliche Quenchfront-Geschwindigkeiten zu sehen. Dieses Phänomen kann auch bei den Tests bei 600 und 700 °C beobachtet werden.

Aus dem Vergleich in Abbildung 4-5 ist zu sehen, dass die Partikelschüttungen bei 400 und 500 °C rascher abgekühlt werden als die bei den Tests mit höheren Anfangstemperaturen (600 und 700 °C). Das Verhalten ist zu erwarten, denn eine höhere Anfangstemperatur bedeutet auch eine größere Menge an thermischer Energie, welche aus dem Schüttbett abgeführt werden muss.

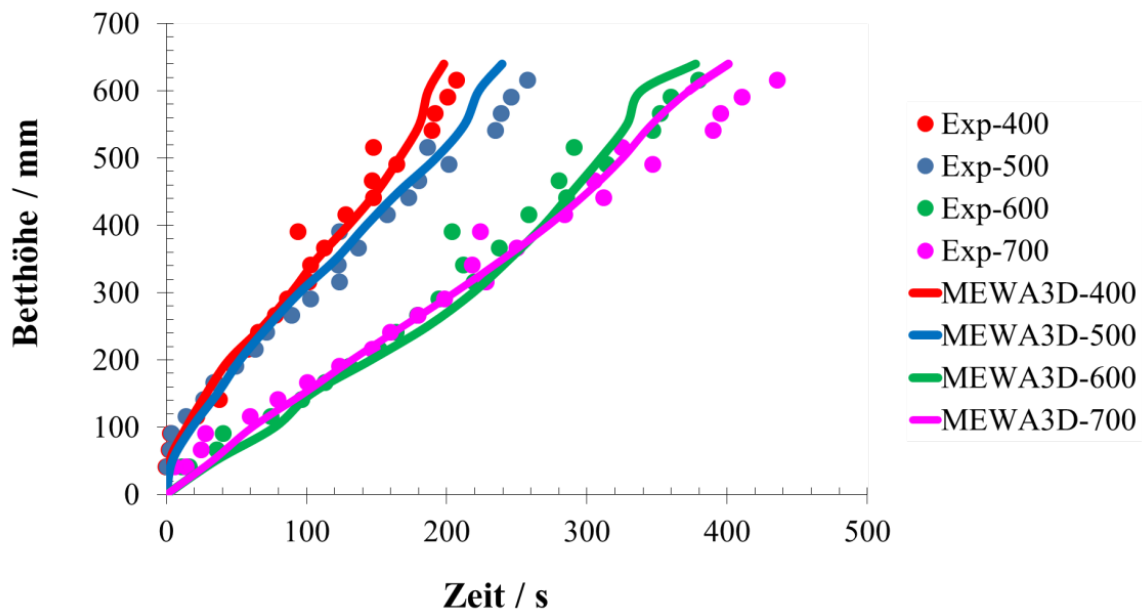


Abbildung 4-5: Vergleich des experimentell ermittelten und berechneten Fortschreitens der Quenchfront für das DEBRIS-Experiment für unterschiedliche Anfangstemperaturen im Schüttbett.

Das langsamere Quenchen bei höheren Temperaturen kann auch auf den Druckaufbau im Schüttbett zurückgeführt werden. Da es sich bei dieser Testserie um Versuche mit einer Druckrandbedingung handelt, hängt die Menge des einfließenden Wassers von der Druckdifferenz zwischen der anstehenden Wassersäule und der Wasserfront im Schüttbett ab. Durch den abströmenden Dampf bildet sich eine Art Hindernis, welches zu einem Druckaufbau im Schüttbett führen kann. Als Folge dessen wird die Menge des einströmenden Wassers reduziert.

4.1.2 Tung&Dhir-Experimente

Die Tung&Dhir-Experimente wurden durchgeführt, um das Abkühlverhalten überhitzter Partikelschüttungen mit einer variablen Permeabilität in axialer Richtung untersuchen zu können. Bei diesem Experiment wurden Partikel unterschiedlicher Durchmesser benutzt, welche induktiv bis auf 525°C aufgeheizt wurden. Die Wassereinspeisung erfolgte von unten [48].

4.1.2.1 Beschreibung des Experiments

Die Testanlage bestand hauptsächlich aus einer Teststrecke mit der Partikelschüttung und einem Wassertank (siehe Abbildung 4-6). In der Teststrecke wurden axial geschichtete Partikelschüttungen verwendet. Hier wurden zwei Varianten untersucht, die erste setzte sich zusammen aus zwei Schichten, die untere Schicht mit 3.18 mm und die obere Schicht mit 6.35 mm Stahlkugeln. Die zweite Variante auch aus Stahlkugeln setzte sich zusammen aus einer Schicht aus 6.35 mm und der oberen Schicht aus 3.18 mm Partikeln. Beide Varianten lagen auf einer Schicht Glaskugeln (mit einem Durchmesser von 6 mm). Die Höhe der Schüttung betrug 660 mm und der Durchmesser 73 mm. Abbildung 4-6 zeigt eine schematische Darstellung der Anlage sowie die axial geschichteten Konfigurationen.

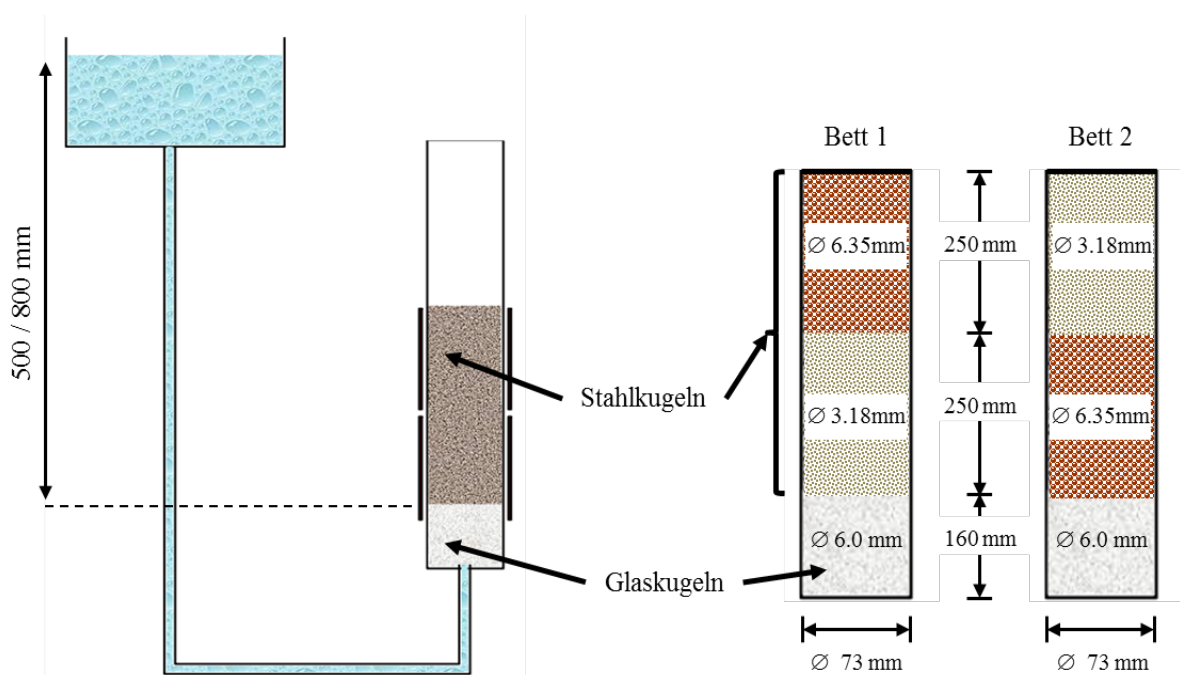


Abbildung 4-6: Links: Schematische Darstellung der Testanlage für die Tung&Dhir-Experimente. Rechts: Teststrecke mit den axial geschichteten Konfigurationen

Die Versuche wurden bei zwei unterschiedlichen anfänglichen Partikeltemperaturen zwischen 400 und 525 °C durchgeführt. Die Partikelschüttungen wurden von unten geflutet. Der treibende Druck wurde bei dem Versuch bei 400 °C durch eine Wassersäule von 800 mm Höhe erzeugt. Bei dem Test bei 525 °C betrug die Höhe der Wassersäule 500 mm.

Die Ergebnisse des Experiments zeigen, dass die Partikel in der Nähe der Wand schneller abgekühlt werden als die in der Mitte des Schüttbetts. Der Grund dafür ist die höhere Permeabilität in diesem Bereich. Es wurde auch festgestellt, dass die Quenchzeit stark abhängig vom treibenden Druck und der Anfangstemperatur der Partikel ist. Eine Abnahme des treibenden Drucks oder ein Anstieg der Partikeltemperatur führen zum langsameren Voranschreiten der Quenchfront.

4.1.2.2 Ergebnisse der Nachrechnungen

Die Tung&Dhir-Experimente wurden mit MEWA 3D nachgerechnet. Für die Simulation wurden folgende Daten aus dem Experiment verwendet: die Geometrie, der Partikeldurchmesser, sowie die experimentell ermittelte Porosität. Analog zum DEBRIS-Experiment wurde für den treibenden Druck die Summe aus dem Systemdruck und dem Druck aus der seitlichen Wassersäule angenommen und während der Simulation konstant gehalten. Die Druckverluste durch die Reibung an der Rohrleitung wurden vernachlässigt. Für die Wassereinspeisung, welche durch den treibenden Druck bestimmt war, wurde eine Druckrandbedingung an der unteren Fläche des Schüttbetts definiert. Die folgende Tabelle 4-2 zeigt die Simulationsparameter für die Nachrechnung der Experimente mit MEWA 3D. In der Simulation wurde das Schüttbett in 100 Zellen mit einer Größe von 6.6 mm axial und in x- und y-Richtung in 10 Zellen mit einer Größe von 7.3 mm aufgeteilt. Auf Grund der fehlenden Information über die anfängliche Temperaturverteilung im Schüttbett wurde eine einheitliche Anfangstemperatur für die Simulation mit MEWA 3D angenommen. Infolgedessen werden die Ergebnisse von MEWA 3D als eine Kurve in Abhängigkeit der Schüttbetthöhe dargestellt.

Tabelle 4-2 Simulationsparameter für die Nachrechnung der Tung&Dhir-Experimente mit MEWA 3D

TP0 (°C)	dp (mm)		ϵ (%)	p (bar)	Wassersäule (mm)	Zellanzahl			Reibungsmodell
	Exp.	MEWA 3D				x	y	z	
400	6.35, 3.18	6.35, 3.18	40	1	800	10	10	100	modifiziertes Tung und Dhir
525	6.35, 3.18	6.35, 3.18	40	1	500	10	10	100	modifiziertes Tung und Dhir

In Abbildung 4-7 ist das Voranschreiten der Quenchfront für die Versuche bei 400 °C zu sehen. Die von MEWA 3D berechneten Ergebnisse liegen gut innerhalb des Bereichs der experimentellen Messungen, welche in der Mitte und am Rand des Schüttbetts durchgeführt wurden.

Es war zu erwarten, dass beide Konfigurationen gleiche Quenchzeiten zeigen, denn beide besitzen dieselbe Masse, beide wurden auf dieselbe Temperatur erhitzt und demzufolge beinhalten beide die gleiche Menge an thermischer Energie. Dennoch ist aus dem Diagramm (siehe Abbildung 4-7) ein viel schnelleres Fortschreiten der Quenchfront bei der Konfiguration mit den größeren Partikeln (6.35 mm) im oberen Bereich zu erkennen. Dieses Phänomen weist darauf hin, dass der Quenchprozess in der Partikelschüttung durch die Reibung zwischen Dampf und den noch heißen Partikeln bestimmt wird. Kleine Partikel führen zu größerer Reibung, dadurch wird das Eindringen des Wassers in das Schüttbett limitiert. Dasselbe Verhalten zeigen die Ergebnisse der Versuche bei 525 °C mit einer Wassersäule von 500 mm (siehe Abbildung 4-8). Hier zeigt auch das von MEWA 3D berechnete Fortschreiten der Quenchfront für die zwei verschiedenen Konfigurationen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

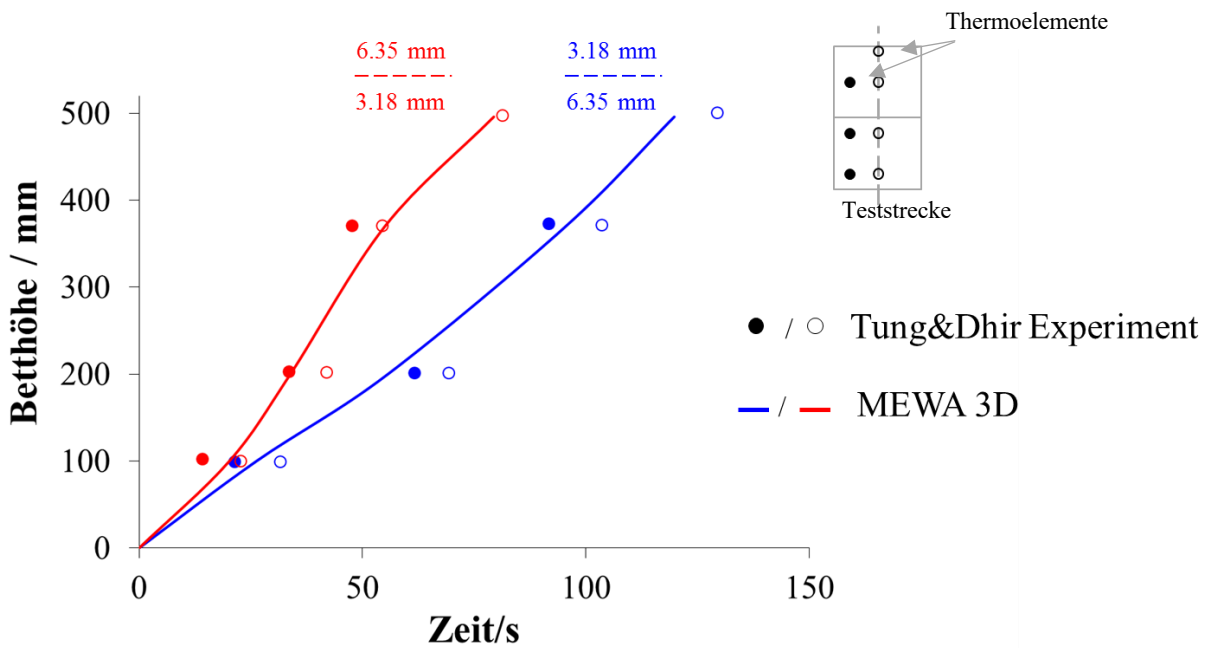


Abbildung 4-7: Vergleich des experimentell ermittelten und berechneten Fortschreitens der Quenchfront für die Tung&Dhir-Experimente bei einer Anfangstemperatur im Schüttbett von 400 °C und einer Wassersäule von 800 mm.

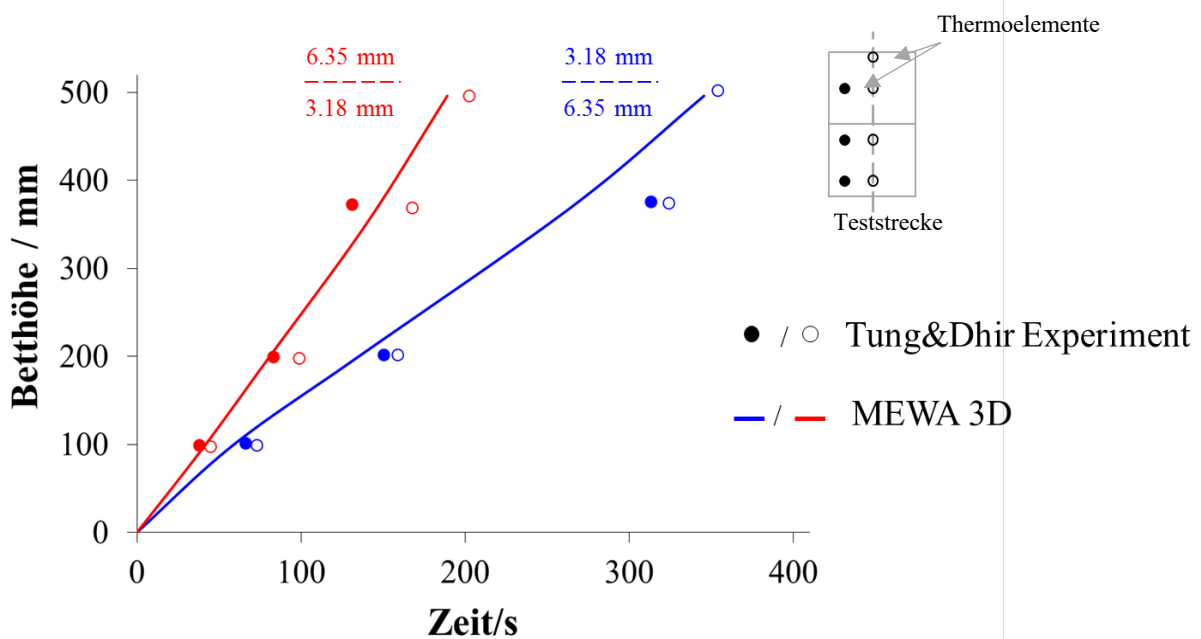


Abbildung 4-8: Vergleich des experimentell ermittelten und berechneten Fortschreitens der Quenchfront für das Tung&Dhir-Experiment bei einer Anfangstemperatur im Schüttbett von 525 °C und einer Wassersäule von 500 mm.

Ein Vergleich zwischen den Ergebnissen aus Abbildung 4-7 (Anfangstemperatur von 400 °C und Wassersäule von 800 mm) und Abbildung 4-8 (Anfangstemperatur von 525 °C und Wassersäule von 500 mm) lässt deutlich erkennen, dass das Fortschreiten der Quenchfront sowohl

von dem treibenden Druck als auch von der Anfangstemperatur stark abhängt. Je niedriger der Druck oder je höher die anfängliche Partikeltemperatur ist, desto langsamer ist das Fortschreiten der Quenchfront. Diesen Trend zeigen die Messdaten aus den Experimenten sowie die berechneten Ergebnisse von MEWA 3D.

4.2 Validierung der Modelle zur langfristigen Kühlbarkeit

Zur Überprüfung der langfristigen Kühlbarkeit einer Partikelschüttung mit den neuen Modellen in MEWA 3D wurden verschiedene Experimente nachgerechnet. In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Nachrechnungen der COOLOCE (VTT Finnland), POMECO-HT (KTH Schweden) und DEBRIS (IKE) dargestellt.

Die Experimente befassen sich mit diversen Variationen und Möglichkeiten für den Systemdruck (1 bis 5 bar), Heizmethoden (Widerstandsheizung über Heizbänder oder Stäbe, induktive Heizung), Schüttbettgeometrie (zylindrische, kegelförmige, quaderförmige, prismenförmige), Schüttbettkonfiguration (homogene, inhomogene bzw. geschichtete), Partikelgeometrie (kugelförmige, unregelmäßig geformte Partikel) und Dimensionen. Bezüglich der Wassereinspeisung wird in diesem Abschnitt nur auf die Experimente eingegangen, bei welchen das Schüttbett von oben geflutet wird. Bei solchen Versuchen liegt eine Gegenströmung zwischen Dampf und Wasser vor. Solche Szenarien sind besonders während des Verlaufs eines Unfalls unter Reaktorbedingungen in einer bestehenden Anlage mit einem Leichtwasserreaktor von Bedeutung.

Bei diesen Experimenten wird die maximale Heizleistung (Dryout-Leistung, Dryout-Wärmestromdichte) bestimmt, welche aus einer Partikelschüttung abgeführt werden kann. Um diese zu bestimmen, wird die Heizleistung schrittweise erhöht und auf dem Niveau genügend lang konstant gehalten, bis sich ein stationärer, gekühlter Zustand eingestellt hat. Die maximale Heizleistung ist dann erreicht, wenn in irgendeinem Schüttbettbereich die Partikeltemperatur rasch über die Sättigungstemperatur steigt und kein stationärer Zustand erreicht werden kann. Das deutet darauf hin, dass sich in der Schüttung eine trockene Stelle ausgebildet hat.

Darüber hinaus sind in den folgenden Abschnitten die verwendeten Parameter für die Nachrechnungen der Experimente dargestellt. Unter diesen Parametern ist auch die Anzahl an Zellen in x-, y- und z- Richtung zu finden. Die Anzahl an Gitterzellen entsprechen den Ergebnissen aus der studentischen Arbeit von Weingardt [77]. Diese zeigen, dass bei eindimensionalen, hinsichtlich der Porosität homogenen Konfigurationen ab einer Anzahl an Zellen von 38000 die Ergebnisse nicht mehr signifikant variieren. Bei zweidimensionalen homogenen und bei radial geschichteten Konfigurationen zeigen die Ergebnisse, dass ab einer Anzahl an Gitterzellen von 25000 keine Änderungen mehr festgestellt werden konnten. Allgemein wurde beobachtet, dass hauptsächlich die Anzahl an Zellen in z-Richtung einen größeren Einfluss auf die Ergebnisse haben.

Hinsichtlich der Randbedingungen wurde für die Simulationen eine adiabatische Randbedingung an den Wänden angenommen. Für den Druck wurde eine Druckrandbedingung an der Wasseroberfläche vorausgesetzt.

4.2.1 COOLOCE-Experimente

Die COOLOCE- (Coolability of Cone Experiments) Anlage bei VTT (Finnland) [31], [32], [33] wurde für experimentelle Untersuchungen der Kühlbarkeit poröser Schüttbetten entworfen. Ziel der Experimente war die Bestimmung des Dryout-Wärmestroms für zwei unterschiedliche Geometrien, ein konisches und zwei zylindrische Partikelbetten. Mit den Ergebnissen konnte der Einfluss der Geometrie des Schüttbetts auf seine Kühlbarkeit untersucht werden.

4.2.1.1 Beschreibung des Experiments

Die COOLOCE-Anlage besteht grundsätzlich aus drei Systemen. Das erste stellt das Wasser mit den benötigten Temperaturen bereit, das zweite dient zur Abführung des in den Tests erzeugten Dampfes und der dritte Teil ist der Testbereich, worin die unterschiedlichen Schüttbetten eingesetzt werden. Eine detaillierte Beschreibung der Anlage ist in [31] zu finden. Abbildung 4-9 zeigt eine schematische Darstellung der Testanlage.

In der Abbildung 4-9 ist deutlich zu erkennen, dass der Testbereich hauptsächlich aus dem Druckbehälter, in welchem die unterschiedlichen Partikelbetten mit der entsprechenden Heizung eingesetzt werden, besteht. Die Nachzerfallswärme wurde mit Hilfe der im Partikelbett eingebauten vertikalen Erhitzer simuliert. Für die Versuche wurden ein konisches und zwei zylindrische Partikelbetten mit gleichem Volumen und gleicher Porosität verwendet, in welche keramische kugelförmige Partikel mit einem Durchmesser zwischen 0.8 und 1.0 mm eingebracht wurden. Für beide Geometrien wurden Experimente bei Drücken zwischen 1 bis 3 bar durchgeführt. Abbildung 4-10 stellt die verwendeten Partikelbetten mit den entsprechenden Abmessungen und der entsprechenden Porosität dar.

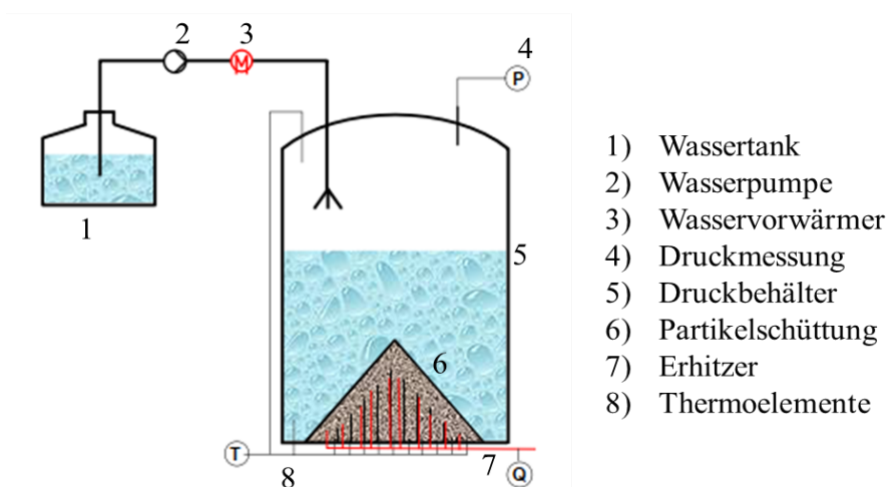


Abbildung 4-9: Schematische Darstellung der COOLOCE-Anlage

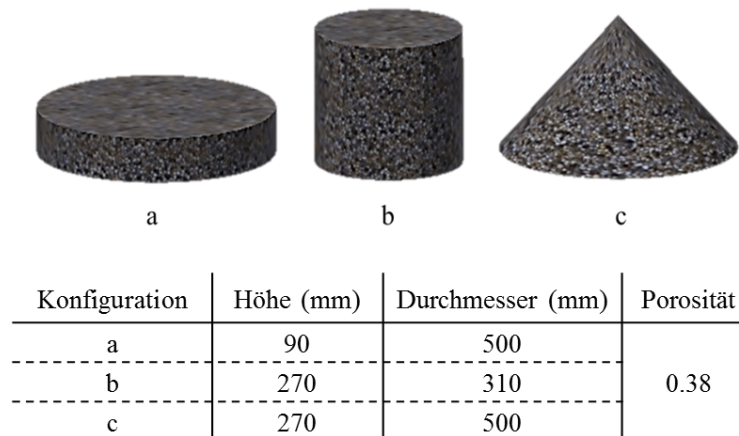


Abbildung 4-10: Schematische Darstellung der in der COOLOCE-Anlage verwendeten Partikelschüttungen

Für die Durchführung der Versuche wurde der Druckbehälter mit Wasser bei Sättigungstemperatur gefüllt. Das konische Partikelbett erlaubte das seitliche Eindringen des Kühlmittels im Gegensatz zu den zylindrischen Konfigurationen, bei welchen das Eindringen nur auf die oberen Flächen begrenzt war.

Der Vergleich der Ergebnisse der durchgeführten Experimente zeigt, dass bei allen drei Konfigurationen der Dryout-Wärmestrom mit zunehmendem Druck steigt, da die Abfuhr von Dampf aus dem Schüttbett durch die abnehmende Dampfdichte erleichtert wird. Bezüglich der Geometrie zeigen die Ergebnisse, dass bei den zylindrischen Konfigurationen die Konfiguration a, mit dem breiteren Durchmesser und niedriger Schüttbetthöhe, einen höheren Dryout-Wärmestrom im Vergleich zu der anderen zylindrischen Konfiguration erreicht. Grund dafür ist, dass bei einer niedrigen Höhe und breiterem Durchmesser die Abfuhr des Dampfes aus dem Schüttbett schneller erfolgen kann als in einem höheren und schmalen Schüttbett.

Bei den Konfigurationen mit gleicher Höhe konnte festgestellt werden, dass die mehrdimensionalen Effekte eine sehr große Rolle spielen. Durch das seitliche Eindringen des Wassers in die konische Konfiguration konnte diese schneller abgekühlt werden als die zylindrischen. Das deutet auf einen höheren Dryout-Wärmestrom bei der konischen Konfiguration hin.

4.2.1.2 Ergebnisse der Nachrechnungen

Die drei Fälle wurden mit MEWA 3D nachgerechnet [79]. Für die Simulation wurden folgende Daten aus dem Experiment verwendet: die Geometrie, der Partikeldurchmesser sowie die Porosität. Die folgende Tabelle 4-3 zeigt die Simulationsparameter für die Nachrechnung der COOLOCE-Experimente mit MEWA 3D. In den Simulationen wurden die Konfigurationen in 30 bzw. 90 Zellen mit einer Größe von 3 mm axial und in x- und y-Richtung in 20 bzw. 30 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 15.5 bzw. 16.7 mm aufgeteilt.

Tabelle 4-3 Simulationsparameter für die Nachrechnung der COOLOCE-Experimente mit MEWA 3D

Konfiguration	d_p (mm)	ϵ (%)	p (bar)	Zellanzahl			Reibungsmodell
				x	y	z	
a	0.9	38	1-3	30	30	30	modifiziertes Tung und Dhir
b	0.9	38	1-3	20	20	90	modifiziertes Tung und Dhir
c	0.9	38	1-3	30	30	90	modifiziertes Tung und Dhir

Abbildung 4-11 zeigt den Dryout-Wärmestrom in Abhängigkeit des Druckes für alle untersuchten Konfigurationen, sowohl die experimentell ermittelten Ergebnisse als auch die aus der Simulation mit MEWA 3D.

Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und MEWA 3D. Das im Experiment beobachtete Dryout-Verhalten wird von MEWA 3D sehr gut abgebildet. In allen Konfigurationen sowie in den experimentellen Ergebnissen verbessert sich die Kühlbarkeit mit zunehmendem Druck. Der Grund ist, dass die Abfuhr von Dampf aus dem Schüttbett durch die abnehmende Dampfdichte erleichtert wird.

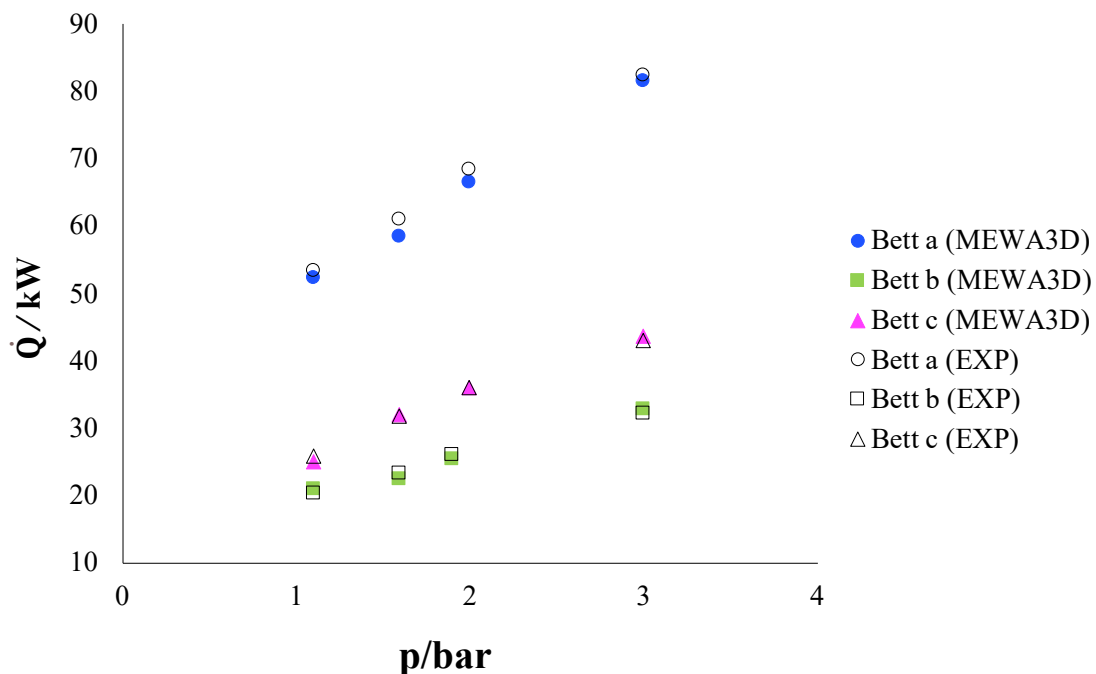


Abbildung 4-11: Vergleich gemessener und berechneter Dryout-Leistungen in Abhängigkeit des Druckes für die COOLOCE-Experimente

Ein direkter Vergleich der Ergebnisse der zylindrischen Konfigurationen zeigt, dass die Dryout-Leistung bei der schmalen Konfiguration (Bett b) etwa die Hälfte der Dryout-Leistung der brei-

teren Konfiguration (Bett a) beträgt. Das Verhalten deutet darauf hin, dass die größere Oberfläche bei Bett a einen höheren aus dem Schüttbett austretenden Dampfmassenstrom erlaubt. Bei dieser Konfiguration wird durch den hohen Dampfmassenstrom eine größere Menge an Wärme abgeführt, bevor an irgendeinem Bereich im Schüttbett eine trockene Stelle auftritt.

In Abbildung 4-12 sind die Verteilung der Wassersättigung sowie die Wasser- und Dampfvektoren im Bett b zu sehen. Anhand der Vektoren ist deutlich zu erkennen, dass in der zylindrischen Konfiguration Wasser und Dampf in Gegenströmung stehen. Da die Konfigurationen im Experiment von oben geflutet werden, ist das Eindringen des Wassers über die Oberfläche durch die Gegenströmung limitiert. Das Wasser verdampft, bevor es die untere Fläche erreicht, deshalb tritt die erste trockene Stelle, in Übereinstimmung mit dem Experiment, im unteren Bereich des Schüttbetts auf und findet sich gleichmäßig über die gesamte Fläche der Partikel-schüttung verteilt. Dasselbe Verhalten ist im zylindrischen Bett a zu beobachten. Diese zwei Konfigurationen zeigen keine radialen Unterschiede, weder bei der Temperaturverteilung noch bei der Verteilung der Sättigung im Schüttbett, deshalb können sie näherungsweise als eindimensional betrachtet werden.

Bei der konischen Konfiguration (Bett c) ist die Dryout-Leistung etwa 20 bis 30 % höher als bei der zylindrischen Konfiguration mit dergleichen Höhe (Bett b). Grund dafür ist die mehrdimensionale Strömung. In Abbildung 4-13 sind die Verteilung der Wassersättigung sowie die Wasservektoren im Schüttbett dargestellt. Mit Hilfe der Wasservektoren ist die Wasserströmung deutlich zu erkennen. Diese Konfiguration erlaubt das seitliche Eindringen des Wassers ins Schüttbett. Wie in der Abbildung 4-13 zu erkennen ist, stellt sich ein Naturumlauf ein, welcher eine Art Torus um das Schüttbett herum bildet. Dies führt dazu, dass Wasser von unten aufwärts fließt und Bereiche erreicht, die sonst nur Dampf beinhalten würden.

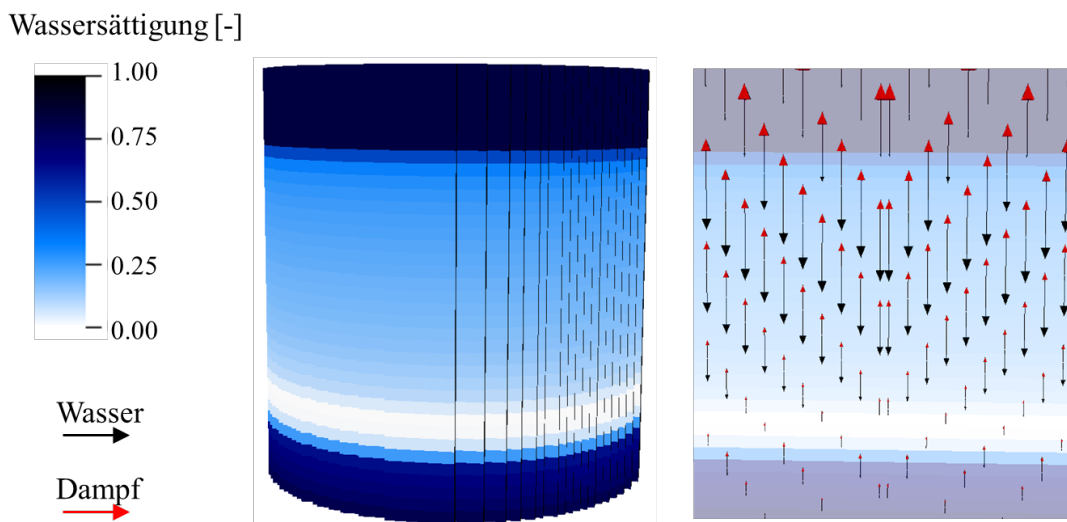


Abbildung 4-12: Verteilung der Wassersättigung und Wasser-/Dampfvektoren in der zylindrischen Konfiguration (Bett b) für die COOLOCE-Experimente.

Aufgrund dieses mehrdimensionalen Effekts ist die Kühlbarkeit eines konischen besser als die eines zylindrischen Partikelbetts gleicher Höhe mit einem eindimensionalen Strömungszustand. In diesem Fall tritt die erste Trockenstelle, so wie am Experiment beobachtet wurde, an der Spitze auf.

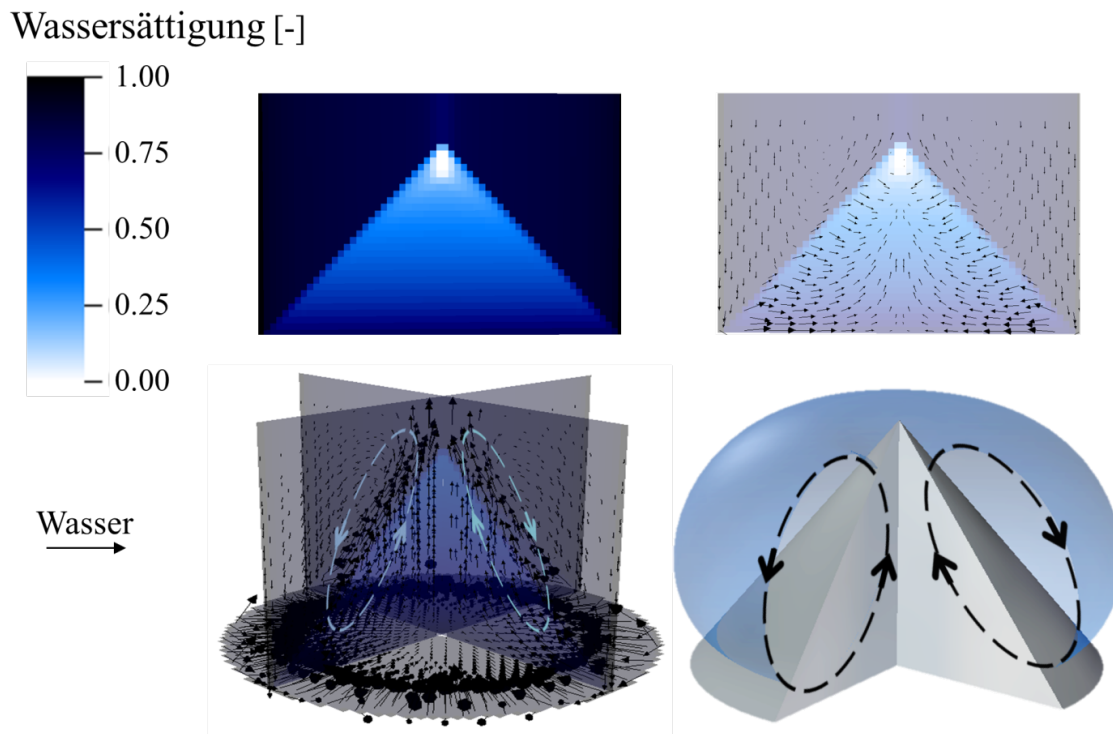


Abbildung 4-13: Verteilung der Wassersättigung und Wasser-/Dampfvektoren in der konischen Konfiguration (Bett c) für die COOLOCE-Experimente.

4.2.2 POMECO-HT-Experimente

Für die Validierung der MEWA 3D Code wurden die in der Königlich Technischen Hochschule (KTH) durchgeführten POMECO-HT- (POrous Media COolability) [27]-[30] Experimente nachgerechnet. Ziel dieser Experimente war die Untersuchung des Dryout-Verhaltens geschichteter Konfigurationen. Für die Durchführung der Versuche wurden drei homogene und zwei inhomogen geschichtete Konfigurationen verwendet. Für jede Konfiguration wurde die Dryout-Wärmestromdichte bestimmt.

4.2.2.1 Beschreibung des Experiments

Die POMECO-HT-Anlage besteht hauptsächlich aus einem Wassertank und einer Teststrecke. Aus dem Wassertank wurde das Kühlmittel mit Umgebungsdruck bei Sättigungstemperatur in die Teststrecke eingespeist. Die Teststrecke besteht aus der Partikelschüttung, in welcher 96 Thermoelemente und 120 Erhitzer eingebaut wurden. Abbildung 4-14 zeigt eine schematische Darstellung der Anlage mit den wichtigsten Komponenten. Wie in der Abbildung 4-14 zu erkennen ist, wurden die hier untersuchten Konfigurationen von oben geflutet.

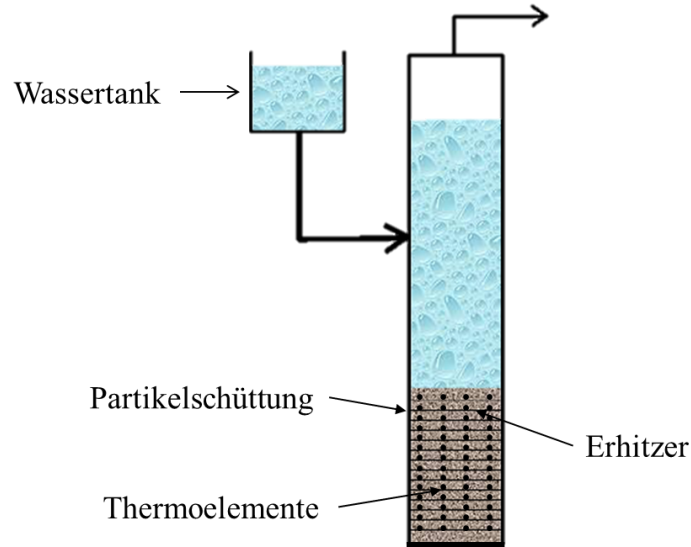
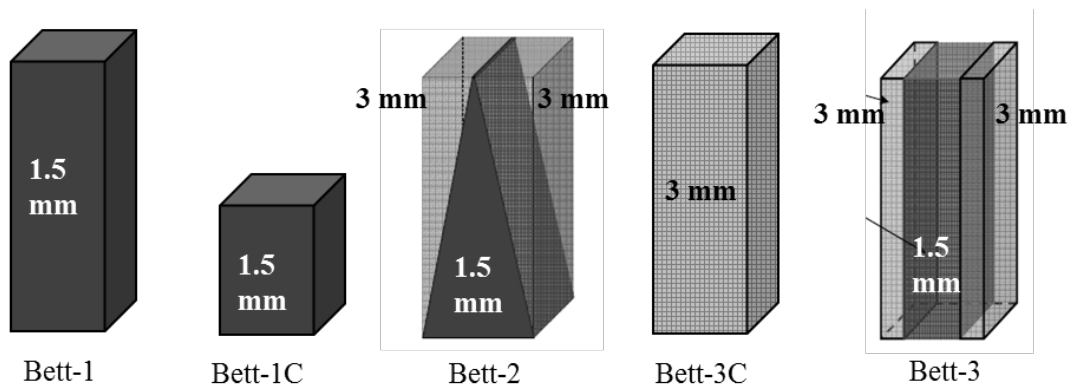


Abbildung 4-14: Schematische Darstellung der POMECO-HT-Anlage

In Abbildung 4-15 sind die untersuchten Konfigurationen mit den entsprechenden Abmessungen und der jeweiligen Porosität dargestellt. Im Experiment wurden kugelförmige Edelstahl-Partikel mit einem Durchmesser von 1.5 und 3 mm verwendet. Die homogenen Konfigurationen Bett-1, Bett-1C und Bett-3C wurden als Referenz für die Untersuchungen des Einflusses von Schichten bzw. Inhomogenitäten auf das Dryout-Verhalten der Partikelschüttungen herangezogen.



	Bett -1	Bett -1C	Bett -2	Bett -3C	Bett -3
Höhe (mm)	610	330	610	610	610
Tiefe ,Breite (mm)	200	200	200	200	200
Porosität	0.363	0.363	0.363 / 0.367	0.367	0.363 / 0.367

Abbildung 4-15: Schematische Darstellung der in der POMECO-HT-Anlage verwendeten Partikelschüttungen

Für die inhomogenen Konfigurationen Bett-2 und Bett-3 wurden 3 und 1.5 mm Partikel verwendet. Für Bett-2 wurde in der quaderförmigen Teststrecke ein dreiseitiges Prismen-Volumen, bestehend aus 1.5 mm Partikeln, in der Mitte eingebaut, der Rest der Teststrecke wurde mit 3 mm Partikel aufgefüllt. Während des Versuches mit Bett-2 wurden nur die 1.5 mm Partikel beheizt. Das Bett-3 bestand aus drei quaderförmigen Volumen, welche eine horizontale Schichtung bilden. Im mittleren Volumen wurden die 1.5 mm Partikel und in den beiden äußeren Volumen die 3.0 mm Partikel eingesetzt. Im Gegensatz zu Bett-2 wurden im Bett-3 alle Partikel beheizt.

Für alle untersuchten Konfigurationen wurde die Dryout-Wärmestromdichte bestimmt. Die Ergebnisse wurden untereinander verglichen, um unterschiedliche Effekte identifizieren zu können. Die Ergebnisse zeigen, wie bei den COOLOCE-Experimenten, dass die Schüttbetthöhe sowie die mehrdimensionalen Effekte eine wichtige Rolle spielen. Es wurde auch festgestellt, dass neben der Geometrie des Schüttbetts der Partikeldurchmesser einen sehr großen Einfluss auf die Kühlbarkeit hat. Je größer die Partikel, desto höher ist die Dryout-Wärmestromdichte.

4.2.2.2 Ergebnisse der Nachrechnungen

Die POMEKO-HT-Experimente wurden mit MEWA 3D nachgerechnet. Die Simulation wurde gemäß den Daten aus dem Experiment durchgeführt. Für die Simulation wurden folgende Parameter bzw. Modelle verwendet (siehe Tabelle 4-4). In den Simulationen wurden die Konfigurationen in 100 bzw. 248 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 2.5, 3.3 bzw. 6.1 mm axial und in x-Richtung in 20 bzw. 40 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 10 bzw. 5 mm aufgeteilt. In y-Richtung sind keine Änderungen zu erwarten, deshalb wurde hier eine gröbere Diskretisierung ausgewählt, es wurden 10 bzw. 20 Zellen mit einer Größe von 20 bzw. 10 mm verwendet.

Tabelle 4-4 Simulationsparameter für die Nachrechnung der POMEKO-HT-Experimente mit MEWA 3D

Konfiguration	d_p (mm)	ϵ (%)	p (bar)	Zellanzahl			Reibungsmodell	Kapillarmodell
				x	y	z		
Bett-1	1.5	36.3	1	20	10	248	Reed	-
Bett-1C	1.5	36.3	1	20	10	100	Reed	-
Bett-2	1.5 (3.0)	36.3, 36.7	1	40	20	100	Reed	HB, $\cos(\theta) = 0.1$
Bett-3C	3.0	36.3	1	20	10	248	Reed	-
Bett-3	1.5, 3.0	36.3, 36.7	1	20	10	248	Reed	HB, $\cos(\theta) = 0.4$

Die Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D sind in Abbildung 4-16 dargestellt, sie zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus dem Experiment. Ein Vergleich der Ergebnisse der Konfigurationen Bett-1 und Bett-3C zeigt, dass bei gleichem Schüttbettvolumen der größere Partikeldurchmesser zu höheren Dryout-Wärmestromdichten führen kann.

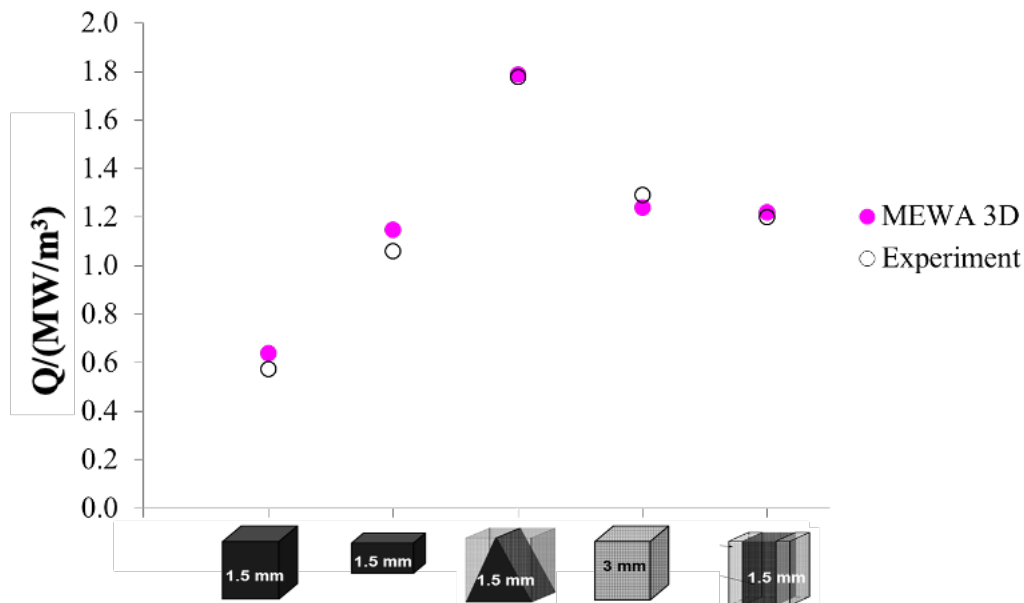


Abbildung 4-16: Vergleich gemessener und berechneter Dryout-Leistungsdichte für alle Konfigurationen der POMEKO-HT-Experimente

Kleinere Partikel bedeuten mehr Reibung in der Schüttung. Dadurch wird das Herausströmen des Dampfes aus dem Schüttbett verhindert, was dazu führt, dass weniger Wärme aus dem Schüttbett abgeführt werden kann. Bei gleichem Partikeldurchmesser (Bett-1 und Bett-1C) ist, wie bei den COOLOCE-Experimenten festgestellt wurde, die Schüttbetthöhe entscheidend, je höher das Schüttbett, desto niedriger die Dryout-Leistungsdichte. Bei gleicher Schüttbetthöhe (Bett-1 und Bett-2) haben die Wassereintrittsfläche und die Mehrdimensionalität einen sehr großen Einfluss auf die Dryout-Leistungsdichte.

Bei Bett-2 ist die Dryout-Leistungsdichte um den Faktor 2.8 höher als bei Bett-1. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen aus Bett-1C und Bett-2 zeigt, dass auch bei gleichem Volumen die Wassereintrittsfläche und die Mehrdimensionalität zu höheren Dryout-Leistungsdichten führen. Bei Bett-3 führen die axialen Schichten bei gleichen Bettvolumen zu einer deutlichen Verbesserung der Kühlbarkeit. Die Dryout-Leistungsdichte ist um einen Faktor 2 höher als bei der homogenen Konfiguration, bestehend aus 1.5 mm Partikeln (Bett-1), und erreicht fast denselben Wert wie die homogene Konfiguration, bestehend aus 3 mm Partikel (Bett-3C). Hier spielen, neben der Mehrdimensionalität der Konfiguration, die kapillaren Effekte eine sehr große Rolle. Sie führen zu einer zusätzlichen Bewegung des Kühlmittels zwischen den Schichten.

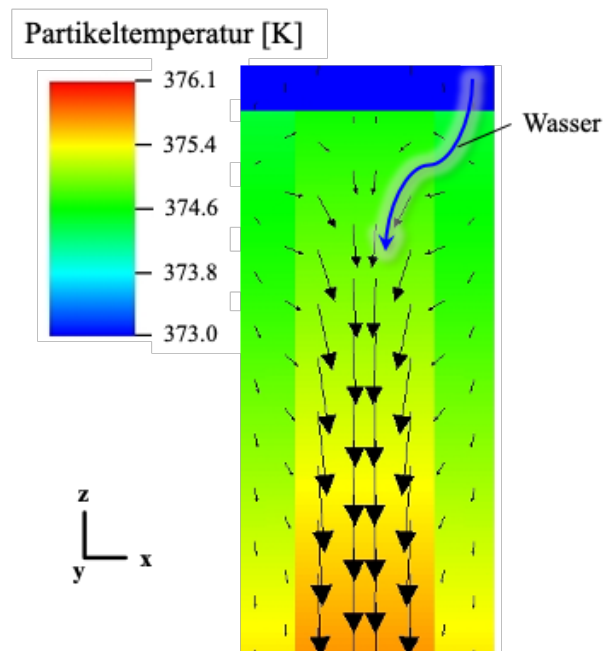


Abbildung 4-17: Verteilung der Partikeltemperatur (bunte Skala) und Wassergeschwindigkeit (schwarze Pfeile) im Bett-3, POMECO-HT-Experimente

In der Abbildung 4-17 ist die Verteilung der Partikeltemperatur und der Wassergeschwindigkeit (schwarze Pfeile) im Bett-3 zu sehen. Anhand der Vektoren der Wassergeschwindigkeit ist zu erkennen, dass der im Schüttbett produzierte Dampf bevorzugt durch Bereiche mit wenig Widerstand fließt, in diesem Fall durch den Außenbereich mit den größeren Partikeln. Damit ist das Wasser gezwungen, durch die innere Schicht mit den kleineren Partikeln zu fließen (siehe blauer Pfeil in Abbildung 4-17). Dasselbe Verhalten kann auch in der Verteilung der Wassersättigung im Bett-3 beobachtet werden (siehe Abbildung 4-18). Im oberen Rand des Schüttbetts, in den Schichten bestehend aus größeren Partikeln, ist die Wassersättigung nahezu null. Im Gegensatz dazu beträgt die Wassersättigung in der inneren Schicht mit den kleineren Partikeln fast 0.5. Das deutet darauf hin, dass der Dampf durch die äußere Schicht ausströmt und dass das Wasser hauptsächlich durch die innere Schicht fließt. Dadurch wird der negative Effekt der höheren Reibung aufgrund der kleineren Partikel kompensiert. Insgesamt verbessert sich die Kühlbarkeit erheblich, so als ob im Schüttbett keine kleineren Partikel, welche zu einer höheren Reibung mit den Fluiden führen, anwesend wären.

In Abbildung 4-18 ist die Verteilung der Wassersättigung in allen untersuchten Partikelschüttungen dargestellt. In Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Ergebnissen zeigen die Ergebnisse aus der Simulation mit MEWA 3D, dass die erste trockene Stelle in der homogenen Konfiguration (Bett-1, Bett-1C und Bett-3C) im unteren Bereich auftritt und sich über die gesamte Fläche des Schüttbetts verteilt. Mit Hilfe der Verteilung der Wassersättigung in der Partikelschüttung ist es möglich, den eindimensionalen Zustand zu erkennen; es sind keine Unterschiede in radialer Richtung zu sehen. Im Gegensatz zu den Konfigurationen Bett-1, Bett-

1C und Bett-3C zeigen die Ergebnisse der Konfigurationen Bett-2 und Bett-3 einen mehrdimensionalen Zustand im Schüttbett, hier tritt die erste trockene Stelle, in Übereinstimmung mit dem Experiment, im oberen Bereich des Schüttbetts auf. Die trockene Stelle verteilt sich nicht über die gesamte Fläche, sondern ist nur auf einen kleinen Bereich begrenzt. Im Bett-3 tritt sie in den Schichten, bestehend aus 3 mm Partikeln, im Übergang zu der mittleren Schicht auf.

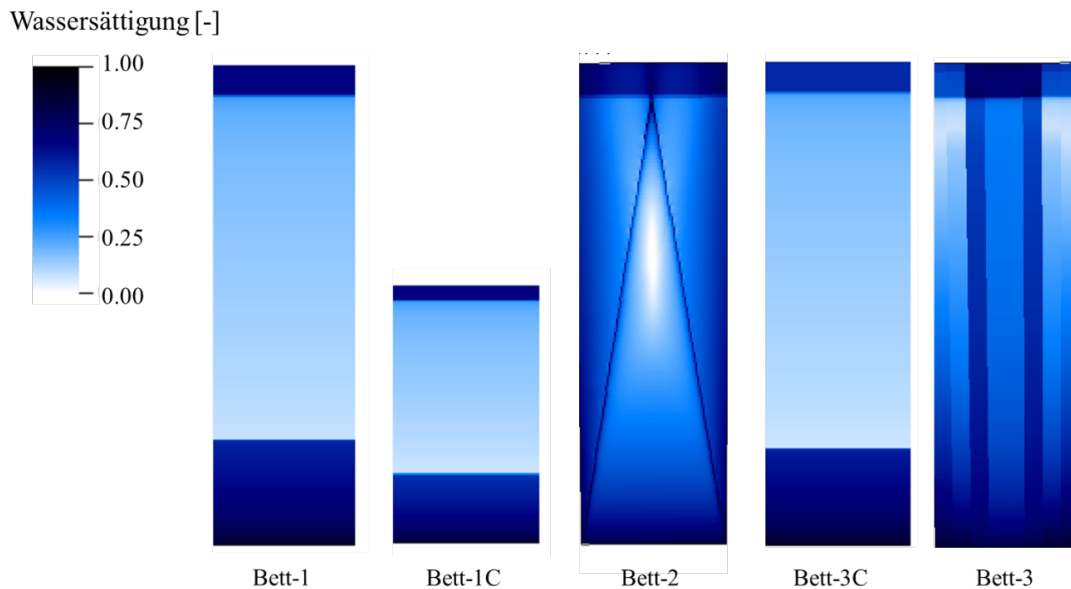


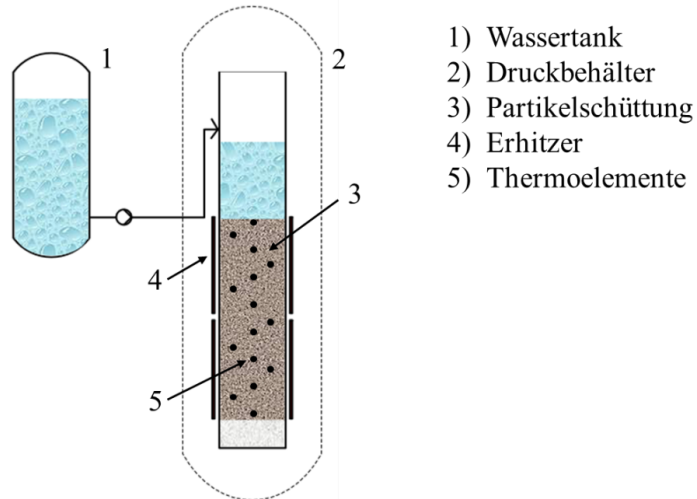
Abbildung 4-18: Verteilung der Wassersättigung in den untersuchten Konfigurationen in den POMECO-HT-Experimenten

4.2.3 DEBRIS-Experimente

Die DEBRIS-Experimente wurden am Institut für Kernenergie und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart durchgeführt. Bei dieser Testserie wurde der Einfluss der Partikelgeometrie und inhomogenen Porosität auf das Dryout-Verhalten von Partikelschüttungen untersucht. Bei der Durchführung der Versuche wurden die Partikelschüttungen von oben geflutet bei einem Druck zwischen 1 und 5 bar [39], [40], [41].

4.2.3.1 Beschreibung des Experiments

In der DEBRIS-Testanlage befindet sich die Partikelschüttung in einem Druckbehälter, an welchem ein Wassertank angeschlossen ist. Aus diesem Wassertank wird das Kühlmittel zugeführt und auf einem konstanten Wasserstand über dem Schüttbett gehalten. In Abbildung 4-19 ist eine schematische Darstellung der DEBRIS-Anlage zu sehen. In dieser Testserie wurden sechs verschiedene Schüttbettkonfigurationen verwendet: zwei homogene und vier geschichtete. Die verschiedenen Schüttbetten wurden durch eine induktive Heizung volumetrisch geheizt. Die Temperatur wurde durch Thermoelemente in den Hohlräumen zwischen den Partikeln gemessen (siehe Abbildung 4-19). Die Versuche wurden bei einem Druck von 1, 3 und 5 bar durchgeführt.



- 1) Wassertank
- 2) Druckbehälter
- 3) Partikelschüttung
- 4) Erhitizer
- 5) Thermoelemente

Abbildung 4-19: Schematische Darstellung der DEBRIS-Anlage für die Untersuchung des Dryout-Verhaltens inhomogener Partikelschüttungen mit Variation der Partikelgeometrie

Für die Untersuchung des Einflusses der Partikelgeometrie wurden für die Schüttbetten, im Gegensatz zu den bisher verwendeten sphärischen Partikeln, Zylinder und Schrauben eingesetzt. Die Zylinder bestanden aus Edelstahl und die Schrauben aus ferritischem Stahl. Aufgrund der unterschiedlichen Partikelmaterialien war die Aufnahme der zugeführten Wärme für die Schrauben höher im Vergleich zu den Zylindern [39]. Die effektiven Partikeldurchmesser wurden nach der Ergun-Gleichung berechnet: 3.0 mm für die Zylinder und 2.8 mm für die Schrauben. Die Porosität des Schüttbetts aus Zylindern betrug 0.38 und für die Schrauben 0.58. Abbildung 4-20 zeigt eine schematische Darstellung der untersuchten Konfigurationen.

1	2	3	4	5	6
Ø150	Ø150	Ø150	Ø150	75 75	Ø105
Zylinder (100%)	Schrauben (100%)	Schrauben (80%) Zylinder (20%)	Schrauben (96%) Zylinder (4%)	Schrauben (50%) Zylinder (50%)	Schrauben (90%) Zylinder (10%)

Abbildung 4-20: Schematische Darstellung der in der DEBRIS-Anlage verwendeten Partikelschüttungen für die Dryout-Untersuchungen

Die Konfiguration 1 bestand nur aus Zylindern und Konfiguration 2 nur aus Schrauben. Alle anderen vier Konfigurationen bestanden aus beiden Partikeltypen: Konfiguration 3 zu 80 % aus Schrauben und 20 % aus Zylindern, Konfiguration 4 zu 96 % Schrauben und 4 % Zylindern, Konfiguration 5 zu 50 % Schrauben und 50 % Zylindern und Konfiguration 6 zu 90 % Schrauben und 10 % Zylindern.

Ein Vergleich der Ergebnisse der beiden homogenen Partikelschüttungen (Konfiguration 1 und Konfiguration 2) diente dazu, den Einfluss der Porosität auf die Kühlbarkeit zu zeigen. Mit der geschichteten Konfigurationen 3 und 4 wurde der Effekt einer Region mit niedriger Porosität im oberen Bereich des Schüttbetts untersucht. Der Fokus in der Konfiguration 5 war die Untersuchung einer dreidimensionalen Konfiguration, die zur Hälfte aus zwei verschiedenen Bereichen mit unterschiedlichen Partikeln und unterschiedlicher Porosität bestand. Bei der Konfiguration 6 konnte der Einfluss eines Bereichs in der Mitte des Schüttbetts mit niedrigerer Porosität untersucht werden. Die experimentell ermittelten Ergebnisse zeigen, dass die Porosität eine entscheidende Rolle spielt. Je höher die Porosität ist, desto höher ist die Dryout-Leistung. Es wurde auch experimentell festgestellt, dass Schichten bzw. Inhomogenitäten zu niedrigeren Dryout-Leistungen führen.

4.2.3.2 Ergebnisse der Nachrechnungen

Die Konfigurationen wurden mit MEWA 3D simuliert [80]. Für die Nachrechnungen wurden die in der Tabelle 4-5 dargestellten Parameter bzw. Modelle verwendet. In den Simulationen wurden die Konfigurationen in 100 Zellen mit einer Größe von 6.4 mm axial und in x- und y-Richtung in 20 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 7.5 mm aufgeteilt.

Tabelle 4-5 Simulationsparameter für die Nachrechnung der DEBRIS-Experimente mit MEWA 3D

Konfiguration	d_p (mm)	ϵ (%)	p (bar)	Zellanzahl			Reibungsmodell	Kapillarmodell
				x	y	z		
1	3.0	38	1, 3, 5	20	20	100	Reed	-
2	2.8	58	1, 3, 5	20	20	100	Reed	-
3	3.0, 2.8	38, 58	1, 3, 5	20	20	100	Reed	-
4	3.0, 2.8	38, 58	1, 3, 5	20	20	100	Reed	-
5	3.0, 2.8	38, 58	1, 3, 5	20	20	100	Reed	HB, $\cos(\theta) = 0.4$
6	3.0, 2.8	38, 58	1, 3, 5	20	20	100	Reed	HB, $\cos(\theta) = 0.4$

Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, dass die Dryout-Wärmestromdichte mit steigendem Druck zunimmt. Abbildung 4-21 zeigt die experimentell ermittelte Dryout-Wärmestromdichte für alle untersuchten Konfigurationen. Aus den Ergebnissen der beiden homogenen Konfigurationen (1 und 2) ist der Einfluss der Porosität auf die Kühlbarkeit deutlich zu erkennen. Die Dryout-Wärmestromdichte ist um etwa den Faktor 3 höher für die Konfiguration 2 mit der höheren Porosität (0.58) als für die Konfiguration 1 mit der niedrigeren Porosität von 0.38.

Die Ergebnisse für Konfiguration 3 und Konfiguration 4 zeigen, dass die axiale Schichtung mit einer Region mit einer niedrigen Porosität im oberen Bettbereich die Dryout-Wärmestromdichte signifikant verringert. Im Vergleich zu der homogenen Konfiguration 2, bestehend zu 100 % aus Schrauben, zeigen die Ergebnisse für Konfiguration 3, dass diese Schicht mit 20 % Zylindern zu einer so niedrigeren Dryout-Wärmestromdichte führt, als ob das Schüttbett nur aus Zylindern bestehen würde. In Konfiguration 4 steigt die Dryout-Wärmestromdichte minimal (im Vergleich zur Konfiguration 3), dennoch liegt der Betrag näher an der Dryout-Wärmestromdichte der Konfiguration 1 (100 % Zylinder). Der Grund dieses Effekts ist, dass das Eindringen von Wasser und das Ausströmen des Dampfes durch die hohe Reibung im Bereich mit geringerer Porosität begrenzt sind.

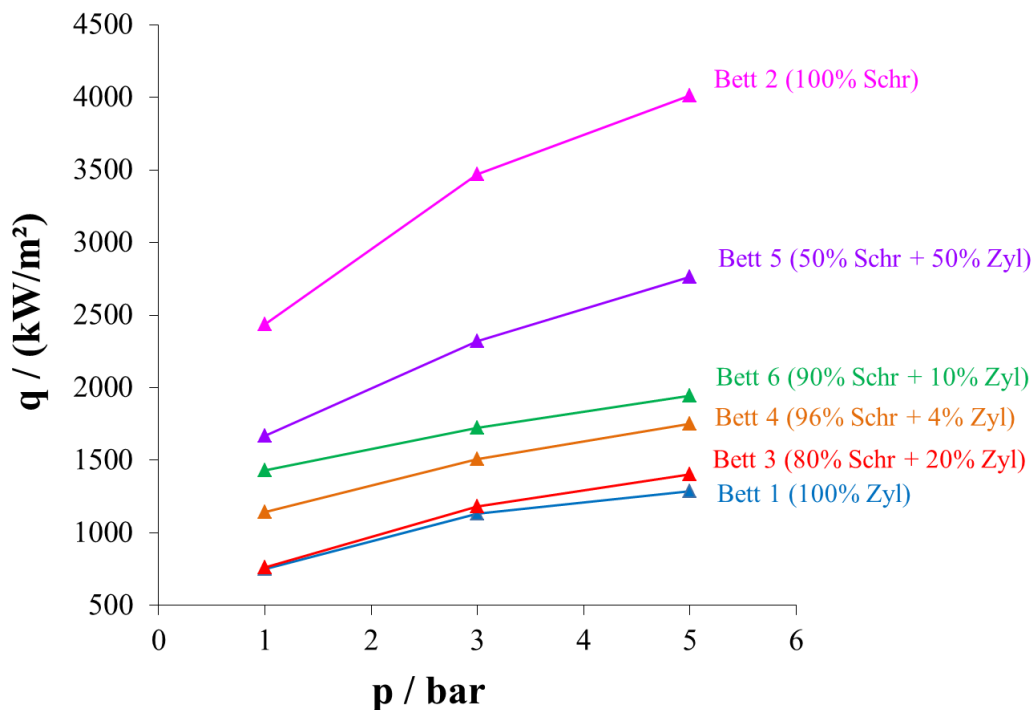


Abbildung 4-21: Experimentell ermittelte Dryout-Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Druckes für alle in der DEBRIS-Anlage untersuchten Konfigurationen

In der 3D-azimutal geschichteten Konfiguration 5 liegt die Dryout-Wärmestromdichte in etwa im Mittel der beiden homogenen Konfigurationen (Bett 1 und Bett 2). Die Dryout-Wär-

mestromdichte für die radial geschichtete Konfiguration 6 ist niedriger als für das azimuthal geschichtete Schüttbett, wobei beide Konfigurationen unterschiedliche Strömungszustände innerhalb des Schüttbetts zeigen.

Für Bett 6 ist die Dryout-Wärmestromdichte ebenfalls geringer als in der homogenen Konfiguration (Bett 2) und liegt auch näher am Wert der homogenen Konfiguration 1, bestehend nur aus Zylindern. Obwohl der weniger poröse Bereich sich nicht über die gesamte Fläche erstreckt, sondern nur auf eine Region in der Mitte des Schüttbetts begrenzt ist, limitiert dieser sowohl den Wasser- als auch den Dampfstrom.

Abbildung 4-22 und Abbildung 4-23 zeigen die Ergebnisse der Berechnungen mit MEWA 3D für die Versuche bei 3 bar. In den Abbildungen sind die Verteilung der Partikeltemperatur sowie die erste trockene Stelle in der Partikelschüttung zu sehen. Der dünne Bereich mit hoher Temperatur deutet auf einen trockenen Bereich innerhalb des Schüttbetts hin. In diesem Bereich wird wenig oder gar keine Wärme aus den Partikeln abgeführt, deshalb erhitzen sie sich schnell. Im Bett 1 bis 4 tritt die erste trockene Stelle über den gesamten Querschnittsbereich auf. Im Bett 5 und im Bett 6 ist diese nur auf einen kleinen Bereich am Übergang zu der anderen Schicht (Bett 5) bzw. in der Mitte des Schüttbetts (Bett 6) beschränkt. Die Verteilung der Partikeltemperatur in der dreidimensionalen Konfiguration 5 zeigt, dass die erste trockene Stelle im Bereich bestehend aus Schrauben zu erkennen ist. Die Ergebnisse für die Versuche bei 1 und 5 bar zeigen ähnliche Verteilungen.

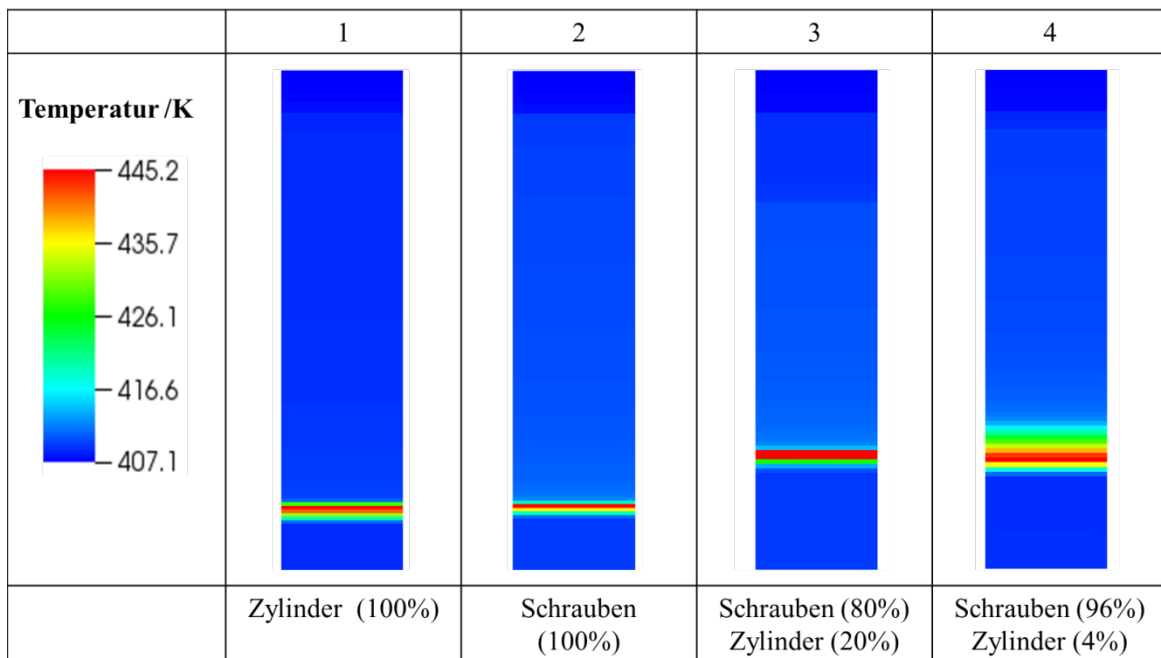


Abbildung 4-22: Verteilung der Partikeltemperatur in den Konfigurationen 1 bis 4 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten

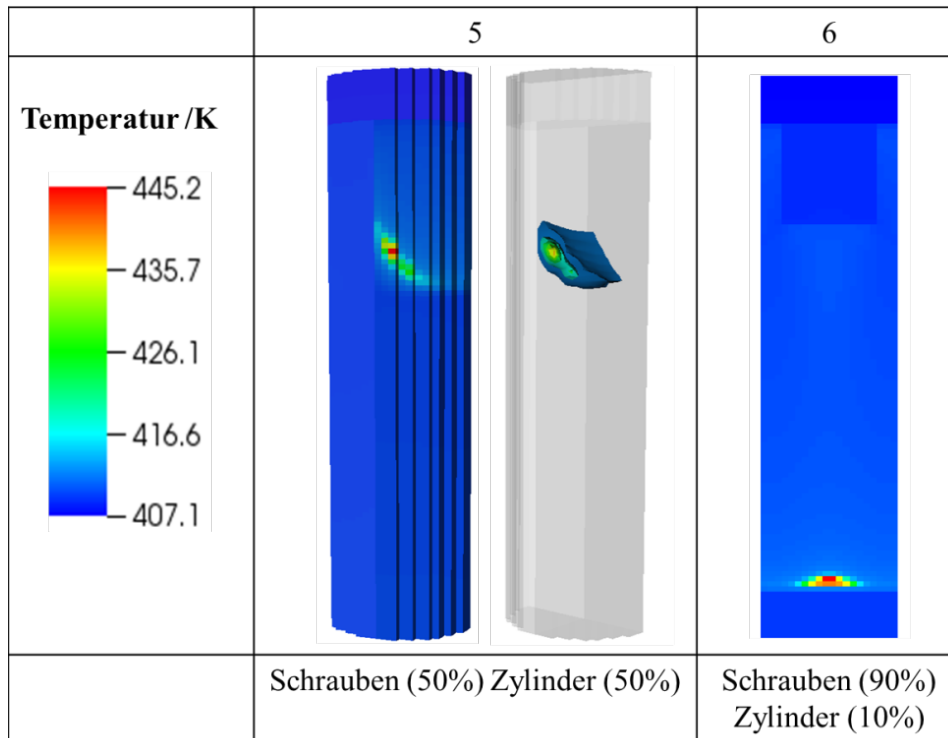


Abbildung 4-23: Verteilung der Partikeltemperatur in den Konfigurationen 5 und 6 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten

Abbildung 4-24 stellt die mit MEWA 3D berechneten Verteilungen der Sättigung innerhalb des Schüttbetts dar. In den Konfigurationen 1 bis 4 ist anhand der Pfeile, welche die Wasser- und Dampfvektoren symbolisieren sollen, die Gegenströmung zwischen Wasser und Dampf deutlich zu erkennen. Die Gegenströmung beschränkt das Eindringen des Wassers aus dem oberliegenden Wasserpool. Der geringe Wasseranteil, welcher in das Schüttbett einfließt, verdampft bevor er den Boden erreicht. Das hat zur Folge, dass die erste trockene Stelle im unteren Bereich des Schüttbetts auftritt.

Die verschiedenen Strömungskonfigurationen, die sich aus den Berechnungen für die Konfiguration 5 und 6 ergeben, sind in Abbildung 4-25 zu sehen. In beiden Konfigurationen tritt die erste trockene Stelle im Bereich mit hoher Porosität auf. Der Mechanismus kann aus der Verteilung der Sättigung und der Wassergeschwindigkeit im Schüttbett nachvollzogen werden. Wasser, das in den Bereich höherer Porosität einströmt, wird durch die Kapillarkräfte direkt in den Bereich mit geringerer Porosität gezogen. Grund dafür ist der höhere Kapillardruck im Bereich mit niedrigerer Porosität. Durch diesen Effekt wird die Kühlbarkeit in der weniger porösen Schicht verbessert. Aufgrund der niedrigen Reibung fließt der Dampf durch den Bereich mit höherer Porosität. Dadurch wird die Kühlbarkeit in diesem Bereich verschlechtert.

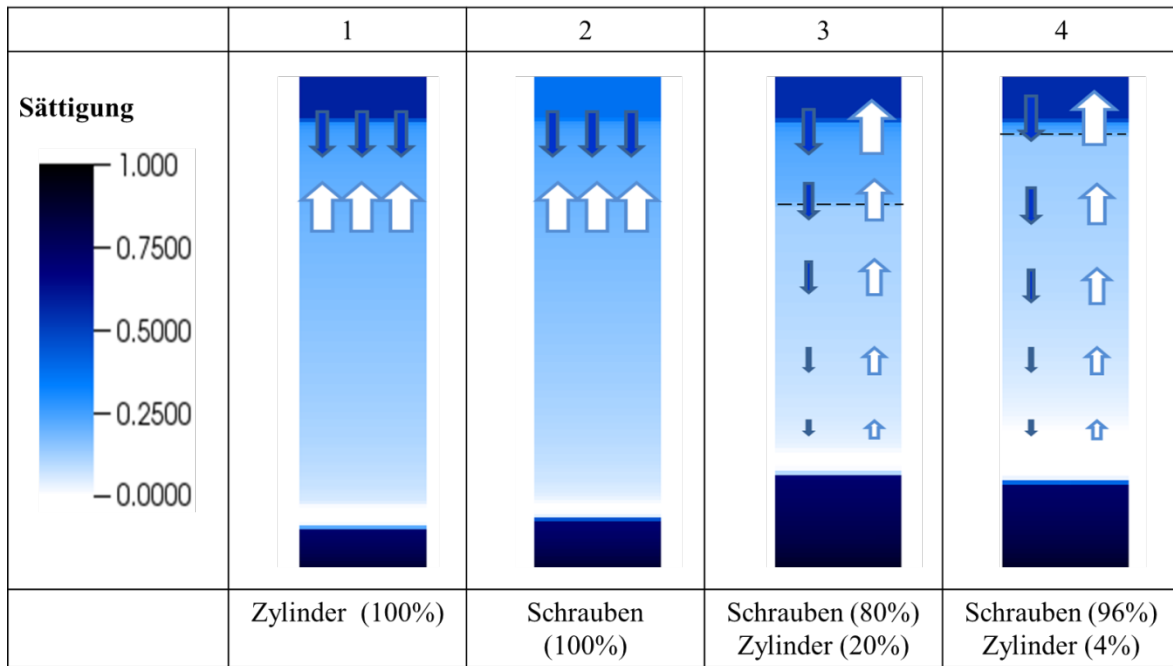


Abbildung 4-24: Verteilung der Wassersättigung in den Konfigurationen 1 bis 4 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten

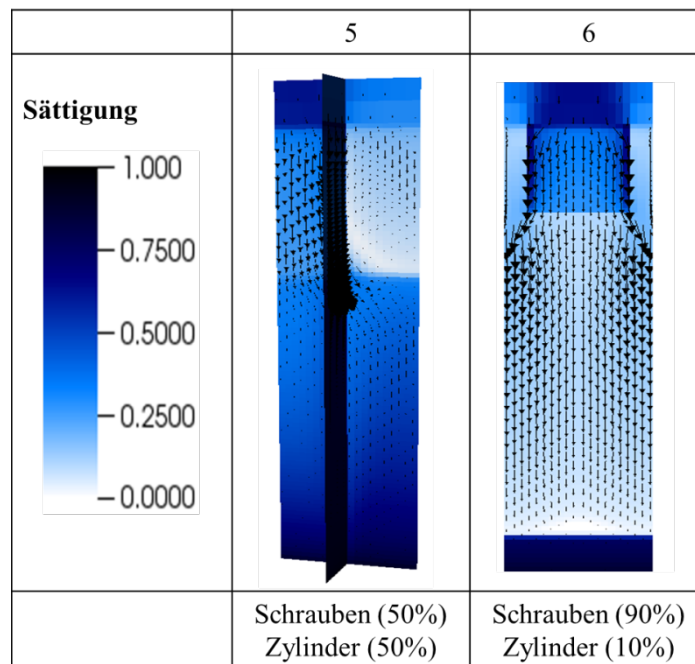


Abbildung 4-25: Verteilung der Wassersättigung in den Konfigurationen 5 und 6 für die Dryout-Versuche in den DEBRIS-Experimenten

In Abbildung 4-26 ist ein Vergleich zwischen den berechneten und experimentell ermittelten Dryout-Wärmeströmen dargestellt. Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen MEWA 3D und dem Experiment. Das Dryout-Verhalten in den verschiedenen Konfigurationen wird sehr gut abgebildet. In dem Diagramm sind auch die Toleranzen der Ergebnisse

dargestellt. Sie berücksichtigen vor allem die Bestimmung der Dryout-Wärmestromdichte sowohl im Experiment als auch bei der Simulation.

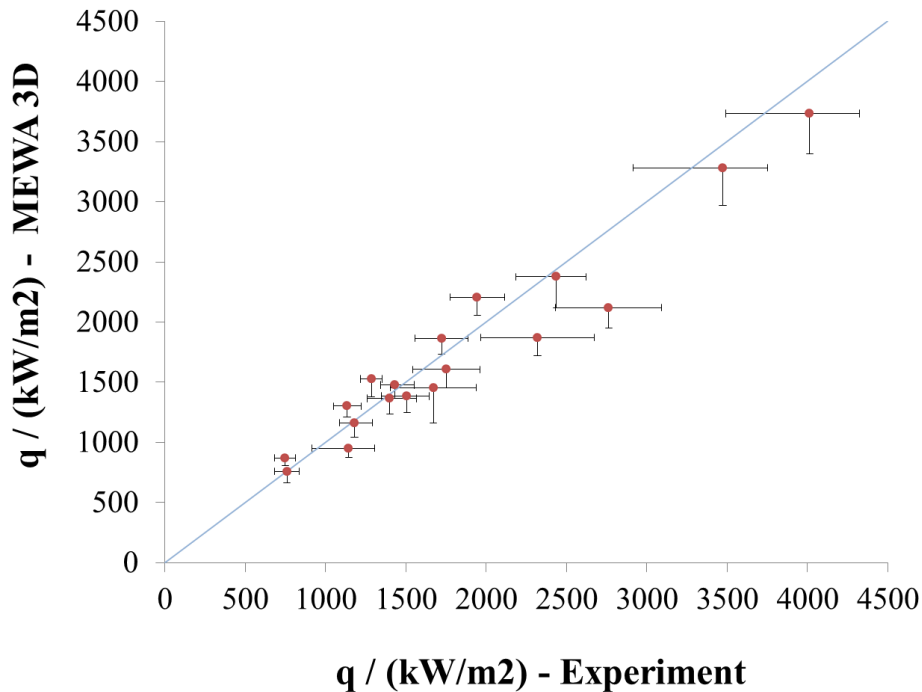


Abbildung 4-26: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation mit MEWA 3D und den Ergebnissen aus dem Experiment für alle eingesetzten Konfigurationen bei der Untersuchung des Dryout-Verhaltens in der DEBRIS-Anlage

4.3 Sensitivitätsanalyse

Die Ergebnisse der Validierungsrechnungen zeigen, dass viele Parameter einen großen Einfluss auf die Kühlbarkeit der Partikelschüttungen haben. Aus den Erkenntnissen der Validierungsrechnungen wurden mehrere Parameter identifiziert, welche einen Einfluss auf die Kühlbarkeit haben. Diese sind: Die Anfangstemperatur der Partikel, der Systemdruck, die Porosität, der Partikeldurchmesser und der Kosinus des Kontaktwinkels zwischen Wasser und Partikel (Benetzungswinkel). Bei den Experimenten wurden diese Parameter einzeln variiert. Jetzt stellt sich die Frage, inwieweit eine gleichzeitige Variation der Parameter die Kühlbarkeit beeinflussen kann.

In der Arbeit von Rahman [62] wurde bereits der Einfluss der Anfangstemperatur, des Systemdruckes und der Nachzerfallsleistung auf die Kühlbarkeit des Schüttbetts in Reaktorszenarien (hinsichtlich Quenchen) untersucht. Es wurde festgestellt, dass, je niedriger die Anfangstemperatur sowie die Nachzerfallsleistung sind, desto schneller das Schüttbett abgekühlt werden kann. Hinsichtlich des Systemdrucks wurde beobachtet, dass allgemein sich die Kühlbarkeit

mit steigendem Systemdruck verbessert. In den Untersuchungen vom Rahman [62] wurde festgestellt, dass bei einem Szenario mit einer Kombination aus einem niedrigen Systemdruck, einer höheren Anfangstemperatur und höheren Nachzerfallsleistung die Chancen, ein vollständig abgekühltes Schüttbett zu erzielen, sehr gering sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden weitere Untersuchungen durchgeführt. Um die Empfindlichkeit der Ergebnisse im Hinblick auf die langfristige Kühlbarkeit analysieren zu können, wurden auch ausgewählte Parameter für neue Nachrechnungen variiert. Mit den Simulationsergebnissen wurde die Dryout-Leistung für die untersuchten Schüttbettkonfigurationen bestimmt.

Für die Variation der Parameter wurde SUSA (Software for Uncertainty and Sensitivity Analysis) verwendet. Mit SUSA wurde eine Matrix mit den entsprechenden Zufallsdaten erstellt, welche dann in der Simulation mit MEWA 3D eingesetzt wurden. Das Programm wurde bei der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH entwickelt, siehe hierzu Glaeser [81], [82] und Kloos [83].

Die Sensitivitätsanalyse wurde für eine eindimensionale und eine zweidimensionale Konfiguration durchgeführt. Es wurden 100 Kombinationen für jede Konfiguration simuliert, damit ein Vertrauensbereich von 95 % eingehalten werden kann [84]. In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse dargestellt.

4.3.1 Eindimensionale Konfiguration

Für die Sensitivitätsanalyse einer eindimensionalen Konfiguration wurde eine der homogenen Partikelschüttungen aus den POMECO-HT-Experimenten als Referenz verwendet (siehe Abschnitt 4.2.2). Diese Konfiguration kann als eindimensional betrachtet werden, da keine Unterschiede in radialer Richtung zu erkennen sind. Für die Simulationen wurde angenommen, dass das Schüttbett von oben geflutet wird und dass im Schüttbett zwischen Wasser und Dampf eine Gegenströmung vorliegt.

Für die eindimensionale Konfiguration wurden drei Parameter variiert: die Porosität, der Partikeldurchmesser und der Kosinus des Kontaktwinkels zwischen Wasser und Partikel (Benetzungswinkel). In Tabelle 4-6 sind die drei Variationsparameter, deren Wertebereich und die zugrunde liegende Verteilungsfunktion zur Erstellung der Zufallszahlen aufgelistet.

Der Wertebereich und die Verteilungsfunktion für den Partikeldurchmesser wurde mit Hilfe der Ergebnisse aus den DEFOR- [19] und FARO- [14] Experimenten definiert. Für die Porosität wurde ein Wertebereich zwischen 30 und 40 % gewählt, hier wurden die für die Validierung von MEWA 3D verwendeten Experimente berücksichtigt. Der Großteil der Experimente zeigt, dass die Werte für die Porosität im angenommenen Bereich liegen. Die Zufallsdaten, sowohl für die Porosität als auch für den Kosinus des Kontaktwinkels, wurden mit einer Gleichverteilung generiert.

Tabelle 4-6 Variationsparameter für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration

Parameter	Wertebereich	Verteilungsfunktion
Partikeldurchmesser	$2 \text{ mm} \leq d_p \leq 4 \text{ mm}$	Logarithmische Normalverteilung
Porosität	$30 \% \leq \varepsilon \leq 40 \%$	Uniforme Verteilung (Gleichverteilung)
Kosinus des Kontaktwinkels	$0 \leq \cos(\theta) \leq 1$	Uniforme Verteilung (Gleichverteilung)

4.3.1.1 Ergebnisse der Nachrechnungen

Die Ergebnisse der MEWA 3D Simulationen sind in Abbildung 4-27, Abbildung 4-28 und Abbildung 4-29 dargestellt. Die Streudiagramme zeigen den Einfluss der Parameter auf die Dry-out-Leistung.

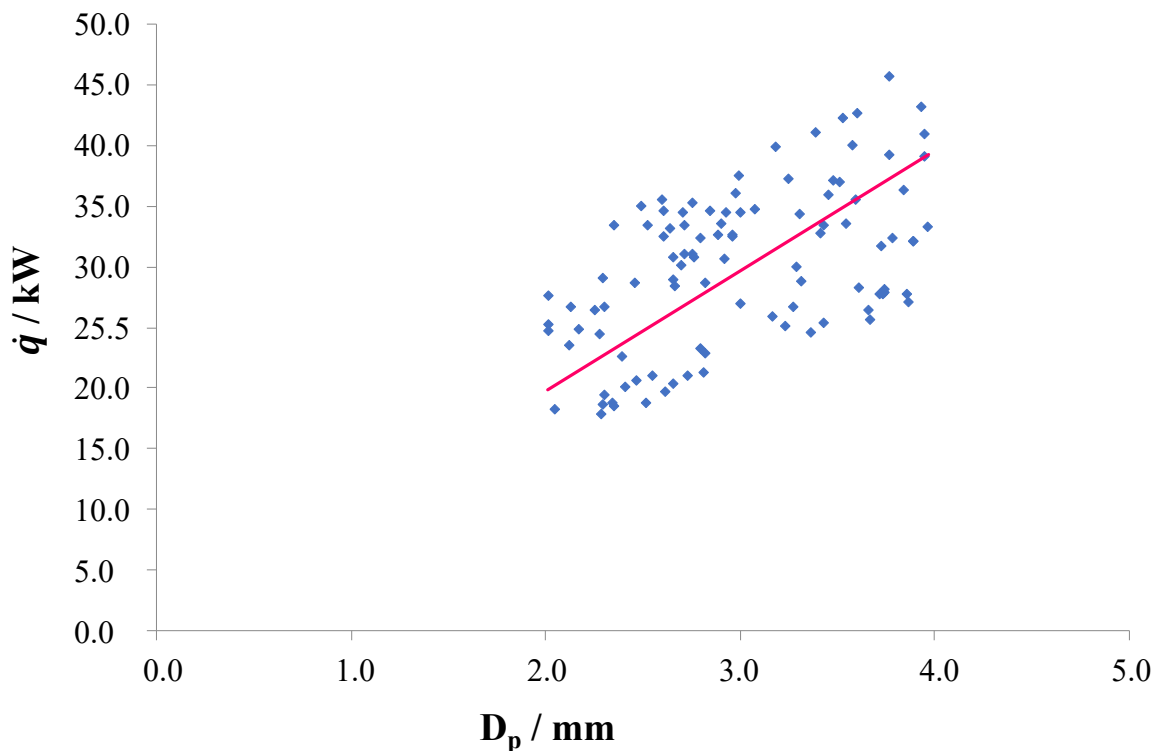


Abbildung 4-27: MEWA 3D Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers D_p

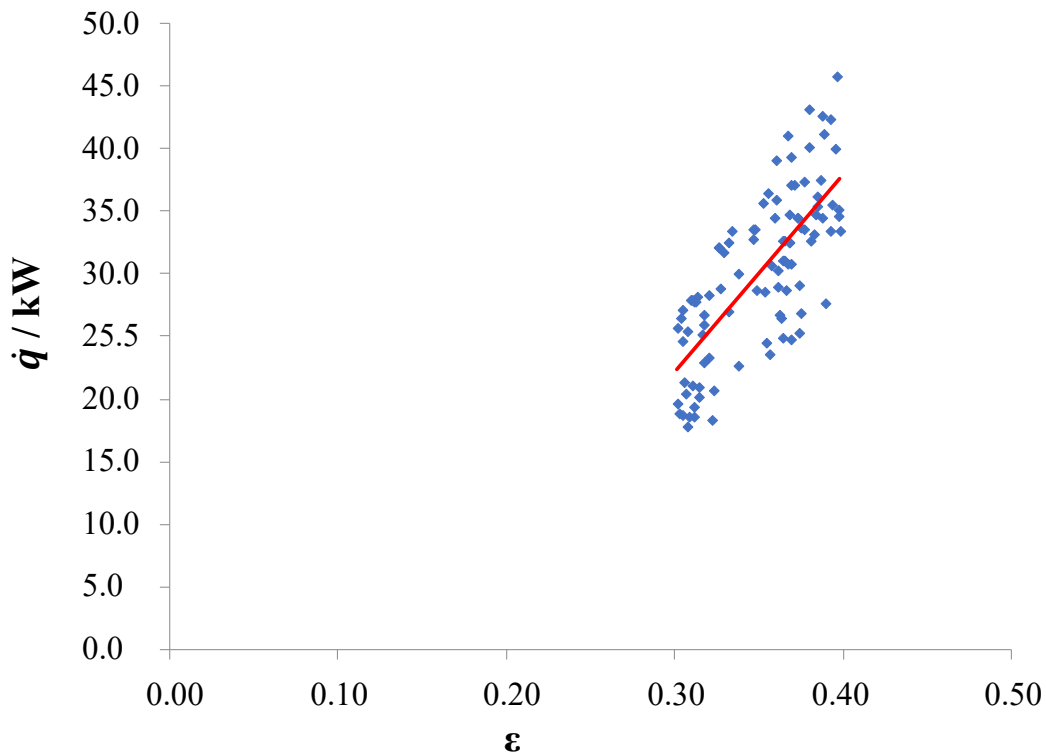


Abbildung 4-28: MEWA 3D Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit der Porosität ε

Mit Hilfe der Trendlinie in Abbildung 4-27 ist der lineare Zusammenhang zwischen der Dryout-Leistung und dem Partikeldurchmesser zu erkennen. Im Gegensatz zu Abbildung 4-28 liegen hier die Datenpunkte weniger dicht beieinander. Dies deutet darauf hin, dass der Einfluss der Porosität stärker ist. Ein Vergleich der Trendlinien aus beiden Diagrammen zeigt, dass die Dryout-Leistung empfindlicher auf Veränderungen der Porosität reagiert. Die Ergebnisse zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen der Dryout-Leistung und der Porosität, hier liegen Datenpunkte dicht beieinander und die Steigung der Trendlinie (siehe Abbildung 4-28) ist höher als im ersten Diagramm.

In Abbildung 4-29 ist die Dryout-Leistung in Abhängigkeit des Kosinus des Kontaktwinkels dargestellt. Hier zeigen die Ergebnisse keine Abhängigkeit zwischen den beiden Parametern. Die Ergebnisse streuen sehr stark, und das deutet auf einen geringen Einfluss auf die Kühlbarkeit hin.

Ein Vergleich aller Diagramme zeigt, dass in den gewählten Wertebereichen der Variationsparameter der Einfluss der Porosität auf die Dryout-Leistung stark überwiegt. Weitaus schwächer ist der Einfluss des Partikeldurchmessers und nahezu keinen Einfluss zeigt der Kosinus des Kontaktwinkels.

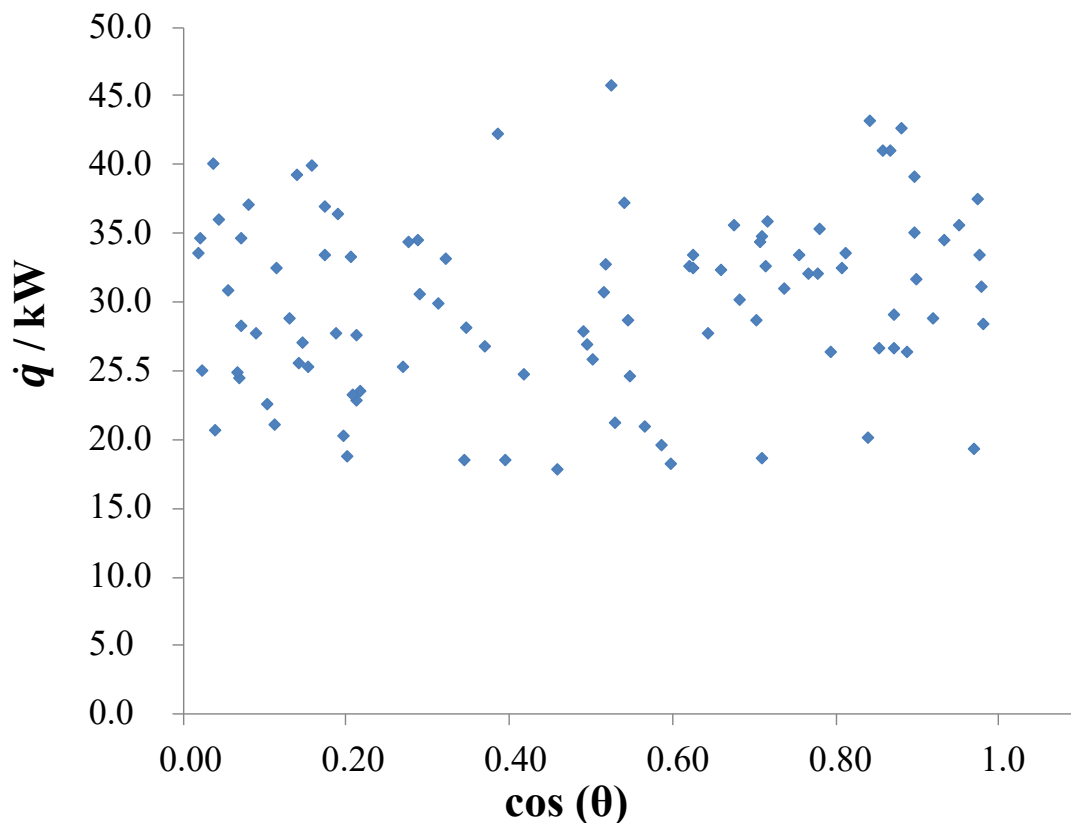


Abbildung 4-29: MEWA 3D Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit des Kosinus (θ)

4.3.2 Zweidimensionale Konfiguration

Für die zweidimensionalen Untersuchungen wurde eine kegelförmige Konfiguration mit einem Schüttwinkel von 30° und einer Masse von 190 t angenommen. Abbildung 4-30 zeigt eine schematische Darstellung der zweidimensionalen Konfiguration. Für die Simulationen wurden die Gesamtmasse sowie der Radius und der Böschungswinkel konstant gehalten. Um diese Bedingungen erfüllen zu können, wurden die Höhen a und b (siehe Abbildung 4-30) aufgrund der Variation der Porosität für jedes Szenario neu berechnet. Für die Simulationen wurde ein Systemdruck von 3 bar angenommen und als Reibungsmodell das Modell von Reed ausgewählt.

Darüber hinaus wurden, anhand der Ergebnisse aus der Sensitivitätsanalyse der eindimensionalen Konfiguration, nur der Partikeldurchmesser und die Porosität für die zweidimensionale Konfiguration variiert. Für die Definition der Wertebereich der Variationsparameter wurden, wie bei der eindimensionalen Konfiguration, die DEFOR- [19] und FARO- [14] Experimente berücksichtigt.

In Tabelle 4-7 sind die Variationsparameter mit dem entsprechenden Wertebereich und der Verteilungsfunktion aufgelistet.

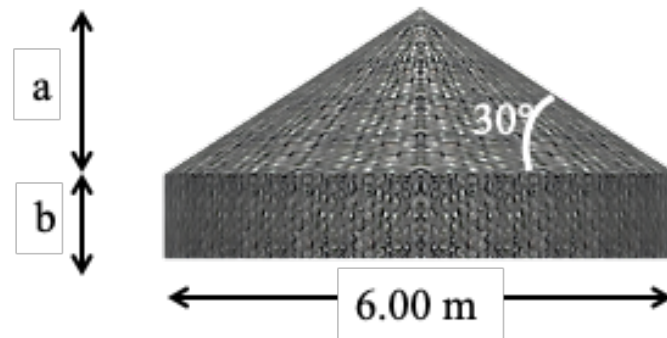


Abbildung 4-30: Schematische Darstellung der zweidimensionalen Konfiguration für die Sensitivitätsanalyse

Tabelle 4-7 Variationsparameter für die Sensitivitätsanalyse der zweidimensionalen Konfiguration

Parameter	Wertebereich	Verteilungsfunktion
Partikeldurchmesser	$2 \text{ mm} \leq d_p \leq 4 \text{ mm}$	Logarithmische Normalverteilung
Porosität	$30 \% \leq \varepsilon \leq 60 \%$	Uniforme Verteilung (Gleichverteilung)

4.3.2.1 Ergebnisse der Nachrechnungen

Die Ergebnisse der MEWA 3D-Simulationen sind in Abbildung 4-31 und Abbildung 4-32 dargestellt. Die Streudiagramme zeigen auch hier, dass der Einfluss der Porosität auf die Dryout-Leistung größer ist als der Einfluss des Partikeldurchmessers. Ein Vergleich der Trendlinien in beiden Diagrammen zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen der Dryout-Leistung und der Porosität. Im ersten Diagramm (Dryout-Leistung vs. Partikeldurchmesser, Abbildung 4-31) liegen hier die Datenpunkte weit auseinander, im Gegensatz zu den Datenpunkten in Abbildung 4-32. Die Steigungen der Trendlinien zeigen auch den starken Einfluss der Porosität, hier ist der sehr steile Verlauf der Datenpunkte zu erkennen.

Aus den Ergebnissen konnte festgestellt werden, dass bei zweidimensionalen Konfigurationen der Einfluss der Partikeldurchmesser schwächer wird und der Einfluss der Porosität weiterhin sehr stark bleibt.

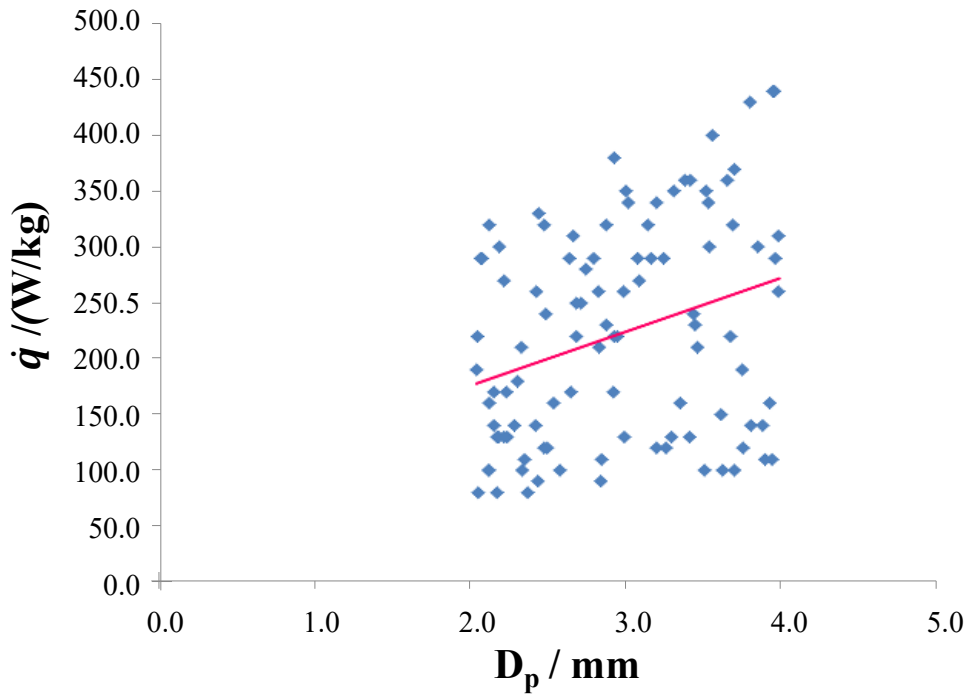


Abbildung 4-31: MEWA 3D-Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der zweidimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers D_p

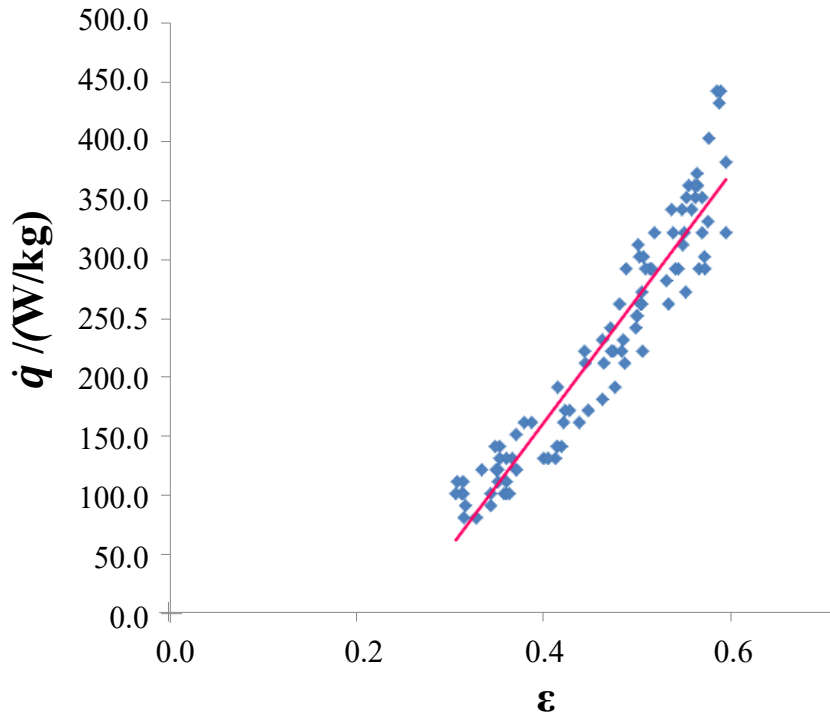


Abbildung 4-32: MEWA 3D-Ergebnisse für die Sensitivitätsanalyse der zweidimensionalen Konfiguration. Streudiagramm der Dryout-Leistung in Abhängigkeit der Porosität ϵ

5 Reaktoranwendungen

Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurde der Ablauf eines schweren Störfalls in zwei Phasen unterteilt: In-Vessel und Ex-Vessel. Für jede Phase wurden verschiedene Szenarien untersucht. Die Modelle für diese Szenarien wurden anhand der Ergebnisse aus den Experimenten bzw. Validierungsrechnungen sowie aus der Sensitivitätsanalyse erstellt. Beim In-Vessel-Szenario wurde angenommen, dass das geschmolzene Kernmaterial sich noch im RDB befindet und dass diese Barriere (RDB) noch intakt ist. Bei der zweiten Phase, dem Ex-Vessel-Szenario, wurde unterstellt, dass der RDB beschädigt wurde und dass die Schmelze sich in die Reaktorgrube verlagert hat.

Das Ziel dieser Untersuchungen war zu überprüfen, unter welchen Voraussetzungen die Partikelschüttung abgekühlt werden kann, so dass die Integrität der Barrieren in den jeweiligen Phasen noch erhalten bleibt.

Für die Simulationen der Reaktorszenarien wurde eine Gittergröße von 90 bis 200 mm verwendet, da für dreidimensionale Simulationen komplexer Strukturen die Anzahl an Gitterpunkten in der Größenordnung schnell steigt und diese sowohl den Speicherbedarf als auch die Stabilität und die Laufzeit der Simulation stark beeinflussen.

5.1 In-Vessel Szenarien

Im folgenden Abschnitt wird das Quenchverhalten heißer Partikelschüttungen im unteren Plenum eines Reaktordruckbehälters untersucht. Die Kühlbarkeit solcher Partikelschüttungen ist ein entscheidender Aspekt für die Rückhaltung der Schmelze im Reaktordruckbehälter sowie für den Erhalt der Integrität einer der wichtigsten Barrieren.

Für das In-Vessel-Szenario wird angenommen, dass das geschmolzene Corium aus dem Kern in das untere Plenum des noch intakten RDB fließt. Im unteren Plenum sollte noch genügend Wasser vorhanden sein, so dass die Schmelze sich während des Einfließens in das Restwasser abkühlen und erstarren kann. So kann sich ein Schüttbett im unteren Plenum bilden. Zu diesem Zeitpunkt sollte noch ausreichend Nachzerfallswärme vorhanden sein, deshalb ist es entscheidend, dass diese Wärme schnell und dauerhaft abgeführt wird, um ein erneutes Schmelzen der Partikel zu verhindern.

Die Annahmen für die mit MEWA 3D untersuchten Szenarien wurden basierend auf den Untersuchungen und den daraus gewonnenen Erkenntnissen aus dem TMI-2-Unfall entwickelt. Bei diesem Unfall kam es aufgrund mehrerer Faktoren zu einem partiellen Schmelzen des Reaktorkerns. Das geschmolzene Kernmaterial, etwa 20 t, konnte sich in das zu diesem Zeitpunkt

noch gefüllte untere Plenum des Reaktorkerns verlagern und dort erstarren. Bei einem noch relativ hohen Systemdruck von etwa 100 bar konnte Kühlmittel in den Reaktordruckbehälter eingespeist werden. Dadurch konnte das Schüttbett langfristig abgekühlt und der Unfall gestoppt werden [8].

Die Untersuchungen des Unfalls zeigen, dass die als Folge des Unfalls resultierende Schüttbettkonfiguration weder eine symmetrische Geometrie noch eine homogene Struktur haben [85]. Die Schüttbettkonfiguration ist inhomogen und dreidimensional, mit ungleichmäßiger Verteilung von Partikelgröße und Porosität. Bei den Untersuchungen des TMI-2 Unfalls wurde festgestellt, dass das Schüttbett aus Partikeln mit einem Durchmesser ab 1 mm bis zu mehreren cm bestand. [85], [86]

Die folgenden Simulationen zeigen unterschiedliche Szenarien im unteren Plenum eines Reaktordruckbehälters. Für die ersten vier Szenarien wird die Nachzerfallsleistung als konstant angenommen. Darüber hinaus wird vorausgesetzt, dass keine Wärme durch die Wand des Reaktordruckbehälters abgegeben wird, also es wird eine adiabatische Randbedingung an der Wand angenommen.

Bei dem letzten Szenario werden die Ergebnisse aus der Simulation mit ATHLET-CD als Ausgangsbedingungen betrachtet, hier wird die Nachzerfallsleistung variiert.

Ziel der Simulationen ist es, zu überprüfen, ob ein vollständiges Quenchen vor Erreichen der Schmelztemperatur erreicht werden kann. Dabei werden die Geometrie und die Struktur des Schüttbetts sowie des Systemdruckes variiert und verglichen.

5.1.1 Fluten einer heißen Partikelschüttung im unteren Plenum eines Reaktordruckbehälters bei konstanter Nachzerfallsleistung

5.1.1.1 Rotationssymmetrische homogene Konfiguration

Das erste Szenario dient zur Bewertung der Grenzen bei einfachen Konfigurationen. Aus den Experimenten und den entsprechenden Validierungsrechnungen ist bekannt, dass ein Schüttbett mit kleineren Partikeln (aufgrund der vergrößerten, zu kühlenden Oberfläche sowie der Reibung der Fluide) schlechter gekühlt werden kann als ein Schüttbett mit größeren Partikeln. Deshalb wurde in den untersuchten Szenarien ein Partikeldurchmesser von 2 mm verwendet. Darüber hinaus und im Gegensatz zu TMI-2, bei dem ein Systemdruck von etwa 100 bar bestimmt wurde, wurde für die folgenden Simulationen ein Systemdruck von 10 bar ausgewählt, da die Kühlbarkeit mit steigendem Systemdruck verbessert wird und ein weiteres Ziel dieser Untersuchungen ist, ob unter schlechten Voraussetzungen ein vollständiges Quenchen des Schüttbetts erreicht werden kann.

Für die Nachzerfallswärme und die Partikeltemperatur wurden frühere Untersuchungen [62] als Referenz verwendet. Darüber hinaus wird angenommen, dass sich eine Gesamtmasse von 40 Tonnen geschmolzenem Kernmaterial (Corium) in das untere Plenum verlagert hat. Für den Radius des Reaktordruckbehälters wurden 2.5 m angenommen.

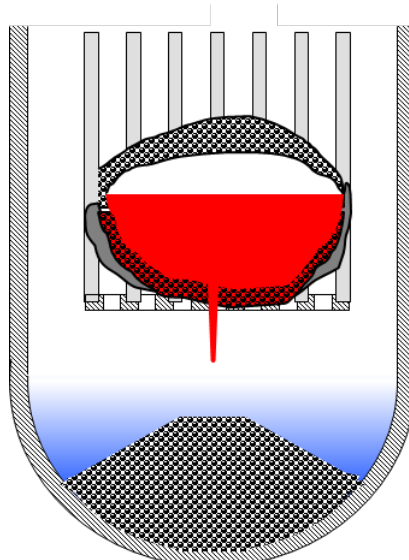


Abbildung 5-1: Schematische Darstellung der untersuchten rotationssymmetrischen Konfiguration im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters

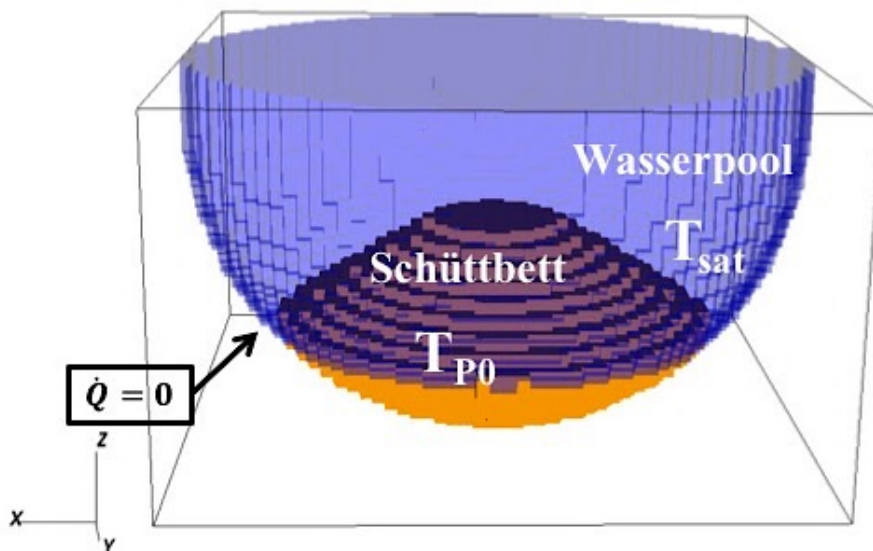


Abbildung 5-2: Dreidimensionale Darstellung des rotationssymmetrischen Schüttbetts im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters

Hier wird ein symmetrisches Schüttbett mit einer Höhe von 1.65 m und einer homogenen Porosität von 40 % modelliert. Abbildung 5-1 zeigt eine schematische Darstellung des untersuchten Szenarios im Reaktordruckbehälter. Für diesen Fall wurde eine konstante Nachzerfallswärme von 200 W/kg und eine Anfangstemperatur der Partikel von 1273 K und für das Wasser die entsprechende Sättigungstemperatur bei 10 bar (452 K) angenommen. In Abbildung 5-2 ist

eine dreidimensionale Darstellung des Schüttbetts im unteren Plenum dargestellt. In der Simulation wurde das Rechengebiet (Schüttbett und Wasserpool) in 30 Zellen mit einer Größe von 100 mm axial und in x- und y-Richtung in 50 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 100 mm aufgeteilt.

Die Ergebnisse der Simulation zeigen, dass das Schüttbett bereits nach 2800 s vollständig auf Sättigungstemperatur abgekühlt ist. Abbildung 5-3 zeigt die Verteilung der Partikeltemperatur bei $t = 0$ s, $t = 1000$ s und $t = 2800$ s. Die maximale Partikeltemperatur von 1985 K wurde im oberen Bereich des Schüttbetts nach 2300 s erreicht (siehe Abbildung 5-4).

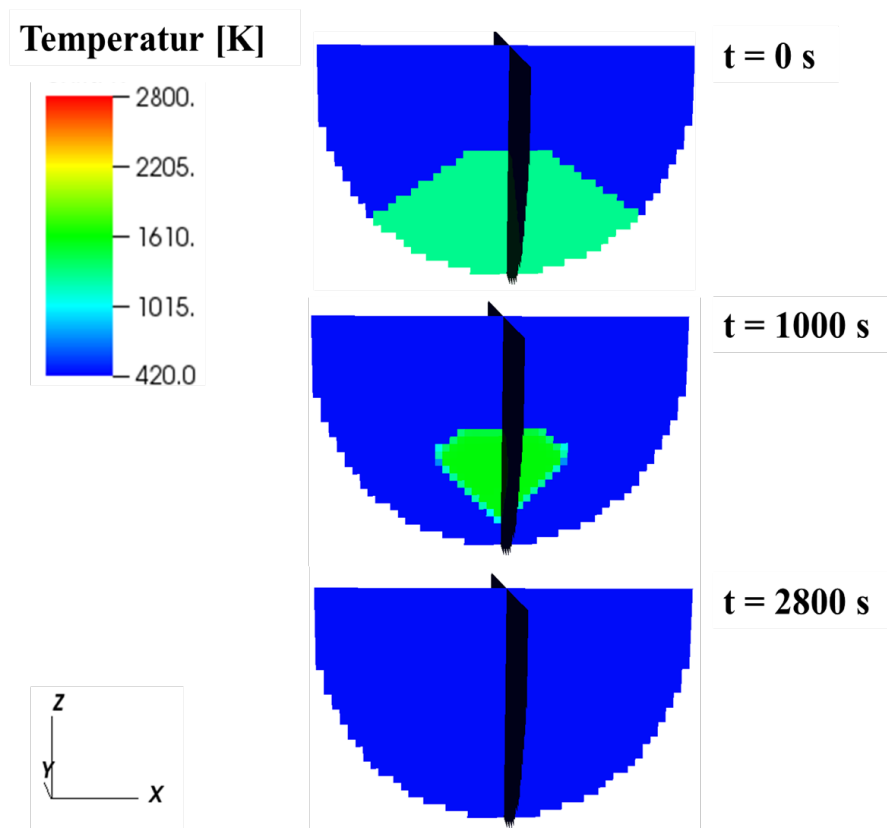


Abbildung 5-3: Verteilung der Partikeltemperatur in der rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg

Die Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett (siehe Abbildung 5-4) lässt erkennen, dass durch die Geometrie des Schüttbetts das Eindringen des Wassers erleichtert wird. Durch die niedrige Schüttbetthöhe am Rand kann der dort entstehende Dampf schneller und leichter aus dem Schüttbett austreten, dabei wird das Wasser aus dem unteren Plenum in das Schüttbett eingezogen. So dringt das Wasser seitlich entlang der Wand des Reaktordruckbehälters in das Schüttbett ein und fließt mit dem steigenden Dampf nach oben. Durch die sehr starke Dampfproduktion bleibt der mittlere Bereich des Schüttbetts fast bis zum Schluss trocken, deshalb tritt die heißeste Stelle im oberen Bereich des Schüttbett auf (siehe Abbildung 5-4).

Mit Hilfe der Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett kann man erkennen, dass trotz der starken Dampfbildung das Schüttbett nach 2300 s fast komplett mit Wasser gefüllt wurde und dass die maximale Partikeltemperatur knapp unter 2000 K blieb. Das deutet darauf hin, dass der austretende Dampf zur Kühlung des Schüttbetts beiträgt.

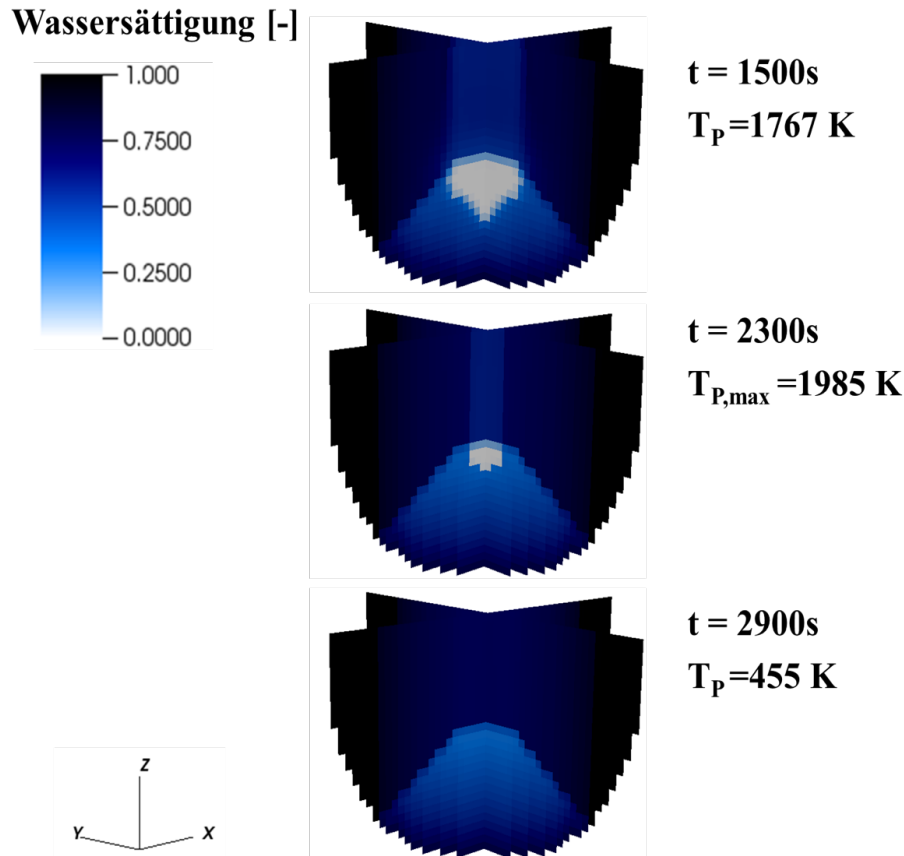


Abbildung 5-4: Verteilung der Wassersättigung in der rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg

5.1.1.2 Nicht-rotationssymmetrische homogene Konfiguration

Analog zum ersten Szenario mit der rotationssymmetrischen Konfiguration wurde hier angenommen, dass sich eine Gesamtmasse von 40 Tonnen geschmolzenem Corium im unteren Plenum eines RDB mit einem Radius von 2.5 m bei einem Systemdruck von 10 bar befindet, [80].

Für die Geometrie des Schüttbetts wird hier eine nicht-rotationssymmetrische Konfiguration mit einer Schüttbetthöhe von 1.65 m, einer homogenen Porosität von 40 % und einem Partikeldurchmesser von 2 mm simuliert. In Abbildung 5-5 ist die dreidimensionale Darstellung in MEWA 3D des untersuchten Schüttbetts im unteren Plenum zu sehen. Für dieses Szenario wurde analog zum ersten Szenario im Kapitel 5.1.1.1 eine konstante Nachzerfallswärme von 200 W/kg, eine Anfangstemperatur der Partikel von 1273 K und für das Wasser die entsprechende Sättigungstemperatur von 452 K ausgewählt. Für die räumliche Diskretisierung wurde

der zu betrachtende Bereich (Schüttbett und Wasserpool) in 30 Zellen mit einer Größe von 100 mm axial und in x- und y-Richtung in 50 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 100 mm aufgeteilt.

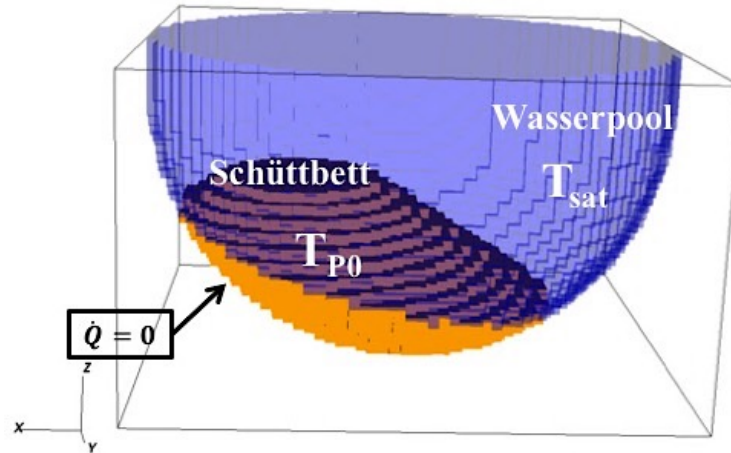


Abbildung 5-5: Dreidimensionale Darstellung des nicht-rotationssymmetrischen Schüttbetts im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters

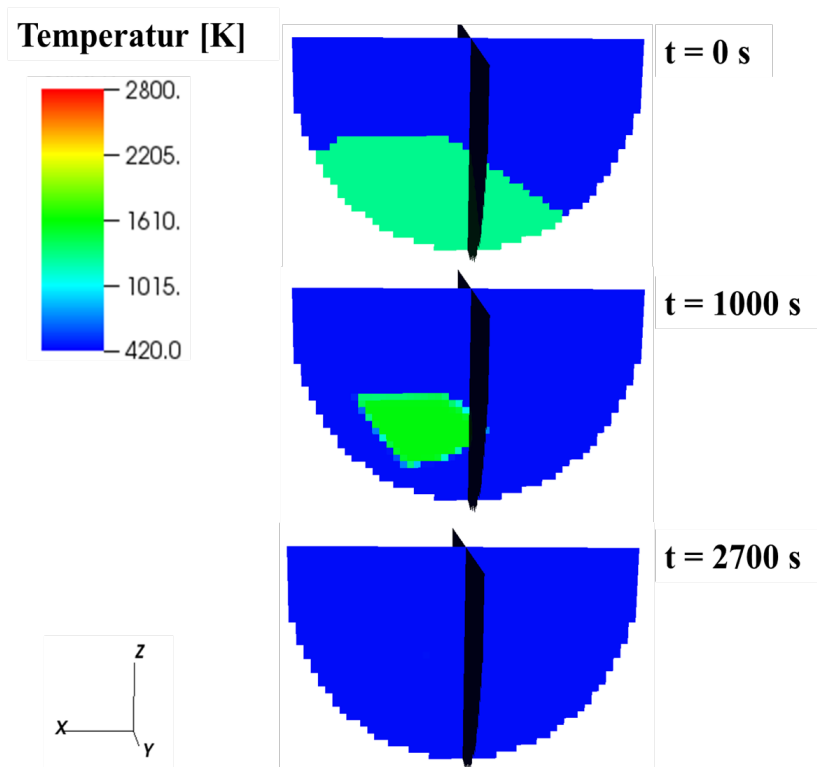


Abbildung 5-6: Verteilung der Partikeltemperatur in der nicht-rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg

Aus den Ergebnissen der Simulation kann man erkennen, dass der Quenchprozess 2700 s dauert, damit etwa 100 s schneller als bei der symmetrischen Konfiguration ist. In Abbildung 5-6 ist die Verteilung der Partikeltemperatur bei $t = 0$ s, $t = 1000$ s und $t = 2700$ s dargestellt.

Hinsichtlich der Wasserströmung im Schüttbett wurde in dieser Konfiguration ein ähnliches Verhalten wie bei der symmetrischen Konfiguration aus dem ersten Szenario beobachtet. Das Wasser fließt seitlich entlang der Wand des Reaktordruckbehälters über die Bereiche mit der niedrigeren Höhe in das Schüttbett ein und steigt mit dem entstehenden Dampf nach oben. Die heißeste Stelle wurde, wie bei der symmetrischen Konfiguration, im oberen Bereich des Schüttbetts beobachtet. Die maximale Partikeltemperatur lag bei 1923 K und wurde im oberen Bereich des Schüttbetts nach 2150 s identifiziert (siehe Abbildung 5-7). Die max. Partikeltemperatur dieser Konfiguration ist niedriger als bei der symmetrischen Konfiguration. Das deutet darauf hin, dass die Geometrie der Konfiguration den Quenchprozess etwas begünstigt.

In Abbildung 5-7 ist die Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett zu verschiedenen Zeitpunkten $t = 0$ s, $t = 1000$ s und $t = 2700$ s dargestellt. Bei $t = 2150$ s ist die Stelle mit der höchsten Partikeltemperatur im oberen Bereich des Schüttbetts zu beobachten.

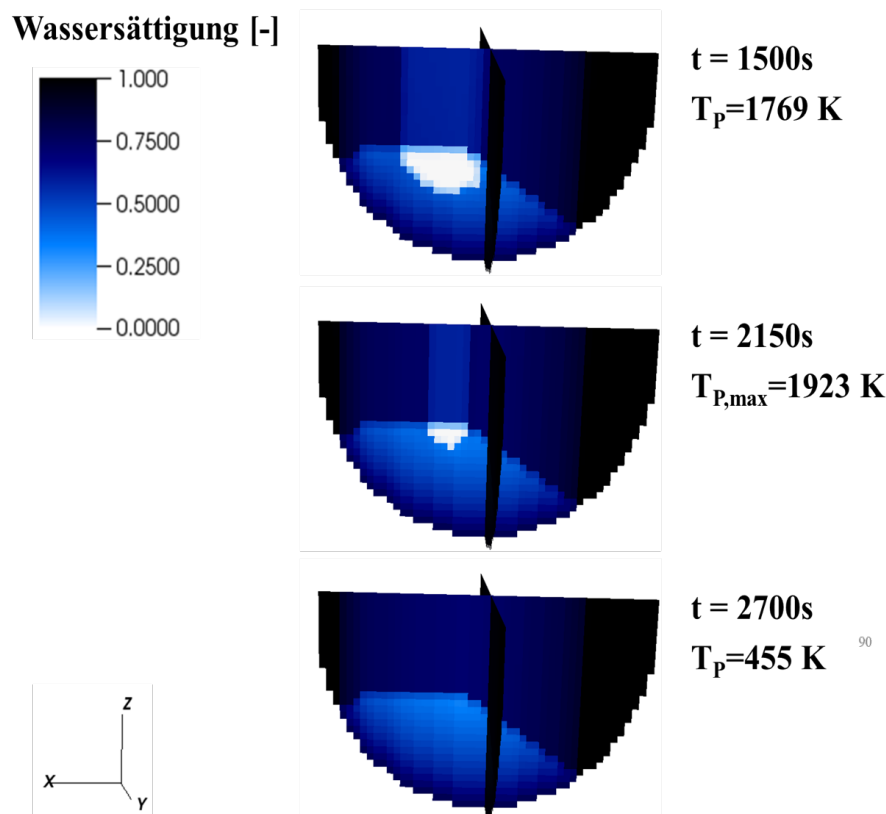


Abbildung 5-7: Verteilung der Wassersättigung in der nicht-rotationssymmetrischen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg

5.1.1.3 Nicht-rotationssymmetrische inhomogene Konfiguration

Bei dieser Konfiguration wurde untersucht, wie sich Inhomogenitäten im Schüttbett auf das Quenchverhalten auswirken. Aus den Untersuchungen des TMI-2-Unfalls wurde erkannt, dass verdichtete Bereiche im Schüttbett auftreten können [85]. Basierend auf diesen Erkenntnissen

wurde für dieses Szenario angenommen, dass die aus dem Kern ausfließende Schmelze nicht schnell genug abgekühlt werden konnte, so dass ein Teil der Schmelze unfragmentiert das untere Plenum erreicht hat. Als Folge dessen würde eine Konfiguration mit einem sogenannten Cake in der Mitte, ein verdichteter Bereich mit einer geringeren Porosität, entstehen [80].

Als Basis wurde eine ähnliche Konfiguration wie im Kapitel 5.1.1.2, ein nicht-rotationssymmetrisches Schüttbett mit einem Bereich mit einer geringeren Porosität in der Mitte angenommen. Für die Verteilung der Porosität wurde angenommen, dass der kompakte Bereich in der Mitte (etwa 30 % des Volumens des Schüttbetts) eine Porosität von 20 % hat und der Rest (70 % des Volumens) eine Porosität von 40 %.

Wie bei den vorherigen Szenarien wird eine Gesamtmasse von 40 Tonnen geschmolzenem Kernmaterial (Corium), ein RDB-Radius von 2.5 m, ein Systemdruck von 10 bar, eine Partikelanfangstemperatur von 1273 K ($t = 0$ s), eine Wassertemperatur von 452 K und eine konstante Nachzerfallswärme von 200 W/kg angenommen. Für die Geometrie des Schüttbetts wurde eine Höhe von 1.65 m betrachtet. Abbildung 5-8 zeigt eine schematische Darstellung des untersuchten Szenarios im Reaktordruckbehälter. In der Simulation wurde der zu betrachtende Bereich (Schüttbett und Wasserpool) in 31 Zellen mit einer Größe von 96.7 mm axial und in x- und y-Richtung in 51 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 98.0 mm aufgeteilt.

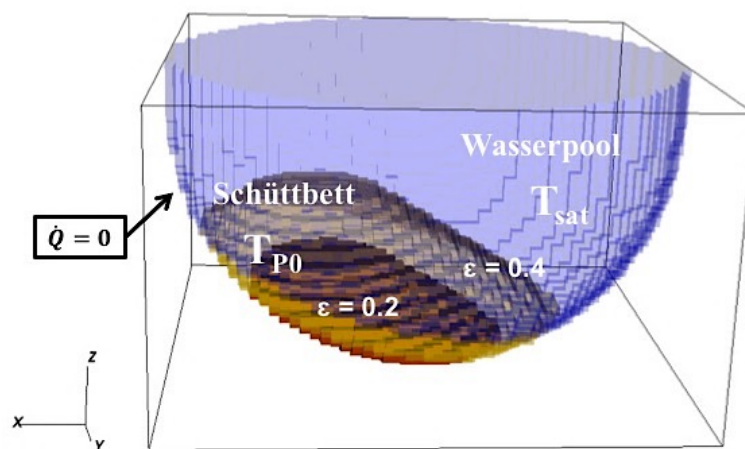


Abbildung 5-8: Dreidimensionale Darstellung des nicht-rotationssymmetrischen inhomogenen Schüttbetts im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters

Abbildung 5-9 zeigt die Verteilung der Partikeltemperatur bei $t = 0$ s, $t = 2150$ s und $t = 4230$ s. Im Gegensatz zu der inhomogenen Konfiguration, welche bei $t = 2150$ s die maximale Temperatur von 1923 K erreicht hat, wird bei dieser Konfiguration eine Partikeltemperatur von 2032 K festgestellt. Anhand der Verteilung der Temperatur im Schüttbett kann man erkennen, dass die obere Schicht des Schüttbetts mit der höheren Porosität bis auf eine kleine Stelle im oberen Bereich fast komplett gequencht wurde. Der innere Bereich mit der niedrigeren Porosität hat sich weiter aufgeheizt und nach $t = 4230$ s wurde eine Partikeltemperatur von 2800 K (Schmelztemperatur des Brennstoffes) erreicht.

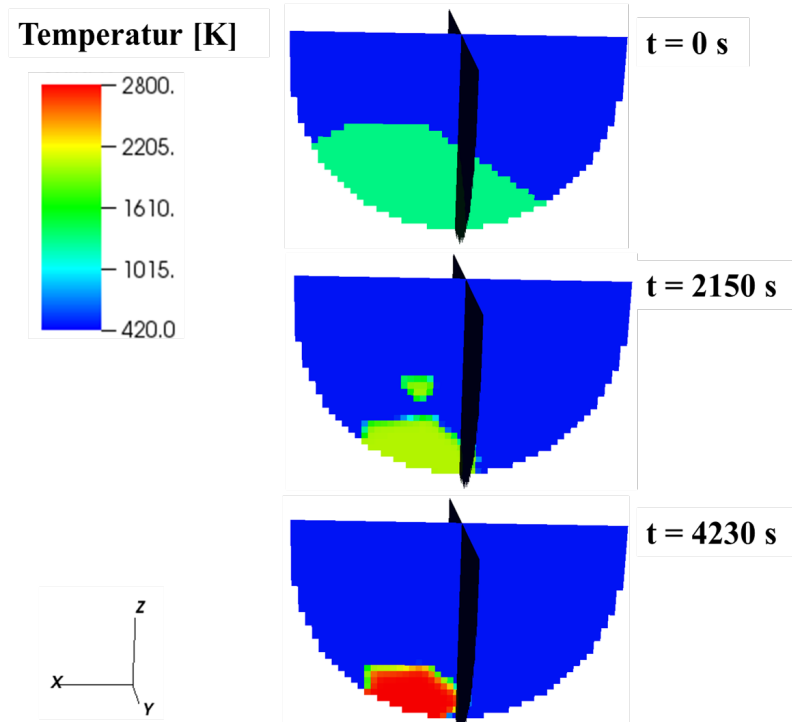


Abbildung 5-9: Verteilung der Partikeltemperatur in der nicht-rotationssymmetrischen inhomogenen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg

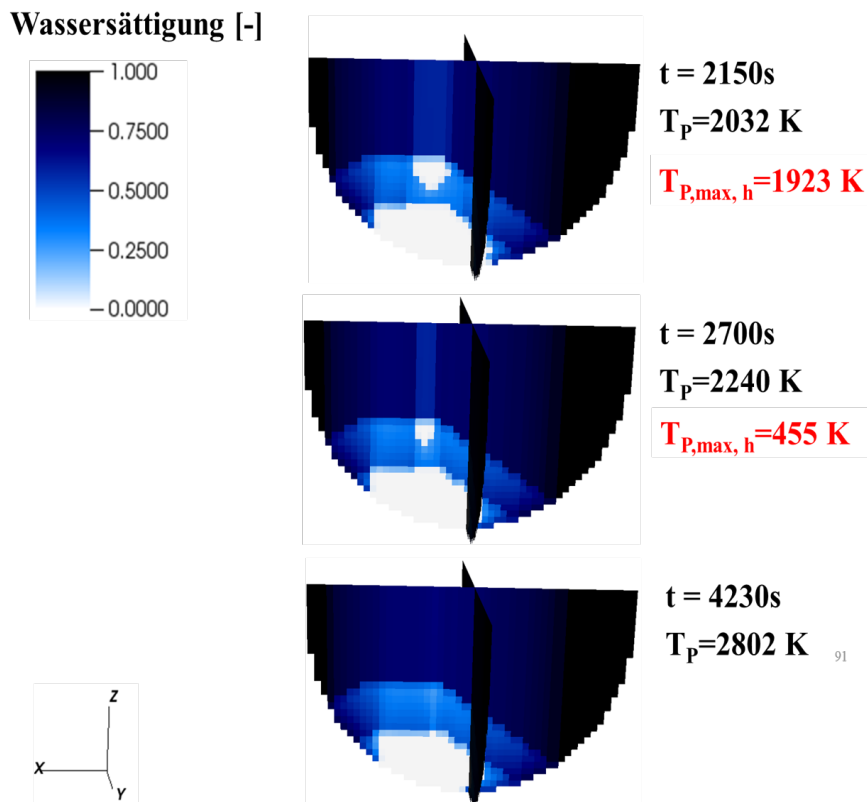


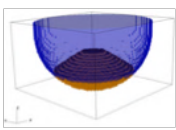
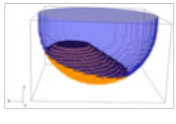
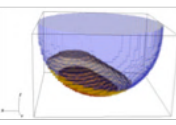
Abbildung 5-10: Verteilung der Wassersättigung in der nicht-rotationssymmetrischen inhomogenen Partikelschüttung bei einem Systemdruck von 10 bar und einer Nachzerfallsleistung von 200 W/kg

Abbildung 5-10 zeigt die Verteilung der Wassersättigung im Schüttbett. In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass das Wasser kaum in den Bereich mit der niedrigeren Porosität eindringt. Aus Experimenten ist bekannt, dass das Wasser den Weg mit dem geringsten Widerstand, d.h. mit der höheren Permeabilität bzw. mit der höheren Porosität, bevorzugt. In dieser Konfiguration sieht man deutlich, dass das Wasser hauptsächlich durch die obere Schicht fließt. Deshalb werden hier bereits nach 2150 s Partikeltemperaturen über 2000 K erreicht. Während bei der homogenen Konfiguration die maximale Partikeltemperatur unter 2000 K (bei $t = 2150$ s) blieb und nach 2700 s bereits vollständig auf Sättigungstemperatur abgekühlt war, sieht man hier, dass die Partikeltemperatur bereits bei $t = 4230$ s die Schmelztemperatur erreicht.

5.1.1.4 Vergleich der Ergebnisse bei einem Systemdruck von 10 bar

Die folgende Tabelle 5-1 zeigt einen Vergleich der untersuchten Szenarien und deren Quenchverhalten bei einem Systemdruck von 10 bar. Während die homogenen Konfigurationen bereits nach 2700 s bzw. 2900 s komplett auf Sättigungstemperatur abgekühlt werden konnten, heizte sich die inhomogene Konfiguration weiter bis zur Schmelztemperatur auf. Aufgrund der sehr hohen Reibung zwischen dem Zwei-Phasen-Gemisch und den Partikeln im Bereich mit der geringeren Porosität kann der dort entstehende Dampf nicht so einfach aus dem Bereich ausströmen und damit wird das Einströmen des Wassers in den Bereich verhindert.

Tabelle 5-1 Vergleich des Quenchverhaltens der untersuchten Szenarien bei einem Systemdruck von 10 bar

	Masse	Konfiguration	10 bar	
			max. T_p	Quenchzeit
	40 t	rot. sym. homogen (ϵ, D_p)	1985 K ($t = 2300s$)	2900s
	40 t	nicht-rot.sym. homogen (ϵ, D_p)	1923 K ($t = 2150s$)	2700s
	40 t	nicht-rot.sym. inhomogen ($\epsilon_{70\%M} = 0.4, \epsilon_{30\%M} = 0.2$) ($D_p = 2.0$ mm)	2802 K ($t = 4230s$)	-

Der Vergleich des Quenchverhaltens der untersuchten homogenen Szenarien zeigt, dass bei der nicht-rotationssymmetrischen Konfiguration durch ihre Mehrdimensionalität das Quenchverhalten leicht verbessert wird. Dies gilt, solange die Konfiguration homogen bleibt, sobald eine Stelle mit einer geringeren Porosität auftritt, kann das Schüttbett (unter der angenommenen Bedingungen) nicht mehr gekühlt werden. Das zeigt deutlich, dass bei solchen Szenarien mit einer einfachen homogenen Konfiguration die Kühlbarkeit überschätzt wird und solche Ergebnisse in Wirklichkeit nicht mehr als konservativ betrachtet werden können.

5.1.2 Dreidimensionale inhomogene Konfiguration

Bei der Erstellung des Schüttbetts in diesem Szenario wurden sowohl die Geometrie als auch die Erkenntnisse aus dem TMI-2-Unfall verwendet. Bei diesem Unfall wurden 20 t geschmolzenes Kernmaterial ins untere Plenum des RBD verlagert. Das daraus entstandene Schüttbett bestand aus einem verdichteten Bereich im unteren Teil (monolithische Schicht), welcher eine Masse von 7 t hatte, und einer Schicht aus 13 t losen Partikel oberhalb (siehe Abbildung 5-11). Hinsichtlich des Partikeldurchmessers bei TMI-2 wurde festgestellt, dass der Partikeldurchmesser von 1 mm bis zu mehreren cm variieren kann, deshalb wurden für diese Konfiguration 5 Bereiche mit unterschiedlichen Partikeldurchmessern definiert (siehe Abbildung 5-12). Für die Porosität wurde angenommen, dass der Bereich mit einer verdichteten Struktur eine Porosität von 20 % hat und für die restlichen 13 t eine Porosität von 40 %. [85]

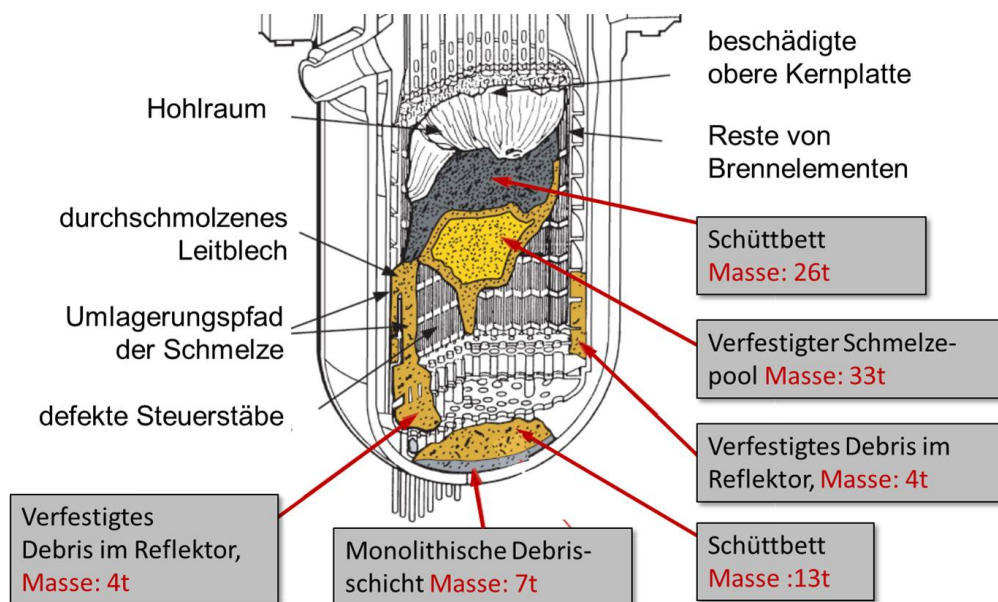


Abbildung 5-11: TMI-2 Endzustand im Reaktordruckbehälter [87] (modifiziert)

Darüber hinaus wurde ein Systemdruck von 50 bar ausgewählt, um zu prüfen, ob das Schüttbett auch unter solchen Bedingungen gekühlt werden kann. Für diesen Fall wurde eine konstante Nachzerfallwärme von 200 W/kg, eine Anfangstemperatur der Partikel von 1273 K und für das Wasser die entsprechende Sättigungstemperatur bei 50 bar (536.15 K) angenommen. Ab-

Abbildung 5-12 zeigt die Schüttbettkonfiguration des untersuchten Szenarios im Reaktordruckbehälter. Für die Simulation wurde der zu betrachtende Bereich (Schüttbett und Wasserpool) in 31 Zellen mit einer Größe von 96.7 mm axial und in x- und y-Richtung in 51 Zellen mit einer entsprechenden Größe von 94.1 mm aufgeteilt.

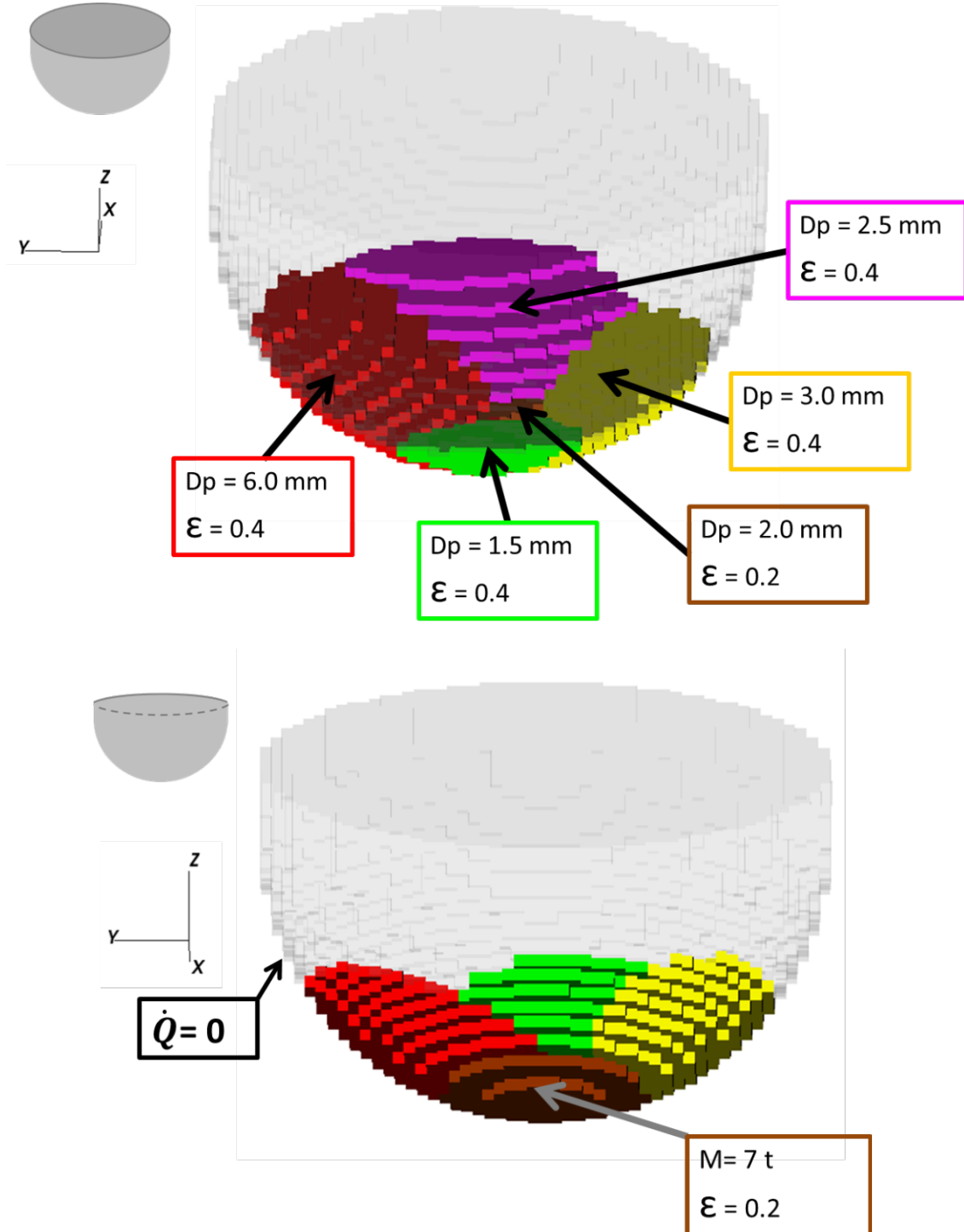


Abbildung 5-12: Dreidimensionale Darstellung des Schüttbetts im unteren Plenum des RDB

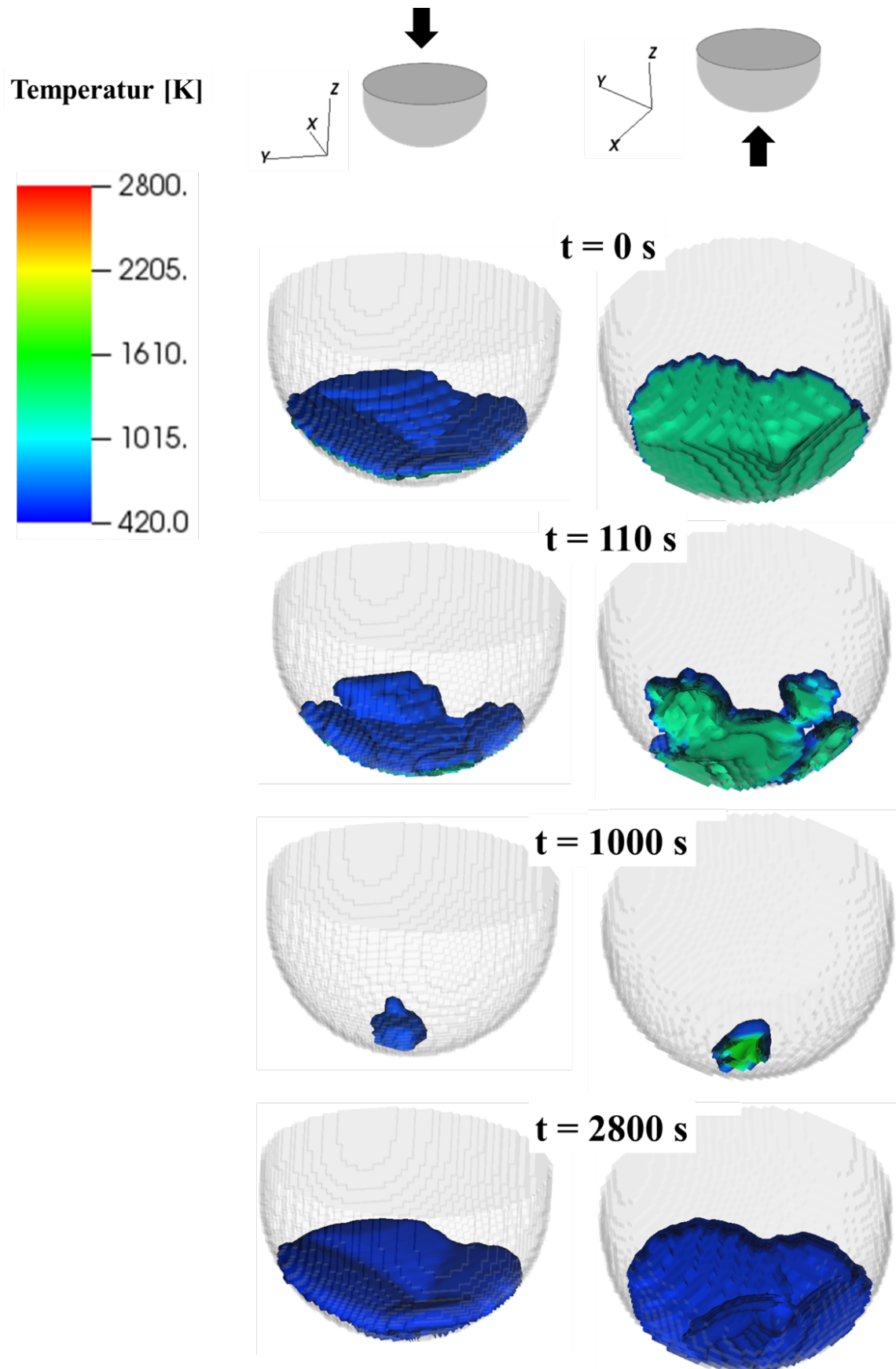


Abbildung 5-13: Verteilung der Partikeltemperatur in der dreidimensionalen inhomogenen Partikelschüttung

Die Verteilung der Partikeltemperatur im Schüttbett zeigt, dass das Schüttbett nach 2800 s auf Sättigungstemperatur abgekühlt werden konnte (siehe Abbildung 5-13). Hier wurde eine maximale Partikeltemperatur von 1865 K nach 1900 s im Bereich mit der niedrigen Porosität beobachtet.

Bei den Untersuchungen des Schüttbetts im TMI-2-Unfalls wurde eine Stelle beobachtet (ein sogenannter Hot-Spot), welche nicht sofort gequencht wurde. In diesem Bereich nahm die Temperatur weiter zu und dort bildete sich ein Schmelze-Pool. Dort wurde eine maximale Temperatur von 1373 K festgestellt [88]. Die Abbildung 5-14 zeigt die Hot-Spots sowie die entsprechenden Temperaturen im Schüttbett.

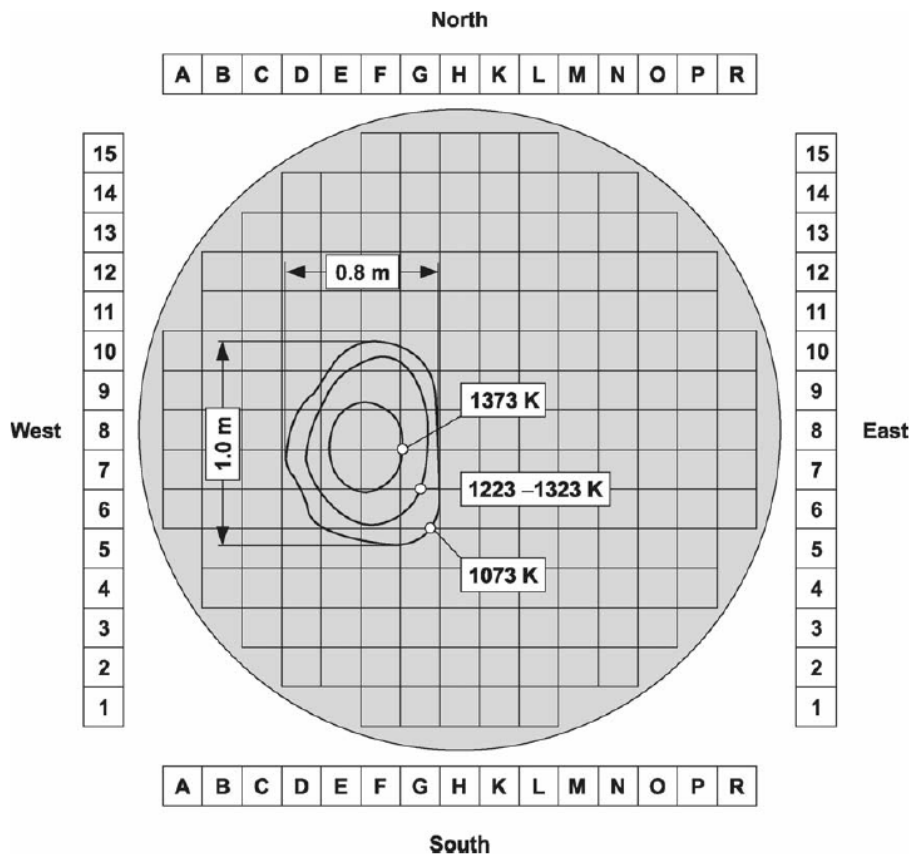


Abbildung 5-14: Darstellung der Hot-Spots im Schüttbett aus dem TMI-2-Unfall [88] (modifiziert)

In der Simulation mit MEWA 3D wurde auch ein Hot-Spot an derselben Stelle wie bei TMI-2 identifiziert. In diesem Bereich wurde eine maximale Partikeltemperatur von 1865 K beobachtet. Der Grund für die höhere Temperatur in der MEWA 3D-Berechnung ist, dass in der Simulation eine adiabatische Randbedingung an der Wand angenommen wurde. Das heißt, es wird keine Wärme durch die Wand des Reaktordruckbehälters abgegeben. Im realen TMI-2-Szenario wurde die Wärme an die Wand des RDB übertragen, durch diesen Wärmeverlust wurden niedrigere Temperaturen als in der Simulation erreicht. Die Abbildung 5-15 zeigt die Temperaturverteilung im Hot-Spot aus der Simulation mit MEWA 3D.

Partikeltemperatur [K]

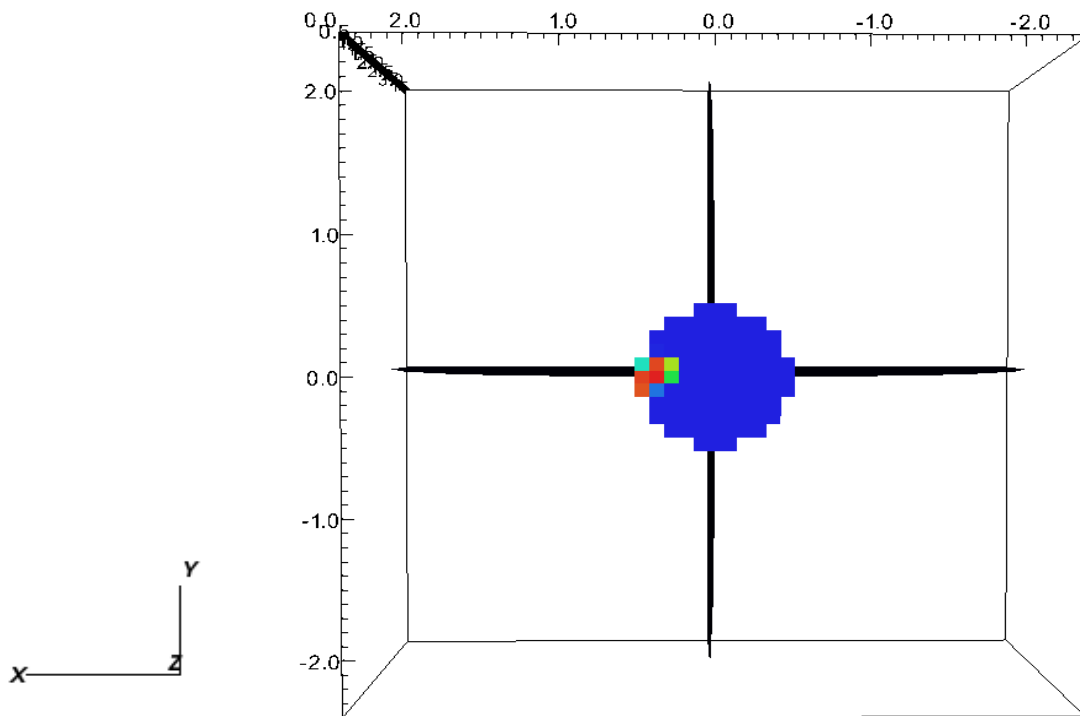
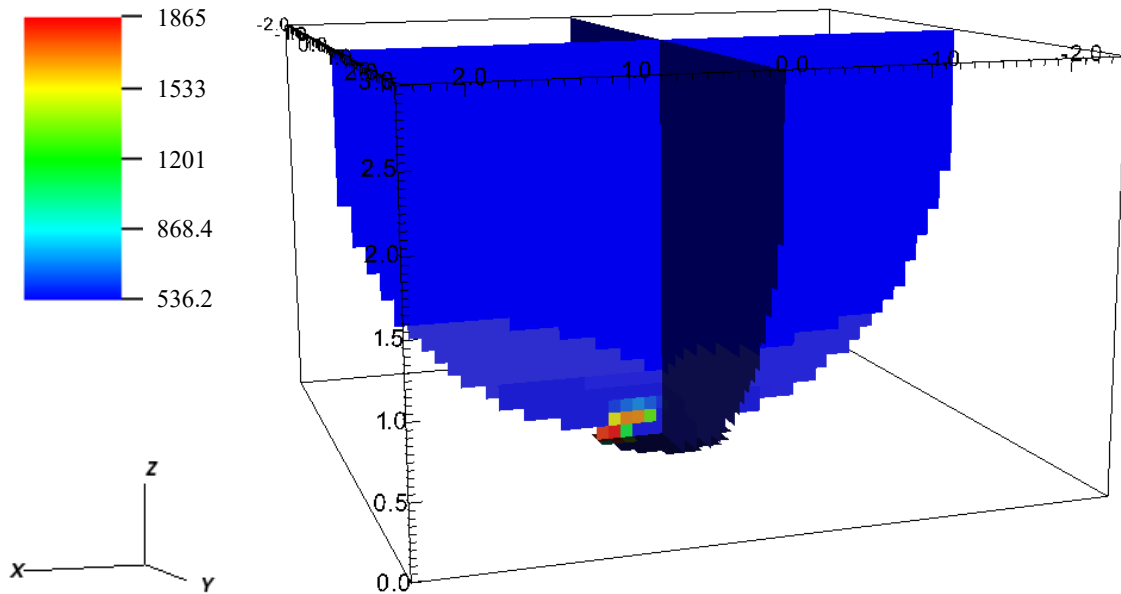


Abbildung 5-15: Darstellung der Hot-Spots im Schüttbett aus MEWA 3D-Simulation

Darüber hinaus wurde in dieser Konfiguration dasselbe Strömungsverhalten wie bei den vorherigen Konfigurationen beobachtet. Das Wasser dringt entlang der Wand des Reaktordruckbehälters in das Schüttbett ein und fließt mit dem entstandenen Dampf durch die obere Schicht. Die äußeren Bereiche werden nach und nach abgekühlt, abhängig von der Reibung zwischen

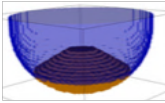
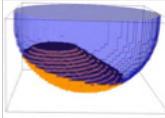
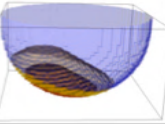
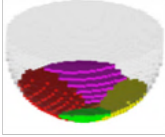
Partikeln und Fluiden, d. h. abhängig von der Partikelgröße bzw. Porosität. Die Verteilung der Partikeltemperatur (siehe Abbildung 5-13) zeigt, dass der Bereich mit der niedrigsten Porosität als letztes abgekühlt wird. Das deutet darauf hin, dass bei dieser Konfiguration unter den angenommenen Rand- und Anfangsbedingungen der Einfluss der Porosität überwiegt. Denn der Bereich mit den kleinsten Partikeln sowie die anderen Bereiche mit größeren Partikeln werden gleichzeitig abgekühlt.

Die Ergebnisse der Simulation mit MEWA 3D zeigen allgemein eine sehr gute qualitative Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den Untersuchungen des TMI-2-Unfalls.

5.1.3 Einfluss des Systemdruckes auf das Quenchverhalten

Aus den Validierungsrechnungen ist bereits bekannt, dass die Kühlbarkeit mit steigendem Systemdruck verbessert wird (siehe Kap. 4). Deshalb wurden die vorherigen Szenarien bei verschiedenen Systemdrücken simuliert.

Tabelle 5-2 Vergleich des Quenchverhaltens und des Systemdruckes für die untersuchten Szenarien

	Masse	Konfiguration	kühlbar ab
	40 t	rot. sym. homogen (ϵ , D_p)	6 bar
	40 t	nicht-rot.sym. homogen (ϵ , D_p)	6 bar
	40 t	nicht-rot.sym. inhomogen ($\epsilon_{70\%M} = 0.4$, $\epsilon_{30\%M} = 0.2$) ($D_p = 2.0$ mm)	100 bar
	20t	3D inhomogen ($\epsilon_{70\%M} = 0.4$, $\epsilon_{30\%M} = 0.2$) ($D_p = 6.0/ 1.5/ 2.0/ 3.0/ 2.5$ mm)	40 bar

Für die Berechnungen wurden dieselben Annahmen wie bei den Simulationen bei 10 bar betrachtet. Das Ziel dieser Untersuchungen war es, die Grenzen zu identifizieren, bei welchen Systemdrücken noch ein vollständiges Quenchen des Schüttbetts erreicht werden kann.

Die Tabelle 5-2 zeigt die Ergebnisse der Simulationen mit der Variation des Systemdruckes. Aus den Ergebnissen kann man wieder den großen Einfluss der Inhomogenitäten erkennen. Bei den Konfigurationen mit einer Masse von 40 t kann die nicht-rotationssymmetrische inhomogene Konfiguration, unter den betrachteten Annahmen, erst bei einem Systemdruck von 100 bar vollständig gequenchet werden im Gegensatz zu der ersten homogenen Konfiguration, welche bereits ab einem Systemdruck von 6 bar gequenchet werden kann. Bei der TMI-2 ähnlichen Konfiguration mit einer Masse von 20 t wurde festgestellt, dass diese Konfiguration ab einem Systemdruck von 40 bar vollständig gequenchet werden kann.

5.1.4 Fluten einer heißen Partikelschüttung im unteren Plenum eines Reaktordruckbehälters bei sich ändernder Nachzerfallsleistung

Für dieses Szenario wird als auslösendes Ereignis ein Kühlmittelverluststörfall mit einem mittleren Leck des Querschnitts 200 cm² im heißen Strang neben der Druckhalterzuleitung in einem 1300 MW_{el} Druckwasserreaktor (DWR) vom Typ KONVOI unterstellt. Der auslösende Störfall wurde mit ATHLET-CD modelliert [89]. Die folgende Tabelle 5-3 zeigt den berechneten Verlauf des Störfalls mit dem entsprechenden Ereignis.

Tabelle 5-3 Verlauf eines Kühlmittelverluststörfalls in einem DWR Typ KONVOI in Abhängigkeit der Zeit

Ereignis	Zeitpunkt
Leck beginnt	1000 s
Reaktorschnellabschaltung (RESA)	1006 s
Hockdruckeinspeisung	1009 s
Druckspeichereinspeisung	1589 s
Niederdruckeinspeisung	1810 s
Hockdruckeinspeisung beendet	1821 s
Niederdruckeinspeisung unterbrochen	3852 s
Reaktorkern beginnt auszutrocknen	4157 s
Oxidation der Hüllrohren	6410 s
Reaktorkern beginnt zu schmelzen	6951 s
RDB versagt	21740 s

In diesem Szenario wurde unterstellt, dass die Niederdruckeinspeisung nach 3852 s versagt und dass ab diesem Zeitpunkt kein Wasser mehr in den Reaktordruckbehälter eingespeist wurde. Das noch vorhandene Wasser fing an zu verdampfen, bis irgendwann der Reaktorkern zu schmelzen begann. Anschließend verlagerte sich die Schmelze in das untere Plenum.

Aus der ATHLET-CD-Simulation kann man erkennen, dass die Verlagerung von etwa 37 t geschmolzenem Kernmaterial nach etwa 8500 s begann, sie dauerte etwa 1000 s bei einem Systemdruck von 8 bar. Während der Verlagerung nahm die Nachzerfallswärme von 193 W/kg auf 151 W/kg ab. Für die Simulation der Partikelschüttung im unteren Plenum mit MEWA 3D wurde der in Rot dargestellte Zeitraum betrachtet. Für die Nachzerfallsleistung in der Simulation mit MEWA 3D wurden die Angaben aus der ATHLET-CD-Simulation (siehe Trometer [89]) herangezogen. Die Nachzerfallsleistung wurde während der Rechnung mit MEWA 3D von 193 W/kg auf 151 W/kg reduziert.

Für die Untersuchung mit MEWA 3D wurde eine konservative Betrachtung der gesamten Masse des Schüttbetts im unteren Plenum angenommen und deshalb eine größere Menge (40 t) als in der Simulation mit ATHLET-CD untersucht, bei der nur 37 t Schmelze bei $t = 8500$ s verlagert wurden. Für die Simulation mit MEWA 3D wurde angenommen, dass ein Teil der Schmelze (etwa 3 t) noch im Kern geblieben ist und diese verzögert verlagert wird, so dass das Schüttbett nach der vollständigen Verlagerung ins untere Plenum eine gesamte Masse von 40 t hat.

Das Ziel der MEWA 3D-Simulation war zu überprüfen, ob unter den angenommenen Voraussetzungen das Schüttbett vollständig auf Sättigungstemperatur abgekühlt werden kann. Dabei wurde angenommen, dass im unteren Plenum ausreichend Wasser vorhanden war, so dass die Kernschmelze fragmentieren und erstarren konnte. Unter diesen Bedingungen wurden analog zu den vorherigen Abschnitten 3 Schüttbettkonfigurationen untersucht: eine homogene rotationssymmetrische sowie zwei nicht-rotationssymmetrische (eine homogene und eine inhomogene). In der folgenden Tabelle sind die berücksichtigten Annahmen für die MEWA 3D-Untersuchungen dargestellt.

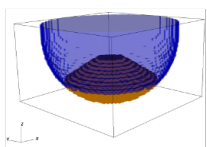
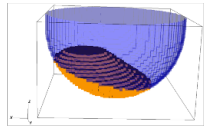
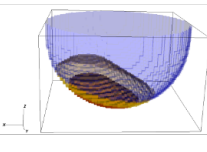
Tabelle 5-4 Anfangs- und Randbedingungen für das untersuchte Szenario bei sich ändernder Nachzerfallsleistung

Anfangs- Randbedingungen für die MEWA 3D Simulation	
Systemdruck	8 bar
Spezifische Nachzerfallsleistung	193 – 151 W/kg
Partikeltemperatur	1273 K
Masse der Partikelschüttung	40 t
Schüttbetthöhe	1.65 m
Partikeldurchmesser	2 mm
Porosität	0.4 (und 0.2)

Die Ergebnisse der Simulationen sind in der Tabelle 5-5 zu sehen. Analog zu den Untersuchungen in den vorherigen Abschnitten und unter der Voraussetzung, dass noch genügend Wasser vorhanden ist, konnten beide homogenen Konfigurationen nach etwa 2600 s vollständig auf

Sättigungstemperatur abgekühlt werden. Die maximale Partikeltemperatur bei beiden Konfigurationen blieb unterhalb von 2000 K.

Tabelle 5-5 Vergleich des Quenchverhaltens für die untersuchten Szenarien bei sich ändernder Nachzerfallsleistung

	Masse	Konfiguration	8 bar		
			max. Partikeltemperatur	Quenchzeit	Nachzerfallsleistung
	40 t	rot. sym. homogen (ϵ , D_p)	1900 K (t = 2266s)	2658 s	153
	40 t	nicht-rot.sym. homogen (ϵ , D_p)	1844 K (t = 2212s)	2662 s	153
	40 t	nicht-rot.sym. inhomogen ($\epsilon = 0.4 \rightarrow 0.7$ M) ($\epsilon = 0.2 \rightarrow 0.3$ M) ($D_p = 2.0$ mm)	2500 K (t = 4150s) 2800 K (t = 5220s)	-	-

Bei der inhomogenen Konfiguration wurde die Schmelztemperatur trotz abnehmender Nachzerfallsleistung bereits nach 5220 s erreicht. Die Ergebnisse zeigen wieder den großen Einfluss von Inhomogenitäten auf die Kühlbarkeit des Schüttbetts. Darüber hinaus weisen die Ergebnisse darauf hin, dass die Vor- und Nachteile der Druckentlastung im RDB im Hinblick auf die Kühlbarkeit der Partikelschüttung eventuell detaillierter untersucht werden sollten.

5.2 Ex-Vessel-Szenarien

Der Schwerpunkt der Untersuchungen in diesem Abschnitt liegt auf der Analyse der langfristigen Kühlbarkeit der Partikelschüttung, die sich beim Ausfließen von Schmelze in eine wassergefüllte Reaktorgrube bilden könnte.

Wie im Kapitel 1.2.1 beschrieben, würde beim Versagen des Reaktordruckbehälters die Kernschmelze in die Reaktorgrube austreten, und, abhängig von den Notfallmaßnahmen im Kernkraftwerk, könnte die Reaktorgrube mit Wasser gefüllt sein, wie es zum Beispiel in den finnischen und schwedischen Siedewasserreaktoren vorgesehen ist. Je nachdem, an welcher Stelle der RDB versagen würde, würden sich aus der Schmelze hinsichtlich der Beschaffenheit sowie der Geometrie unterschiedliche Konfigurationen und Geometrien für die Partikelschüttung ergeben.

Die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen hängt von verschiedenen Parametern ab, unter denen die geometrische Konfiguration eine sehr wichtige Rolle spielt. Um nicht-symmetrische Simulationen der Prozesse bei der Schüttbettkühlung durchführen zu können, ist es wichtig, die dreidimensionalen geometrischen Verhältnisse abzubilden, die sich als Folge von asymmetrischen Kernschmelzverlagerungsprozessen ergeben können.

Anhand der im Kapitel 4.2 beschriebenen und modellierten Experimente wurde festgestellt, dass sowohl die Geometrie als auch Inhomogenitäten in der Partikelschüttung einen sehr großen Einfluss auf die langfristige Kühlbarkeit haben. Deshalb werden hier unterschiedliche Konfigurationen sowohl symmetrischer als auch nicht symmetrischer sowie homogener und nichthomogener Partikelschüttungen untersucht.

5.2.1 Einfluss der Geometrie auf die langfristige Kühlbarkeit

Die Geometrie des Schüttbetts spielt eine bedeutende Rolle für die Untersuchung der Kühlbarkeit von Partikelschüttungen. Leider stehen nur wenig Informationen über die genaue Struktur und Gestalt solcher Schüttungen zur Verfügung. Im folgenden Szenario wird die Kühlbarkeit eines Schüttbetts mit einer Geometrie untersucht, die bei nicht zentralem Einfließen von Schmelze in eine wassergefüllte Reaktorgrube entstehen könnte (siehe Abbildung 5-16). Diese dreidimensionale Geometrie wird dann mit den 2D-Näherungsbetrachtungen sowie mit dem 3D-Modell abgebildet und mit MEWA 3D nachgerechnet, um herauszufinden, wie groß die Unterschiede von 2D-Approximationen zur 3D-Rechnung sind [91], [92].

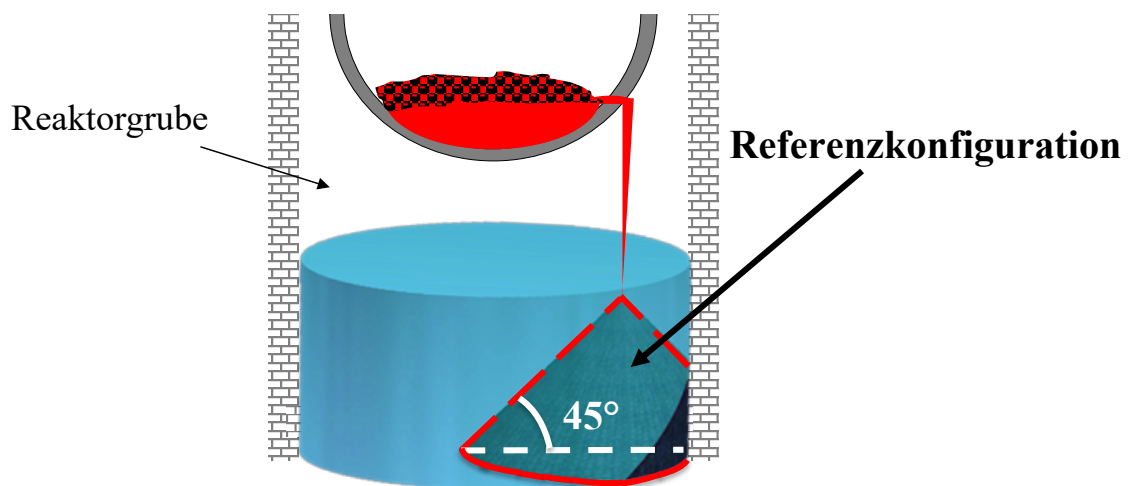


Abbildung 5-16: Schematische Darstellung des Schüttbetts in der Reaktorgrube

Für die Modellierung wurde ein Systemdruck von 3.15 bar angenommen, für die Partikelschüttungen eine Porosität von 0.4, ein Schüttwinkel von 45° , eine Schüttbetthöhe von 3.65 m sowie ein Partikeldurchmesser von 3 mm. Es wurden exemplarisch Rechnungen für die in Abbildung 5-17 dargestellten Schüttbettkonfigurationen durchgeführt, in denen jeweils eine Gesamtmasse von 190 t in unterschiedlicher geometrischer Form angeordnet wurde.

Um die Grenzen von einfachen Näherungsbetrachtungen besser identifizieren zu können, wurde für den ersten Fall eine eindimensionale Konfiguration gewählt, welche als eine Ebene in x- und z-Richtung (in y-Richtung Tiefe = 0 m) definiert wurde. Für den Fall 2 wurde angenommen, dass der Wassereintritt, und damit die Kühlung am äußeren Rand des Schüttbetts (siehe Abbildung 5-17, Fall 2D-Case 1), aufgrund der geringeren Höhe bzw. des kurzen Wegs für den Austritt des Dampfs bis zur Oberfläche leichter sein sollte als im Rest des Schüttbetts. Somit kann die Schüttung auf einen abgeschnittenen achsensymmetrischen Kegel mit einem Radius von 1.5 m reduziert werden, welcher mittels zylindrischer Koordinaten dargestellt wurde. Im Fall 3 (2D-Case 2) wird das ursprüngliche dreidimensionale Partikelbett durch eine 2D-Näherungsbetrachtung mittels kartesischer Koordinaten, die einem ebenen Schnitt durch die Schüttung entspricht, dargestellt und welche für die Simulation als eine Ebene in x- und z-Richtung (in y-Richtung Tiefe = 0 m) definiert wurde. Für den letzten Fall wurde die Referenzkonfiguration als dreidimensionales Modell betrachtet, dabei wurde die asymmetrische dreidimensionale Schüttbettkonfiguration in einer zylindrischen Reaktorgrube mit einem Durchmesser von 9 m simuliert. Für die Simulationen der Konfigurationen 1D, 2D (Case 1 und Case 2) wurde eine Zellgröße von 195.6 mm in x-Richtung und 200 mm in z-Richtung verwendet. Für die dreidimensionale Konfiguration wurde eine Zellgröße von 195.6 mm in x-Richtung und von jeweils 200 mm in z- und y-Richtung ausgewählt.

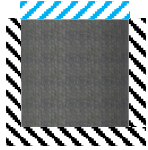
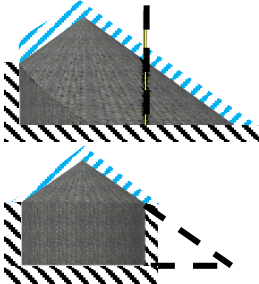
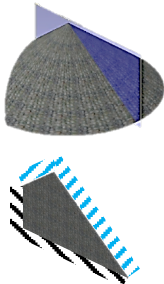
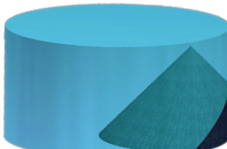
1D	2D		3D
	Case 1 (zyl. Koord)	Case 2 (karte. Koord)	
			
Homogenes Bett	Rotations-symmetrische Konfiguration	2D-Approximation Ebener Schnitt	Referenz Konfiguration
Konst: Höhe	Konst: Höhe, Winkel	Konst: Höhe, Breite	

Abbildung 5-17: Schematische Darstellung der untersuchten Schüttbettkonfigurationen mit der Wassereintrittsfläche (blaue Schraffierung) und den entsprechenden Wänden bzw. dem Boden (schwarze Schraffierung)

Bei den Simulationen wurde der Wärmestrom schrittweise in Abhängigkeit der Zeit erhöht, bis eine trockene Stelle (Dryout) im Schüttbett auftrat. Abbildung 5-18 zeigt den maximalen spezifischen Wärmestrom für alle untersuchten Szenarien bei dem gerade noch kein Dryout auftritt, was in diesem Fall den Zustand eines gequenchten Schüttbetts repräsentiert.

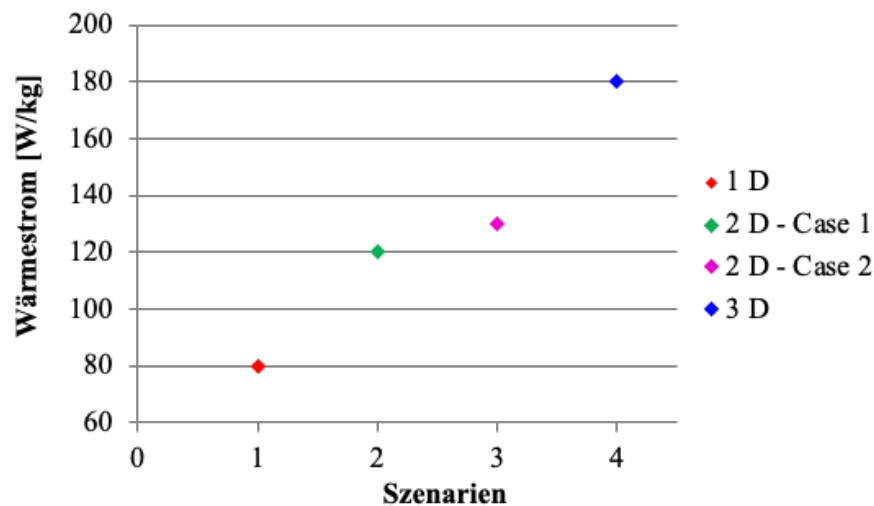


Abbildung 5-18: Maximal erlaubte spez. Wärmeströme ohne Dryout für die untersuchten Schüttbettkonfigurationen

Es zeigt sich, dass die eindimensionale Konfiguration einen geringeren abführbaren (Dryout) Wärmestrom im Vergleich zu den mehrdimensionalen Konfigurationen aufweist. In den Szenarien 2, 3 und 4 nimmt die Schüttbetthöhe seitlich ab. In diesem Bereich wird weniger Dampf produziert und damit besteht weniger Reibungswiderstand (Druckverlust) für das seitliche Eindringen des Wassers. Als Folge dessen stellt sich in der Partikelschüttung Naturumlauf ein. Damit werden bereits trockene Stellen im Schüttbett mit Wasser versorgt und gekühlt (siehe Abbildung 5-19 und Abbildung 5-20).

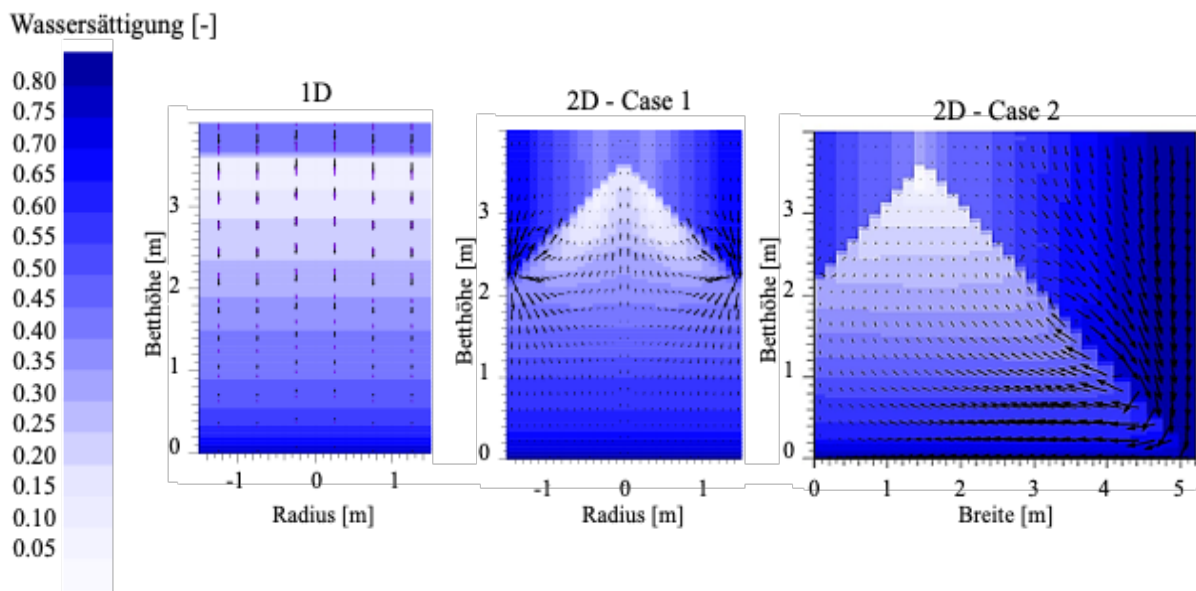


Abbildung 5-19: Verteilung des Wasseranteils (Farbskala) und der Wassergeschwindigkeiten (Pfeile) im Schüttbett für die 1D- und 2D-Konfigurationen

Der Vergleich zwischen den 2D-Konfigurationen und dem 3D-Fall zeigt, dass die Approximation einer ursprünglich dreidimensionalen Partikelschüttung durch 2D-Näherungsbetrachtungen einen geringeren abführbaren Wärmestrom aufweist. Grund für die Unterschätzung ist, dass das Verhältnis von Oberfläche (Wassereintrittsfläche) zu Volumen der Schüttung in der zweidimensionalen Betrachtung nicht korrekt dargestellt werden kann. In der Tabelle 5-6 ist das Verhältnis Oberfläche zu Volumen aller Konfigurationen dargestellt.

Die Ergebnisse zeigen, dass die dreidimensionale Simulation den höchsten maximalen spezifischen Wärmestrom sowie den höchsten Wert für das Verhältnis Oberfläche zu Volumen aufweist. Damit können Grenzen von 2D-Näherungsbetrachtungen sowie die Notwendigkeit einer 3D-Beschreibung deutlich erkannt werden.

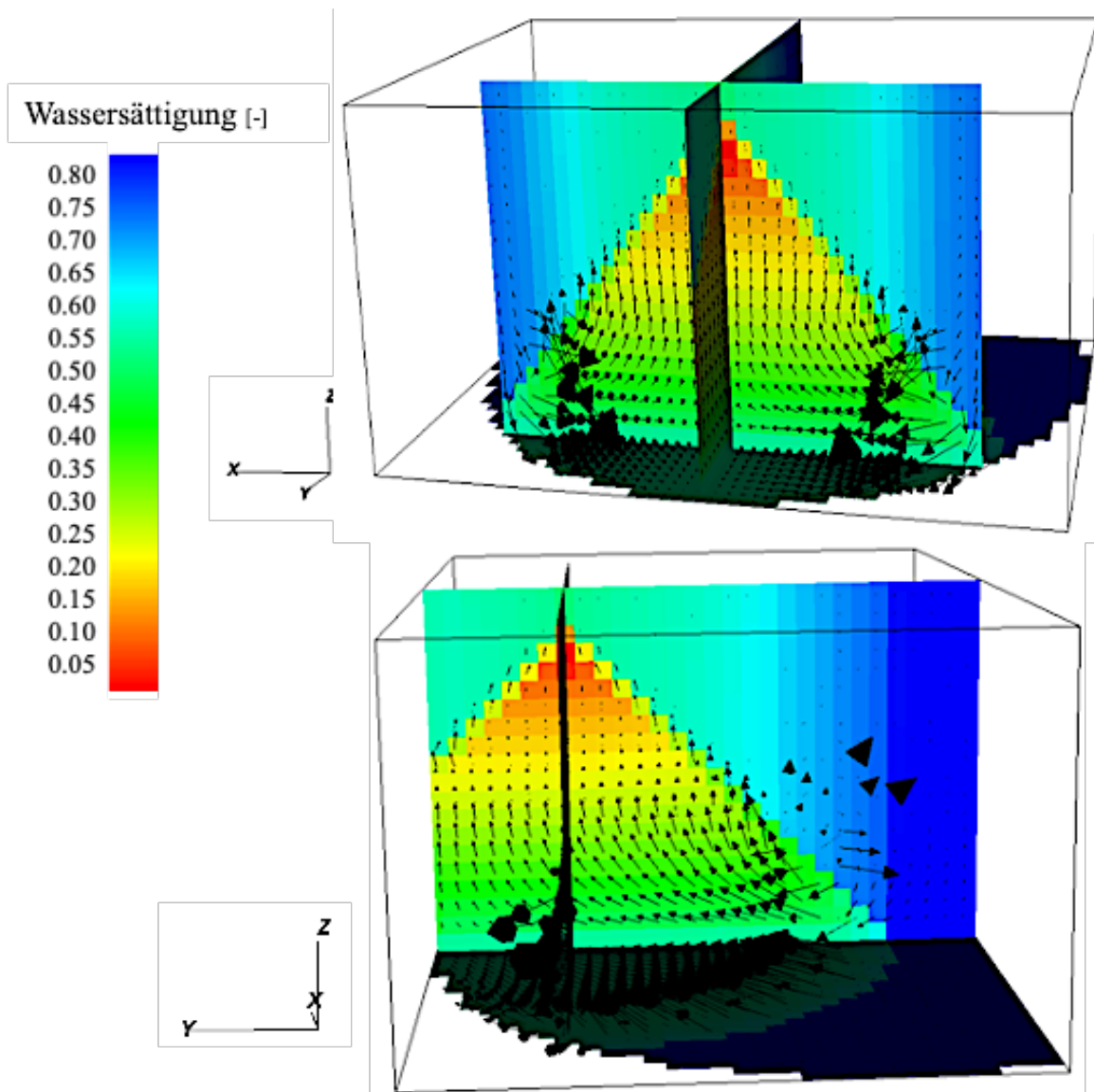


Abbildung 5-20: Verteilung des Wasseranteils (Farbskala) und der Wassergeschwindigkeiten (Pfeile) im Schüttbett für die 3D-Konfiguration

Tabelle 5-6: Max. spez. Wärmestrom und Verhältnis Oberfläche zu Volumen für alle untersuchten Konfigurationen

	1D	2D-Case 1	2D-Case 2	3D
Max. spez. Wärmestrom (W/kg)	80	120	130	180
Verhältnis Oberfläche zu Volumen		0.5	0.6	0.9

5.2.2 Einfluss der Homogenität auf die langfristige Kühlbarkeit

Anhand der Experimente zur langfristigen Kühlbarkeit bzw. der Dryout-Experimente wurde festgestellt, dass durch Bereiche mit unterschiedlicher Porosität die Kühlbarkeit stark beeinflusst wird. Der ungünstigste Fall entsteht durch Bereiche mit niedrigerer Porosität. Analog zu den Untersuchungen für die In-Vessel-Szenarien wurde auch hier eine inhomogene Konfiguration modelliert und mit der Referenzkonfiguration aus dem vorherigen Abschnitt verglichen.

Für das hier untersuchte Unfallszenario wurde ein Siedewasserreaktor mit einer thermischen Leistung von etwa 2700 MW_{th} als Referenz betrachtet. Die Simulation würde dem Zustand etwa 3 Stunden nach der Abschaltung entsprechen, d. h. die Partikelschüttung hätte eine Nachzerfallsleistung von 22 MW_{th} (siehe Abbildung 5-21).

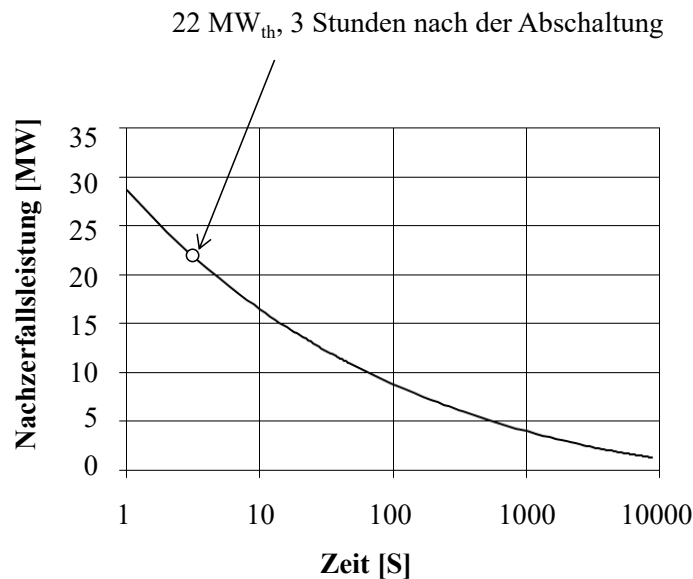


Abbildung 5-21: Nachzerfallsleistung in Abhängigkeit der Zeit für das postulierte Szenario

Es wurden dieselben Anfangs- und Randbedingungen wie im Abschnitt 5.2.1 angenommen: ein Systemdruck von 3.15 bar, für die Partikelschüttungen eine Porosität von 0.4, ein Schüttwinkel von 45° sowie ein Partikeldurchmesser von 3 mm. Darüber hinaus wurde angenommen, dass der aus dem RDB ausfließende Schmelze-Strahl nicht vollständig abgekühlt werden konnte, als Folge dessen bildete sich ein verdichteter Bereich im Schüttbett mit einer niedrigen Porosität

(Cake), umgeben von einer Schicht mit einer höheren Porosität. Für die verdichtete Region wurde eine Masse von 30 % der Gesamtmasse und eine Porosität von 0.25 angenommen [79].

In der Abbildung 5-22 ist ein Vergleich der homogenen und der inhomogenen Konfiguration zu sehen. Beide Konfigurationen haben eine Gesamtmasse von 190 t, aber unterschiedliche Abmessungen. Der Grund dafür ist der verdichtete Bereich, dieser Bereich beinhaltet durch die geringere Porosität mehr Masse als die umgebende Schicht mit höherer Porosität, deshalb wurden die Schüttbetthöhe sowie der Radius an die neue Massenverteilung angepasst. In der Abbildung 5-23 sind die Konfigurationen aus der Simulation mit MEWA 3D zu sehen. Die Simulationen wurden mit einer Zellgröße von 195.6 mm in x-Richtung und jeweils 200 mm in z- und y-Richtung durchgeführt.

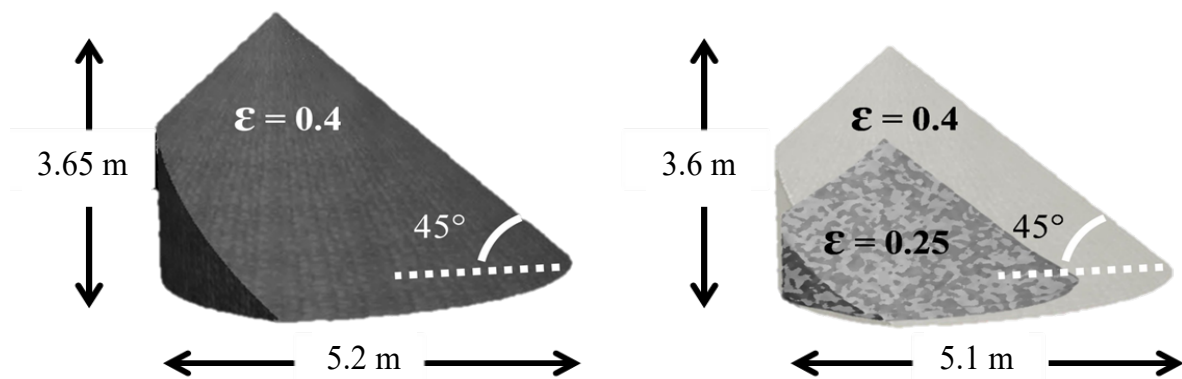


Abbildung 5-22: Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse der untersuchten homogenen und inhomogenen Partikelschüttungen

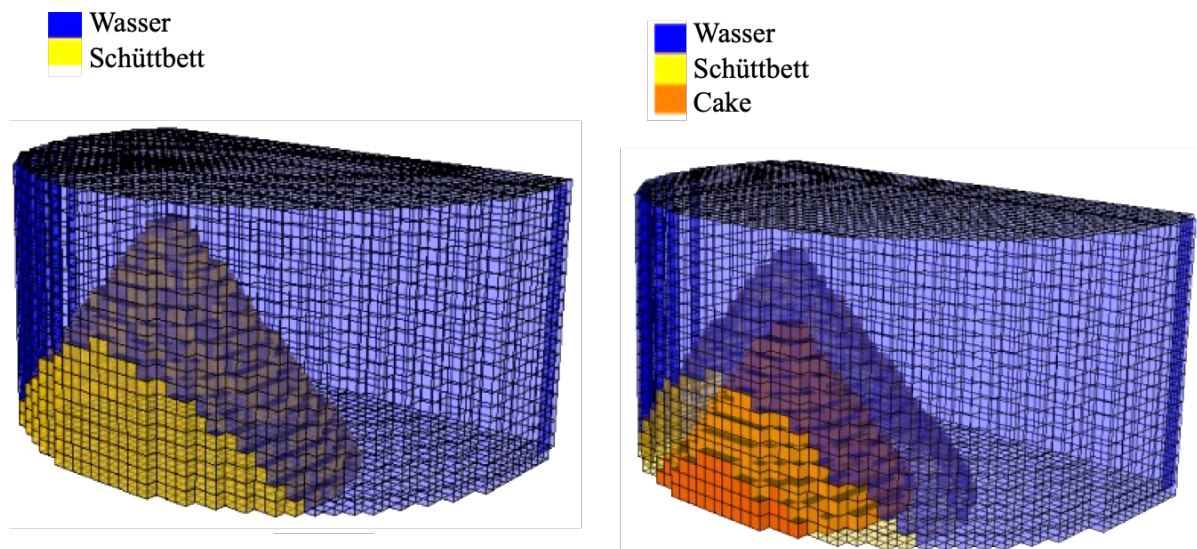


Abbildung 5-23: Darstellung der Konfigurationen in der Reaktorgrube mit MEWA 3D. Links: homogene Referenzkonfiguration. Rechts: inhomogene Konfiguration (mit Cake)

Für das untersuchte Szenario wurde der Wärmestrom, analog zu den Untersuchungen im vorherigen Abschnitt, schrittweise in Abhängigkeit der Zeit erhöht. Für die erste Konfiguration

wurde ein maximaler spezifischer Wärmestrom von 180 W/kg (ohne trockene Stelle im Schüttbett) bestimmt. Die zweite Konfiguration weist einen niedrigeren abführbaren Wärmestrom (115 W/kg) auf, etwa 30 % weniger als die erste Konfiguration.

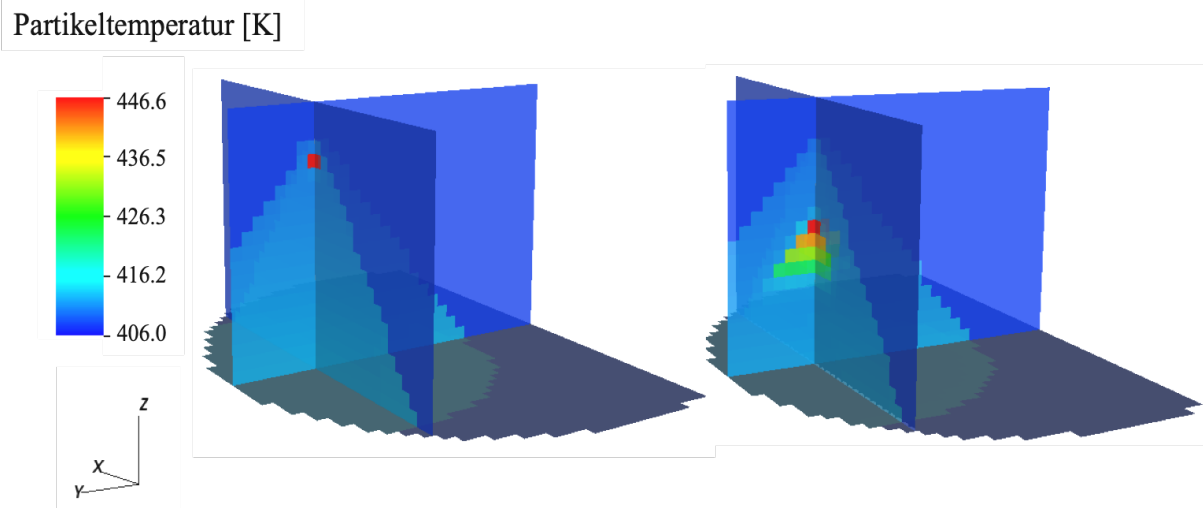


Abbildung 5-24: Verteilung der Partikeltemperatur im Schüttbett mit der ersten trockenen Stelle

Die Abbildung 5-24 zeigt die Verteilung der Partikeltemperatur im Schüttbett für die homogene und die inhomogene Konfiguration. In dieser Abbildung ist auch die erste trockene Stelle im Schüttbett zu sehen. Bei der homogenen Konfiguration tritt diese im oberen Bereich auf, bei der inhomogenen Konfiguration entsteht die erste trockene Stelle im oberen Teil im verdichteten Bereich (Cake).

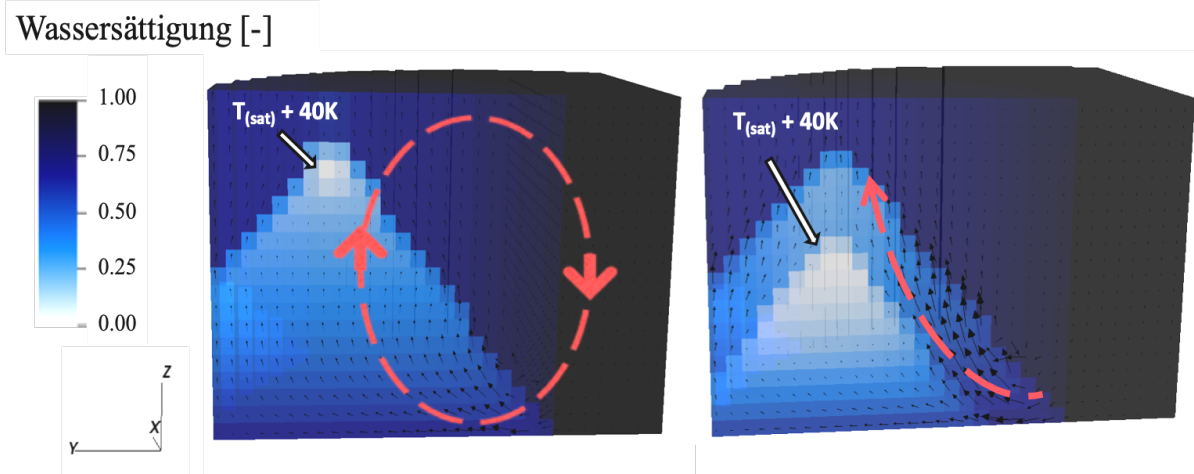


Abbildung 5-25: Verteilung des Wasseranteils (Farbskala) und der Wassergeschwindigkeiten (Pfeile) im Schüttbett für die 3D-Konfiguration

Mit Hilfe der Verteilung der Wassersättigung und der Strömungsmuster (siehe Abbildung 5-25) ist deutlich zu erkennen, dass sich in der homogenen Konfiguration ein Naturumlauf einstellt,

gegeben durch die Druckunterschiede im Schüttbett. In der zweiten Konfiguration fließt das Wasser hauptsächlich durch die obere Schicht mit der höheren Porosität und dem niedrigeren Widerstand.

Für das postulierte Unfallszenario wurde eine Nachzerfallsleistung von 120 W/kg bestimmt. Der Vergleich zwischen der beim Unfallszenario noch vorhandenen Nachzerfallsleistung mit den festgestellten max. abführbaren Wärmeströmen zeigt, dass unter den angenommenen Anfangs- und Randbedingungen nur die homogene Konfiguration langfristig abgekühlt werden kann. Das bedeutet, dass eine etwas realistischere inhomogene Konfiguration unter solchen Voraussetzungen nicht abgekühlt werden kann und nach einer gewissen Zeit wieder schmelzen könnte.

6 Diskussion der Ergebnisse

6.1 Validierung

Im Rahmen der Validierung von MEWA 3D wurden zwei Arten von Experimenten nachgerechnet: Quench-Experimente und Dryout-Experimente. Die Experimente zeigen folgende Ergebnisse:

- Quench-Experimente

Es wurden die DEBRIS- und die Tung&Dhir-Experimente nachgerechnet. Diese Experimente untersuchten das Quenchverhalten beheizter Schüttbetten. Beim DEBRIS-Experiment wurde die Anfangstemperatur und beim Tung&Dhir-Experiment die Homogenität des Schüttbetts variiert. Bei beiden Experimenten wurde festgestellt, dass das Fortschreiten der Quenchfront stark von der Druckdifferenz zwischen der Reservoir-Höhe (statischer Druck) und dem lokalen Druck im Schüttbett sowie von der Anfangstemperatur abhängig ist. Der lokale Druck im Schüttbett ist wiederum abhängig von der Reibung im Schüttbett und dieses ist durch die Beschaffenheit der Konfiguration (Partikelgröße, Schichten mit unterschiedlichen Partikelgrößen, Porosität oder Permeabilität) gegeben.

- Dryout Experimente

Hier wurden die COOLOCE-, POMECO-HT- und DEBRIS-Experimente numerisch simuliert. Die Experimente untersuchten die langfristige Kühlbarkeit des Schüttbetts mit diversen Variationen des Systemdrucks, der Heizmethoden, der Schüttbettgeometrie, der Schüttbettkonfiguration (homogene, inhomogene bzw. geschichtete), der Partikelgeometrie (kugelförmige, unregelmäßig geformte Partikel) und der Dimensionen. Bei den Experimenten wurde die maximale Heizleistung (Dryout-Leistung, Dryout-Wärmestromdichte) bestimmt, welche aus einem Schüttbett abgeführt werden kann. Allgemein wurde bei den Experimenten festgestellt, dass die langfristige Kühlbarkeit des Schüttbetts durch den Systemdruck, die Schüttbettgeometrie und die -beschaffenheit (Schichten mit unterschiedlicher Partikelgröße und -form sowie Porosität) maßgeblich bestimmt wird.

Die Experimente wurden mit MEWA 3D nachgerechnet. Die Simulationsergebnisse zeigen allgemein eine sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. MEWA 3D kann die in den Experimenten beobachteten Phänomene sehr gut wiedergeben. Darüber hinaus konnten durch die Simulationen die Phänomene im Schüttbett ver-

anschaulicht werden, z. B. durch das Strömungsmuster von Wasser und Dampf konnten Dampfblockaden sowie das Verhalten bei Anwesenheit von Inhomogenitäten sichtbar gemacht werden.

Zusammenfassend zeigen die Simulationsergebnisse der Validierungsrechnungen, dass bei ein- oder zweidimensionalen bzw. symmetrischen Konfigurationen, wie bei den DEBRIS- (Quenchen und zum Teil Dryout), Tung&Dhir-, COOLOCE- und POMECO-HT-Experimenten, eine zweidimensionale Betrachtung ausreichend ist. Aber für realistischere dreidimensionale Konfigurationen, wie zum Beispiel der azimuthalen Konfiguration bei dem DEBRIS-Experiment (Dryout), sind dreidimensionale Betrachtungen notwendig. Durch die Simulation mit MEWA 3D konnte übereinstimmend mit dem Experiment die Position der ersten trockenen Stelle im Schüttbett und die entsprechende Dryout-Leistung korrekt wiedergegeben werden. Im Hinblick auf Reaktorszenarien deutet das darauf hin, dass, um neue Erkenntnisse der Kühlbarkeit eines Schüttbetts gewinnen zu können, experimentelle Untersuchungen von dreidimensionalen Konfigurationen sowie die entsprechenden dreidimensionalen Simulationen erforderlich sind.

6.2 Sensitivitätsanalyse

Auch Bestandteil der vorliegenden Arbeit war es, die wichtigsten Parameter, welche den größten Einfluss auf die Kühlbarkeit haben, zu identifizieren und im Rahmen einer Parameteranalyse genauer zu untersuchen. Die Ergebnisse der Validierungsrechnungen zeigten, dass viele Parameter einen großen Einfluss auf die Kühlbarkeit der Partikelschüttungen haben. Bei den Experimenten wurden die Parameter einzeln variiert, aber allein mit diesen Ergebnissen war es nicht möglich zu identifizieren, welche Parameter den größten Einfluss haben. Um die Sensitivität der Ergebnisse untersuchen zu können, wurden daher ausgewählte Parameter für neue Nachrechnungen variiert. Mit den Simulationsergebnissen wurde die Dryout-Leistung für die entsprechenden Schüttbettkonfigurationen bestimmt. Für die Variation der Parameter wurde SUSA (Software for Uncertainty and Sensitivity Analysis) verwendet. Mit SUSA wurde eine Matrix mit den entsprechenden Zufallsdaten erstellt, welche dann in der Simulation mit MEWA 3D eingesetzt wurden. Die Sensitivitätsanalyse wurde für eine eindimensionale und eine zweidimensionale Konfiguration durchgeführt. Es wurden 100 Kombinationen für jede geometrische Konfiguration simuliert.

Die Ergebnisse zeigen sowohl bei der eindimensionalen als auch bei der zweidimensionalen Konfiguration, dass die Porosität den größten Einfluss auf die Kühlbarkeit hat. Bei den Partikeldurchmessern ist der Einfluss bei der eindimensionalen Konfiguration stärker als bei der zweidimensionalen. Dies deutet darauf hin, dass bei der Anwendung eindimensionaler Simulationen, diese zwar weniger Rechenzeit in Anspruch nehmen, die Ergebnisse aber empfindlicher reagieren. In mehrdimensionalen Simulationen wird die Wechselwirkung zwischen Einflussparametern besser abgebildet, dies führt zu realitätsnäheren Ergebnissen und demzufolge zu genaueren Schlussfolgerungen in Reaktorszenarien.

6.3 Reaktoranwendungen

In der letzten Phase der Arbeit wurden Reaktorszenarien analysiert: In-Vessel und Ex-Vessel. Für jede Phase wurden verschiedene Szenarien mit MEWA 3D untersucht. Die Modelle für diese Szenarien wurden anhand der Ergebnisse aus den Experimenten bzw. Validierungsrechnungen sowie aus der Sensitivitätsanalyse erstellt. Das Ziel dieser Untersuchungen war zu überprüfen, unter welchen Voraussetzungen die gewählte Partikelschüttung abgekühlt werden kann, so dass die Integrität der Barrieren in den jeweiligen Phasen noch erhalten bleibt.

Dafür wurde zunächst der Einfluss der Geometrie und der Beschaffenheit des Schüttbett untersucht. Es wurden symmetrische und nicht-rotationssymmetrische sowie homogene und inhomogene Konfigurationen mit einer Gesamtmasse von 40 t für die In-Vessel- und 190 t für die Ex-Vessel-Szenarien nachgerechnet. Die Ergebnisse zeigen sowohl bei den In-Vessel- auch bei den Ex-Vessel-Szenarien, dass durch einfache homogene Konfigurationen die Kühlbarkeit unter den angenommenen Anfangs- und Randbedingungen überschätzt wird. Demzufolge können diese Ergebnisse nicht mehr als konservativ betrachtet werden.

Im Rahmen der In-Vessel-Untersuchungen wurde die reale Konfiguration aus dem TMI-2-Unfall zum ersten Mal erfolgreich nachgerechnet. Für die Simulation mit MEWA 3D wurde eine sehr komplexe Konfiguration mit einer Gesamtmasse von 20 t erstellt, welche aus Bereichen mit unterschiedlicher Partikelgröße und Porosität bestand. Dafür wurden die Erkenntnisse aus dem Endzustand im TMI-2-Unfall hinsichtlich Schüttbettgeometrie und -beschaffenheit berücksichtigt. Die Ergebnisse aus der Simulation zeigen eine sehr gute qualitative Übereinstimmung mit den Erkenntnissen aus dem Endzustand. Der festgestellte Hot-Spot im Endzustand konnte in der MEWA 3D Simulation an derselben Stelle identifiziert werden. Aufgrund der Vernachlässigung der Wärmeverluste durch die RDB-Wand wurde eine höhere Partikeltemperatur in der Simulation beobachtet.

Nach der Analyse der Schüttbettgeometrie und -beschaffenheit stellte sich die Frage nach dem Einfluss des Systemdrucks in In-Vessel-Szenarien. Mit denselben geometrischen Konfigurationen wurden weitere Nachrechnungen mit Variation des Druckes durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen:

- Bei den Konfigurationen mit einer Masse von 40 t kann die nicht-rotationssymmetrische inhomogene Konfiguration, unter den betrachteten Annahmen, erst bei einem Systemdruck von 100 bar vollständig gequench werden im Gegensatz zu der ersten homogenen Konfiguration, welche bereits ab einem Systemdruck von 6 bar gequench werden kann.
- Bei der TMI-2-Konfiguration mit einer Masse von 20 t wurde festgestellt, dass diese Konfiguration unter den angenommenen Anfangs- und Randbedingungen ab einem Systemdruck von 40 bar vollständig gequench werden kann. Aus diesen Erkenntnissen kann man schließen, dass der hohe Systemdruck und die ausreichende Menge an Kühlmittel die Beendigung des TMI-2 Unfalls ermöglicht haben.

Die Ergebnisse der Szenarien mit der realistischeren inhomogenen Konfiguration bedeuten, dass der Systemdruck oberhalb des resultierenden Wertes liegen muss (bei einer Gesamtmasse von 40 t oberhalb von 100 bar und bei 20 t oberhalb von 40 bar) und dass ausreichend Kühlmittel im RDB vorhanden sein muss, um die Nachzerfallswärme aus dem Schüttbett abführen zu können.

Als Letztes wurde ein komplettes Unfallszenario betrachtet. Es wurde als auslösendes Ereignis ein Kühlmittelverluststörfall mit einem mittleren Leck des Querschnitts 200 cm² im heißen Strang neben der Druckhalterzuleitung in einem 1300 MW_{el} Druckwasserreaktor (DWR) vom Typ KONVOI angenommen. Der auslösende Störfall wurde mit ATHLET-CD modelliert, diese Ergebnisse wurden als Anfangs- und Randbedingungen für die Simulation mit MEWA 3D verwendet. Es wurde auch vorausgesetzt, dass die Nachzerfallsleistung über die Zeit abnimmt. Für das Schüttbett wurden die Konfigurationen aus den vorherigen Untersuchungen (Gesamtmasse von 40 t) verwendet. Die Ergebnisse aus MEWA 3D zeigten, dass bei einem Systemdruck von 8 bar nur die homogenen Konfigurationen abgekühlt werden konnten. Die inhomogene Konfiguration erreichte nach 5220 s die Schmelztemperatur.

Allgemein deuten die Ergebnisse aus den Validierungsrechnungen und den Reaktorszenarien darauf hin, dass der Systemdruck eine entscheidende Rolle spielt und dass, je niedriger der Systemdruck, desto schlechter die Kühlbarkeit der Partikelschüttung ist. Eine genauere Betrachtung der bestehenden Einspeisesysteme in einem Druckwasserreaktor des Typs KONVOI, welche über 3 Möglichkeiten für das Wiederauffüllen des Primärkreises verfügen (siehe Tabelle 6-1), zeigt, dass je nachdem, wie schnell das Kühlmittel verdampft oder verloren geht und wie schnell der Druck abgebaut wird, es nach der ersten Einspeisung (bei einem Druck kleiner von 110 bar) eine lange Phase gibt, bis wieder Wasser eingespeist werden kann (Druck kleiner als 26 bar oder kleiner als 11 bar). Bis dahin könnte das Schüttbett trocken liegen und eventuell wieder schmelzen. Dadurch würde sich eine Konfiguration einstellen, welche bei einer Wiedereinspeisung aufgrund von verdichteten Bereichen innerhalb des Schüttbetts auch nicht mehr abgekühlt werden könnte. Daraus leitet sich die Frage ab, ob eine Einspeisung bei einem Systemdruck zwischen 110 und 26 bar sinnvoll wäre. Um diese Frage beantworten zu können, sind weitere Untersuchungen erforderlich, um genau solche Szenarien zu analysieren und eventuell neue Erkenntnisse für die Notfallmaßnahmen ableiten zu können.

Tabelle 6-1 Wiederauffüllen des Primärkreises eines Druckwasserreaktors Typ KONVOI

Einspeisung	Druck	Redundanz	Einspeisemassenstrom
Hochdruck	< 110 bar	4x50%	77 kg/s
Druckspeicher	< 26 bar	8x50%	600 kg/s
Niederdruck	<11 bar	4x50%	325 kg/s

6.3.1 Einfluss des Gitters

Hinsichtlich des Gitters bzw. der Zellgröße wurde ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand getroffen. Denn Genauigkeit und Rechenaufwand einer Simulation hängen von der Feinheit des Gitters ab. Bei einem zu groben Gitter besteht dabei das Risiko, dass stark dynamische Bereiche im Schüttbett nicht ausreichend aufgelöst und deshalb die Phänomene falsch abgebildet werden. Ein zu feines Gitter kann wiederum einen sehr hohen Rechenaufwand und Instabilitäten in der Simulation zur Folge haben. Bei komplexen Simulationen mit Integralcodes oder Systemcodes wird der Schwerpunkt auf schnellere Ergebnisse bzw. kurze Laufzeit gelegt, deshalb werden die Komponenten als Ganzes oder mit einem groben Gitter abgebildet. In der Simulation mit MEWA 3D wurde eine Zellgröße von 90 bis 200 mm verwendet, welche im Vergleich zum Gitter in den Simulationen mit Integral- oder Systemcodes noch relativ klein ist. Deshalb können die Ergebnisse der Simulationen der Reaktorszenarien mit MEWA 3D als vertrauenswürdig und plausibel betrachtet werden. Darüber hinaus konnte durch die Simulation der TMI-2-Konfiguration gezeigt werden, dass MEWA 3D die Fähigkeit besitzt, die Phänomene im Schüttbett eines realen Unfalls sehr gut qualitativ abbilden zu können.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Während der verschiedenen Phasen im Verlauf eines schweren Reaktorstörfalls können Partikelschüttungen auftreten. Abhängig von dem Reaktordesign kann eine solche Partikelschüttung innerhalb des Druckbehälters, während der Verlagerung der geschmolzenen Brennelemente sowie Steuerstäbe und sonstigen Kerneinbauten, entweder in dem unteren Teil des Kerns oder nach Krustenversagen in dem unteren Plenum auftreten. Für ein Störfallszenario, in dem der Reaktordruckbehälter durchschmilzt, kann sich nach der Kernschmelzverlagerung in die wassergefüllte Reaktorgrube eine Partikelschüttung bilden. Die Kühlbarkeit solcher Schüttbetten ist von größter Bedeutung für die weitere Entwicklung oder die Beendigung eines schweren Störfalls. Einerseits ist durch die Bildung eines Schüttbetts die Kapazität, Wärme abzuführen, beeinträchtigt (durch die Vergrößerung der zur kühlenden Oberfläche), und als Folge dessen würde der Störfallfortschritt stark beschleunigt. Auf der anderen Seite kann durch die Bildung eines Schüttbetts und des daraus resultierenden Quenchprozesses eine zuvor nicht kühlbare Konfiguration (Schmelzsee) in eine kühlbare umgewandelt werden, so könnte der weitere Störfallverlauf gestoppt werden.

Die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen hängt von verschiedenen Parametern ab, unter denen mehrdimensionale Effekte, wie zum Beispiel die geometrische Konfiguration sowie Inhomogenitäten (durch Porosität oder Partikeldurchmesser) eine sehr wichtige Rolle spielen. Um realistische Simulationen der Prozesse in Reaktorszenarien durchführen zu können, ist es sehr wichtig, die tatsächlichen geometrischen Verhältnisse sowie die Beschaffenheit des Schüttbetts (Porosität und Partikeldurchmesser) zu berücksichtigen, die sich als Folge von asymmetrischen Kernschmelzverlagerungsprozessen und unterschiedlicher Fragmentierung von Partikeln ergeben.

Gesamtziel dieser Arbeit war es, ein geeignetes Werkzeug zu erstellen, welches realistischere, dreidimensionale, inhomogene Partikelschüttungen in Reaktorszenarien abbildet, um damit den Einfluss von mehrdimensionalen Effekten auf die Kühlbarkeit zu identifizieren und neue Erkenntnisse für geeignete Gegenmaßnahmen abzuleiten.

Dafür wurde der 2D-Simulationscode MEWA auf 3D erweitert. Eine umfassende Bewertung verifiziert die korrekte Implementierung der dritten Dimension sowie der Änderungen hinsichtlich der Struktur des Codes. Verifiziert wurde mittels einer Überprüfung der Funktionalität der neu implementierten Modelle sowie mittels Ergebnisanalysen bei Variationen der Anfangs- und Randbedingungen. Die Ergebnisse dieser Vergleiche zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der 2D- und der 3D-Version des MEWA-Codes, das deutet darauf hin, dass die Funktionalität des Codes durch die Erweiterung nicht beeinflusst wurde.

Als Nächstes folgt eine Validierung der neu implementierten und verifizierten Modelle in MEWA 3D hinsichtlich der relevanten Prozesse sowohl beim Quenchen (Quench-Experimente) als auch bei der langfristigen Kühlbarkeit (Dryout-Experimente) einer Partikelschüttung. Allgemein zeigen die Ergebnisse eine gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den Experimenten. MEWA 3D ist in der Lage, die wichtigsten Phänomene aus den Experimenten abzubilden.

In der letzten Phase der Arbeit wurden Reaktorszenarien untersucht: In-Vessel und Ex-Vessel. Für jede Phase wurden verschiedene Szenarien simuliert. Die Modelle für diese Szenarien resultieren aus den Ergebnissen der Experimente bzw. Validierungsrechnungen sowie aus der Sensitivitätsanalyse. Das Ziel war herauszufinden, unter welchen Voraussetzungen die Partikelschüttung abgekühlt werden kann, so dass die Integrität der Barrieren in den jeweiligen Phasen noch erhalten bleibt.

Im Rahmen der Analyse von realistischeren Reaktorszenarien wurde erstmalig das Schüttbett im unteren Plenum aus dem TMI-2-Unfall simuliert. Die Ergebnisse zeigen, dass MEWA 3D die Ergebnisse aus den Untersuchungen des Unfalls qualitativ sehr gut wiedergeben kann.

Die Validierungsrechnungen und die Untersuchungen von Reaktorszenarien zeigen zum einen, dass die mehrdimensionalen Effekte einen sehr großen Einfluss auf die Kühlbarkeit haben und dass weitere Untersuchungen erforderlich sind, um genaue Schlussfolgerungen für Notfallmaßnahmen abzuleiten. Zum anderen zeigen die Ergebnisse, dass MEWA 3D ein geeignetes Werkzeug für die adäquate Beschreibung und Beurteilung realistischerer Konfigurationen und mehrdimensionaler Effekte in Sicherheitsanalysen ist.

8 Literaturverzeichnis

- [1] U. S. Nuclear Regulatory Commission: Three Mile Island accident of 1979 knowledge management digest, NUREG/KM-0001, 2012.
- [2] U. S. Nuclear Regulatory Commission: Backgrounder on the Three Mile Island accident, 2013.
- [3] U. Büttner: Fukushima Daiichi, 11. März 2011, Unfallablauf, radiologische Folgen, Gesellschaft für Anlagen und Reaktorsicherheit, GRS-S-53, 2013.
- [4] Atomic Energy Society of Japan, The Fukushima Daiichi Nuclear Accident - Final Report of the AESJ Investigation Committee, 2015
- [5] A. Berkhan, M. Buck, G. Pohlner und S. Rahman: Modeling and Validation Basis of the MEWA code, Institut für Kernenergetik und Energiesystem (IKE), Universität Stuttgart, IKE 2-160, 2013.
- [6] D. Jacquemain: Nuclear power reactor core melt accidents, State of knowledge, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Fontenay-aux-Roses, Frankreich, 2015
- [7] S. M. An, J. H. Song, J.-Y. Kim, H. Kim, M. Naitoh: Experimental investigation on molten pool representing corium composition at Fukushima Daiichi nuclear power plant, Journal of Nuclear Materials, 478, S. 164-171, 2016.
- [8] B. R. Sehgal: Nuclear safety in light water reactors, Severe accident phenomenology, Elsevier/Academic Press, Amsterdam, Boston, 2012.
- [9] D. W. Akers, E. R. Carlson, B. A. Cook: TMI-2 Core Debris Grab Samples, Examination and Analysis, Report GENF-INF- 075, September 1986.
- [10] D. W. Akers and Mc Cardell: Core Materials Inventory and Behavior, Nuclear Technology, Vol. 87, 214-223 (1989).
- [11] T. L. Schulz: Westinghouse AP1000 advanced passive plant, Nuclear Engineering and Design, 236, S. 1547-1557, 2006.
- [12] M. Fischer: 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] H. Alsmeyer, W. Tromm: The COMET concept for cooling core melts: Evaluation of the experimental studies and use in the EPR, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6186, 1999.
- [14] D. Magallon: Characteristics of corium debris bed generated in large-scale fuel-coolant interaction experiments, Nucl. Eng. Des. 236, 1998-2009 (2006).
- [15] S. K. Wang, C. A. Blomquist, B. W. Spencer, L. M. Mc UMBER, J. P. Schneider: Experimental study of the fragmentation and quench behavior of corium melts in water, J. Transactions of the American Nuclear Society, 60, 26-30 (1989).

- [16] B. W. Spencer, K. Wang, C. A. Blomquist, L. M. Mc UMBER, J. P. Schneider: Fragmentation and quench behaviour of corium melt streams in water, NUREG/CR-6133, ANL-93/32, February 1994.
- [17] P. Kudinov, A. Karbojian, C. T. Tran: Experimental investigation of melt debris agglomeration with high melting temperature simulant materials, Proc. of OECD/NEA Workshop on Implementation of Severe Accident Management Measures, October 26-28, Böttstein, Switzerland, 2009.
- [18] P. Kudinov, A. Karbojian, W. M. Ma, M. Davydov, T. N. Dinh: A study of ex-vessel debris formation in a LWR severe accident, Proc. of ICAPP'07, May 13-18, Nice, France, 2007.
- [19] A. Karbojian, W. M. Ma, P. Kudinov, T. N. Dinh: A scoping study of debris formation in the DEFOR test facility, Nucl. Eng. Des., 239, 1653-1659 (2009).
- [20] A. Kaiser, W. Schütz, H. Will: PREMIX Experiments PM12-PM18 to Investigate the Mixing of a Hot Melt with Water, Report FZKA 6380, FZ Karlsruhe GmbH, 2001
- [21] F. Huber, A. Kaiser, W. Schütz, H. Will: PREMIX, an experimental approach to investigate the mixing of a hot Melt being poured into water, Second Int. Conf. On Advanced Reactor Safety, ARS'97, Orlando, USA, June 1-4, 1997.
- [22] J. S. Marshall, V. K. Dhir: Effect of overlying liquid layer on dryout heat flux measurements, Nuclear Science and Engineering, 91,109-113 (1985).
- [23] I. Catton, V. K. Dhir, C. W. Somerton: An experimental study of debris bed coolability under pool boiling conditions., Technical report, University of California, Los Angeles, 1983.
- [24] G. F. Stevens, R. Trenberth: Experimental studies of boiling heat transfer and dryout in heat generating particulate beds in water at 1 bar, In Proceedings of the Fifth Post Accident Heat Removal Information Exchange Meeting, pages 108-113, Nuclear Research Center Karlsruhe, 1982.
- [25] G. Hofmann: On the location and mechanisms of dryout in top-fed and bottom-fed particulate beds, Nuclear Technology, 65, S. 36-45, 1984.
- [26] M. Rashid, R. Kulenovic, E. Laurien, A. K. Nayak: Experimental results on the coolability of a debris bed with multidimensional cooling effects, J. Nucl. Eng. Des., 241, 4537-4543 (2011).
- [27] L. Li, S. Thakre, W. Ma, Coolability of Particulate Beds with Stratified Configuration and Triangular Shape, The 5th Review Meeting of SARNET2 WP5 COOL, Budapest, Hungary, September 3-5, 2012.
- [28] S. Thakre, L. Li, W. Ma: An experimental study on coolability of a particulate bed with radial stratification or triangular shape, Nuclear Engineering and Design, 276, S. 54-63, 2014.
- [29] S. Thakre, W. Ma: 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.
- [30] S. Thakre, On Fuel Coolant Interactions and Debris Coolability in Light Water Reactors, Dissertation, Division of Nuclear Power Safety Department of Physics Royal Institute of Technology, Stockholm, Schweden, May 2015

- [31] E. Takasuo, S. Holmström, T. Kinnunen, P. H. Pankakoski: The COOLOCE experiments investigating the dryout power in debris beds of heap-like and cylindrical geometries, *Nucl. Eng. Des.* 250, 687-700 (2012).
- [32] E. Takasuo, S. Holmström, T. Kinnunen, P. H. Pankakoski, V. Hovi, M. Ilvonen, S. Rahman, M. Bürger, M. Buck, G. Pohlner: Experimental and Computational Studies of the Coolability of Heap-like and Cylindrical Debris Beds, 5th European Review Meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2012), Cologne (Germany), March 21-23, 2012
- [33] E. Takasuo: An experimental study of the coolability of debris beds with geometry variations, *Annals of Nuclear Energy*, 92, S. 251-261, 2016.
- [34] I. Lindholm, S. Holmström, M. Miettinen, V. Lestinen, J. Hyvärinen, P. Pankakoski, H. Sjövall: Dryout heat flux experiments with deep heterogeneous particle bed, *Nucl. Eng. Des.*, 236, 2060–2074 (2006).
- [35] M. Rashid, R. Kulenovic, E. Laurien: Experimental results on the coolability of a debris bed with down comer configurations, *Nucl. Eng. Des.* 249, 104-110 (2012).
- [36] P.P. Kulkarni, M. Rashid, R. Kulenovic, A. K. Nayak: Experimental investigation of coolability behaviour of irregularly shaped particulate debris bed, *Nucl. Eng. Des.*, 240, 3067-3077 (2010).
- [37] C. Addabbo, A. Annunziato, D. Magallon: FARO Test L-24 Quick Look Report, European Commission Joint Research Centre ISPR, Technical Note No. I.97.185, 1997.
- [38] R. Silverii, D. Magallon: FARO LWR Programme Test L-31 Data Report, Technical Note, European Commission Joint Research Centre ISPR, No.I.99.100, INV- MFCI (99)-D035, 1999.
- [39] S. Leininger, R. Kulenovic, E. Laurien: Experimental Investigations on the Coolability of Stratified Debris Beds, 7th European Review meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2015), Marseille, France, 24-26 March 2015
- [40] S. Leininger, A. Hartmann, R. Kulenovic: Experimentelle Untersuchungen zu Kühlbarkeit und Fluten prototypischer Schüttbett-Konfigurationen - Phase I: Siede- und Dryout-experimente, Abschlussbericht zum BMWi-Vorhaben FKZ 1501466, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE 5-267, 2016.
- [41] S. Leininger: Experimentelle Untersuchungen der Kühlbarkeit prototypischer Schüttungskonfigurationen unter dem Aspekt der Reaktorsicherheit, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart, IKE 8-126, Februar 2017.
- [42] N. K. Tutut, T. Ginsberg, J. Klein, J. Klages, C. E. Schwarz: Debris bed quenching under bottom flood conditions, Brookhaven National Laboratory, NUREG/CR-3850, BNL-NUREG-51788, 1984.
- [43] G. Repetto, T. Garcin, S. Eymery, F. Fichot: Experimental program on debris reflooding (PEARL) – Results on PRELUDE facility, *Nuclear Engineering and Design*, 264, S. 176-186, 2013.
- [44] G. Repetto, N. Chikhi, F. Fichot: 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.

- [45] T. Ginsberg, J. Klein, J. Klages, Y. Sanborn, C. E. Schwarz, J. C. Chen, L. Wie: An experimental and analytical investigation of quenching of superheated debris beds under top reflood conditions, Report NUREG/CR-4493, 1986
- [46] D.H. Cho, L. Bova: Formation of dry pockets during water penetration into a hot particle bed, Trans. ANS 41, 418-419 (1983)
- [47] P. Schäfer, M. Groll, R. Kulenovic: Basic investigations on debris cooling, Nucl. Eng. Des. 236, 2104–2116 (2006).
- [48] V. X. Tung and V. K. Dhir: Quenching of debris beds having variable permeability in the axial and radial directions, Nucl. Eng. Des. 99, 275-284 (1987).
- [49] M. Rashid, S. Rahman, R. Kulenovic, M. Bürger, E. Laurien: Quenching experiments: Coolability of debris bed, Nuclear Technology, 181, S. 208-215, 2013.
- [50] M. Rashid: Coolability of volumetrically heated particle beds, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart, IKE 8-124, März 2017.
- [51] P. Chatelard, N. Reinke, S. Arndt, S. Belon, L. Cantrel, L. Carenini, K. Chevalier-Jabet, F. Cousin, J. Eckel, F. Jacq, C. Marchetto, C. Mun, L. Piar: ASTEC V2 severe accident integral code main features, current V2.0 modelling status, perspectives, Nuclear Engineering and Design, 272, S. 119-135, 2014.
- [52] K. Voelsing: Modular Accident Analysis Program 5 (MAAP5) Application Guidance: Desktop Reference for Using MAAP5 Software - PPhase 2 Report, EPRI, Palo Alto, CA, 3002005285, Tech. Rep., 2015.
- [53] L.L. Humphries, B.A. Beeny, F. Gelbard, D.L. Louie, J. Phillips: MELCOR Computer Code Manuals - Vol. 1 Primer and Users' Guide - Version 2.2.9541, Sandia National Laboratories (SNL), Tech. Rep., January 2017.
- [54] EPRI: Technical Foundation of Reactor Safety: Knowledge Base for Resolving Severe Accident Issues (Nr. 1020497). Palo Alto, CA, USA: EPRI Electric Power Research Institute, 2010
- [55] K. Trambauer, H. Austregesilo, C. Bals, F. Cester, H. Deitenbeck, W. Klein-Heßling, G. Lerchl, C. Müller, A. Papukchiev, J.-D. Schubert: Weiterentwicklung ATHLET / ATHLET-CD, Gesellschaft für Anlagen und Reaktorsicherheit, GRS-A- 3461, 2009.
- [56] F. Fichot, F. Duval, N. Tregoures, C. Bechaud, M. Quintard: The impact of thermal non-equilibrium and large-scale 2D/3D effects on debris bed reflooding and coolability, Nucl. Eng. Des. 236, 2144-2163 (2006).
- [57] M. Buck, M. Bürger, S. Rahman, G. Pohlner: Validation of the MEWA Model for Quenching of a Severely Damaged Reactor Core, Joint OECD/NEA EC/SARNET2 Workshop on In-Vessel Coolability, Oktober 12 – 14, Paris, Frankreich, 2009.
- [58] G. Pohlner, Z. Vujic, M. Bürger, G. Lohnert: Simulation of melt jet breakup and debris bed formation in water pools with IKEJET/IKEMIX, Nuclear Engineering and Design, 236, S. 2026-2048, 2006.
- [59] M. Buck: Modeling of the Late Phase of Core Degradation in Light Water Reactors, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesystem (IKE), Universität Stuttgart, IKE 2-153, November 2007
- [60] W. Schmidt: Influence of Multidimensionality and Interfacial Friction on the Coolability of Fragmented Corium, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesystem (IKE), Universität Stuttgart, IKE 2-149, May 2004.

- [61] M. Bürger, M. Buck, W. Schmidt, W. Widmann: Validation and application of the WABE Code: Investigations of constitutive laws and 2D effects on debris coolability, Nucl. Eng. Des., 236, 2164-2188 (2006).
- [62] S. Rahman: Coolability of Corium Debris under Severe Accident Conditions in Light Water Reactors, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesystem (IKE), Universität Stuttgart, IKE 2-155, November 2013.
- [63] W. Rohsenow: A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids, Trans. ASME 74, 969–976 (1952)
- [64] J. H. Lienhard: A Heat Transfer Textbook, 2nd ed. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1987.
- [65] S. Ergun: Fluid Flow Through Packed Columns, J. Chem. Eng. Progress, Vol. 48 (No. 29), 89-94, (1952).
- [66] R. J. Lipinski: A Model for Boiling and Dryout in Particle Beds. Sandia National Laboratories, SAND 82-9765, NUREG/CR-2646, 1982.
- [67] A. W. Reed: The effect of channeling on the dryout of heated particulated beds immersed in a liquid pool, PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1982.
- [68] K. Hu, T. G. Theofanous: On the measurement of dryout in volumetrically heated coarse particle beds, Int. J. Multiphase Flow 17 (4), 519–532, 1991.
- [69] T. Schulenberg, U. Müller: A refined model for the coolability of core debris with flow entry from the bottom, Proceedings of the Sixth Information Exchange Meeting on Debris Coolability, University of California, Los Angeles, EPRI NP-4455, March 1986.
- [70] V. X. Tung, V. K. Dhir: A hydrodynamic model for two-phase flow through porous media, J. Multiphase Flow, Vol. 14 (No. 1), 47–65, 1988.
- [71] D. Haga, Y. Niibori, T. Chida: Tracer responses in gas-liquid two-phase flow through porous media, Proceeding of the World Geothermal Congress, Kyushu, Tohoku, Japan, 2000.
- [72] T. Stürzel: Ultraschnelle Röntgen Tomographie zur Untersuchung Zweiphasiger Strömung in Porösen Medium, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart (IKE), IKE 8-118, 2013.
- [73] C. L. Rumsey, D. M. A. Poirier, R. H. Bush, C. E. Towne: CFD General Notation System, A User's Guide To CGNS, Document Version 3.1.3 , http://cgns.github.io/CGNS_docs_current/user/index.html
- [74] S. V. Patankar: Numerical Heat Transfer und Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1980
- [75] M. Buck, G. Pohlner, A. Hartmann, W. Hilali, C. D'Alessandro und C. Nigbur: Modellentwicklung zu Schmelzeverhalten und Kühlbarkeit in Reaktordruckbehälter und Sicherheitsbehälter, Institut für Kernenergetik und Energiesystem (IKE), Universität Stuttgart, IKE 2-171, 2018.
- [76] C. J. L. D'Alessandro: Improvement of Quench Front Modelling for Thermohydraulic System Codes, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart, IKE 2-162, 2020.

- [77] H. C. Weingardt: Parameterstudien mit MEWA-3D zur Untersuchung der Kühlbarkeit von Schüttsbetten bei schweren Störfällen in Leichtwasserreaktoren, Diplomarbeit, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart, IKE 8-D-147, August 2014.
- [78] G. Repetto, T. Garcin, M. Rashid, R. Kulenovic, W. M. Ma, L. Li: Investigation of Multidimensional Effects during Debris Cooling, 5th European Review Meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2012), March 21-23, Cologne (Germany), 2012
- [79] A. Hartmann, M. Buck, J. Starflinger: Validation and application of the MEWA 3D code for the investigation of multidimensional effects on debris coolability, The 10th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUT-HOS-10), Okinawa, Japan, December 14-18, 2014
- [80] A. Hartmann, M. Buck, J. Starflinger: Three-dimensional analysis on the coolability of inhomogeneous debris bed with the code MEWA 3D, The 2016 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2016), San Francisco (California), USA, April 17–20, 2016
- [81] H. Glaeser: GRS Method for Uncertainty and Sensitivity Evaluation of Code Results and Applications, Science and Technology of Nuclear Installations, Hindawi Publishing Corporation, Bd. 2008, Nr. Article ID 798901, 2008.
- [82] H. Glaeser: GRS Method for Uncertainty and Sensitivity Evaluation of Code Results and Applications, NURETH-14, Conference Workshop BEPU (Best Estimate code Plus Uncertainty), Toronto, Ontario, Canada, 25 September 2011.
- [83] M. Kloos: SUSA Version 3.6 User's Guide and Tutorial, Gesellschaft für Anlagen und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, GRS - P - 5, 2008.
- [84] H. Glaeser, B. Krzykacz-Hausmann, W. Luther, S. Schwarz, T. Skorek: Methodenentwicklung und exemplarische Anwendungen zur Bestimmung der Aussagesicherheit von Rechenprogrammergebnissen, GRS Abschlussbericht Reaktorsicherheitsforschung Vorhabens Nr.: RS1165, 2008
- [85] W. C. Müller: Review of debris bed cooling in the TMI-2 accident, Nuclear Engineering and Design, 236: 1965–1975 (2006).
- [86] N. Reinke, T. Drath, T. V. Berlepsch, H. E. Unger, M. K. Koch: Formation, characterization and cooling of debris – scenario discussion with emphasis on TMI-2, J. Nucl. Eng. Des 236, 1955–1964 (2006).
- [87] J. M. Broughton, P. Kuan, D. A. Petti und E.L. Tolman: A scenario of the TMI-2 accident, Nuclear Technology, Vol. 87, pp. 34-53 (1989).
- [88] J.R. Wolf, et al.: TMI-2 Vessel Investigation Project Integration Report, NUREG/CR-6197, TMI V(93)EG10, EGG-2734, Idaho National Engineering Laboratory, 1994.
- [89] A. Trometer: Investigations on the flooding behavior of a partially degraded reactor core, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart, IKE 2-157, Dezember 2016.
- [90] A. Hartmann, J. Starflinger: Entwicklung eines dreidimensionalen Modells und Rechen-codes zur Simulation von Schüttsbetten für Sicherheitsanalysen von schweren Reaktor-störfälle, Jahrestagung Kerntechnik, Stuttgart, 2012.
- [91] A. Hartmann, M. Buck, S. Rahman, J. Starflinger: Development of a three-dimensional model and computer code for the simulation of cooling of debris beds in the scope of the

safety analysis of severe accidents, The 2013 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2013), Jeju Island, Corea, April 14–18, 2013.

- [92] A. Hartmann, J. Starflinger: Entwicklung eines dreidimensionalen Modells und Rechen-codes zur Simulation von Schüttbetten für Sicherheitsanalysen von schweren Reaktor-störfälle, Jahrestagung Kerntechnik, Berlin, 2013.