

Hans-Georg Willschütz

**Thermomechanische Modellierung
eines Reaktordruckbehälters
in der Spätphase eines Kernschmelzunfalls**



Wissenschaftlich-Technische Berichte
FZR-447
Januar 2006

Hans-Georg Willschütz

**Thermomechanische Modellierung
eines Reaktordruckbehälters
in der Spätphase eines Kernschmelzunfalls**



Forschungszentrum
Rossendorf

**Thermomechanische Modellierung
eines Reaktordruckbehälters
in der Spätphase eines Kernschmelzunfalls**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

der Fakultät Maschinenwesen
der Technischen Universität Dresden

vorgelegt von

Hans-Georg Willschütz,
geboren am 1. September 1970 in Münster / Westf.

Dresden, September 2005

Promotionskommission:

Vorsitzender: Herr Prof. Dr.-Ing. habil. A. Dittmann

Gutachter: Herr Prof. Dr. rer. nat. F.-P. Weiß
Herr Prof. Dr. rer. nat. J. Knorr
Herr Prof. Dr.-Ing. H. Unger

Mitglieder: Herr Prof. Dr.-Ing. U. Gampe
Herr Dr.-Ing. habil. W. Lippmann

Tag der Verteidigung: 20. Dezember 2005

Diese Arbeit entstand in den Jahren 1999 bis 2005 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Sicherheitsforschung des Forschungszentrums Rossendorf in Dresden im Rahmen von Projekten, die vom Bundesministerium für Wirtschaft und Arbeit und von der Europäischen Union gefördert wurden. Einen Teil der Zeit, insgesamt mehr als ein halbes Jahr, habe ich während mehrerer Aufenthalte am Lehrstuhl für Kernkraftsicherheit der Königlichen Technischen Hochschule in Stockholm verbracht. Der Arthur-und-Aenne-Feindt Stiftung, Hamburg, sei für das Stipendium zur Finanzierung eines Teils der Auslandsaufenthalte gedankt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. F.-P. Weiß, dem Direktor des Instituts für Sicherheitsforschung. Seine tatkräftige Unterstützung dieser Arbeit, sein kritisches Lektorat und seine zahlreichen Hinweise und Ratschläge haben hilfreich zur Vervollständigung dieser Arbeit beigetragen.

Bedanken möchte ich mich auch bei den weiteren Gutachtern, Herrn Prof. em. Dr.-Ing. H. Unger und Herrn Prof. Dr. rer. nat. J. Knorr, für die bereitwillige Übernahme der Korreferate.

Meinen ganz besonderen Dank möchte ich meinem Abteilungsleiter, Herrn Dr.-Ing. E. Altstadt, aussprechen. Seine Unterstützung nicht nur bei Fragen in der Mechanik und Festigkeitslehre und seine außerordentlichen FEM- und Programmierkenntnisse haben wesentlich zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen.

Außerdem danke ich Herrn Prof. em. Dr. Bal Raj Sehgal und seinem sehr internationalen Team für die freundliche Aufnahme in Stockholm und die fruchtbare Zusammenarbeit an den FOREVER-Experimenten.

Den Mitarbeitern der Abteilung „Material- und Komponentensicherheit“ sei gedankt für die freundliche und kollegiale Arbeitsatmosphäre und für ihre vielfältige Unterstützung bei zahlreichen kleineren und größeren Fragen und für die Durchführung und Erläuterung der metallographischen Untersuchungen und ihrer Ergebnisse.

Schließlich möchte ich meiner Familie – ganz besonders meiner Frau Sylvia – für ideelle und tatkräftige Unterstützung während der Promotionszeit danken.

Dresden, im September 2005

Hans-Georg Willschütz

Kurzfassung

Für das unwahrscheinliche Szenario eines Kernschmelzunfalls in einem Leichtwasserreaktor mit Bildung eines Schmelzesees in der Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters (RDB) ist es notwendig, mögliche Versagensformen des RDB sowie Versagenszeiträume zu ermitteln, um die daraus resultierende mögliche Belastung des Sicherheitsbehälters bestimmen zu können. In dieser Arbeit wird ein integrales Modell entwickelt, das die Vorgänge im unteren Plenum beschreibt. Dabei sind zwei prinzipielle Modellbereiche zu unterscheiden: Das Temperaturfeld in der Schmelze und im RDB wird mit einem thermodynamischen Modell berechnet, während für die Strukturanalyse des RDB ein mechanisches Modell verwendet wird.

Zunächst werden das betrachtete Unfallszenario dargestellt und die bisher in den letzten drei Dekaden weltweit durchgeführten wesentlichen analytischen, experimentellen und numerischen Untersuchungen diskutiert. Anschließend werden die auftretenden physikalischen Vorgänge analysiert. Gleichzeitig werden Skalierungsunterschiede zwischen den in dieser Arbeit betrachteten Experimenten der FOREVER-Reihe und einem prototypischen Szenario herausgearbeitet.

Das thermodynamische und das mechanische Modell können rekursiv gekoppelt werden, wodurch die wechselseitige Beeinflussung berücksichtigt werden kann. Insbesondere werden damit neben der Temperaturabhängigkeit der Materialparameter und den thermisch induzierten Spannungen im mechanischen Modell auch die Rückwirkungen der Behälterverformung auf das Temperaturfeld selber erfasst.

Für die Kriech- und Schädigungssimulation werden in dieser Arbeit neue Verfahren angewendet. Durch die Entwicklung und den Einsatz einer Kriechdatenbasis konnte die bei sehr unterschiedlichen Temperaturen, Spannungen und Dehnungen ungeeignete Verwendung einzelner Kriechgesetze umgangen werden. Aufbauend auf experimentellen Untersuchungen wurde eine Kriechdatenbasis für einen RDB-Stahl entwickelt und an Hand von Kriechversuchen verschiedener Geometrie und Dimension validiert.

Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass das gekoppelte Modell prinzipiell in der Lage ist, die Behälterdeformation im Falle der skalierten FOREVER-Experimente exakt zu beschreiben bzw. vorherzusagen. Unsicherheiten bezüglich der Versagenszeit resultieren aus nicht exakt bekannten Materialparametern und Randbedingungen.

Die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich wie folgt zusammenfassen: Aufgrund des thermodynamischen Verhaltens eines großen Schmelzesees mit inneren Wärmequellen erfolgt die höchste thermomechanische Belastung des RDB im oberen Drittel der Bodenkalotte. Dieser Bereich wird als heißer Fokus bezeichnet. Der untere Bereich der Kalotte weist hingegen eine höhere Festigkeit auf und verlagert sich deswegen bei entsprechender Belastung des RDB im wesentlichen senkrecht nach unten. Bei einer externen Flutung besteht auch bei hohen Innendrücken

für einen Reaktor großer Leistung (KONVOI) die Möglichkeit, die Schmelze im RDB zurückzuhalten. Ohne interne oder externe Flutung besteht für das betrachtete Szenario keine Aussicht für eine Schmelzerückhaltung im RDB.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen wurden zwei Patente abgeleitet. Dabei handelt es sich um passiv wirkende Einrichtungen zur Schadensbegrenzung: Die erste reduziert durch Abstützen des unteren Kalottenzentrums die Maximalspannungen im hochbeanspruchten Bereich des heißen Fokus und kann damit ein Versagen verhindern oder zumindest verzögern. Die zweite Einrichtung ermöglicht die passive Auslösung einer Flutung, indem die Abwärtsbewegung der Kalotte zur Steuerung genutzt wird. Hierdurch kann beispielsweise ein Ventil geöffnet werden, um Wasser aus im Gebäude höher angeordneten Reservoirs in die Reaktorgrube zu leiten.

Abweichend von bisherigen Annahmen kann im Hinblick auf die Entwicklung zukünftiger Baulinien festgehalten werden, dass eine Kernschmelzerückhaltung im Reaktordruckbehälter auch für Reaktoren größerer Leistung möglich ist.

Abstract

Considering the late in-vessel phase of an unlikely core melt down scenario in a light water reactor (LWR) with the formation of a corium pool in the lower head of the reactor pressure vessel (RPV) the possible failure modes of the RPV and the time to failure have to be investigated to assess the possible loadings on the containment. In this work, an integral model was developed to describe the processes in the lower plenum of the RPV. Two principal model domains have to be distinguished: The temperature field within the melt and RPV is calculated with a thermodynamic model, while a mechanical model is used for the structural analysis of the vessel wall.

In the introducing chapters a description is given of the considered accident scenario and the relevant analytical, experimental, and numerical investigations are discussed which were performed worldwide during the last three decades. Following, the occurring physical phenomena are analysed and the scaling differences are evaluated between the FOREVER-experiments and a prototypical scenario.

The thermodynamic and the mechanical model can be coupled recursively to take into account the mutual influence. This approach not only allows to consider the temperature dependence of the material parameters and the thermally induced stress in the mechanical model, it also takes into account the response of the temperature field itself upon the changing vessel geometry.

New approaches are applied in this work for the simulation of creep and damage. Using a creep data base, the application of single creep laws could be avoided which is especially advantageous if large temperature, stress, and strain ranges have to be covered. Based on experimental investigations, the creep data base has been developed for an RPV-steel and has been validated against creep tests with different scalings and geometries.

It can be stated, that the coupled model is able to exactly describe and predict the vessel deformation in the scaled integral FOREVER-tests. There are uncertainties concerning the time to failure which are related to inexactly known material parameters and boundary conditions.

The main results of this work can be summarised as follows: Due to the thermodynamic behaviour of the large melt pool with internal heat sources, the upper third of the lower RPV head is exposed to the highest thermo-mechanical loads. This region is called hot focus. Contrary to that, the pole part of the lower head has a higher strength and therefore relocates almost vertically downwards under the combined thermal, weight and internal pressure load of the RPV.

On the one hand, it will be possible by external flooding to retain the corium within the RPV even at increased pressures and even in reactors with high power (as e.g. KONVOI). On the other hand, there is no chance for melt retention in the considered scenario if neither internal nor external flooding of the RPV can be achieved.

Two patents have been derived from the gained insights. Both are related to passively working devices for accident mitigation: The first one is a support of the RPV lower head pole part. It reduces the maximum mechanical load in the highly stressed area of the hot focus. In this way, it can prevent failure or at least extend the time to failure of the vessel. The second device implements a passive accident mitigation measure by making use of the downward movement of the lower head. Through this, a valve or a flap can be opened to flood the reactor pit with water from a storage reservoir located at a higher position in the reactor building.

With regard to future plant designs it can be stated - differing from former presumptions - that an In-Vessel-Retention (IVR) of a molten core is possible within the reactor pressure vessel even for reactors with higher power.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2	Ausgangssituation und bisherige Arbeiten	5
2.1	Ausgangssituation	5
2.2	Bisherige Arbeiten zur In-Vessel-Retention.....	8
2.2.1	Arbeiten zum Verhalten eines Schmelzesees	9
2.2.1.1	Die Prandtl-Zahl	10
2.2.1.2	Die Nußelt-Zahl	11
2.2.1.3	Die Rayleigh-Zahl	12
2.2.1.4	Diskussion der bisherigen Experimente	14
2.2.2	Arbeiten zum mechanischen Materialverhalten	16
2.2.2.1	Kriechen	16
2.2.2.2	Zug- und Kriechversuche	19
2.2.2.3	Reproduzierbarkeit der Festigkeitseigenschaften.....	21
2.2.2.4	Experimente mit komplexeren Spannungszuständen.....	24
2.2.3	Außenflutung des RDB	27
2.2.4	Reaktoren mit Schmelzerückhaltungskonzepten	29
2.2.5	Innovative Entwicklungen zur In-Vessel-Retention	29
2.3	Verbleibende Fragestellungen	30
3	Bewertung der physikalischen Vorgänge	32
3.1	Geometrische Anordnung	32
3.1.1	Geometrie des Behälters	33
3.1.2	Aufbau des Schmelzesees in der Bodenkalotte	35
3.2	Stoffwerte.....	37
3.3	Abschätzung der thermischen Vorgänge.....	38
3.3.1	Betrachtung der Wärmequellen	38
3.3.2	Wärmetransport.....	41
3.3.3	Wärmestrahlung und Konvektion.....	42
3.3.4	Abschätzung der Behälteraußenwandtemperatur	45
3.3.5	Temperaturerfassung mit Thermoelementen.....	46
3.4	Chemische Vorgänge und Diffusion.....	48
3.5	Mechanische Einflussgrößen.....	50
3.5.1	Eigengewicht	50
3.5.2	Innendruck.....	50
3.5.3	Thermische Spannungen.....	51
3.5.4	Kriechen	51
3.6	Rückkopplungseffekte	52
3.6.1	Temperaturanstieg durch mechanische Verformung.....	52

3.6.2	Temperaturfeldänderung durch Geometrieänderung.....	53
3.7	Skalierungsbetrachtung.....	55
4	Aufbau des integralen Finite Elemente Modells	57
4.1	Materialeigenschaften	57
4.1.1	Thermofluiddynamische Eigenschaften der Schmelzen.....	58
4.1.2	Wärmestrahlungseigenschaften der freien Oberflächen	59
4.1.3	Materialeigenschaften des Stahls	59
4.1.3.1	Dichte.....	60
4.1.3.2	Ausdehnungskoeffizient.....	60
4.1.3.3	Wärmeleitfähigkeit	61
4.1.3.4	Wärmekapazität	61
4.1.3.5	Elastizitätsmodul	62
4.1.3.6	Zusammenfassung der rein temperaturabhängigen Eigenschaften....	62
4.1.4	Elastisch-viskoplastische Eigenschaften des Stahls	63
4.1.4.1	Modellierung des plastischen Materialverhaltens.....	65
4.1.4.2	Kriechmodell und Kriechdatenbasis.....	67
4.2	Thermisches Modell	73
4.2.1	Temperaturfeldberechnung mit CFD.....	73
4.2.2	Das Modell der effektiven Wärmeleitfähigkeit	77
4.2.3	Wärmestrahlungsmodell für die freien Oberflächen	84
4.2.4	Validierung des thermischen Modells.....	85
4.3	Mechanisches Modell.....	85
4.3.1	Vernetzung des Behälters.....	86
4.3.2	Belastungen und Randbedingungen	86
4.3.3	Schädigungsermittlung.....	87
4.4	Kopplung der thermischen und mechanischen Submodelle.....	88
4.4.1	Allgemeine Modelldefinition.....	90
4.4.2	Thermisches Submodell.....	91
4.4.3	Mechanisches Submodell	92
4.4.4	Submodell für die Schmelzedeformation.....	94
4.4.5	Zusammenfassung der Submodelle und Elementtypen.....	94
4.4.6	Die PESCOTA-Prozedur	95
5	Validierung des numerischen Modells	99
5.1	Einachsige Kriechversuche	99
5.2	Übertragbarkeit der Materialdatenbasis	102
5.3	Rohrversagensexperimente.....	105
5.3.1	Die RUPATHER-Experimente	105
5.3.2	Das MPA-Meppen Experiment.....	108
5.4	Die FOREVER-Experimente	109
5.4.1	Allgemeiner Experimentaufbau	110

5.4.2	FOREVER-EC2	115
5.4.2.1	Analyse der Temperaturen	115
5.4.2.2	Analyse der mechanischen Größen	117
5.4.2.3	Analyse der Schädigung.....	122
5.4.3	FOREVER-EC3b	123
5.4.4	FOREVER-EC4	124
5.5	Metallographische Untersuchungen.....	126
6	Betrachtung eines prototypischen Szenarios	128
6.1	Sensitivitätsanalyse für das FOREVER-Szenario	128
6.1.1	Referenzrechnung	128
6.1.2	Einfache Kopplung.....	130
6.1.3	Behälter ohne Einbauten	130
6.1.4	Homogene Wärmefreisetzung in gesamter Schmelze.....	131
6.1.5	Kombination von Wärmefreisetzung in gesamter Schmelze und fehlenden Einbauten	131
6.1.6	Zusammenfassung der Sensitivitätsanalyse.....	132
6.2	Modellierung der Behälterwandablation	132
6.3	Das prototypische Szenario	133
6.3.1	Niederdruckszenario mit Außenflutung.....	135
6.3.2	Hochdruckszenario mit Außenflutung.....	139
7	Schlussfolgerungen und Empfehlungen.....	144
7.1	Analyse der Experimente und Rechnungen	144
7.2	Einführung eines Kriechschemels.....	146
7.3	Passive Steuerungseinrichtung für eine Flutung.....	149
7.4	Empfehlungen für zukünftige Arbeiten	150
7.4.1	Freisetzung gasförmiger Spaltprodukte	150
7.4.2	Chemische Wechselwirkungen.....	150
7.4.3	Kontaktwärmeübergangswiderstand.....	151
7.4.4	Emissionskoeffizient	151
7.4.5	Berücksichtigung der Neutronenversprödung.....	151
8	Schlussbetrachtung.....	152
9	Literatur	155
10	Anhang.....	161

Abbildungsverzeichnis

Bild 1.1: Endzustand des zerstörten Kerns von TMI-2 /KOC 2003/.....	2
Bild 2.1: Prinzipieller Verlauf einer Kriechkurve und der in den jeweiligen Kriechstadien zu beobachtenden metallographischen Befunde (nach Heinrich /HEI 1991/).	17
Bild 2.2: Darstellung der Spannungs-Dehnungs-Verhältnisse in Zug- und Kriechversuchen am Beispiel REVISA-Ergebnisse für den Stahl 16MND5 bei 800 °C.....	20
Bild 2.3: Proben aus LHF-Material von Kriechversuchen bei verschiedenen Nominalspannungen und Temperaturen /MON 2000/.....	21
Bild 2.4: Proben aus OLHF-Material von Kriechversuchen bei verschiedenen Nominalspannungen und Temperaturen /MON 2000/.....	21
Bild 2.5: Wahre Kriechdehnungen über der Zeit von Kriechproben eines LHF-Tests und eines OLHF-Tests. (Kurven aus Daten von Mongabure generiert.).....	22
Bild 2.6: Kriechkurven für die Stähle 16MND5 und 20 MnMoNi 5 5 bei einer Temperatur von 800 °C und einer Nominalspannung von 65 MPa.	23
Bild 2.7: Siedekurve für Wasser bei 1 bar (aus VDI-Wärmeatlas 2002).	27
Bild 3.1: Geometrieregionen bei einer Kernschmelzerückhaltung im RDB.	33
Bild 3.2: 3D-FE-Modell für die FOREVER-EC3-Tests mit eingeschweißten INCONEL-Durchdringungen.	34
Bild 3.3: Schnitt durch die erstarrte Schmelze und den Tiegel des MASCA-RCW1-Experiments.	36
Bild 3.4: Verlauf der Nachzerfallswärmeleistung insgesamt und innerhalb des Kernschmelzesees für einen KONVOI-Reaktor bei hohem Abbrand.....	39
Bild 3.5: Vergleich der Wärmeströme durch Konvektion und Strahlung.	43
Bild 3.6: Oberflächentemperatur in Abhängigkeit von Wärmestrom und Emissivität.	44
Bild 3.7: FE-Model zur Abschätzung des systematischen Messfehlers in Experimenten mit auf der Wand montierten Thermoelementen.	46
Bild 3.8: Verlauf der gemessenen und tatsächlichen Oberflächentemperaturen einer Anordnung nach Bild 3.7.	47
Bild 3.9: Verlauf des berechneten Temperaturmessfehlers und des korrespondierenden absoluten und relativen konvektiven Wärmestroms über dem aufgeprägten Wärmestrom von innen.	48
Bild 3.10: Metallographische Aufnahme eines geätzten Schiffs von der Außenseite des FOREVER-EC2 Behälters.	49
Bild 3.11: Gesamtwärmeströme von tatsächlicher und ursprünglicher Fläche über der Oberflächentemperatur bei einem Emissionskoeffizienten von 0,7, einem Wärmeübergangskoeffizienten von 10 W/m ² K und einer Umgebungstemperatur von 300 K.....	54
Bild 4.1: Temperaturabhängigkeit der Dichte des Stahls 16MND5 von Raumtemperatur bis 3.000 K.....	60
Bild 4.2: Mittlerer thermischer Ausdehnungskoeffizient des Stahls 16MND5.....	61
Bild 4.3: Wärmeleitfähigkeit des Stahls 16MND5.....	61

Bild 4.4: Wärmekapazität des Stahls 16MND5.....	61
Bild 4.5: In Zugversuchen gemessene Temperaturabhängigkeit von Elastizitätsmodul, Fließgrenze und Zugfestigkeit des französischen Stahls 16MND5.....	64
Bild 4.6: Gemessene und modellierte Spannungs-Dehnungs-Kurven für 16MND5 bzw. 20 MnMoNi 5 5 bei 800 °C.....	66
Bild 4.7: Temperatur- und Spannungsbereich, der durch die für den Stahl 16MND5 generierte Kriechdatenbasis abgedeckt ist. Zum Vergleich sind die in den Zugversuchen ermittelten Spannungen von 20 % und 100 % der Fließgrenze und die Zugfestigkeit dargestellt. Die Punkte „Kriechtests A“ bis „D“ geben die Nominalspannungen der zugrundeliegenden Kriechversuche wieder.	69
Bild 4.8: Elementplot des axialsymmetrischen CFD-Modells mit Materialzonen.	74
Bild 4.9: Thermische Randbedingungen im CFD-Modell zur Simulation eines FOREVER-Experiments.....	76
Bild 4.10: Temperaturfeld [K] bei einer stationären Heizleistung von 35 kW. Temperaturen unterhalb von 1160 K sind grau dargestellt.	76
Bild 4.11: Prinzipskizze eines hemisphärischen Schmelzesees mit inneren Wärmequellen in einer Bodenkalotte und Wärmeabgabe über sämtliche Oberflächen und Berandungen.	79
Bild 4.12: Materialzonen zu Beginn einer PESCOTA-Rechnung mit ECCM.	82
Bild 4.13: Dimensionslose Temperatur über dimensionsloser Höhe für verschiedene Experimente zur Simulation eines hemisphärischen Fluidpools mit inneren Wärmequellen und dimensionslose Kopplungsgleichung für das ECC-Modell in der FE-Simulation.	83
Bild 4.14: Temperaturverlauf über der Behälteraußenwand: gemessene Werte der Experimente FOREVER-EC2, EC3b und EC4 und berechnete Temperaturen aus der FLOTRAN-CFD-Rechnung und der PESCOTA-ECCM-Rechnung.	85
Bild 4.15: Elementplot eines FOREVER-Modells mit farblich unterschiedenen Materialzonen.	90
Bild 4.16: Form und Lage des Superelements.	92
Bild 4.17: Knotenplot mit Druck- und Verschiebungsrandbedingungen.....	93
Bild 4.18: Elementplot des Submodells für die Schmelzedeformation zu Beginn einer Rechnung (Drahtmodell) und kurz vor Behälterversagen (violett).....	94
Bild 4.19: Schema der PESCOTA-Prozedur.	96
Bild 5.1: Kriechversuch bei 1100 °C und einer Nominalspannung von 4 MPa des REVISA-Projekts sowie ANSYS-Rechnungen mit unterschiedlicher Modellierung des tertiären Bereichs.....	100
Bild 5.2: Vergleich des in den REVISA-Tests experimentell ermittelten Kriechverhaltens für den Stahl 16MND5 und des mit der erzeugten Kriechdatenbasis berechneten Kriechverhaltens für ein Temperaturniveau von 700 °C.	101
Bild 5.3: Aufbau und Abmessungen des RUPHTHER- Experiments.	105

Bild 5.4: ANSYS-Simulation des RUPTHER-Experiments, Verschiebung [m] des Rohrs.....	106
Bild 5.5: Aufnahme des RUPTHER-14-Rohrs nach Versuchsende.	106
Bild 5.6: Zeitlicher Verlauf der gemessenen und der berechneten Rohraufweitung, der Temperatur und des Drucks mit verschiedenen Materialparametern.	107
Bild 5.7: Gemessener Temperaturverlauf an verschiedenen Umfangspositionen im vertikalen Zentrum des RUPTHER-Rohres /MON 1999/.....	107
Bild 5.8: Geometrie des MPA-Meppen-Experiments.	108
Bild 5.9: Berechnete und gemessene radiale Verschiebung des Rohres bei $y=0$ (Bild 5.8) über der Zeit sowie Verlauf von Druck und Temperaturlast, MPA-Meppen-Experiment.	109
Bild 5.10: Prinzipskizze der FOREVER-Experimente.	110
Bild 5.11: Behälter des Experiments C2 nach dem Versuch, in dem kein Versagen erreicht wurde.....	111
Bild 5.12: Aufnahme der im FZR untersuchten Bodenkalottensegmente der FOREVER-Experimente C1 bis EC5.....	113
Bild 5.13: Aufnahme des Behälters aus EC2 kurz nach Versagen und Beginn des Schmelzeaustritts.	114
Bild 5.14: Zeitlicher Verlauf der Heizleistung und der gemessenen und mit dem PESCOTA-Modell berechneten Außentemperaturen an den Positionen 0° , 70° und 90° im Experiment EC2.....	115
Bild 5.15: Zeitlicher Verlauf von Druck, Heizleistung und gemessener Gesamtverschiebung des Behältersüdpols. Vergleich mit 2 Rechnungen mit unterschiedlichen Emissivitäten von 0,7 und 0,75.	118
Bild 5.16: Verschiebungsgeschwindigkeit des Behältersüdpols im Experiment EC2 und in der Rechnung mit einer Emissivität von 0,75.....	118
Bild 5.17: Gemessene und berechnete Verschiebung an der Behälteraußenseite.	120
Bild 5.18: Gemessene und berechnete Waddickenabnahme nach Versagen des Behälters.	121
Bild 5.19: Verteilung der Kriechvergleichsdehnung (links, max. 0.45) und der Schädigung (rechts, max. 0.9993) zur berechneten Versagenszeit $t = 4:05h$ (38 kW, 25 bar, Experiment EC2).....	122
Bild 5.20: Berechnete Verteilung der Schädigung (Detail).	123
Bild 5.21: Metallographische Aufnahme des EC2-Behälterstahls auf Höhe der Versagensposition: links Innenseite, rechts Außenseite.....	123
Bild 5.22: Zeitlicher Verlauf von Druck, Heizleistung und gemessener Verschiebungsgeschwindigkeit des Behältersüdpols im Experiment EC3b und in einer Rechnung mit einer Emissivität von 0,75.	124
Bild 5.23: Zeitlicher Verlauf von Druck, Heizleistung und gemessener Gesamtverschiebung des Behältersüdpols im Test EC4. Vergleich mit 2 Rechnungen mit unterschiedlichen Emissivitäten von 0,7 und 0,65.	125
Bild 5.24: Gefügeaufnahme (geätzt) an der Bruchposition von EC3b; die gesamte verbliebene Waddicke ist dargestellt; links - Innenseite, rechts - Außenseite.	126

Bild 5.25: Gefügeaufnahme an der Bruchposition von EC4	126
Bild 5.26: Baumann-Replika EC3b.	127
Bild 5.27: Baumann-Replika EC4.	127
Bild 6.1: Ausschnitt des mechanischen Modells mit Berücksichtigung der Ablation. Hell dargestellte Elemente gelten als abgeschmolzen.	133
Bild 6.2: Materialzonen und sich einstellender Wärmestrom (aus dem System abgeführte Wärmeströme sind negativ) für das prototypische Szenario mit Außenflutung.	135
Bild 6.3: Temperaturfeld des gesamten Modells vor Beginn der mechanischen Simulation.	136
Bild 6.4: Elementplot des mechanischen Modells mit Temperaturfeld [K] zu Beginn der mechanischen Simulation.	136
Bild 6.5: Gesamtverschiebungen [m] nach 600 s.	137
Bild 6.6: Schädigung [-] nach 600 s.	137
Bild 6.7: Belastungsintensitätsquotient [-] nach 600 s.	138
Bild 6.8: Kriechvergleichsdehnung [-] nach 600 s.	138
Bild 6.9: Kriechvergleichsdehnung [-] nach 25 h.	139
Bild 6.10: Schädigung [-] nach 25 h.	139
Bild 6.11: Vergleichsspannungen und Druckbelastung im Hochdruckszenario.	140
Bild 6.12: Verteilung des LIQ [-] nach 600 s.	141
Bild 6.13: Schädigungsverteilung [s] nach 600 s.	141
Bild 6.14: Verteilung des LIQ nach 1410 s.	141
Bild 6.15: Verteilung des LIQ [-] nach einer Stunde.	142
Bild 6.16: Verteilung der Schädigung [-] nach einer Stunde.	142
Bild 7.1: Mögliche Anordnung eines Kriechschemels und einer Einrichtung für eine passive Flutungsauslösung im Falle einer Schmelzeseebildung in der Bodenkalotte.	146
Bild 7.2: Verlauf der Vergleichsspannung in den am höchsten geschädigten Elementen zweier FOREVER-Szenarien mit und ohne Kriechschemel. (Zusätzlich dargestellt für die Rechnung mit Schemel: Vergleichsspannung des Elements, das zuerst Kontakt mit dem Schemel bekommt.	147
Bild 7.3: Verteilung von Vergleichsdehnung und Schädigung im FOREVER-Szenario mit Kriechschemel.	148
Bild 7.4: Spannungs- [Pa] und Druckverteilung [Pa] im prototypischen Hochdruckszenario mit Kriechschemel.	148
Bild 7.5: Verteilung des LIQ im prototypischen Hochdruckszenario mit Kriechschemel.	148
Bild 10.1: Spannungs-Dehnungs-Kurven (Nominalwerte) des RDB-Stahls 16MND5 bei verschiedenen Temperaturen (CEA-Messung).	161
Bild 10.2: Spannungs-Dehnungs-Kurven von 16MND5 bei 20 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.	161
Bild 10.3: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 200 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.	162

Bild 10.4: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 400 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.	162
Bild 10.5: Wahre Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 500 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.....	163
Bild 10.6: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 600 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz: Werte aus Kriechversuch.	163
Bild 10.7: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 700 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS; schwarz durchgezogen: Kriechversuch.....	164
Bild 10.8: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 950 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS; schwarz: Kriechversuch bei 1000 °C.....	164
Bild 10.9: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1000 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS; schwarz durchgezogen: Kriechversuch.....	165
Bild 10.10: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1100 °C; Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz durchgezogen: Kriechversuch.	165
Bild 10.11: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1200 °C; Messung und Modellierung in ANSYS; schwarz durchgezogen: Kriechversuch.....	166
Bild 10.12: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1300 °C; Messung und Modellierung in ANSYS; schwarz durchgezogen: Kriechversuch.....	166
Bild 10.13: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 600 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	167
Bild 10.14: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 700 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	167
Bild 10.15: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 800 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	168
Bild 10.16: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 900 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	168
Bild 10.17: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 1.000 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	169
Bild 10.18: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 1.100 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	169
Bild 10.19: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 1.200 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	170
Bild 10.20: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei T= 1.300 °C: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.	170

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: Einige typische Prandtl-Zahlen.	10
Tabelle 3.1: Übersicht über die Skalierungsverhältnisse verschiedener physikalischer Größen zwischen den FOREVER-Experimenten und einem DWR vom Typ KONVOI.	56
Tabelle 4.1: Thermofluiddynamische Eigenschaften des FOREVER-Schmelzesimulats und des angenommenen prototypischen Coriums.	59
Tabelle 4.2: Zusammenfassung der modellierten Werkstoffeigenschaften für den französischen RDB-Stahl 16MND5.	62
Tabelle 4.3: Vergleich der Modellierungsverfahren zur Temperaturfeldermittlung. ...	73
Tabelle 4.4: Im PESCOTA-Modell verwendete Elementtypen und -eigenschaften. ...	95
Tabelle 4.5: Elementbelegungen in den verschiedenen Modellzonen und physikalischen Submodellen.	95
Tabelle 5.1: Zulässige und tatsächliche chemische Zusammensetzung der verschiedenen betrachteten Stähle.	103
Tabelle 5.2: Wärmebehandlung und mechanische Eigenschaften bei Raumtemperatur (RT) für 16MND5 und 20 MnMoNi 5 5; WK – Wasserkühlung , LK – Luftkühlung, OK – Ofenkühlung.	104
Tabelle 5.3: Übersicht zu allen durchgeführten FOREVER-Tests. (BV: Behälterversagen; WEZ-OS: Wärmeeinflusszone-Oberseite).	112
Tabelle 6.1: Eingangsgrößen für die Referenzrechnung.	129
Tabelle 6.2 : Zusammenfassung der Rechnungen zur Sensitivitätsanalyse.	132

Formelzeichen

Lateinische Symbole

a	[m ² /s]	Temperaturleitfähigkeit
A	[m ²]	Fläche
c	[-]	Konstante
C_{ijkl}	[Pa]	Elastizitätstensor
c_p	[J/kgK]	spezifische isobare Wärmekapazität
$d_{1...4}$	[...]	Koeffizienten eines Kriechgesetzes
D	[-]	Schädigungsparameter (damage)
Da	[-]	Damköhler-Zahl
e	[-]	Emissivität
E	[Pa]	Elastizitätsmodul
f	[-]	Füllungsgrad der Hemisphäre
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung ($g=9,81$ m/s ²)
Gr	[-]	Grashoff-Zahl
h	[W/m ² K]	Wärmeübergangskoeffizient
H	[m]	Höhe
h_m	[J/kg]	spezifische Erstarrungs- bzw. Schmelzenthalpie
L	[m]	Länge, Distanz
m	[kg]	Masse
n	[-]	Variable, Anzahl
N	[-]	Anzahl der Dehnungs-Dehnraten-Paare
Nu	[-]	Nußelt-Zahl
p	[Pa]; [bar]	Druck
P	[W]; [VA]	(elektrische) Leistung
Pr	[-]	Prandtl-Zahl
q	[W/m ²]	Wärmestromdichte
q	[K]	Temperaturrexponent zur nicht-linearen Interpolation
Q	[W]	Gesamtwärmeleistung
q_v	[W/m ³]	volumetrische Wärmequellendichte
r	[-]	Spannungsexponent zur nicht-linearen Interpolation
R	[m]	Radius
R_v	[-]	Triaxialitätsfunktion
Ra_e	[-]	externe Rayleigh-Zahl
Ra_i	[-]	interne Rayleigh-Zahl
s	[m]	Wanddicke
S	[m]	Strecke
t	[s]; [min]; [h]	Zeit
Δt	[s]	Länge eines Zeitschritts
T	[°C]; [K]	Temperatur
ΔT	[K]	Temperaturdifferenz
U	[m]	Verschiebung
v	[m/s]	Geschwindigkeit
V	[m ³]	Volumen
w	[-]	Wichtungsfaktor
y	[m]	vertikale Koordinate (global)
z	[m]	vertikale Koordinate innerhalb des Fluidgebiets

Griechische Symbole

α	[1/K]	thermischer Längenausdehnungskoeffizient
β	[1/K]	isobarer, thermischer Volumenausdehnungskoeffizient
β	[°]	Winkel
ε	[-]	Dehnung
$\dot{\varepsilon}$	[1/s]	Dehnrage
$\ddot{\varepsilon}$	[1/s ²]	Dehnbeschleunigung
ε_{eqv}^{cr}	[-]	Vergleichskriechdehnung
$\Delta\varepsilon_{eqv}^{cr}$	[-]	Inkrement der Vergleichskriechdehnung
ε_{frac}^{cr}	[-]	Kriechbruchdehnung
ε_{eqv}^{pl}	[-]	plastische Vergleichsdehnung
$\Delta\varepsilon_{eqv}^{pl}$	[-]	Inkrement der plastischen Vergleichsdehnung
ε_{frac}^{pl}	[-]	plastische Bruchdehnung
η	[Pa s]	dynamische Viskosität
λ	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ν	[-]	Querdehnungszahl
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ	[Pa]	mechanische Spannung
σ_{eqv}	[Pa]	von-Mises-Vergleichsspannung
σ_h	[Pa]	hydrostatische Spannung
σ_{SB}	[W/m ² K ⁴]	Schwarzkörperstrahlungskonstante (5,67·10 ⁻⁸ W/m ² K ⁴)
ϕ	[-]	Einstrahlzahl, Sichtfaktor

Indizes

<i>a</i>	flächenbezogen (area)
<i>amb</i>	ambient, umgebungsspezifisch
<i>an</i>	analytisch
<i>bdu</i>	auf die obere Grenzschicht bezogen (boundary layer, upper)
<i>bdw</i>	auf die Wandgrenzschicht bezogen (boundary layer, wall)
<i>br</i>	auf den Bruchzustand bezogen (break)
<i>C</i>	kritisch
<i>center</i>	im Zentrum
<i>con</i>	wärmeleitungsbezogen (conduction)
<i>conv</i>	konvektionsbezogen (convection)
<i>cr</i>	auf den Kriechvorgang bezogen (creep)
<i>cru</i>	auf die erstarrte Kruste bezogen (crust)
<i>dn</i>	auf die untere Grenzschicht bezogen (down)
<i>e, ext</i>	extern
<i>el</i>	elektrisch

<i>eqv</i>	equivalent, Vergleichsgröße
<i>fail</i>	auf den Versagenszeitpunkt bezogen (failure)
<i>frac</i>	auf den Bruchzustand bezogen (fracture)
<i>g</i>	global
<i>h</i>	hydrostatisch
<i>H</i>	auf die obere Grenze bezogen (high)
<i>hom</i>	homogen
<i>i</i>	intern, innen
<i>i, j, k, l</i>	Tensorindizes
<i>K</i>	Anzahl der Temperaturniveaus in der Kriechdatenbasis
<i>L</i>	auf die untere Grenze bezogen (low)
<i>l</i>	auf das flüssige Gebiet bezogen (liquid)
<i>LH</i>	auf die Bodenkalotte bezogen (Lower Head)
<i>liq</i>	liquidus
<i>m</i>	auf die Vermischungszone bezogen (mixing zone)
<i>max</i>	maximal
<i>melt</i>	auf die Schmelze bezogen
<i>MK</i>	Anzahl der Spannungsniveaus in der Kriechdatenbasis
<i>MS</i>	auf die Schmelzeoberfläche bezogen (melt surface)
<i>N</i>	Anzahl der Dehnungs-Dehnraten-Paare in der Kriechdatenbasis
<i>nom</i>	nominale Größe
<i>pl</i>	plastisch
<i>pri</i>	primär
<i>rad</i>	wärmestrahlungsbezogen (radiation)
<i>s</i>	auf die temperaturgeschichtete Zone bezogen (stabile Schichtung)
<i>S</i>	auf die Oberfläche bezogen (surface)
<i>sek</i>	sekundär
<i>sol</i>	solidus
<i>th</i>	thermisch
<i>tot</i>	total, gesamt
<i>tr</i>	wahre Größe (true)
<i>u, up</i>	auf die obere Grenzschicht bezogen
<i>V</i>	volumetrisch
<i>w</i>	auf die Wand bezogen
<i>WFZ</i>	Wärmefreisetzungszone
<i>x</i>	horizontal, radial
<i>y</i>	vertikal, axial
<i>0</i>	auf die Grenzfläche oder auf den Anfangs-/Ursprungszustand bezogen
∞	auf den ungestörten Zustand in genügender Entfernung bezogen
*	dimensionslose Größe

Abkürzungen

APDL	ANSYS parametric design language (Macrosprache)
APR1400	Korean Advanced Power Reactor, 1.400 MW _{el}
ASTM	American Society for Testing and Materials
BALI	BAin LIquide (Experimentreihe)
BMFT	Bundesministerium für Forschung und Technologie
BMWA	Bundesministerium für Wirtschaft und Arbeit
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CFD	Computational Fluid Dynamics
CHF	Critical Heat Flux, kritischer Wärmestrom
COPO	COrium POol (Experimentreihe)
DWR	Druckwasserreaktor
ECCM	Effective Convection Conduction Model, Modell der effektiven Konvektion und Wärmeleitung
ECCS	Emergency Core Cooling System, Kernnotkühlsystem
EPR	European Pressurized Water Reactor
FASTHER	FAilure under Strong THERmal gradient (Experimentreihe)
FE	Finite Elemente
FOREVER	Failure Of REactor VESsel Retention (Experimentreihe)
GPE	General Physics Environment
GRS	Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit, Köln
HD	HochDruck
IRWST	In-Containment Refueling Water Storage Tank
IVR	In-Vessel Retention, Rückhaltung im Behälter
KKW	Kernkraftwerk
KTA	Kerntechnischer Ausschuss
KTH	Königlich Technische Hochschule, Stockholm
LHF	Lower Head Failure (Experimentreihe)
LIQ	Last-Intensitäts-Quotient
LWR	Leichtwasserreaktor
MASCA	MAterial SCAling Project (Experimentreihe)
MISO	Multilineares Isotropes Verfestigungsmodell in ANSYS
MPA	Staatliche Materialprüfungsanstalt, Stuttgart
ND	NiederDruck
OECD	Organisation for Economic Co-operation and Development
OLHF	OECD Lower Head Failure (Experimentreihe)
PESCOTA	Physics Environment Sequentially COupled Transient Analysis (Sequenziell gekoppelte transiente Analyse physikalischer Umgebungen)
PSA	Probabilistische SicherheitsAnalyse
PWR	Pressure Water Reactor
RDB	Reaktordruckbehälter
RPV	Reactor Pressure Vessel
RT	Raumtemperatur
SA	Severe Accident, Schwerer Störfall / Unfall
SB	Sicherheitsbehälter
SWR	Siedewasserreaktor
TMI	Three Mile Island (Kernkraftwerk in den USA)

UCLA	University of California, Los Angeles
UPF	User Programmable Feature
VDI	Verein Deutscher Ingenieure
WEZ	Wärmeeinflusszone (beim Schweißvorgang)

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Das Risiko, dass es beim Betrieb von Leichtwasserreaktoren (LWR) der heutigen Generation zu einem schweren Unfall (engl. Severe Accident, SA) mit partiellem oder vollständigem Abschmelzen des Reaktorkerns kommt, ist gering /FTG 2003/. Es lässt sich aber trotz umfangreicher Sicherheitsvorkehrungen nicht vollständig ausschließen.

Bei der Entwicklung und Auslegung von Kernkraftwerken wurde von Beginn an ein erhöhtes Sicherheits- beziehungsweise Schutzkonzept verfolgt, weil bekannt war, dass das radioaktive Inventar, das aus den während des Betriebs entstehenden Spalt- und Aktivierungsprodukten besteht, nicht unkontrolliert freigesetzt werden darf. Es wurde daher von vornherein ein sogenanntes Mehrstufenkonzept („defense-in-depth“) eingeführt, um die in jeder technischen Anlage auftretenden Störungen innerhalb des Kraftwerks zu beherrschen und Unfälle auszuschließen /SMI 1979/.

Das Mehrstufenkonzept besteht heute aus 4 Ebenen. Die Ebenen 1 bis 3 – Normalbetrieb, Betriebsstörungen und Auslegungsstörfälle – wurden bereits bei der Reaktorauslegung berücksichtigt und dienen der Störfallverhinderung beziehungsweise der Störfallvermeidung. Zur Vermeidung und Begrenzung von schweren Unfällen ist mit dem sogenannten „anlageninternen Notfallschutz“ nachträglich die 4. Ebene eingeführt worden. Die 4. Ebene sieht präventive (4a) und mitigative (4b) Notfallschutzmaßnahmen vor /FTG 2003/. Ein wesentlicher Teil dieser Maßnahmen hat die Druckentlastung des Reaktordruckbehälters (RDB) zum Ziel.

Das oberste Ziel aller Sicherheitssysteme und Notfallmaßnahmen in einem LWR ist die sichere Abschaltung und die ausreichende Kühlung des abgeschalteten Reaktorkerns zur Abfuhr der weiterhin freigesetzten Nachzerfallswärme. Die einzelnen Schutzziele, wie die Kühlung der Brennstäbe, die Integrität des RDB und des Sicherheitsbehälters (SB), dienen der Erhaltung der gestaffelten Barrieren /BRO 1995/. Ausgehend vom Entstehungsort der Spalt- und Aktivierungsprodukte, die durch die einzelnen Barrieren zurückgehalten werden sollen, lassen sich die Barrieren wie folgt gliedern: 1. Das Kristallgitter des Brennstoffs, das den größten Teil der Spalt- und Aktivierungsprodukte bindet; 2. die gasdicht verschweißten Brennstabhüllrohre; 3. der RDB im geschlossenen Kühlkreislauf; 4. der gasdichte und druckfeste SB (Containment); 5. die äußere Stahlbetonhülle des Reaktorgebäudes /GRS1989/, /BRO 1995/.

Die einzelnen Notfallmaßnahmen sind unter anderem das Ergebnis der Reaktorsicherheitsforschung. Ein Bereich dieser Forschung sind die probabilistischen Sicherheitsanalysen (PSA). Sie dienen der Ermittlung von Ereignispfaden und Wahrscheinlichkeiten und liefern Hinweise darauf, welchen Komponenten oder Szenarien bei bestimmten Störfällen eine besondere Bedeutung zukommt.

Die Gesamtwahrscheinlichkeit für einen schweren Störfall in Siedewasser- (SWR) oder Druckwasserreaktoren (DWR) liegt in der Größenordnung von 10^{-6} bis 10^{-5} pro Jahr und Anlage /FTG 2003/. Relevante Ereignispfade sind insbesondere der Notstromfall und der Ausfall der Hauptwärmesenke durch vollständigen Verlust der Dampferzeugerbespeisung (vgl. a. /GRS 1989/ S. 564). Neuere PSA zeigen, dass durch die Implementierung der 4. Ebene des „defense-in-depth“-Konzepts die Wahrscheinlichkeit eines Kernschadens etwa um den Faktor 2 gesenkt werden konnte. Diese PSA berücksichtigen auch gemeinsam verursachte Ausfälle und belegen, dass der Anteil des sogenannten Hochdruck-Pfads (HD-Pfad, s. Abschnitt 2.1) an der Kernschmelzwahrscheinlichkeit über 50 % liegt.

Kann im Laufe eines Störfalls eine ausreichende Kühlung des Kerns nicht aufrechterhalten bzw. wiederhergestellt werden, so wird sich der Kern aufgrund der nicht abgeführten Nachzerfallswärme erhitzen und das noch vorhandene Restwasser verdampfen. Die trockengefallenen Brennstäbe werden sich weiter aufheizen. Oberhalb einer Temperatur von 950 °C liefert die exotherme Reaktion des Zirkoniums der Hüllrohre mit dem Wasserdampf zusätzlich einen bedeutenden Beitrag zur Kernaufheizung. Schließlich werden die Hüllrohre versagen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Vorgänge wird von Brockmeier /BRO 1995/ gegeben.

Durch die Verlagerung der Bruchstücke (Debris) in tiefere und noch kühlere Zonen des Kerns wird sich ein Trümmerschüttbett und nachfolgend ein Schmelzesee im Reaktorkern ausbilden. Nach fortschreitender Aufheizung bzw. Ansammlung wird sich die Schmelze (Corium) bzw. das Debris in die Bodenklotte, auch unteres Plenum genannt, des RDB verlagern. Im unteren Plenum wird sich noch

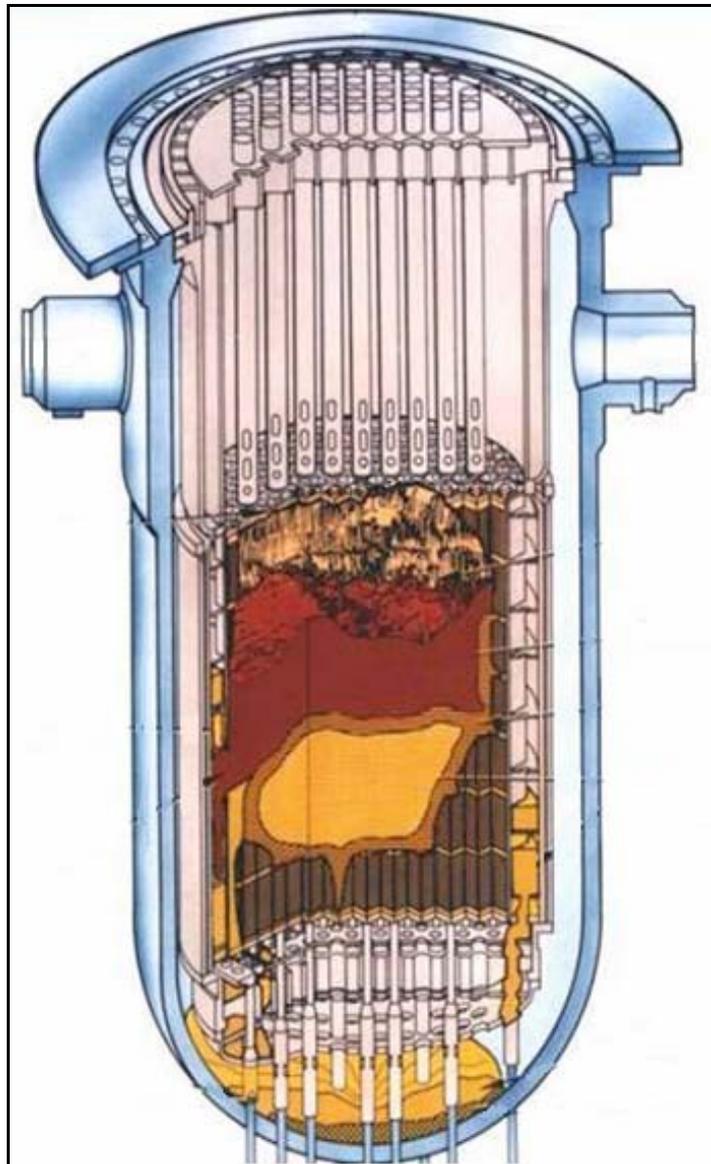


Bild 1.1: Endzustand des zerstörten Kerns von TMI-2 /KOC 2003/.

Wasser befinden, so dass erneut eine heftige Wasserdampfproduktion einsetzen wird.

Die hier wiedergegebenen Prozesse decken sich mit der Analyse des Unfalls in Three Mile Island (TMI), Harrisburg, USA, im Jahre 1979. In Bild 1.1 ist der Endzustand des RDB nach dem Unfall dargestellt /KOC 2003/. Dem Kraftwerkspersonal von TMI gelang es in diesem Stadium, eine ausreichende Kühlung mit Wasser wieder herzustellen. Für das in dieser Arbeit betrachtete Szenario wird jedoch davon ausgegangen, dass auch weiterhin kein Wasser in den RDB geleitet werden kann und sich nach einer erneuten Aufheizphase ein Kernschmelzesee mit inneren Wärmequellen im unteren Plenum ausbildet.

Bei genügend hohem Wärmeeintrag in die Druckbehälterwand kann diese durchschmelzen bzw. aufgrund der gekoppelten thermischen und mechanischen Belastung versagen. Dann sind das Containment und die äußere Stahlbetonhülle die letzten Barrieren gegen die Freisetzung von Radioaktivität in die Umgebung der Anlage.

Es muss daher vordringliches Ziel sein, das Corium im RDB zu halten und diese Barriere so lange wie möglich zu nutzen. Ein besonderer Aspekt hierbei ist, dass die thermische Belastung des RDB exponentiell mit der Zeit abnimmt, weil die Nachzerfallswärmeleistung abhängig ist von den Halbwertszeiten der Spaltprodukte. Das heißt, dass die Wahrscheinlichkeit für eine erfolgreiche Schmelzerückhaltung steigt, wenn der RDB während einer frühen zeitkritischen Rückhaltephase nicht versagt. Falls dennoch ein Versagen zu unterstellen ist, ergibt sich die Aufgabe, Versagenszeit und Versagensmodus zu ermitteln, um Eingangsgrößen für die Belastungsuntersuchung des Sicherheitsbehälters bereitstellen zu können oder weitere Notfallmaßnahmen sowohl definieren als auch beurteilen zu können.

Für künftige Reaktoren ist die 4. Ebene des Mehrstufenkonzepts bereits im Design inbegriffen. So ist beispielsweise beim EPR (European Pressurized Reactor) vorgesehen, einen „Kernfänger“ (Core Catcher) unterhalb des RDB zu installieren. Allerdings bestehen auch hier Unsicherheiten in Bezug auf das Druckbehälterverhalten im Falle eines großen Kernschmelzesees in der Bodenkalotte.

Zusammenfassend begründen die vorangestellten Ausführungen die Relevanz dieser Thematik: Insgesamt ist die absolute Wahrscheinlichkeit eines schweren Unfalls durch die gestiegene Betriebserfahrung und die Forschungsergebnisse der letzten Jahrzehnte gesunken. Insbesondere durch die Installation und Ertüchtigung von zusätzlichen Sicherheitseinrichtungen und durch die Einführung von weiteren Notfallmaßnahmen ist der Anteil der entsprechenden Ereignispfade in den PSA signifikant gesunken. Sollte es jedoch in der späten Phase eines Kernschmelzunfalls zur Ausbildung eines Schmelzesees in der Bodenkalotte kommen, so bestehen weiterhin Unsicherheiten im Hinblick auf das Verhalten des RDB.

Um die Vorgänge in der Bodenkalotte simulieren zu können, müssen geeignete Modelle für die Thermofluidynamik und für die Strukturmechanik entwickelt werden.

Hierzu ist die Beschreibung des Ausgangszustands und die Analyse der bisherigen Arbeiten sowie die Einordnung der physikalischen Vorgänge für das betrachtete Szenario notwendig (Kapitel 2 und 3). Aufgrund der Unterschiede zwischen einem sogenannten prototypischen Szenario und den für eine Validierung von Computerprogrammen zur Verfügung stehenden Experimenten werden mögliche Skalierungseffekte besprochen. Darauf aufbauend wird ein integrales Finite Elemente Modell entwickelt, das dann an den verfügbaren Experimenten für vergleichbare Anordnungen validiert wird (Kapitel 4 und 5). Die Ausführungen zur Simulation des prototypischen Szenarios erfolgen in Kapitel 6.

Kapitel 7 geht auf die während der Analyse von Experimenten und Rechnungen gewonnenen Erkenntnisse ein und erläutert mögliche mitigative Maßnahmen und deren begrenzende Wirkung bei einem Kernschmelzunfall in der Spätphase. Für die Arbeit mussten Materialdaten abgeschätzt werden. Deswegen werden Vorschläge gemacht, welche Daten beziehungsweise Experimente notwendig sind, um die Grundlage der numerischen Modelle verlässlicher gestalten zu können. Kapitel 8 fasst die wesentlichen Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen.

2 Ausgangssituation und bisherige Arbeiten

In dieser Arbeit wird das Verhalten eines Reaktordruckbehälters während eines Kernschmelzunfalls nach Bildung eines Schmelzesees in der Bodenkalotte untersucht. Diesem späten Stadium eines schweren Störfalls gehen viele Vorgänge mit teilweise sehr geringer Eintrittswahrscheinlichkeit voraus. Gleichzeitig spielen viele Einflussgrößen für den weiteren Verlauf des Störfalls eine Rolle. Es wird im Folgenden ein Überblick gegeben über die historische Entwicklung der Forschungsarbeiten zu schweren Störfällen, den aktuellen Stand der Erkenntnisse und die Motivation für die Untersuchung der Kernschmelzerückhaltung im RDB.

2.1 Ausgangssituation

Bei der Entwicklung und Auslegung von Kernkraftwerken wurde von Beginn an ein mehrstufiges Sicherheits- und Schutzkonzept /SMI 1979/ verfolgt, um das radioaktive Inventar, das im Wesentlichen aus den während des Betriebs entstehenden Spalt- und Aktivierungsprodukten besteht, verlässlich einzuschließen. Die heutige Sicherheitsstrategie beruht auf einem so genannten Mehrstufenkonzept („defense-in-depth“, /BRO 1995/, /FTG 2003/):

Stufe 1, Normalbetrieb: Bereits für den Normalbetrieb wird durch eine ständige Überwachung der Anlage, ein Qualitätssicherungsprogramm, eine Auswertung der Beobachtungen an anderen Anlagen und wiederkehrende Prüfungen eine erhöhte Basissicherheit gewährleistet.

Stufe 2, Betriebsstörungen: Durch eine geeignete Auslegung der Systeme (z.B. negativer Temperaturkoeffizient) werden Betriebsstörungen zurückgeführt in den Normalbetrieb bzw. führen zu einer Reaktorabschaltung.

Stufe 3, Auslegungsstörfälle: Als Auslegungsstörfälle werden Ereignisse bezeichnet, die zu einer Reaktorschnellabschaltung und einer Aktivierung von Sicherheitssystemen führen. Insgesamt wird der Störfall beherrscht, es kann jedoch zu einer erhöhten – allerdings jeweils noch zulässigen – Abgabe von Radioaktivität kommen.

Stufe 4, auslegungsüberschreitende Störfälle: Durch das Versagen von angeforderten Sicherheitssystemen oder das Eintreten von Ereignissen jenseits der Genehmigungsspezifikationen (z. B. schwereres Erdbeben oder Flugzeugabsturz) kann es zu einer Kernschmelze kommen. Die nach Möglichkeit eingeleiteten anlageninternen Notfallmaßnahmen (Accident Management Measures) gegen die Kernschmelze bzw. ihre Auswirkungen werden unterschieden in präventive (Stufe 4a) und mitigative (Stufe 4b) Maßnahmen.

Die Forschungsarbeiten zu schweren Störfällen in Kernkraftwerken begannen etwa vor einem halben Jahrhundert. 1957 wurde die WASH-740-Studie /WAS 1957/ veröf-

fentlicht, in der Aussagen zur Brennstoffaufheizung, zu chemischen Reaktionen im aufgeheizten Kern und zur Spaltproduktfreisetzung getroffen wurden. Aber erst in den 70er Jahren wurden umfangreichere, aus heutiger Sicht allerdings überholte Risikostudien zu schweren Störfällen veröffentlicht /BRO 1995, S. 5/: „Noch die 1979 veröffentlichte deutsche Risikostudie Phase A unterstellte vollständige Kernschmelze im Falle auslegungsüberschreitender Störfälle ... und setzte folgerichtig die Kernschmelzhäufigkeit der Eintrittshäufigkeit auslegungsüberschreitender Störfälle gleich (Eintrittswahrscheinlichkeit etwa $9 \cdot 10^{-5}$ pro Jahr).“

Diese vereinfachte Vorgehensweise ist seit der Analyse des Unfalls in Three Mile Island (TMI), USA, im Jahre 1979 als zu konservativ zu betrachten /GRS 1989/. Zwar hat der Störfall belegt, dass schwere Störfälle mit fortgeschrittener Kernschmelze nicht länger hypothetischer Forschungsgegenstand sind, er hat aber auch verdeutlicht, dass es möglich ist, Kernschmelzunfälle innerhalb des RDB zu beherrschen.

Seit TMI sind mehrere tausend Jahre Betriebserfahrung mit Leichtwasserreaktoren zusätzlich gewonnen worden /UNG 1998/. Viele zusätzliche Sicherheitseinrichtungen und Verfahrensanweisungen wurden seither eingeführt und es kann festgehalten werden, dass die Sicherheitsreserven heute wesentlich größer sind als in den 70er Jahren.

Der konkrete Störfallablauf in TMI hat gezeigt, dass der Hochdruckpfad (HD-Pfad) besonders ungünstig ist, weil das HD-Kernnotkühlssystem (HP-Emergency Core Cooling System, ECCS) und erst recht das Niederdruck-ECCS nicht anspringen. Zu einer Kernschmelze unter hohem Druck kann es in einem DWR beispielsweise durch einen sekundärseitigen Kühlmittelverlust kommen, wodurch die Nachwärmeabfuhr über die Dampferzeuger nicht zur Verfügung steht /KTG 2003/. Der Reaktorkühlkreis dampft dann unter hohem Druck über die Druckhalterventile aus /GRS 1989/. Werden in diesem Fall keine Maßnahmen eingeleitet, mit denen rechtzeitig die Wärmeabfuhr wiederhergestellt oder der Druck im Reaktorkühlkreis abgebaut wird, so tritt Schmelzen unter hohem Druck ein. Ein unbeherrschter Notstromfall kann ebenfalls zu einer Kernschmelze unter hohem Druck führen.

Läuft der Unfall bei hohem Druck ab, so wird die letzte Barriere innerhalb des Sicherheitsbehälters (Containment), der Reaktordruckbehälter (RDB), zusätzlich zur hohen Temperaturbelastung mechanisch so hoch beansprucht, dass es zu transienten viskoplastischen Verformungen kommt. Führt dieser als „Kriechen“ bezeichnete Vorgang zum Versagen des RDB, so kann der dann erfolgende Austrag großer Schmelzemassen in einer direkten Aufheizung des Containments (Direct Containment Heating) resultieren, welche hier wiederum zu einem auslegungsüberschreitenden Druckanstieg führen kann. Sollte in diesem Fall die kontrollierte gefilterte Druckentlastung (Venting) nicht ausreichen und der Sicherheitsbehälter versagen, käme es zum Austrag großer Mengen von Radionukliden in die Umgebung der Anlage.

Es ist daher sinnvoll, die Barriere „Reaktordruckbehälter“ und den damit verbundenen Kühlkreislauf so lange wie möglich aufrecht zu erhalten, um für jedwede Art von Notfallmaßnahmen zur Stabilisierung der Situation so viel Zeit wie möglich zu haben.

Insbesondere nach dem Unfall in TMI wurden umfangreiche Forschungsprogramme im Bereich der schweren Störfälle durchgeführt. Während des Unfallablaufs in TMI fiel ein großer Teil des Reaktorkerns aufgrund der unzureichenden Kühlmittelzufuhr trocken /BRO 1995/. Nach einer entsprechenden Aufheizphase durch die Nachzerfallswärme schmolzen interne Strukturen und es bildete sich ein Schmelzesee im Reaktorkern aus, der an den Rändern durch Trümmer und erstarrte Schmelze (Debris) begrenzt wurde. Danach verlagerte sich ein Teil der Schmelze mit einer Masse von etwa 19 t durch einen seitlichen Durchbruch in die Bodenkalotte. Etwas später gelang es, wieder ausreichend Kühlwasser einzuspeisen, wodurch die Schmelze abgekühlt wurde und erstarrte. Der Endzustand des RDB und seiner Einbauten in TMI ist in Bild 1.1 wiedergegeben.

Der Unfall von TMI wird bei der Entwicklung von Störfallanalysecodes häufig für Validierungsrechnungen zugrundegelegt. Mit dem in dieser Arbeit betrachteten Unfallstadium sind die Vorgänge von TMI jedoch nicht vergleichbar, da hier unterstellt wird, dass es auch weiterhin nicht zu einer Wassereinspeisung kommt und somit die Kernzerstörung und die Schmelzeverlagerung in die Bodenkalotte weiter fortschreiten. Damit liegt die angenommene Schmelzemasse in der Bodenkalotte eine Größenordnung höher, als sie in TMI gewesen ist. Daraus resultiert, dass andere geometrische und thermodynamische Verhältnisse vorliegen. Dazu gehört, dass das Volumen der Bodenkalotte im Wesentlichen mit Schmelze gefüllt ist, was schließlich - verglichen mit der TMI-Anordnung - zu einem deutlich schlechteren Oberflächen/ Volumenverhältnis führt und bedingt, dass im Inneren der Schmelze eine ausgeprägte Konvektionsbewegung stattfindet. Des Weiteren erscheint eine Spaltkühlung zwischen Schmelzekruste und RDB-Wand durch die Wasservorlage von oben, wie sie bei TMI stattgefunden haben muss, in dem in dieser Arbeit betrachteten Szenario äußerst unwahrscheinlich, weil die Schmelze insbesondere im Bereich des sogenannten heißen Fokus (hot focus) flüssig an der Behälterwand anliegt und jeder Deformation folgt.

Einen kritischen Zeitpunkt stellt die Verlagerung hochoberhitzten Kernmaterials in die möglicherweise noch mit Wasser gefüllte Bodenkalotte dar. Aufgrund der bisherigen Experimente wird zur Zeit davon ausgegangen, dass eine Dampfexplosion unwahrscheinlich ist (Fuel Coolant Interaction, BERDA-Versuche /SON 2003/, /LOE 2003/). Demzufolge ist nicht mit einem explosionsartigen Druckanstieg zu rechnen, der die Integrität des RDB schon vor der Ausbildung eines Kernschmelzesees im unteren Plenum gefährden könnte. Eine Fragestellung betrifft hier die Übertragbarkeit der experimentell gefundenen Konversionsfaktoren von wenigen Prozent, die den Anteil der umgewandelten thermischen Energie in mechanische Energie angeben. Die

Wahrscheinlichkeit und die Auswirkungen einer möglichen Dampfexplosion sind jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Zusammenfassend stellt sich für das Szenario einer Kernschmelze mit Verlagerung großer Teile des Kerninventars in die Bodenkalotte des RDB und Ausbildung eines Kernschmelzesees die Frage, ob der RDB versagt. Falls er versagt, sind Versagenszeitpunkt und Versagensort bzw. –modus für den weitergehenden Unfallablauf bedeutend. Dies gilt insbesondere für Konzepte, die eine Kernschmelzerückhaltung im RDB (IVR, In-Vessel-Retention) vorsehen.

2.2 Bisherige Arbeiten zur In-Vessel-Retention

Es wurden zahlreiche experimentelle und theoretische Arbeiten zur Kernschmelzerückhaltung innerhalb des RDB veröffentlicht. Diese Arbeiten lassen sich unterscheiden in Analysen zu Einzel- beziehungsweise Teileffekten und integrale Untersuchungen. Ein großer Bereich der Forschung betrifft die Ermittlung und Beurteilung der thermodynamischen Vorgänge eines Schmelzesees mit inneren Wärmequellen (s. Abschnitt 2.2.1), während ein anderer wesentlicher Forschungsbereich die mechanischen Eigenschaften von RDB-Stählen zum Inhalt hat (2.2.2). Ein dritter Bereich hat die Erfassung der thermodynamischen Vorgänge des Wärmeübergangs vom RDB an eine Wasservorlage an der Behälteraußenseite zum Ziel (2.2.3).

Die integrale Bewertung der IVR beinhaltet prinzipiell 2 Bedingungen /KYM 1997/, /THF 1997/:

- Die notwendige Bedingung für die Integrität des RDB ist erfüllt, wenn die RDB-Wand bei den vorliegenden thermischen Randbedingungen nicht thermisch versagt.
- Die hinreichende Bedingung ist erfüllt, wenn die verbleibende Festigkeit der RDB-Wand ausreicht, um die vorliegenden mechanischen Lasten aufzunehmen.

Das erste Kriterium kann als thermisches Versagenkriterium bezeichnet werden und das zweite als kombiniertes thermo-mechanisches Versagenkriterium.

Wird weder eine interne noch eine externe Kühlung des RDB mit Wasser eingeleitet, gilt es als sicher, dass der RDB allein aufgrund der thermischen Belastung versagt /GRS 1989/, /REM 1993/, KYM 1997/, /SEI 2003/. Hierbei wird eine mögliche Beschleunigung des Vorgangs durch eine mechanische Belastung nicht berücksichtigt. Für den Nachweis einer erfolgreichen Rückhaltung der Kernschmelze im RDB wird deswegen davon ausgegangen, dass die Reaktorgrube geflutet und der RDB von außen mit Wasser gekühlt wird (vgl. 2.2.4 und 2.2.5). Des Weiteren wird versucht, durch innovative Maßnahmen eine erfolgreiche IVR sicherzustellen (2.2.5).

2.2.1 Arbeiten zum Verhalten eines Schmelzesees

Die Arbeiten zur Naturkonvektion in Fluiden lassen sich zurückverfolgen bis zum Beginn des 20. Jahrhunderts /BOL 2001/. Allerdings wurden zunächst Anordnungen mit externen Wärmequellen untersucht (Rayleigh-Bénard-Konvektion). Unter dem Aspekt einer Kernschmelze wird das Verhalten eines Fluids mit inneren Wärmequellen seit 30 Jahren intensiv untersucht und ist immer noch Gegenstand der Forschung /JAH 1975/, /DIN 2004a/. Eine Übersicht und grundlegende Behandlung der auftretenden Phänomene werden in /BOL 2001/ gegeben. Ein anderes Forschungsgebiet, in dem die Konvektion von Fluiden mit inneren Wärmequellen untersucht wird, ist die Geologie. Bei der Untersuchung der Magmabewegung im Inneren des Erdmantels oder anderer Planeten herrschen allerdings andere Größenordnungen als im Falle eines Kernschmelzesees.

Ziel der Forschungsarbeiten im Rahmen der schweren Störfälle ist es, die räumliche Verteilung der Wärmeströme an den Rändern des Fluidgebiets zu ermitteln. Hierbei ist zunächst die grundsätzliche Aufteilung der insgesamt freigesetzten Wärme in den aufwärtsgerichteten Teil und den abwärts- bzw. seitwärtsgerichteten Teil von Interesse /JAH 1975/, /BER 1998/, /BUI 1998/. Um die experimentellen Ergebnisse, die in der Regel nicht mit prototypischen Fluiden, Wärmequellichten und geometrischen Anordnungen gewonnen wurden, vergleichen und übertragen zu können, werden dimensionslose Kennzahlen angegeben. Die beiden wesentlichen Kennzahlen, die für die Betrachtung von Fluiden mit inneren Wärmequellen herangezogen werden, sind die Nußelt-Zahl Nu (dimensionsloser Wärmeübergangskoeffizient) und die modifizierte oder interne Rayleigh-Zahl Ra_i (dimensionslose Wärmequellstärke). Eine weitere wichtige Kennzahl in diesem Zusammenhang ist die Prandtl-Zahl Pr , die das Verhältnis der Grenzschichten im Temperatur- und Strömungsfeld beschreibt. Bevor auf die einzelnen Experimente eingegangen wird, sollen in diesem Kapitel die Spezifika dieser Kennzahlen in Bezug auf die vorliegenden Anordnungen erläutert werden (Abschnitte 2.2.1.1 bis 2.2.1.3).

Werden hemisphärische Konfigurationen betrachtet, bei denen der Schmelzespiegel unterhalb des Übergangs Kalotte-Zylinder, im Folgenden auch Äquator genannt, liegt, muss bezüglich des thermischen Verhaltens eine weitere Kennzahl beachtet werden, der Füllungsgrad f /JAH 1975/, /BER 1998/:

$$f = \frac{H}{R}. \quad (2.1)$$

Hierin ist H die Höhe des Fluids und R der Innenradius der Kalotte. Die meisten Experimente und Analysen gehen davon aus, dass der Schmelzespiegel etwa auf Höhe des Äquators liegt. Tatsächlich liegt das Volumen des Kerninventars eines Leichtwasserreaktors etwa in der Größenordnung des jeweiligen Bodenkaltovolumens, sofern es sich nicht um eine stark elliptische Kalotte handelt, sondern annähernd eine vollständige Halbkugel vorliegt.

In den Experimenten werden Beziehungen für die obere und untere Nußelt-Zahl ermittelt. Die obere Zahl bezieht sich auf den Wärmetransport über die waagerechte, obere Berandung des Fluidgebiets, während die untere Nußelt-Zahl die Verhältnisse an der gekrümmten Fläche beschreibt. Jahn /JAH 1975/ hat Beziehungen für die obere und untere Nußelt-Zahl für Anordnungen mit Füllungsgraden von 0,25 bis 1,0 und Rayleigh-Zahlen bis 10^{11} angegeben. In den Experimenten hat sich gezeigt, dass der Füllungsgrad auf die obere Nußelt-Zahl keinen Einfluss hat und die untere Nußelt-Zahl nur schwach beeinflusst wird. In dieser Arbeit wird angenommen, dass die Kalotte zu Beginn ihrer Deformation fast vollständig gefüllt ist, daher wird der Einfluss des Füllungsgrads nicht weiter untersucht.

2.2.1.1 Die Prandtl-Zahl

Der Einfluss der Prandtl-Zahl Pr , die als Verhältnis der Grenzschichtdicken von Impuls- und Temperaturfeld verstanden werden kann, ist im hier betrachteten Zusammenhang noch umstritten. Sie ist definiert als Quotient von kinematischer Viskosität ν zur Temperaturleitfähigkeit a :

$$Pr = \frac{\nu}{a} . \quad (2.2)$$

Bei Fluiden mit einer Prandtl-Zahl kleiner 1 ist die Grenzschichtdicke des Temperaturfelds größer als die des Geschwindigkeitsfelds. Flüssige Metalle haben deutlich kleinere Prandtl-Zahlen als 1 (vgl. Tabelle 2.1), das bedeutet, dass sie sehr gut als Wärmeüberträger geeignet sind (vgl. natriumgekühlte Reaktorkonzepte: Der Vorteil von Natrium liegt in der Kombination von hoher Temperaturleitfähigkeit mit niedrigem Schmelz- und hohem Siedepunkt sowie geringem Absorptionsquerschnitt.). Daraus resultiert allerdings im Falle der Kernschmelzerückhaltung im RDB die Gefahr eines schichtgesteuerten Fokus-Effekts bei einer Schmelzeseekonfiguration mit oben aufliegender metallischer Schmelzeschicht (vgl. Abschnitt 3.1.2 und /KOL 1996/).

Tabelle 2.1: Einige typische Prandtl-Zahlen.

Fluid	Prandtl-Zahl	bei Temperatur
Quecksilber	0,07	20 °C
Stahl	0,1	2.000 °C
Luft	0,7	annähernd konstant
Urandioxid	1,3	2000 °C
Wasser	7	20 °C
FOREVER-Schmelze (CaO-B ₂ O ₃)	70	1.200 °C

Im Rahmen der Beobachtung und Simulation der vorherrschenden Strömungsverhältnisse für die betrachtete Schmelzeseeanordnung spielen die Turbulenzverhältnisse in den verschiedenen Zonen und Randschichten eine bedeutende Rolle. Die Diskussion hierzu wird in Kapitel 4.2.2 geführt. An dieser Stelle sei jedoch auf die

noch nicht abgeschlossene Frage des Einflusses der Prandtl-Zahl auf das sich einstellende Strömungs- und Temperaturfeld verwiesen. Während Theofanous et al. /THF 1997/ den Einfluss der Prandtl-Zahl für hohe Rayleigh-Zahlen als vernachlässigbar betrachten, halten Nourgaliev et al. /NOU 1997/ den Einfluss insbesondere im unteren Bereich der Bodenkalotte für signifikant. Der Einfluss der Prandtl-Zahl ist daher auch Gegenstand der aktuellen Forschung /LEE 2004/. In dieser Arbeit werden die Temperatur- und Materialabhängigkeit der in die Prandtl-Zahl eingehenden Größen, kinematische Viskosität und Temperaturleitfähigkeit, berücksichtigt, aber keine weitergehende Untersuchung der von der Prandtl-Zahl abhängigen Effekte durchgeführt.

2.2.1.2 Die Nußelt-Zahl

Die Nußelt-Zahl ist allgemein definiert als das Verhältnis des gesamten tatsächlich übertragenen, flächenbezogenen Wärmestroms q_{tot} an einer Grenzfläche zum Wärmestrom im Falle reiner Wärmeleitung q_{con} /VDI 2002/:

$$Nu = \frac{q_{tot}}{q_{con}} = \frac{q_{tot} H}{\lambda \Delta T} = \frac{h H}{\lambda}. \quad (2.3)$$

Der Wärmestrom der reinen Wärmeleitung ergibt sich aus der Wärmeleitfähigkeit λ , der charakteristischen Längendimension H , welche in den hier betrachteten Anordnungen die Fluid- oder Schmelzeseehöhe darstellt, und der maximalen Temperaturdifferenz ΔT über der betrachteten Ausdehnung. Wie später noch gezeigt wird, kann der tatsächliche Abstand zwischen den Punkten minimaler und maximaler Temperatur nur einen Bruchteil der gewählten Dimension H betragen. Der gesamte Wärmestrom ist auch definiert als Produkt des zu bestimmenden Wärmeübergangskoeffizienten h und der Temperaturdifferenz ΔT . Diese Zusammenhänge sind ebenfalls in Gleichung (2.3) wiedergegeben.

Im Gegensatz zur herkömmlichen Verwendung der Nußelt-Zahl muss bei der Anwendung auf Fluide mit inneren Wärmequellen beachtet werden, dass die Nußelt-Zahl bereits im Falle reiner Wärmeleitung nicht 1, sondern 2 oder 4 ist, je nachdem, welche Randbedingungen vorliegen. Dieser Zusammenhang ergibt sich aus der Lösung der eindimensionalen Differentialgleichung für das Temperaturfeld im stationären Fall. Ausgehend vom Wärmeleitungsgesetz nach Fourier /BAE 1994/:

$$q = -\lambda(y) \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.4)$$

und in Verbindung mit der Energiebilanz für ein infinitesimales Element:

$$-\frac{\partial q}{\partial y} + q_v(y) = 0 \quad (2.5)$$

ergibt sich die gesuchte Beziehung zu:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{q_v(y)}{\lambda(y)} = 0. \quad (2.6)$$

Wird eine konstante Wärmequellendichte q_v und eine konstante Wärmeleitfähigkeit über der Höhe H und eine adiabate Randbedingung an der Unterseite angenommen, so ergibt sich für die maximale Temperaturdifferenz:

$$\Delta T = \frac{q_v}{2\lambda} H^2. \quad (2.7)$$

Da für den angenommenen Fall die gesamte über der Fluidhöhe generierte Wärme über die Oberseite abgeführt werden muss, ist q_{tot} gleich dem Produkt aus Wärmequellendichte und Fluidhöhe. Unter Berücksichtigung dieses Zusammenhangs ergibt sich durch Einsetzen von (2.7) in (2.3), dass die Nußelt-Zahl bereits im Falle der reinen Wärmeleitung mit einer adiabaten Ober- oder Unterseite gleich 2 ist. Für den Fall der Wärmeabgabe nach oben und unten ergibt sich analog eine Nußelt-Zahl von 4 /SMI 1997/.

In den meisten Fällen wird als Ergebnis der Experimente mit intern beheizten Fluiden /JAH 1975/ oder von Rechnungen /DIN 1997/ eine monotone Potenzfunktion für den Wärmeübergang in Abhängigkeit von der internen Rayleigh-Zahl angeben:

$$Nu = c Ra_i^n. \quad (2.8)$$

Häufig wird ein Gültigkeitsbereich bezüglich der Rayleigh-Zahl für die Funktion angegeben. Je nach Art der betrachteten Anordnung werden gemittelte Nußelt-Zahlen für die gesamte Berandung angegeben oder es wird unterschieden zwischen oberer und unterer Nußelt-Zahl. Im Falle der hemisphärischen Anordnung werden auch polarwinkelabhängige Nußelt-Zahlen verwendet /NOU 1997/.

2.2.1.3 Die Rayleigh-Zahl

Für natürliche Konvektionsvorgänge an vertikalen Wänden wird allgemein folgender Zusammenhang angenommen /VDI 2002/:

$$Nu = f(Gr \cdot Pr). \quad (2.9)$$

Die Grashof-Zahl ist definiert als das Verhältnis der Auftriebskräfte zu den Reibungskräften:

$$Gr = \frac{g H^3}{\nu^2} \beta \Delta T = \frac{g H^3}{\nu^2} \frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_\infty}. \quad (2.10)$$

Hierin sind g die Erdbeschleunigung, H die charakteristische Höhe, ν die kinematische Viskosität, β der volumetrische Ausdehnungskoeffizient und ΔT wiederum die maximal auftretende Temperaturdifferenz.

Das Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl wird auch als Rayleigh-Zahl definiert:

$$Ra_e = Gr \cdot Pr . \quad (2.11)$$

Diese allgemein gebräuchliche Rayleigh-Zahl gilt für Vorgänge mit externen Wärmequellen und -senken. Um sie von der noch zu definierenden internen Rayleigh-Zahl zu unterscheiden, werden die Indizes „e“ und „i“ eingeführt.

Eine weitere charakteristische Kennzahl ist die Damköhler-Zahl, die das Verhältnis von freigesetzter Wärme zum Wärmetransport durch Leitung beschreibt und damit auch ein Maß für die Temperaturerhöhung im Fluid ist /SMI 1997/:

$$Da = \frac{q_v H^2}{\lambda \Delta T} . \quad (2.12)$$

Wird die externe Rayleigh-Zahl mit der Damköhler-Zahl multipliziert, so ergibt sich eine dimensionslose Kennzahl, in der keine Temperaturdifferenz mehr auftritt:

$$Ra_i = Ra_e \cdot Da = Gr \cdot Pr \cdot Da = \frac{g \beta q_v H^5}{\nu a \lambda} . \quad (2.13)$$

Diese als interne Rayleigh-Zahl bezeichnete Größe ist die wichtigste Kennzahl für die in dieser Arbeit betrachteten Vorgänge innerhalb des Schmelzesees. Sie kann als dimensionslose Wärmequellstärke betrachtet werden. Da die Temperaturen der betrachteten Anordnungen nicht a priori bekannt sind, ist diese Kennzahl gut geeignet, um ein Experiment oder ein prototypische Szenario einordnen zu können. Gleichzeitig wird deutlich, dass die wesentlich bestimmende Größe die Höhe des Fluids ist. Als weiterer wichtiger Faktor geht die Wärmequellstärke ein.

In Abhängigkeit von der geometrischen Anordnung gibt es zwei kritische interne Rayleigh-Zahlen für Fluide mit inneren Wärmequellen. Die erste bezeichnet das Einsetzen der dichtegetriebenen Konvektion /KUL 1977/, /SMI 1997/. Je nach Anordnung liegt diese den Anfang der laminaren Konvektion bezeichnende Zahl zwischen 1000 und 3000. Für die in dieser Arbeit betrachteten Anordnungen ist die zweite kritische Rayleigh-Zahl bedeutender: Sie bezeichnet den Übergang vom laminaren Konvektionsregime zum turbulenten. Dinh /DIN 1997/ ordnete diesen Übergang für hemisphärische Anordnungen etwa einer Rayleigh-Zahl von $5 \cdot 10^{11}$ zu. Die maximalen Rayleigh-Zahlen für prototypische Anordnungen werden zu 10^{17} /BER 1998/ abgeschätzt.

Für bestimmte Anordnungen lassen sich weitere Beziehungen zwischen den verschiedenen Kennzahlen angeben, die dann als bestimmte thermodynamische Effekte oder Zusammenhänge interpretiert werden können /JAH 1975/, /SMI 1997/, /BER

1998/. Für die in dieser Arbeit behandelten Vorgänge sind weitere Ausführungen an dieser Stelle nicht notwendig.

2.2.1.4 Diskussion der bisherigen Experimente

In den früheren Arbeiten mit hemisphärischen Anordnungen wurden zunächst kleinere Systeme untersucht, bei denen Rayleighzahlen bis zu 10^{11} realisiert werden konnten /JAH 1975/. Erst in den 90er Jahren wurden größere Systeme eingesetzt, um prototypische Rayleigh-Zahlen bis zu 10^{17} zu erreichen (/HEL 1998/, /BER 1998/; vgl. a. Abschnitt 3.3.1), wie sie in einem Kernschmelzscenario für einen Reaktor mit großer Leistung ($P_{el} > 1.200$ MW) erreicht werden könnten.

Bisher realisiert jedoch kein Experiment zum Wärmeübergangsverhalten eines Schmelzesees durchgängig prototypische Randbedingungen. Die Ursachen dafür sind:

- Die meisten Experimente haben eine adiabate Randbedingung oder eine einheitliche Randbedingung 1. Art (Temperatur) an allen Begrenzungen des Fluidgebiets vorgegeben. Im prototypischen Fall ist jedoch die Größenordnung der Wärmefreisetzung so groß, dass die Randbedingungen in der Umgebung vom Schmelzesees selber beeinflusst werden. Sehr wahrscheinlich werden unterschiedliche Randbedingungen an der Oberseite und an der hemisphärischen Oberfläche des Behälters vorliegen. Dadurch werden sich andere als die in den Experimenten gemessenen Wärmeflussverteilungen einstellen. Nur für den Fall, dass das flüssige Schmelzegebiet vollständig von einer Kruste umgeben ist, an deren Grenzfläche zur Schmelze annähernd eine einheitliche Erstarrungstemperatur vorliegt, sind die Anordnungen vergleichbar.
- Das Temperaturniveau ist in den bisher zur Verfügung stehenden großskaligen Experimenten wesentlich niedriger als im prototypischen Fall. Die meisten Experimente arbeiten mit Wasser oder Wasserlösungen praktisch auf Raumtemperaturniveau. D.h., obwohl nominal eine prototypische Rayleigh-Zahl simuliert wird, wird hier beispielsweise der mögliche Einfluss der Wärmestrahlung von der Schmelzeoberfläche auf die gesamte Anordnung nicht berücksichtigt.
- In der Geometrie bestehen entweder große Skalierungsunterschiede im Falle von 3D-Anordnungen (1:10 oder weniger, z. B. FOREVER oder die UCLA-Experimente von Asfia und Dhir /ASF 1996/) oder es wird eine 2D-Anordnung untersucht wie in den BALI- /BER 1998/ oder COPO-Experimenten /HEL 1998/, deren Ergebnisse auf den 3D-Fall umgerechnet werden. Bei letzteren handelt es sich um Versuche mit einem scheibenförmigen Viertel- (BALI) oder Halbkreissegment (COPO) der Bodenkalotte mit konstanter Dicke, wobei die vertikale Achse der zu modellierenden Kalotte beinhaltet ist. Die meisten Experimente haben an der Oberseite des Schmelzegebiets keine freie Oberfläche. Das be-

schränkt die Übertragbarkeit der Ergebnisse prinzipiell auf prototypische Szenarien mit einer Kruste an der Oberseite.

- Ein Problem aller Experimente ist die Einkopplung der volumetrischen Wärmequellen. In den 2D-Anordnungen wie BALI und COPO wird zwischen den planparallelen Schnittebenen eine Spannung angelegt und der Joule-Effekt zur Heizung des Fluids genutzt /BER 1998/ /HEL 1998/. In den UCLA-Tests /ASF 1996/ wurde eine Mikrowellentechnik angewendet. Beide Verfahren können jedoch eine absolut gleichmäßige Verteilung der Wärmequellendichte nicht gewährleisten, weil entweder temperaturabhängige Materialeffekte oder Konzentrationsunterschiede in der verwendeten Fluidlösung auftreten können oder Geometrieeffekte eine Rolle spielen. Einen anderen Ansatz versuchen Theofanous et al. durch transientes Abkühlen der gesamten Anordnung ohne Zufuhr von Wärme in den ACOPO-Tests (Axisymmetric COPO, /THF 1996, App. D/). Bolshov et al. /BOL 2001/ sind jedoch der Ansicht, dass signifikante Unterschiede bezüglich der Wärmeflussverteilung an der Berandung vorliegen, wenn man einen sich transient abkühlenden Fluidpool oder einen Pool mit inneren Wärmequellen betrachtet. Bei den FOREVER-Experimenten ist die Verletzung einer homogenen Wärmequellendichte offensichtlich, da die Heizstäbe nur an diskreten Positionen im Inneren des Pools heizen. Werden jedoch die experimentellen Ergebnisse mit den CFD-Rechnungen, bei denen ein homogenes Wärmequellengebiet modelliert wurde, verglichen, zeigt sich, dass der Effekt zumindest im oberen Teil der Bodenkalotte vernachlässigbar ist. Eine ausführliche Diskussion der FOREVER-Experimente folgt im Abschnitt 5.4. Im prototypischen Szenario ist allerdings auch nicht davon auszugehen, dass die gesamte freigesetzte Wärme homogen über das Schmelzgebiet verteilt ist. Zum einen wird davon ausgegangen, dass der größere Teil der wärmeerzeugenden Spaltprodukte in der oxidischen Phase vorliegt, zum anderen können sich gasförmige, flüchtige Spaltprodukte in Hohlräumen ansammeln (vgl. Bild 3.3, S. 36).

Bernaz /BER 1998/ hat belegt, dass die Ergebnisse, die mit einer elliptischen Bodenkalotte, die einen deutlich größeren Radius als der zylindrische Teil des Behälters aufweist, nicht mit denen einer vollständigen Halbkugel vergleichbar sind. Bei einer stark elliptischen Bodenkalotte wird bei gleicher Schmelzmasse der Schmelzespiegel früher das Niveau des Kalottenübergangs erreichen bzw. wesentlich höher im zylindrischen Teil stehen als bei einer hemisphärischen Kalotte. Die WWER-440 und die WWER-1000 Reaktoren besitzen eine stark elliptische Bodenkalotte, und die im Rahmen der Untersuchungen zu schweren Störfällen für das KKW Loviisa (Typ WWER-440) durchgeführten COPO-I-Experimente repräsentierten diese Geometrie /KYM 1994/. Die von Bernaz durchgeführten BALI-Experimente stellten ein Segment einer halbkugelförmigen Bodenkalotte im prototypischen Maßstab dar, als Vorbild diente die französische Reaktorbaulinie N4. Da in dieser Arbeit halbkugelförmige Kalotten betrachtet werden, werden nur diesbezügliche thermodynamische Randbedin-

gungen angenommen. Für die leicht elliptische Bodenkalotte der KONVOI-Baureihe (Innenradius Kalotte: 2.554 mm, Zylinder: 2.500 mm) wird angenommen, dass sich die Ergebnisse aus den halbkugelförmigen Arbeiten übertragen lassen.

2.2.2 Arbeiten zum mechanischen Materialverhalten

Die vorhandenen Arbeiten zur Untersuchung und Abschätzung bzw. Simulation des mechanischen Verhaltens der Bodenkalotte oder dafür verwendeter Werkstoffe sind sehr umfangreich. An dieser Stelle soll zunächst ein Überblick gegeben werden, welche Stoffeigenschaften ermittelt werden müssen, welche Typen von Experimenten es gibt und welche Verfahren zur Abschätzung oder Simulation des Versagensverhaltens angewendet werden. Die Diskussion der betreffenden Literatur und der dort vorgeschlagenen Verfahren und dargestellten Ergebnisse erfolgt in den Abschnitten 3.5.4 und 4.1.3.

Bei den für mechanische Simulationen relevanten Stoffeigenschaften ist zu unterscheiden zwischen solchen, die in erster Näherung als rein temperaturabhängig betrachtet werden können, und solchen, die zusätzlich zeit- oder dehnungsabhängig sind. Zu den Stoffwerten der ersten Gruppe gehören der Temperatureausdehnungskoeffizient, die Dichte und der Elastizitätsmodul. Die Modellierung dieser Stoffeigenschaften wird in Abschnitt 4.1 behandelt. Die zweite Gruppe der relevanten Stoffeigenschaften ist nicht nur temperaturabhängig und lässt sich nicht durch einen Stoffwert beschreiben: das plastische (zeitunabhängige) und das viskoplastische (zeitabhängige) Materialverhalten. Streng genommen lassen sich in dem betrachteten Zusammenhang die Plastizität und Viskoplastizität, auch als Kriechen bezeichnet, in den für die Kernschmelzerückhaltung relevanten Experimenten nicht trennen (vgl. Kap. 3.5.4 und 4.1.3).

2.2.2.1 Kriechen

Bei den in dieser Arbeit betrachteten Anordnungen und Belastungen spielt die zeitabhängige viskoplastische Verformung des Reaktordruckbehälters eine entscheidende Rolle. Dieser als Kriechen (creep) bezeichnete Vorgang tritt bei allen kristallinen Materialien auf, die bei höheren Temperaturen belastet werden. Für die kritische Temperatur T_C von Metallen, von der an signifikantes Kriechen zu beachten ist, gilt allgemein /BOY 1988/:

$$T_C \approx 0,4 \cdot T_{sol} \quad (2.14)$$

Hierbei ist T_{sol} die Schmelztemperatur des Materials in Kelvin. Für nichteutektische Materialien mit deutlich unterschiedlicher Solidus- und Liquidustemperatur ist die Solidustemperatur einzusetzen. Bei den in dieser Arbeit betrachteten niedriglegierten feinkörnigen Reaktorbaustählen mit den Hauptlegierungsanteilen Mangan, Molybdän

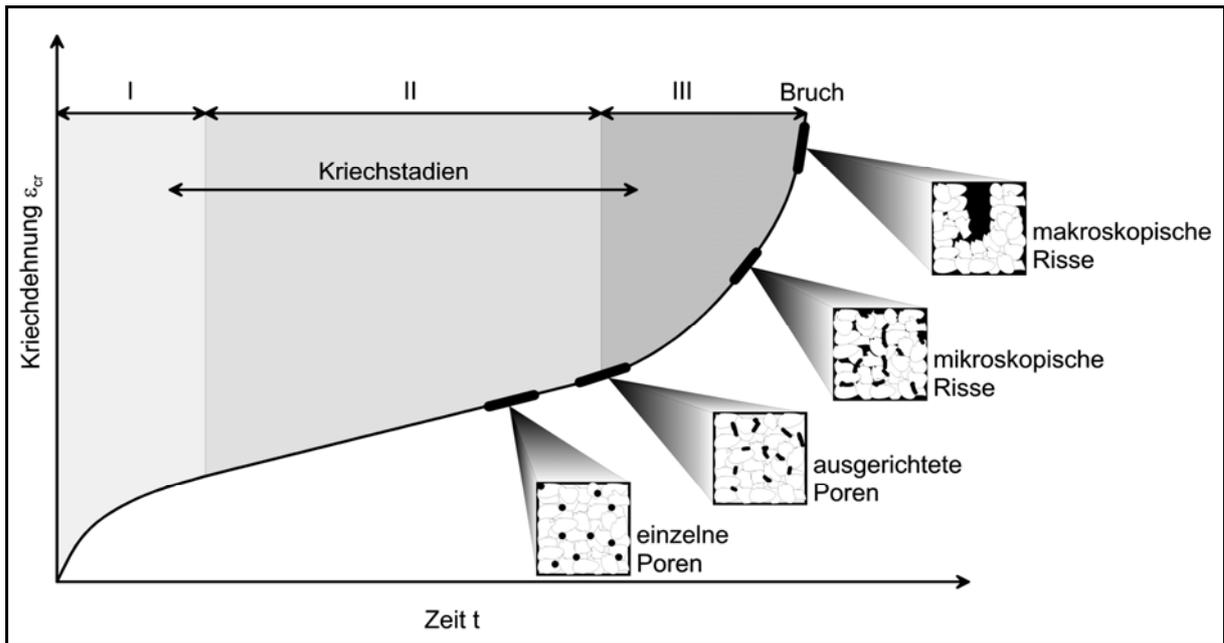


Bild 2.1: Prinzipieller Verlauf einer Kriechkurve und der in den jeweiligen Kriechstadien zu beobachtenden metallographischen Befunde (nach Heinrich /HEI 1991/).

und Nickel kann eine Solidustemperatur von 1.750 K angesetzt werden, die kritische Temperatur beträgt somit 700 K.

Es liegt sehr umfangreiche Literatur zu Kriechvorgängen vor, allerdings zum überwiegenden Teil konzentriert auf das Zeitstandverhalten von langfristig hoch beanspruchten Komponenten wie Turbinenschaufeln oder Chemieanlagenanteilen. Die Zielstellung und Herangehensweise auf diesem Forschungsgebiet ist nicht direkt mit der Fragestellung im Bereich der schweren Störfälle vergleichbar: Bei den herkömmlichen Untersuchungen liegt das Ziel darin nachzuweisen, dass für das entsprechende Werkstück bzw. den Werkstoff ein Versagen während der angestrebten Lebensdauer ausgeschlossen werden kann. Deswegen werden in der Regel Laborbedingungen gewählt, die vergleichbare oder leicht erhöhte Belastungen widerspiegeln. Damit kann ein Nachweis geführt werden, dass die entsprechende Komponente im realen Einsatz mindestens die geforderten Spezifikationen erfüllt. So kann das Bauteil rechtzeitig vor einem möglichen Versagen außer Betrieb genommen oder ausgetauscht werden. Demgegenüber werden die Untersuchungen für schwere Störfälle mit dem Wissen durchgeführt, dass mit einem Versagen der Komponente in jedem Fall zu rechnen ist, falls die entsprechenden Randbedingungen eintreten. Ziel ist es daher insbesondere, Daten zu fortgeschrittenen Kriechstadien, zum Versagenszeitpunkt und zur Versagensform zu sammeln.

Prinzipiell lassen sich aus den einachsigen Zeitstandversuchen 3 Kriechstadien ablesen (vgl. Bild 2.1, /HEI 1991/):

- I. Primäres Kriechen: Kurz nach der Lastaufnahme verlangsamt sich der Kriechvorgang mit steigender Verformung, weil sich ein Versetzungsnetzwerk ausbildet. Dieser Vorgang wird als Verfestigung bezeichnet.

- II. Sekundäres Kriechen: Nachdem sich eine minimale Kriechdehnrate eingestellt hat, beginnt im Idealfall ein Stadium mit konstanter Dehnrate (stationäres Kriechen). Hierbei überlagern sich weitere Versetzungsbildungen und Erholungsvorgänge. Des Weiteren kommt es zur Neubildung und Vergrößerung von Karbiden, woraus ein Festigkeitsverlust des Werkstoffs resultiert (thermal softening). Aufgrund der Diffusion von Leerstellen, primär im Bereich von Ausscheidungsteilchen, an die Korngrenzen beginnt außerdem die Bildung von Kriechporen (cavities).
- III. Tertiäres Kriechen: Zunehmendes „thermal softening“, Abnahme des tragenden Querschnitts aufgrund zunehmender Porenbildung und Oxidation und Entkohlung der Randschichten bei atmosphärischem Sauerstoffzutritt führen zu einer Beschleunigung des Kriechvorgangs. Durch zusammenwachsende Poren bilden sich Mikrorisse, schließlich versagt das Werkstück durch Kriechbruch.

Die Versuche werden in der Regel mit konstanter Temperatur (Zeitstandisotherme) und Last durchgeführt. D.h., die für die gesuchte Werkstoffeigenschaft maßgebliche Spannung nimmt mit zunehmender Dehnung zu, insbesondere nach Beginn einer möglichen Probeneinschnürung. Eine detaillierte Diskussion der Auswertung von Zeitstandkurven wird in Abschnitt 4.1.4.2 geführt.

Breits in den 50er Jahren wurden Modelle entwickelt, um die Versagenszeit von Komponenten an Hand einer begrenzten Anzahl von einachsigen Zeitstandversuchen vorhersagen zu können /LAR 1952/. Die hierzu durchgeführten Experimente sind in der Regel als Langzeitkriechversuche zu bezeichnen, da sie 10^2 bis 10^5 h dauern. Sogenannte Kurzzeitkriechversuche werden in nennenswertem Umfang für die hier betrachteten Werkstoffe erst seit den 80er Jahren durchgeführt /MUL 1991/, /OBS 1989/. Die Temperaturen der Zugproben lagen allerdings zunächst unterhalb der Austenitisierungstemperatur der betrachteten RDB-Stähle von etwa 1.150 K, erst seit den 90er Jahren werden Kurzzeitkriechversuche bis in die Nähe des Schmelzpunktes durchgeführt /REM 1993/, /SAI 1998/.

Für die Bestimmung des Kriechverhaltens von Stählen in Rechenprogrammen werden üblicherweise analytische Formeln verwendet, sogenannte Kriechgesetze, die je nach Ansatz eine Anzahl freier Parameter beinhalten /ALT 2003/. Ein häufig verwendetes Kriechgesetz ist:

$$\dot{\varepsilon} = d_1 \cdot \sigma^{d_2} \cdot \varepsilon^{d_3} \cdot \exp\left[-\frac{d_4}{T}\right]. \quad (2.15)$$

In dieser Gleichung ist die Dehnrate $\dot{\varepsilon}$ in Abhängigkeit der wahren Spannung σ , der bereits erreichten wahren Dehnung ε und der vorherrschenden Temperatur T ausgedrückt. Da Temperatur und Spannung vom Werkstoff nicht beeinflusst werden können, ist die Dehnrate primär von der aktuellen Dehnung abhängig. Weil der Exponent d_3 für die meisten Stähle negativ ist, wird die dargestellte Gleichung als Dehnungs-

verfestigungsmodell bezeichnet; es ist $\dot{\epsilon} < 0$. Der Exponent d_3 und die übrigen Koeffizienten werden so angepasst, dass möglichst viele Kriechversuche bei konstanter Last und Temperatur mit möglichst geringer Abweichung wiedergegeben werden können. Bei der praktischen Anwendung ist es aber oft schwierig, eine zufriedenstellende Koeffizientenanpassung für größere Temperatur- und Spannungsbereiche zu finden, da die Koeffizienten selbst ebenfalls von Spannung und Temperatur abhängen. Insbesondere weil sich das unterschiedliche Materialverhalten oberhalb und unterhalb des Austenitisierungspunktes mit einer einzigen Gleichung nicht mit der gewünschten Genauigkeit wiedergeben lässt, werden zur Umgehung dieses Schwachpunktes in der Literatur für ein Material verschiedene Gleichungen bzw. Koeffizienten für bestimmte Spannungs- und Temperaturbereiche angegeben /REM 1993/, /CHU 1999/.

Ein weiterer Nachteil dieser analytischen Beschreibung (2.15) ist, dass mit einem Koeffizienten d_3 nur das primäre Kriechstadium beschrieben werden kann. Es ist aber erforderlich, auch das sekundäre Kriechstadium ($\dot{\epsilon} = 0$) bzw. das tertiäre Kriechstadium ($\dot{\epsilon} > 0$) in der Modellierung zu erfassen (vgl. folgender Abschnitt und Abschnitt 4.1.4.2).

2.2.2.2 Zug- und Kriechversuche

Die allgemein etablierte Vorgehensweise zur Ermittlung der beiden Werkstoffeigenschaften Plastizität und Viskoplastizität besteht darin, einachsige Zug- und Kriechversuche durchzuführen. Erstere sind dehnungsgesteuert, d.h. bei fest vorgegebener Dehnrates werden die Dehnung der Probe und die dazu notwendige Kraft aufgezeichnet. Aus der jeweils anliegenden Kraft und dem ursprünglichen Probenquerschnitt kann die Nominalspannung zur jeweiligen Dehnung berechnet werden. (vgl. Bild 2.2, Kurve „REVISA 800°C Eng. Strain/Stress epsdot=1.0%/min“). Aus der Nominalkurve lässt sich unter Annahme einer gleichmäßigen Verformung eine „wahre“ Kurve bestimmen (Bild 2.2, Kurve „REVISA 800°C True Strain/Stress“, vgl. Abschnitt 4.1.4).

Kriechversuche hingegen sind lastgesteuert /OBS 1989/, d.h., der Zugstab wird mit einer konstanten Zugkraft bis zum Bruch belastet. Da bei den hier betrachteten Temperaturen in der Regel große Bruchdehnungen von bis zu 100 % erreicht werden, führt die damit einhergehende Verkleinerung des Probenquerschnitts auch unter Vernachlässigung der typischerweise an der Bruchstelle zuvor auftretenden Bruch-einschnürung zu wesentlich höheren wahren Spannungen als die auf den Ausgangsquerschnitt bezogene Nominalspannung. In Bild 2.2 ist der Verlauf der wahren Spannung eines Kriechversuchs bei 800 °C und 65 MPa für den französischen Stahl 16MND5 dargestellt („REVISA 65MPa Creep Test True Strain/Stress“). Ausgehend von der Nominalspannung erreicht die wahre Spannung ohne Berücksichtigung einer Einschnürung mit 124 MPa zum Zeitpunkt des Bruchs fast das Doppelte des Nominalwerts.

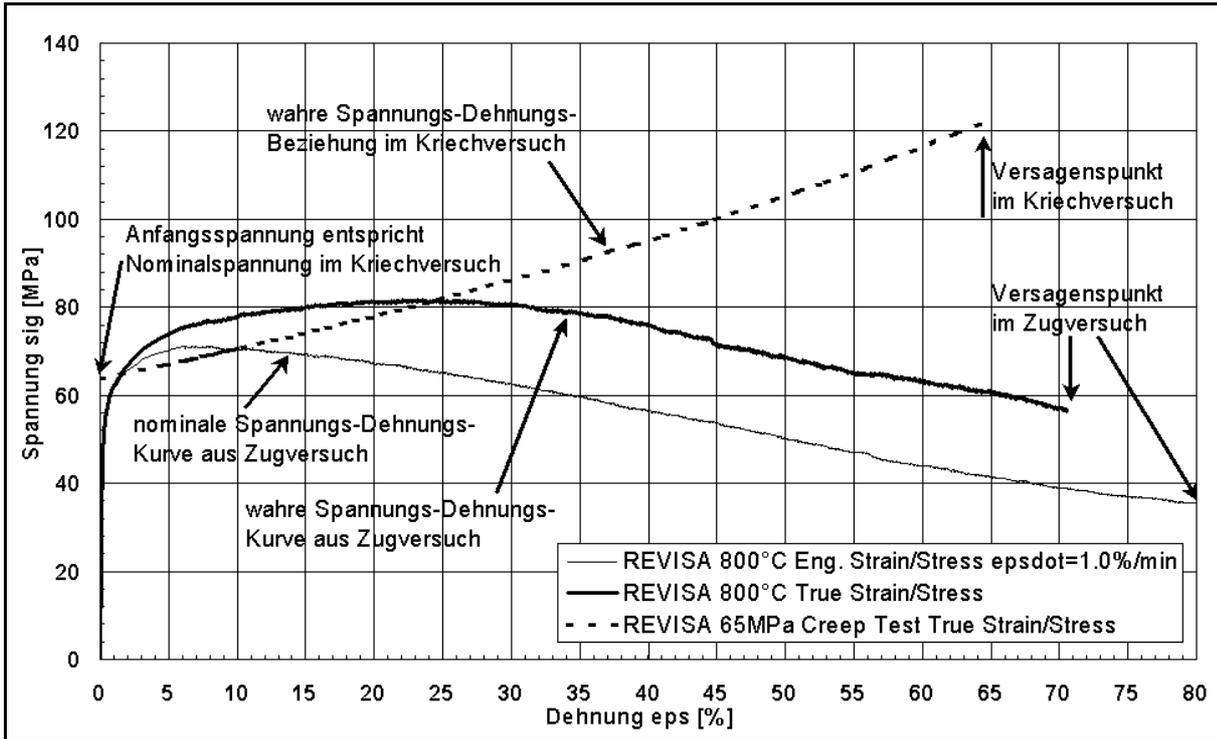


Bild 2.2: Darstellung der Spannungs-Dehnungs-Verhältnisse in Zug- und Kriechversuchen am Beispiel REVISA-Ergebnisse für den Stahl 16MND5 bei 800 °C.

Aus den lastgesteuerten Versuchen ist damit nicht direkt zu entnehmen, ob der für Kriechkurven typische Verlauf (vgl. Bild 2.1 und Bild 2.6) materialspezifisch ist oder ein Geometrieeffekt ist. Wahrscheinlich ist insbesondere die Beschleunigung im tertiären Bereich eine Kombination von beidem:

- geometrische Beschleunigung aufgrund der Abnahme des Probenquerschnitts im Bereich der Gleichmaßdehnung und zusätzlich bei Auftreten einer Einschnürung,
- abnehmende Materialfestigkeit aufgrund mikrostruktureller Vorgänge (Porenentstehung und -wachstum, Mikrorisse).

Um diese Effekte zu trennen, wurden von der MPA /OBS 1989/ spannungskontrollierte Versuche durchgeführt, bei denen die Last entsprechend der Abnahme des Probenquerschnitts so reduziert wurde, dass die Spannung zumindest bis zum Beginn der Einschnürung konstant blieb. Hierbei zeigte sich, dass viele Versuche durch eine lineare Beziehung zwischen Dehnung und Zeit für den größten Teil der Versuchsdauer beschrieben werden können. Allerdings zeigten sich kurz vor dem Bruch in der Regel doch höhere Dehnraten als bei linearer Abhängigkeit. In der Literatur wird teilweise die Ansicht vertreten, dass die Kriechbeschleunigung im tertiären Bereich rein durch den Geometrieeffekt verursacht wird /OBS 1988/, /CHU 1999/. In Kapitel 5.2 wird gezeigt, dass diese Aussage zumindest für den in dieser Arbeit modellierten Werkstoff 16MND5 nicht zutrifft.

2.2.2.3 Reproduzierbarkeit der Festigkeitseigenschaften

Es ist bekannt, dass die aus den entsprechenden Experimenten gewonnenen Festigkeitseigenschaften materialspezifisch sind, also von den einzelnen Stahlsorten abhängen. Aber auch Proben aus unterschiedlichen Chargen desselben Stahls liefern große Abweichungen in ihrem Festigkeits- und Versagensverhalten in dem für eine Kernschmelzerückhaltung relevanten Temperatur- und Spannungsbereich.

Wie groß der Unterschied der mechanischen Eigenschaften zweier Chargen ein und desselben Stahls aus zwei verschiedenen Hütten sein kann, zeigen die Untersuchungen von Mongabure (/MON 2000/, Bild 2.3 und Bild 2.4). Ausgehend vom nicht erwarteten sehr unterschiedlichen Versagensverhalten in den Experimenten des LHF- /CHU 1999/ und des nachfolgenden OLHF-Projekts /HUM 2000/ (s. a. Abschnitt 2.2.2.4) wurde nach möglichen Ursachen geforscht. Obwohl in beiden Experimentreihen der amerikanische RDB-Stahl SA 533 B1 eingesetzt wurde, traten unabhängig von den Versagenszeiten, die wesentlich von den vorherrschenden Temperaturen abhängen, in ansonsten vergleichbaren Experimenten unterschiedliche Bruchformen auf. In den LHF-Experimenten wurde am Versagensort eine raue Bruchfläche mit einer relativ großen Restwanddicke beobachtet. In den vergleichbaren OLHF-Experimenten wurde hingegen eine scharfe Abrisskante festgestellt. Dieser Befund wurde in der Nachuntersuchung durch Mongabure bestätigt. In Bild 2.3 und Bild 2.4 sind Proben aus einachsigen Kriechversuchen im Temperaturbereich von 970 K bis 1.270 K bei verschiedenen Nominalspannungen dargestellt. Die unterschiedlichen

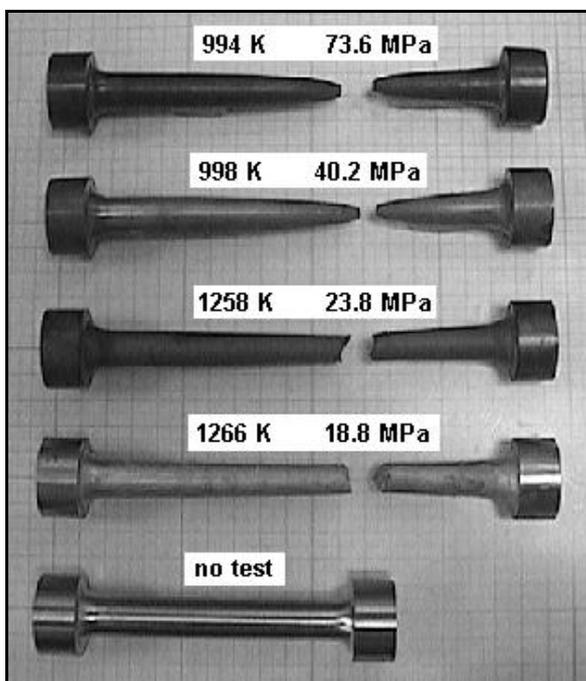


Bild 2.3: Proben aus LHF-Material von Kriechversuchen bei verschiedenen Nominalspannungen und Temperaturen /MON 2000/.

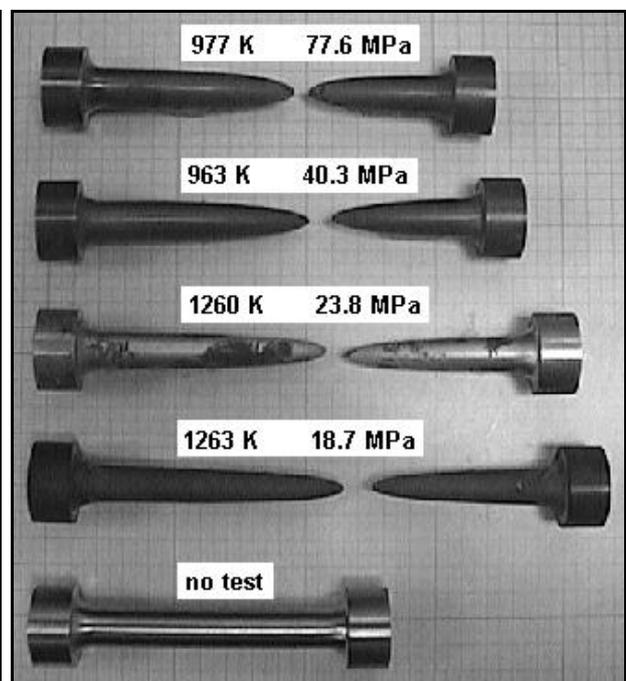


Bild 2.4: Proben aus OLHF-Material von Kriechversuchen bei verschiedenen Nominalspannungen und Temperaturen /MON 2000/.

Bruchformen sind besonders im höheren Temperaturbereich gut zu erkennen.

Die Untersuchungen von Mongabure belegen, dass der LHF-Stahl, der aus einer amerikanischen Hütte stammte, unterhalb der Austenitisierungstemperatur (ca. 1.170 K) tendenziell eine höhere Festigkeit aufwies, während der OLHF-Stahl aus einer deutschen Hütte oberhalb des Austenitisierungsbereichs eine deutlich bessere Zeitstandfestigkeit aufwies. Bild 2.5 zeigt beispielhaft das Kriechverhalten einer LHF- und einer OLHF-Probe. Obwohl die Temperaturen mit 1.266 K bzw. 1.263 K und die Nominalspannungen mit 18,8 MPa bzw. 18,7 MPa nahezu gleich sind, ist zu erkennen, dass der OLHF-Stahl nicht nur duktiler ist, sondern auch einen deutlich höheren Kriechwiderstand aufweist. Die Versagenszeit ist mit 8,13 h gegenüber 3,51 h mehr als doppelt so lang.

Die Ursache für die Unterschiede bei Duktilität und Versagenszeit ist nicht eindeutig festzumachen. Mongabure /MON 2000/ äußert die Vermutung, dass das unterschiedliche Verhalten auf die innerhalb der Norm in zulässigen Werten schwankenden Schwefelgehalte des mit Mangan legierten Stahls zurückgeführt werden kann, weil sich die Bildung von Mangansulfid im Bereich hoher Temperaturen negativ niederschlagen kann.

Wird der Schwefelgehalt der beiden Stähle verglichen (s. Tabelle 5.1, S. 103), so findet man, dass das duktilere OLHF-Material mit einem Anteil von 0,001 gew.-% wesentlich weniger Schwefel enthält als das sprödere LHF-Material mit 0,01 gew.-%. Der Duktilitätseffekt ist bei hohen Temperaturen (oberhalb des Austenitise-

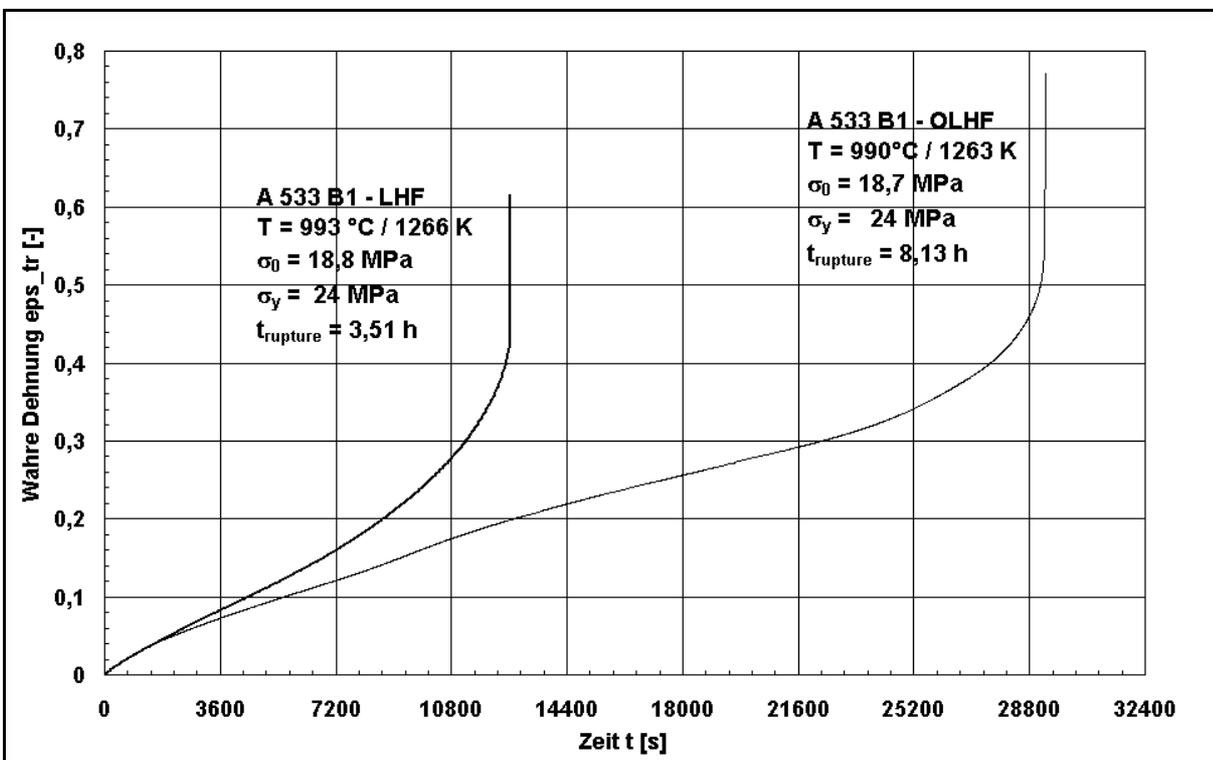


Bild 2.5: Wahre Kriechdehnungen über der Zeit von Kriechproben eines LHF-Tests und eines OLHF-Tests. (Kurven aus Daten von Mongabure generiert.)

rungspunktes) ausgeprägter als bei niedrigeren Temperaturen. In Kapitel 5.5 wird nochmals im Rahmen der Diskussion der FOREVER-Experimente auf diesen möglichen Zusammenhang eingegangen, denn auch dort zeigte sich, dass ein höherer Schwefelgehalt mit einer verringerten Duktilität einhergeht.

Bei der Versagenszeit in einachsigen Zugversuchen sind sogar innerhalb einer Charge noch Abweichungen von 30 % möglich. In Bild 2.6 sind Kriechkurven für den deutschen RDB-Stahl 20 MnMoNi 5 5 bei einer Temperatur von 800 °C und einer Nominalspannung von 65 MPa dargestellt. Insgesamt wurden 5 Proben einer Charge bei der MPA in Stuttgart mit einer Prüfmaschine belastet. In dem Diagramm dargestellt ist der Verlauf der wahren Dehnung über der Zeit bis zum Bruch für die Proben mit der längsten und der kürzesten Versagenszeit von 1,4 bzw. 1,05 h. (Da für den Test mit der längeren Versagenszeit nur 5 Zeit-Dehnungs-Wertepaare inklusive Nullpunkt dokumentiert waren, wurde ein Polynom 3. Grades zur Orientierung als gestrichelte Linie eingefügt.) Es wird also deutlich, dass bei den späteren Vergleichen zwischen Experimenten und numerischen Simulationen ebenfalls mit Abweichungen in dieser Größenordnung allein aufgrund der Streuung der mechanischen Eigenschaften zu rechnen ist.

Auch wenn diese Beispiele Extremfälle sind, so zeigen sie doch, dass die Streuung im Materialverhalten eine nicht zu behebende Unsicherheit bei der modellgestützten Prognose der Versagenszeiten der betrachteten Behälter darstellt.

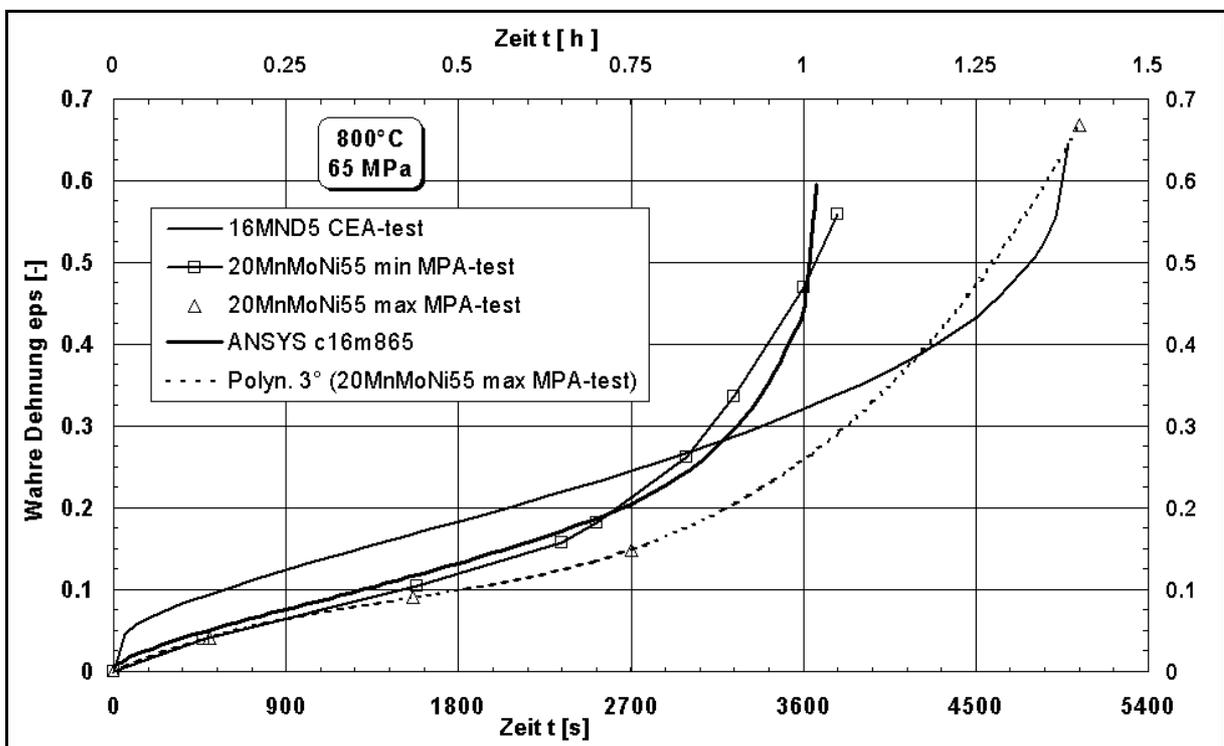


Bild 2.6: Kriechkurven für die Stähle 16MND5 und 20 MnMoNi 5 5 bei einer Temperatur von 800 °C und einer Nominalspannung von 65 MPa.

Eine weitere Kurve in Bild 2.6 gibt den Verlauf der wahren Dehnung eines Kriechversuchs für den Stahl 16MND5 des REVISA-Programms /SAI 1998/ für die gleichen Belastungsbedingungen wieder, wie sie für die Proben aus 20 MnMoNi 5 5 herrschten. Die Kurve für 16MND5 beschreibt ein geringfügig anderes Verhalten als die Kurven für den deutschen Stahl. Der Dehnungssprung zu Beginn der Belastung resultiert wahrscheinlich aus einem Fehler in der REVISA-Versuchanordnung bei allen Kriechversuchen der Temperatur 800 °C (vgl. Bild 10.13 bis Bild 10.20). Ansonsten lässt sich ein ähnliches Kriech- und Bruchverhalten zwischen den beiden Stählen beobachten.

Im REVISA-Projekt wurden die Festigkeit und das Zeitstandverhalten des französischen RDB-Stahls 16MND5 über einen Temperaturbereich von 20 °C bis 1300 °C umfassend untersucht. Allerdings wurde nur je eine Probe bei den untersuchten Spannungs- und Temperaturpunkten verwendet, d.h., es liegen keine Werte für eine Abschätzung des Streuverhaltens innerhalb einer Materialcharge vor.

2.2.2.4 Experimente mit komplexeren Spannungszuständen

Ein bekanntes Problem strukturmechanischer Analysen ist die Übertragbarkeit der in den einachsigen Zugversuchen gewonnenen Materialeigenschaften auf komplexere Geometrien und damit auf komplexere Spannungszustände. Dies gilt insbesondere bei auftretenden plastischen Verformungen und Materialschädigungen bis zum Bruch. Es wurden daher von verschiedenen Autoren Materialmodelle entwickelt, die die Vorgänge in den betrachteten Werkstoffen auch für mehrachsige Spannungs- und Dehnungszustände bis zum Bruch beschreiben sollen (vgl. /LEM 1996/, /ALT 2003/, Abschnitt 4.3.3). Um diese in Strukturanalysecodes implementierten Modelle zu validieren, werden in der Literatur und in dieser Arbeit Vergleiche mit geeigneten Experimenten durchgeführt.

Bei den im Folgenden betrachteten mechanischen Belastungsexperimenten treten im Unterschied zu den einachsigen Zugversuchen zusätzlich thermische Spannungen auf, weil die Bauteile teilweise sehr inhomogenen Temperaturfeldern ausgesetzt sind. Diese Spannungen werden als Sekundärspannungen bezeichnet und zeichnen sich dadurch aus, dass sie bei entsprechender Höhe zwar zu einer Plastifizierung des Materials führen, sich aber durch die damit verbundene Verformung selbst begrenzen. Demgegenüber lassen sich die sogenannten Primärspannungen, die beispielsweise durch die auf den Zugstab aufgebrachte Last oder durch Innendruck bei einem Behälter entstehen, nicht durch Verformungen abbauen. Dieser für Sicherheitsanalysen bedeutende Unterschied wird bei Bewertungen entsprechend berücksichtigt /KTA 1996/. Allgemein lässt sich festhalten, dass die in dieser Arbeit betrachteten transienten, bleibenden Strukturverformungen in der Regel zu Beginn durch Primär- und Sekundärspannungen gemeinsam verursacht werden. Danach erfolgt jedoch ein Sekundärspannungsabbau, und die weitere Verformung und Schädigung werden im Wesentlichen durch die Primärspannungen verursacht.

Bezüglich der Validierung lassen sich die Experimente in 3 Dimensionsstufen einteilen:

- Als 1-dimensionale Experimente werden in dieser Arbeit Zugversuche bezeichnet. Sie können gleichzeitig für die Entwicklung der im Code modellierten Materialeigenschaften, aber auch jeder für sich genommen für Vergleiche zwischen Rechnung und Test herangezogen werden.
- Als 2-dimensionale Experimente werden in dieser Arbeit Experimente bezeichnet, die auf einer Rohrgeometrie basieren. Zu diesen sogenannten Rohrversagensexperimenten gehören die RUPTHER-Tests (vgl. /MON 1999/ und 5.3.1), die FASTHER-Tests /KRI 1999/ und der MPA-Meppen-Versuch (vgl. /OBS 1988/ und 5.3.2).
- Als 3-dimensionale Experimente werden in dieser Arbeit Experimente bezeichnet, die geometrisch eine halbkugelförmige Bodenkalotte beinhalten. Hierzu gehören die LHF- (Lower Head Failure, /CHU 1999/) und OLHF-Tests (OECD-finanzierte LHF-Tests /HUM 2000/) sowie die FOREVER-Experimente.

Bezüglich der Spannung ist die Unterteilung nach Dimensionen nicht exakt, weil beispielsweise in den Rohrversagensexperimenten auch ein dreiachsiger Spannungszustand vorliegt.

Eine weitere Unterscheidung kann nach der Wanddicke der untersuchten Behälter vorgenommen werden. Hierbei ist nicht das Verhältnis von Wanddicke zu Radius ausschlaggebend, bei dem alle genannten Tests in der Größenordnung 0,05 bis 0,08 liegen, oder die Nominalspannung nach zylindrischer Kesselformel, sondern die absolute Wanddicke. Bei dünnwandigen Tests wirken sich vermeintlich geringfügige Abweichungen von der spezifizierten Geometrie oder den Werkstoffeigenschaften, verursacht beispielsweise durch Lunker oder aufgelötete Thermolemente, relativ stärker aus als bei dickwandigen Experimenten, weil hier der bekannte Effekt der Stützwirkung des umgebenden intakten Materials aufgrund des Größenverhältnisses des Fehlers zur Werkstückgröße nicht oder nur begrenzt wirken kann. So gehören die RUPTHER-Tests /MON 1999/ mit 2 mm Wanddicke zu den dünnwandigen Experimenten, während die anderen hier betrachteten Tests als dickwandige Experimente betrachtet werden können.

Die Intention für den etwa 10 Jahre früher durchgeführten MPA-Meppen-Test /OBS 1988/ lag darin, die Auswirkung eines transienten Temperaturanstiegs für eine Speisewasserleitung unter hohem Systemdruck zu untersuchen. Die Bedingungen einer Kernschmelze waren nicht Gegenstand der Untersuchung, deswegen liegt die maximale Temperatur im Test lediglich bei 735 °C, der maximale Druck hingegen beim Normalbetriebsdruck von 165 bar. Eine ausführliche Diskussion zu diesen beiden Versuchen wird in Kapitel 5.3 im Rahmen der Modellvalidierung geführt.

Bezüglich der verfügbaren 3-dimensionalen Experimente lässt sich festhalten, dass der wesentliche Unterschied zwischen den LHF/OLHF- und den FOREVER-

Experimenten nicht nur in der Skalierung von ungefähr 1:5 bzw. 1:10 zu einem mittelgroßen LWR besteht, sondern auch in der thermischen Lastaufbringung. Die absichtliche transiente Temperaturerhöhung von mehreren Kelvin pro Minute bei den LHF/OLHF-Versuchen /CHU 1999/, /HUM 2000/ entspricht zwar eher dem prototypischen Szenario, bei dem von vornherein ein hoher Systemdruck vorliegt und sich die Behälterwand nach einer Schmelzeverlagerung erwärmt, aber zur Codevalidierung oder für Benchmarks sind diese Experimente nur bedingt geeignet. Denn diese Versuche erstrecken sich über mehrere Stunden, aber die entscheidenden plastischen Verformungen finden in den letzten 10 Minuten statt, weil sich dann die Materialfestigkeit auf dem erreichten Temperaturniveau relativ zur Belastung sehr schnell ändert. Das bedeutet, dass auch mit einem relativ schlechten Modell nur Abweichungen von wenigen Minuten zur experimentellen Versagenszeit berechnet werden, weil der schnelle Temperaturanstieg ein Versagen praktisch erzwingt. Ähnlich verhält es sich bei der Validierung an Hand des MPA-Meppen-Tests in Kapitel 5.3.2.

Es gab im Rahmen eines OECD-Projekts ein Benchmark zum Versuch OLHF-1 /NIC 2003/, der nach dem oben diskutierten Schema verlief: Gesamtdauer ca. 190 min, versagensrelevante Verformung während der letzten 15 min. Wie zu erwarten war, lagen die mit verschiedenen Schädigungsmodellen und Codes berechneten Versagenszeiten nur wenige Minuten auseinander. Hinzu kommt, dass die verschiedenen Codes bzw. Anwender unterschiedliche Temperaturniveaus anwendeten. Die Temperaturunterschiede in den Rechnungen betragen zum Versagenszeitpunkt am Versagensort mehr als 100 K, was in dem betrachteten Temperaturbereich erhebliche Unterschiede bei den Materialeigenschaften impliziert. Hier hätte man sich zunächst auf eine Temperaturvorgabe einigen sollen.

Es ist schwierig, in diesem Fall eine Bezugsgröße zu definieren, die die Qualität der Rechnungen wiedergibt, denn aufgrund der Kopplung der Temperaturbelastung an die Zeit ist die Versagenszeit für sich nicht geeignet. Es müsste eine temperatur- und zeitabhängige Bezugsgröße definiert werden. Allerdings besteht zwischen Temperatur, Zeit und Materialfestigkeit kein streng funktionaler Zusammenhang. Hingegen können prinzipiell zeitunabhängige Größen wie Versagensort und Wanddickenverteilung gut für Vergleiche herangezogen werden.

Es wurden viele Arbeiten zur FE-Simulation von Kriechversuchen mit Bodenkaltengeometrie oder für das TMI-Szenario oder für hypothetische prototypische Szenarien veröffentlicht. Im Folgenden werden lediglich einige Arbeiten genannt, weil eine ausführliche Auflistung, Analyse und Bewertung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Neben dem oben erwähnten OECD-Benchmark /NIC 2003/ wurde von Pilch (vgl. /CHU 1999/ S. 6-2) ein achsensymmetrisches Modell zur Nachrechnung bestimmter LHF-Tests angewendet. Theofanous et al. /THF 1997/ haben neben der thermischen Analyse ein 2D-FE-Modell für die mechanische Simulation des heißen Fokusbereichs verwendet. Chavez und Rempe haben die Kalotte eines Siedewasserreaktors mit Durchdringungen untersucht /CHA 1994/. Weltweit wurden FE-

Analysen zum TMI-Szenario vorgenommen. Eine ausführliche Untersuchung wurde von der GRS /AZO 1996/ durchgeführt. Die verschiedenen Analysen kamen je nach Größe des betrachteten Reaktors oder nach den angenommenen Randbedingungen und Modellen zu unterschiedlichen Ergebnissen. Tendenziell gilt eine erfolgreiche Kernschmelzerückhaltung bei Reaktoren kleinerer Leistung in Verbindung mit einer Außenflutung als sicher.

Arbeiten mit Anwendung einfacher, teilweise nulldimensionaler Modelle, die beispielsweise auf der Verwendung des Larson-Miller-Parameters basieren, werden in dieser Arbeit nicht betrachtet.

2.2.3 Außenflutung des RDB

Primäres Ziel der Forschung zur Außenflutung des RDB im Falle einer Kernschmelze ist es, zu untersuchen, ob der Wärmestrom an der Behälteraußenseite, hervorgerufen durch den Schmelzesee auf der Innenseite, zu irgendeinem Zeitpunkt an irgendeinem Ort den kritischen Wärmestrom (Critical Heat Flux, CHF) überschreitet /KOL 1999/, /SEI 2003/. Bild 2.7 zeigt den Verlauf der Siedekurve (Nukijama-Kurve, /VDI 2002/, /BAE 1994/) für Wasser bei einem Druck von 1 bar in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz der wärmeabgebenden Fläche zum siedenden Wasser (auch Übertemperatur genannt).

Die dargestellte Kurve bezieht sich auf den horizontalen Fall einer Wärmeabgabe nach oben und ohne Unterkühlung des Wassers. Prinzipiell gilt der qualitative Verlauf der Kurve auch für andere Randbedingungen. Der eingezeichnete Punkt B kennzeichnet den maximalen Wärmestrom (CHF) des Blasensiedens. Überschreitet der Wärmestrom in der betrachteten Situation den Wert von etwa 1 MW/m^2 , erfolgt ein Sprung zu Punkt D, der mit einem erheblichen Temperaturanstieg verbunden ist.

Gelingt es im Falle einer Kernschmelzerückhaltung in der Bodenkalotte nicht, die gesamte Außenoberfläche in den Bereich zwischen den Punkten A und B zu

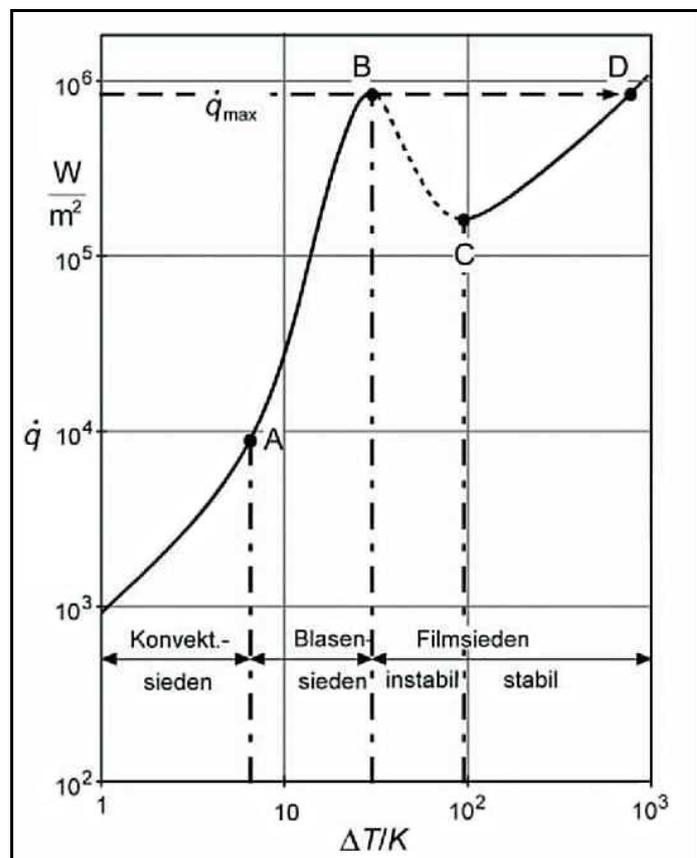


Bild 2.7: Siedekurve für Wasser bei 1 bar (aus VDI-Wärmeatlas 2002).

überführen und zu halten, wird thermisches Versagen eintreten.

Ist die Heizfläche bereits hochoverhitzt, so muss als Voraussetzung für eine erfolgreiche Kernschmelzerückhaltung die Behälteroberfläche durch eine nachträgliche Flutung abgekühlt werden (Quenching). Dabei bewegt sich der Zustand der Heizfläche so lange auf der Kurve von rechts kommend durch Punkt D zu Punkt C, der auch als Leidenfrostpunkt bezeichnet wird, wie der der Heizfläche aufgeprägte Wärmestrom kleiner ist als der durch die Siedekurve vorgegebene Wert. Dann kann ein Sprung von Punkt C zu einem Zustand zwischen den Punkten A und B erfolgen. Allerdings wird hiermit deutlich, dass eine erfolgreiche Kernschmelzerückhaltung bei einer Flutung der Reaktorgrube nach Verlagerung des Coriums in die Bodenkalotte wesentlich schwieriger ist als bei einer Flutung vor Verlagerung. Noch nicht berücksichtigt wird bei dieser rein thermischen Betrachtungsweise, dass durch den plötzlich durch die Behälterwand laufenden sehr großen Temperaturgradienten ein sogenannter mechanischer Thermoschock hervorgerufen werden kann.

Die Analyse der Experimente von El-Genk und Gao /ELG 1999/ zeigt jedoch, dass bei einer nachträglichen Flutung der Bodenkalotte günstigere Bedingungen herrschen, als sie bei einer rein 1-dimensionalen Betrachtung einer Heizfläche und der Siedekurve zu erwarten sind. Ursache ist, dass die Temperaturen und der Wärmestrom im prototypischen Szenario im Zentrum der Bodenkalotte geringer sind als an höheren Positionen. Gleichzeitig findet an der tiefsten Stelle jedoch der erste Kontakt zwischen steigender Wasservorlage und Kalotte statt. D. h., die Bedingungen für ein Erreichen bzw. Unterschreiten des Leidenfrostpunkts sind günstig, und damit wird das Zentrum der Kalotte in den effektiven Bereich des Blasensiedens überführt. Insbesondere bei dickwandigen Behältern tritt dann der Effekt ein, dass angrenzende Bereiche bei weiter steigendem Wasserspiegel nicht nur von außen in Richtung Leidenfrostpunkt abgekühlt werden, sondern auch durch die Wärmeleitung im Inneren der Wand. Dieser Zusammenhang ist insbesondere wichtig für die Wirkung späterer Flutungen aufgrund absolut passiver Flutungsauslösung wie in dem Patent DE 100 41 779 C1 /WIL 2002a/ beschrieben und in Kapitel 7.3 betrachtet.

Es gibt weitere Faktoren, die eine erfolgreiche Außenflutung begünstigen. So vergrößert sich der übertragbare Wärmestrom bei einer unterkühlten Wasservorlage. Ebenfalls steigt der Wärmestrom mit steigendem Druck, d. h., ein Druckanstieg im Sicherheitsbehälter verbessert den Wärmeübergang. Nach dem Zuber-Modell /VDI 2002/ Abschn. Haa) ergibt sich für einen Druck von 4,5 bar, dem Auslegungsdruck vieler Sicherheitsbehälter deutscher Anlagen, bereits ein CHF von annähernd 2 MW/m².

Neueste experimentelle Ergebnisse weisen darauf hin, dass der kritische Wärmestrom bei einer Wasservorlage an der Außenseite des RDB noch höher liegt als bisher angenommen /DIN 2004b/, /MUL 2004/, /SMI 2004/.

Im Falle von KONVOI-Anlagen tritt an dieser Stelle ein anderes Problem auf. Sollte es gelingen, nahezu die gesamte Nachzerfallswärme im Außenbereich der Bodenka-

lotte in die Wasservorlage zu überführen, so entsteht ein dementsprechend großer Dampfmassenstrom. Dieser Massen- bzw. Volumenstrom muss zur Bildung eines neuen Kühlkreislaufs innerhalb des Sicherheitsbehälters zur Wärmeabgabe an die Umhüllung des SB gelangen, um dann über verschiedene Pfade als kondensiertes Wasser wieder in die Reaktorgrube zu gelangen. Die kritischen Strömungsquerschnitte innerhalb dieses Kühlkreislaufs befinden sich im Bereich der Tragpratzen des RDB bzw. auf Höhe des RDB-Deckels. Einfache Abschätzungen ergeben, dass der entstehende Dampfstrom diesen Bereich nicht vollständig durchströmen kann /MUL 2004/.

2.2.4 Reaktoren mit Schmelzerückhaltungskonzepten

Es gibt bereits aufsichtlich anerkannte Konzepte für Maßnahmen bei einem schweren Störfall und Einrichtungen für bestehende (KKW Loviisa, /KYM 1997/) und zukünftige (AP600, Advanced Pressure Reactor, Westinghouse, 600 MW_{el}, /THF 1997/) Kernkraftwerke, in denen die IVR-Strategie angewendet werden soll, um die Kernschmelze in einer definierten Anordnung im unteren Plenum des RDB zu stabilisieren. Für das KKW Loviisa ist sichergestellt, dass die Flutung der Reaktorgrube erfolgt ist, wenn die Schmelze sich in die Bodenkalotte verlagert. Gleichzeitig wird die Isolation an der Außenseite des RDB entfernt, um den Wärmeübergang an das Wasser nicht zu behindern.

Bis heute werden diese Konzepte in der Regel für Reaktoren kleiner bis mittlerer Leistung ($P_{el} < 1.000$ MW, Beispiel: SWR 1000 /SMI 2004/) angewendet, weil die Nachzerfallswärme proportional zur Normalbetriebsleistung ist und sich das Oberflächen/Volumenverhältnis mit steigender Leistung verschlechtert. Prinzipiell haben Siedewasserreaktoren aufgrund der geringeren Leistungsdichte und größeren Massen ein besseres Potenzial zur IVR, allerdings entstehen wegen der Durchdringungen durch die Bodenkalotte zusätzliche Fragestellungen. Der größte Reaktor, für den das IVR-Konzept zur Zeit untersucht wird, ist der APR1400 (Korean Advanced Power Reactor, 1400 MW_{el}, /YAN 2004/). Für noch größere Reaktoren wird bisher davon ausgegangen, dass eine Kernschmelzerückhaltung im RDB nicht möglich ist. Für den EPR ($P_{el} > 1.600$ MW) wird daher beispielsweise das Konzept eines Ex-Vessel-Kernfängers verfolgt. Ein Ziel dieses Konzeptes ist die Verbesserung des Oberflächen/Volumenverhältnisses durch eine Ausbreitung der Kernschmelze auf einer entsprechend dimensionierten und materialtechnisch ausgelegten Ebene.

2.2.5 Innovative Entwicklungen zur In-Vessel-Retention

Neuere Arbeiten befassen sich mit der Möglichkeit, eine In-Vessel-Retention auch für Reaktoren größerer Leistung ($P_{el} > 1.000$ MW, /KOL 1996/, /KOL 1999/, /SCO 2003/, /YAN 2004/) nachzuweisen. Hierbei werden zum einen innovative Konzepte verfolgt

und zum anderen für den Nachweis bei bestimmten Anlagen bisher nicht genutzte Potenziale bzw. Konservativitäten untersucht.

Ein Beispiel für ein zusätzliches Potenzial für eine erfolgreiche Kernschmelzerückhaltung stellt die Kühlwirkung nachträglich abschmelzender Kerneinbauten dar /KOL 1996/. Kolev führt an, dass die latente Schmelzwärme und die sensitive Wärmekapazität der nach der Kernschmelzeseebildung noch vorhandenen Kernstrukturen (vgl. Bild 3.1) durch Vermischung signifikant zur Kühlung des Schmelzesees beitragen können. Gleiches gilt für ein teilweises Abschmelzen der RDB-Innenwand. Diese Vorgänge können dazu beitragen, die Zeit, bis die Nachzerfallswärmeleistung auf ein niedrigeres Niveau abgefallen ist, zu überbrücken (vgl. Bild 3.4, S. 39). Kolev geht in seinem Szenario für einen 1.500 MW_{el} DWR von einer Zeit für die Schmelzeverlagerung in die Kalotte zwischen 3 bis 6 Stunden nach Störfallbeginn aus.

Ein weiteres Beispiel für zusätzliches Potenzial betrifft Verbesserungen des Wärmeübergangs in die Wasservorlage durch Vibrationen oder Strömungsrückkopplungen, wie neuere Experimente an der ULPU-V Anlage in Kalifornien gezeigt haben /DIN 2004b/.

Die innovativen Konzepte lassen sich unterteilen in Einzeleffektanwendungen und Gesamtkonzepte. Zu den letzteren zählt die Entwicklung von integrierten Kernfängern (In-Vessel-Core-Catcher), wie sie von der deutschen „Arbeitsgemeinschaft Innovative Kerntechnik (AGIK)“ in den 90er Jahren /STE 1997/ und der amerikanisch-koreanischen „International Nuclear Engineering Research Initiative (INERI)“ seit 2001 untersucht wurden /CON 2004/. Auf die Thematik In-Vessel-Core-Catcher wird hier nicht weiter eingegangen.

Untersuchungen zu Einzeleffekten, die eine Kernschmelzerückhaltung im RDB begünstigen, betreffen häufig die Verbesserung des Wärmeübergangs in die Wasservorlage. So untersuchen Yang et al. /YAN 2004/ Beschichtungen der äußeren Behälterwand, die den kritischen Wärmefluss (CHF) erhöhen. Weitere Konzepte betreffen den Zusatz von chemischen Stoffen zum Kühlwasser zur Erhöhung des kritischen Wärmeflusses.

2.3 Verbleibende Fragestellungen

Trotz der umfangreichen Forschungsarbeiten zu schweren Kernschmelzunfällen seit dem TMI-Unfall bleiben immer noch offene Fragen zu beobachteten oder für möglich gehaltenen Phänomenen. Insbesondere für Szenarien, die vom TMI-Unfallablauf abweichen und zu einer vollständigen Kernschmelze mit Verlagerung in die Bodenkalotte führen, fehlen belastbare Aussagen. Die Komplexität der verschiedenen physikalischen Vorgänge wird zusätzlich verstärkt durch die wechselseitige Beeinflussung der Vorgänge untereinander. Ein anschauliches Beispiel hierfür ist die in den FOREVER-Experimenten beobachtete Fokuseinschnürung (vgl. Kap. 5.4.2). Dieser Effekt führt

zu einer Verkürzung der Versagenszeit aufgrund der transienten Wechselwirkung von Temperaturfeld, Spannungen und Geometrie.

Für die Analyse einer Kernschmelzerückhaltung in der Bodenkalotte sind zwei Teilgebiete der Physik zu betrachten: Thermodynamik und Mechanik. Beide Teilgebiete werden bisher getrennt behandelt, obwohl sie sich gegenseitig beeinflussen, also gekoppelt sind. Bei der numerischen Simulation werden die Teilgebiete mit jeweils eigenen Modellen untersucht. Es sind bisher keine numerischen Arbeiten bekannt, die eine kinematische Kopplung zwischen den thermischen und mechanischen Modellen berücksichtigen. Zu untersuchen ist daher, ob sich eine vollständige rekursive Kopplung signifikant auf die Ergebnisse auswirkt.

Zwar sind beispielsweise die zu Beginn einer Schmelzerückhaltung nahezu nur durch die thermische Ausdehnung verursachten Geometrieänderungen relativ gering, doch wie in Kapitel 6.1.2 gezeigt wird, ist die Rückwirkung auf das sich in der Behälterwand einstellende Temperaturniveau signifikant für den Versagenseintritt bzw. die berechnete Versagenszeit.

Aufgrund der zeitlich abnehmenden Nachzerfallswärmeleistung lässt sich erwarten, dass es einen kritischen Zeitraum gibt, innerhalb dessen ein Behälterversagen am wahrscheinlichsten ist. Andererseits stellt sich die Frage, nach welcher Zeit wieder von einer relativ stabilen Kernschmelzerückhaltung im RDB ausgegangen werden kann. Hierzu werden in Kapitel 6.3 Aussagen getroffen.

Fragestellungen, die in dieser Arbeit auftreten und zukünftig untersucht werden sollten, werden in Kapitel 7.4 „Empfehlungen für zukünftige Arbeiten“ behandelt. Hierzu gehört beispielsweise die chemische Wechselwirkung zwischen Schmelze und Behälterwand. Durch Diffusionsvorgänge kann es auch unterhalb der eigentlichen Schmelztemperatur des Stahls zu einer Ablation der Wand kommen, weil sich zum Beispiel eine niedrigschmelzende Materialzusammensetzung einstellen kann, die einem Eutektikum ähnlich ist. Die Untersuchung dieser Vorgänge ist Ziel der RASPLAV- und METCOR-Experimente, die noch nicht abgeschlossen sind /MUL 2003/, /BEC 2004/.

3 Bewertung der physikalischen Vorgänge

Wie bereits in der Einleitung ausgeführt, wird ein ausgebildeter Kernschmelzeseesee in der Bodenkalotte des RDB als einhüllendes Szenario für mögliche unterschiedliche Unfallabläufe angenommen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der numerischen Simulation der thermischen und mechanischen Vorgänge während der Kernschmelzerückhaltung in der Bodenkalotte. Es ist im Vorfeld der Modellentwicklung und für die Beurteilung der gewonnenen Ergebnisse sinnvoll, die physikalischen Einflussgrößen, ihre Auswirkungen und ihre relative Gewichtung untereinander abzuschätzen, um das Modell darauf abzustimmen. Gleichzeitig wird auf Spezifika, Größenordnungen und Abmessungen der betrachteten Experimente und eines DWR eingegangen, um Unterschiede und damit verbundene mögliche Effekte einordnen zu können. Es ist allgemein üblich, für die verschiedenen Experimente Angaben zur Skalierung zu machen (vgl. /THF 1997/, /HEL 1998/, /CHU 1999/, /SEH 2003/ u.v.m.). Hierbei werden die Werte, die das Experiment beschreiben, zu 1 gesetzt, und die verglichenen Eigenschaften des jeweils betrachteten prototypischen Falls sind in der Regel Vielfache davon.

Aufgrund einer intensiven Kooperation mit und mehrerer Studienaufenthalte an der Königlichen-Technischen Hochschule Stockholm lagen die umfangreichsten Daten für die dort durchgeführten FOREVER-Experimente vor. Die FOREVER-Tests waren als mittelskalige Experimente mit einem Skalierungsverhältnis von 1:10 konzipiert. Der in dieser Arbeit betrachtete prototypische Reaktor vom Typ KONVOI ist größer ($P_{el} > 1300$ MW) als der der eigentlichen FOREVER-Konzeption entsprechende Reaktor, der etwa der französischen 950-MW_{el}-DWR-Baureihe entspricht. In den folgenden Abschnitten soll unter anderem gezeigt werden, dass es nicht möglich ist, ein Skalierungsverhältnis konsistent für die überwiegende Zahl der Einflussfaktoren festzulegen. Das gilt sowohl für die Beziehung FOREVER-KONVOI als auch für jeden anderen prototypischen Reaktor. Dies wird im Folgenden herausgearbeitet und in Tabelle 3.1 auf Seite 56 gegenübergestellt.

3.1 Geometrische Anordnung

Der geometrische Aufbau der betrachteten Experimente und der prototypischen Anordnung hat einen entscheidenden Einfluss auf den Verlauf der Schmelzerückhaltung. Prinzipiell sind vier geometrische Regionen zu unterscheiden (vgl. Bild 3.1):

- 1: die Behälterwand, im Wesentlichen bestehend aus der Bodenkalotte, des sich anschließenden Zylinders und des Behälterdeckels,
- 2: das Schmelze- oder Coriumgebiet in der Bodenkalotte, das verschiedene Höhen und unterschiedliche Zusammensetzungen aufweisen kann,
- 3: der verbleibende Raum innerhalb des Behälters,

- 4: die externe Umgebung der Bodenkalotte bzw. des Behälters.

In dieser Arbeit werden die Regionen 1 und 2 modelliert, während die Regionen 3 und 4 durch geeignete Randbedingungen oder Teilmodelle wiedergegeben werden.

3.1.1 Geometrie des Behälters

In dieser Arbeit wird eine halbkugelförmige Bodenkalotte an einem Zylinder modelliert. Innen- und Außenradius, bzw. Wanddicke, von Kalotte und Zylinder sind gleich und konstant. Der Innenradius betrug im Falle der FOREVER-Experimente 188 mm, die Nennwanddicke 15 mm. In den FOREVER-Experimenten war die Wanddicke in der Bodenkalotte geringfügig polarwinkelabhängig. Aufgrund der Herstellung im Tiefziehverfahren lag die Wanddicke im Zentrum der Kalotte etwa 10 % unter der Wanddicke im Übergangsbereich Kalotte-Zylinder. Wegen der Temperaturverteilung (vgl. Diskussion zum heißen Fokus in Kapitel 4.2.2) hatte dies jedoch keinen erkennbaren Einfluss auf den Kriech- und Versagensvorgang bzw. die Versagensposition.

Die Wanddicke der KONVOI-Bodenkalotte beträgt 150 mm. Für die leicht elliptische Bodenkalotte der KONVOI-Baureihe (Innenradius Kalotte: 2554 mm, Zylinder: 2500 mm) wird angenommen, dass sich die Ergebnisse aus den halbkugelförmigen Arbeiten übertragen lassen. Die austenitische Plattierung auf der Innenseite des prototypischen Behälters wird nicht modelliert, weil sie im Verhältnis zur Gesamtwanddicke eine geringe Dicke hat und außerdem hier die höchsten Temperaturen vorliegen, was zu vernachlässigbaren Festigkeitseigenschaften führt (vgl. Kap. 4.1.4). Im Falle der partiellen Ablation der Behälterwand ist

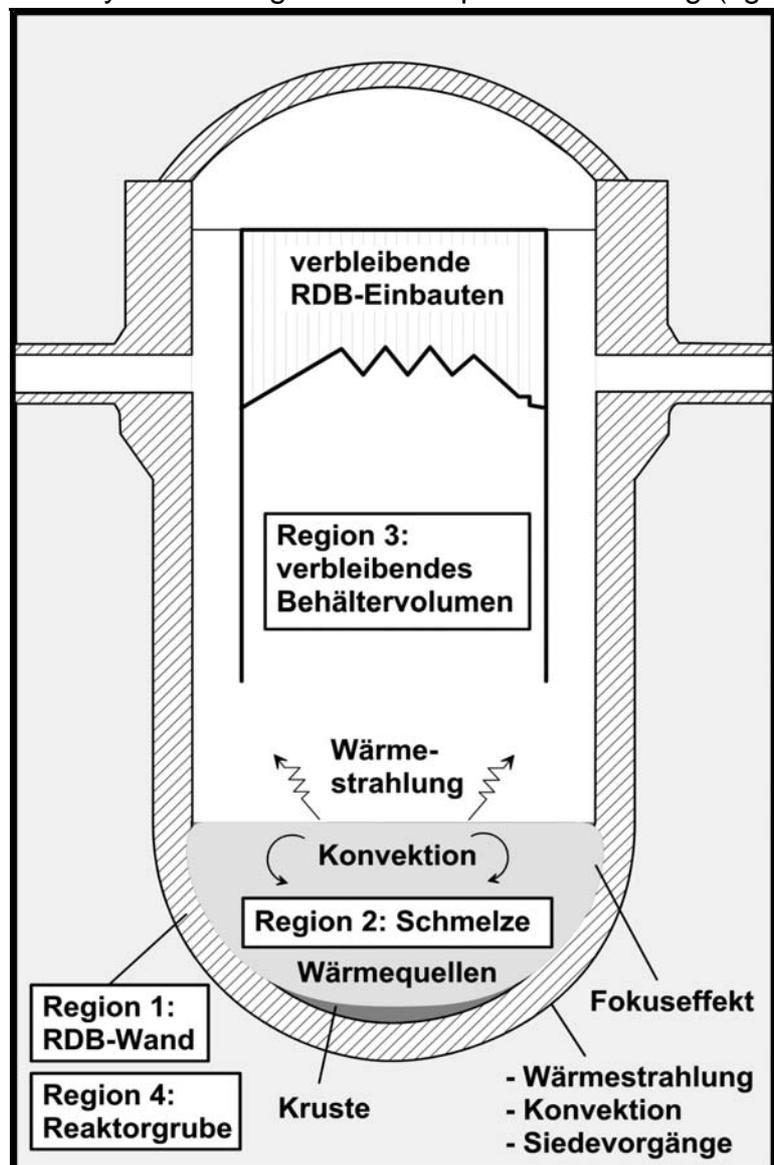


Bild 3.1: Geometrieregionen bei einer Kernschmelzerückhaltung im RDB.

die Plattierung als erstes aufgeschmolzen, was ebenfalls eine Vernachlässigung in der Modellierung begründet (vgl. Kap. 6). In den FOREVER-Experimenten gab es keine Plattierung.

Es werden ebenfalls keine Durchdringungen modelliert, unter anderem, weil KONVOI-Reaktoren eine ungestörte Bodenkalotte aufweisen. Außerdem hat sich bei Testrechnungen für die Experimente EC3a und 3b, in denen der Einfluss bzw. die Auswirkungen der bei französischen Reaktoren verwendeten Instrumentierungsstutzen untersucht wurde, gezeigt, dass sich auch die polar höchstgelegenen Stutzen noch unterhalb des kritischen heißen Fokusbereichs befinden und damit kein Versagen an einer Stutzenposition zu erwarten ist. Dies wurde in den FOREVER-Experimenten bestätigt, bei denen sich der Schmelzespiegel zu Beginn der Experimente etwa im Bereich des Übergangs Kalotte-Zylinder befand. Demgegenüber wurde bei dem Experiment LHF-4 /CHU 1999/ ein lokales Versagen an einer Durchdringung registriert, allerdings wurde dort eine für eine Schmelzeseenanordnung atypische meridional homogene Wärmeflussverteilung aufgeprägt. Grundsätzlich ist bei einem Versagen im Bereich einer Durchdringung ein anderes Verhalten zu erwarten als bei Versagensvorgängen im ungestörten Bereich der Behälterwand. Wahrscheinlich wird der Versagensort unter anderem wegen der geringeren Wanddicke im Bereich der Durchdringung lokal begrenzt bleiben, wie es im LHF-4-Experiment beobachtet wurde.

Bei Rechnungen im Rahmen der FOREVER-EC3a- und EC3b-Experimente stellte sich der modelltechnische und der numerische Aufwand aus zwei Gründen als sehr groß heraus: Zum einen müssen Anordnungen mit Stutzen auch unter Ausnutzung von Symmetrien als 3-dimensionales Modell mit entsprechend größerer Element-, Knoten- und Freiheitsgradanzahl gegenüber einem 2D-Modell berechnet werden. Zum anderen erwies sich die numerische Behandlung der unterschiedlichen Materialien Stahl und Inconel (vgl. Farbgebung in Bild 3.2), einer Chrom-Nickel-Legierung, ausgehend vom Raumtemperaturniveau bis auf ca. 900 °C als sehr zeitaufwendig und anfällig. Damit ist ein 3D-Modell derzeit für Variationsrechnungen noch nicht geeignet. Weitere Untersuchungen in diesem Zusammenhang wurden nicht unternommen, zumal der in dieser Arbeit betrachtete KONVOI-Reaktor keine Durchdringungen in der Bodenkalotte aufweist.

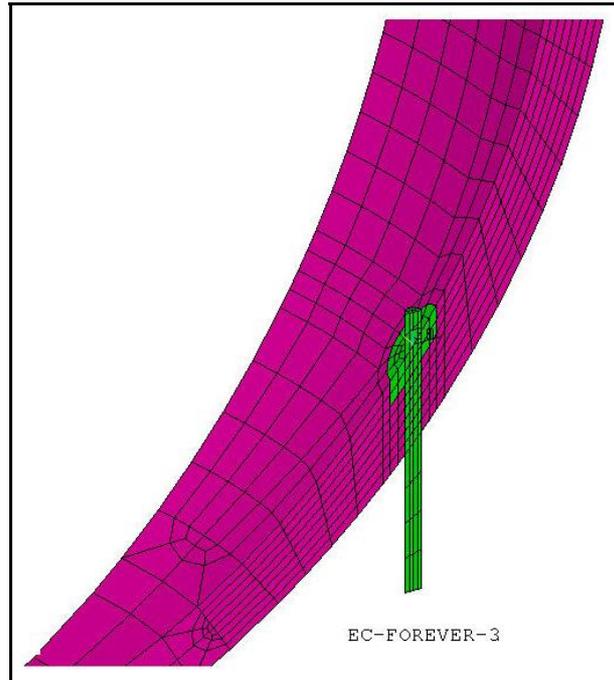


Bild 3.2: 3D-FE-Modell für die FOREVER-EC3-Tests mit eingeschweißten INCONEL-Durchdringungen.

3.1.2 Aufbau des Schmelzesees in der Bodenkalotte

Die Höhe des Schmelzesees in der Kalotte hängt von der Masse des aus dem Kern verlagerten Inventars ab. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass der Schmelzespiegel etwa auf Höhe des Übergangs zwischen Kalotte und Zylinder liegt (vgl. Abschnitt 2.2.1). Wahrscheinlich wird die Bodenkalotte in einem transienten Vorgang, beispielsweise in mehreren Schüben, mit Kernmaterial gefüllt, das teilweise auch noch in festen Strukturen vorliegt (Debris) und dann erschmolzen wird.

Der Vorgang der Schmelzeverlagerung aus dem Kernbereich in die Bodenkalotte ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. In der Literatur (vgl. /REM 1993/, /THF 1996/) werden zwar konservative Abschätzungen zum Schmelzestrahlangriff auf die Behälterwand („jet impingement“) diskutiert, die zu signifikanten Erosionstiefen führen, aber andererseits ist beim Kontakt einer oxidischen Schmelze mit einer Metallstruktur, deren Anfangstemperatur deutlich unterhalb der Erstarrungstemperatur des Oxids liegt, davon auszugehen, dass sich instantan eine dünne oxidische Kruste bildet, die das Metall vor einem sehr hohen Wärmeeintrag und damit einer hohen Erosionsrate schützt. In den COMAS-Experimenten /STE 1997/ wurde praktisch keine Erosion zwischen horizontal fließenden oxidischen oder metallischen Schmelzen auf einer Gusseisenoberfläche beobachtet. Und in den speziell für die Untersuchung des Schmelzestrahlangriffs ausgelegten CORVIS-Experimenten /HIR 1997/ wurde festgestellt, dass im Falle eines oxidischen Schmelzestrahls auf eine Metallplatte nahezu keine Erosion auftritt. Hingegen wurden signifikante Erosionstiefen bei metallischem Schmelzestrahlangriff auf eine Metallplatte verzeichnet. In dem in dieser Arbeit betrachteten Szenario liegt jedoch der weitaus größere Teil der Schmelze als Oxid vor.

Ein weiterer Aspekt des Schmelzestrahlangriffs betrifft mögliche Restwasservorlagen in der Bodenkalotte. In Rempe et al. /REM 1993/ wurde festgehalten, dass für den Fall einer Wasservorlagentiefe von 1 bis 2 m in keinem Fall mit einer bedeutenden Ablation zu rechnen ist.

Bezüglich der sich schließlich – nach Verdampfung des Restwassers – einstellenden Konfiguration des Schmelzesees in der Bodenkalotte bestehen noch offene Fragen. Die bisher gängige Vorstellung führt zu der Annahme, dass sich auf einer schweren oxidischen Schmelzeschicht, die im Wesentlichen aus Uranoxid besteht, eine leichtere metallische Schmelzeschicht ausbildet. Dadurch stellt sich im RDB-Wandbereich auf Höhe der metallischen Schicht ein konfigurationsabhängiger Fokuseffekt ein, weil das Metall mit seinem niedrigeren Schmelzpunkt, seiner geringeren Viskosität und seiner höheren Wärmeleitfähigkeit die besseren konvektiven Wärmeübertragungseigenschaften aufweist /THF 1997/.

Eine weitere mögliche Konstellation besteht aus 3 Schmelzeschichten /SCO 2003/, /ESM 2004/:

- einer metallischen Schicht, die als Hauptbestandteil metallisches Uran aufweist, entstanden durch die Reduktion von Urandioxid mit Zirkonium, als unterste Schmelzeschicht mit der höchsten Dichte,
- darüber die oxidischen Coriumbestandteile, die weiterhin im Wesentlichen aus Urandioxid bestehen,
- und der bereits erwähnten rein metallischen Schmelzeschicht mit der geringsten Dichte als oberster Schicht.

Es wird erwartet, dass die unterste Coriumschicht eine stabile Temperaturschichtung aufweist, da über ihr die heiße Oxidschmelze mit einer hohen volumetrischen Wärmequellendichte liegt, während nach unten hin durch die RDB-Wand Wärme abgegeben wird. Gleichzeitig weist die untere metallische Schicht eine geringere volumetrische Wärmequellendichte auf.

Aufgrund neuerer Ergebnisse der MASCA-Experimente wird sowohl die 2-Lagen- als auch die 3-Lagen-Konstellation in Frage gestellt /MUL 2003/. Es kann sein, dass die oxidische und die metallische Phase wie in einer „Emulsion“ vermischt sind, wobei Dichteunterschiede durch die Aufnahme von Gasen innerhalb einer Emulsionsphase ausgeglichen werden können. Bild 3.3 gibt einen Schnitt durch die erstarrte Schmelze des MASCA-RCW1-Experiments wieder. Die metallische und die oxidische Phase sind deutlich zu unterscheiden, wobei die metallischen Oberflächen heller sind als die oxidischen. Die hier zu beobachtenden Hohlräume, die im Wesentlichen in oder an der metallischen Phase vorkommen, können nicht allein von Schrumpfungsvorgängen während der Erstarrung und der Erkaltung herrühren. Selbst unter der konservativen Annahme, dass die Differenz zwischen Anfangs- und Endtemperatur 2.500 K beträgt und dass der Unterschied des volumetrischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen der oxidischen und metallischen Phase $\Delta\beta = 6 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$ beträgt, ergibt sich ein Schrumpfungsvolumen von höchstens 15 %. Daher wird vermutet, dass ein Gas in der Metallphase bei hohen Tem-



Bild 3.3: Schnitt durch die erstarrte Schmelze und den Tiegel des MASCA-RCW1-Experiments.

peraturen gelöst war, welches bei der Abkühlung ausgeschieden wurde und in den im Schnitt sichtbaren Hohlräumen eingeschlossen wurde. Das würde auch die Form und Lage der Hohlräume erklären.

Die räumliche Verteilung des Wärmeübergangs einer solchen „vermischten“ Anordnung an den RDB wird wahrscheinlich ähnlich der eines homogenen Fluidpools sein. Die meisten Experimente zum Wärmeübergang von volumetrisch beheizten Fluiden an Halbkugelschalen oder Kugelschalensegmenten basierten auf homogenen Flüssigkeitsvorlagen (vgl. BALI in /BER 1998/, COPO II in /HEL 1998/ und FOREVER in Kapitel 5.4). Die in dieser Arbeit ausgeführten Simulationen entsprechen ebenfalls der Annahme eines homogenen Schmelzesees in der Bodenkalotte. Diese Annahme wurde auch in früheren Arbeiten zur Analyse der thermischen Verhältnisse der Bodenkalotte getroffen /PAR 1992/.

Für die Skalierungsbetrachtung lässt sich feststellen, dass sich für die angegebenen Innenradien von 188 mm für die FOREVER-Behälter bzw. 2.500 mm in der KONVOI-Kalotte Schmelzevolumina von 14 l bzw. 32.500 l ergeben. Die gesamte Oberfläche dieser Halbkugeln berechnet sich zu $0,34 \text{ m}^2$ bzw. $58,9 \text{ m}^2$. Daraus ergeben sich die in Tabelle 3.1 auf Seite 56 angegebenen Oberflächen/Volumenverhältnisse von 24 m^{-1} bzw. $1,8 \text{ m}^{-1}$. Die Betrachtung der in der Tabelle zusammengestellten geometrischen Skalierungsverhältnisse macht deutlich, dass allein aufgrund der unterschiedlichen Potenzabhängigkeiten für Längen, Flächen und Volumina von Radius bzw. Wanddicke eine durchgängige Skalierung mit einem konstanten Verhältnis nicht möglich ist.

3.2 Stoffwerte

In allen relevanten FOREVER-Experimenten wurden typische RDB-Stähle verwendet; deswegen sind aufgrund der Stoffwerte zunächst keine Unterschiede im direkten Vergleich zum prototypischen RDB-Szenario zu erwarten. Abweichungen aufgrund der verschiedenen Stahlsorten und Chargen werden in den Kapiteln 2.2.2.3 und 5.2 diskutiert.

Der Einfluss der geringeren Dichte von 2.500 kg/m^3 des in den FOREVER-Tests verwendeten Schmelzesimulats $\text{CaO-B}_2\text{O}_3$ gegenüber der angenommenen Dichte von etwa 8.000 kg/m^3 im prototypischen Fall ist zwar für sich genommen deutlich, auch weil dadurch die Gewichtskräfte noch zusätzlich zum Volumeneffekt gemindert werden, aber in Relation zum angenommenen Innendruck von 25 bar spielt der Dichteunterschied eine geringere Rolle. Dies macht ein Vergleich der Membranspannungen in Tabelle 3.1 deutlich.

3.3 Abschätzung der thermischen Vorgänge

Eine zusammenhängende analytische Lösung des tatsächlichen Temperaturfelds ist nicht möglich; deswegen werden einzelne Bereiche vereinfacht betrachtet. Die Abschätzung der thermischen Verhältnisse erfolgt ausgehend von der geometrischen Anordnung und den Wärmequellen. In den darauf folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Formen des Wärmetransports diskutiert. Außerdem werden die Größenordnungen der möglichen sich einstellenden Behälterwandtemperaturen ermittelt. Abschließend wird auf die besonderen Verhältnisse bei der Temperaturmessung bei thermisch und mechanisch hochbeanspruchten Bauteilen eingegangen.

3.3.1 Betrachtung der Wärmequellen

Die Ursache für die Gefahr eines Kernschmelzunfalls liegt in der Nachzerfallswärme, die ein abgeschalteter Leichtwasserreaktor entwickelt. Die Nachzerfallswärme resultiert aus den unterschiedlichen Spalt- und Aktivierungsprodukten, die während des Leistungsbetriebs des Reaktors bei der Spaltung des Brennstoffs entstehen. Die Spalt- und Aktivierungsprodukte sind keine stabilen Isotope und zerfallen in vielen verschiedenen Zerfallsketten, bis schließlich ein stabiles Isotop entsteht. Die bei diesen radioaktiven Vorgängen freigesetzte Energie wird letztendlich zum größten Teil in Wärme umgewandelt, die sich als innere Wärmequellen im Brennstoff und den umgebenden Materialien auswirkt. Aufgrund des bekannten Zusammenhangs von Zerfallsaktivität und Halbwertszeit der einzelnen Isotope liegt somit auch für die Nachzerfallswärmeleistung ein annähernd exponentiell abnehmendes Zeitverhalten vor.

Die Rekritikalität einer Anordnung des Kerninventars in der Bodenkalotte wird unter anderem aufgrund des innerhalb der Anordnung fehlenden Moderators Wasser ausgeschlossen /NUR 1992/.

Ausgehend von dem bekannten Phänomen der Gamma-Heizung, die im Normalbetrieb im Inneren der RDB-Wand zu einer signifikanten Wärmefreisetzung und damit Temperaturerhöhung führt, stellt sich die Frage, ob ein ähnlicher Vorgang bei der betrachteten Kernschmelzerückhaltung zu beachten ist. Esmaili und Khatib-Rahbar /ESM 2004/ betrachten die Wärmefreisetzung in der RDB-Wand durch die Kernschmelze in der Bodenkalotte als vernachlässigbar /ESM 2004/. Dies erscheint angesichts des thermischen Leistungsunterschieds von etwa 1:100 zwischen Nachzerfallswärmeleistung und Normalbetrieb plausibel. Eine Wärmequelle in der RDB-Wand wird deswegen in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

In einem vollständig mit frischem Brennstoff beladenen Reaktor befinden sich praktisch keine Spaltprodukte und die natürliche Radioaktivität des Brennstoffs ist gering. Allerdings wird ein Reaktor nur bei der Erstbeladung vollständig mit frischem Brennstoff beladen. Später wird bei einem Brennelementwechsel jeweils der Teil ausgetauscht, der den höchsten Abbrand aufweist. Der Abbrand ist ein Maß für die aus

dem Brennstoff gewonnene Energie bzw. den verbrauchten Anteil des Brennstoffs und korreliert damit zur Menge der entstandenen Spaltprodukte.

Der ungünstigste Zeitpunkt für einen schweren Störfall mit Kernschmelze ist damit während des Vollastbetriebs kurz vor einem anstehenden Brennelementwechsel. In Bild 3.4 ist der Verlauf der Nachzerfallswärme über der Zeit für einen DWR vom Typ KONVOI für diesen konservativen Zeitpunkt dargestellt /GRU 2003/. Der Zeitpunkt 0 entspricht der Abschaltung des Reaktors. Die zunächst noch sehr große Wärmeleistung wird durch das Ausdampfen des Restwassers und durch die sensitive und latente Wärmekapazität des Kerninventars aufgefangen. Detaillierte Analysen zu den Vorgängen und Zeiträumen sind in der Risikostudie B /GRS 1989/ und Beiträgen zum KTG Fachtag „Fortschritte bei der Beherrschung und Begrenzung der Folgen auslegungsüberschreitender Ereignisse“ /FTG 2003/ dargelegt. In dieser Arbeit wird ähnlich wie in anderen Beiträgen /KOL 1996/ angenommen, dass sich der Kernschmelzesee in der Bodenkalotte nach etwa 3 Stunden bildet.

Zu diesem Zeitpunkt beträgt die gesamte Nachzerfallswärmeleistung etwas mehr als 40 MW. Diese Wärmeleistung wird jedoch nicht vollständig in den festen bzw. flüssigen Materialien freigesetzt, sondern zu ca. einem Fünftel in den flüchtigen gasförmigen Spaltprodukten. Bei der Untersuchung von Theofanous et al. /THF 1996, S. 7-3/ ist der Anteil der Wärmefreisetzung im Pool zur insgesamt freigesetzten Wärmeleistung zeitabhängig. Der Anteil schwankt für den Zeitraum von 1 bis 100 Stunden nach Abschaltung zwischen 75 und 90 %. Kolev /KOL 1996/ rechnet mit konstant 75 % aufgrund der Freisetzung von Edelgasen. In dieser Arbeit wird angenommen, dass

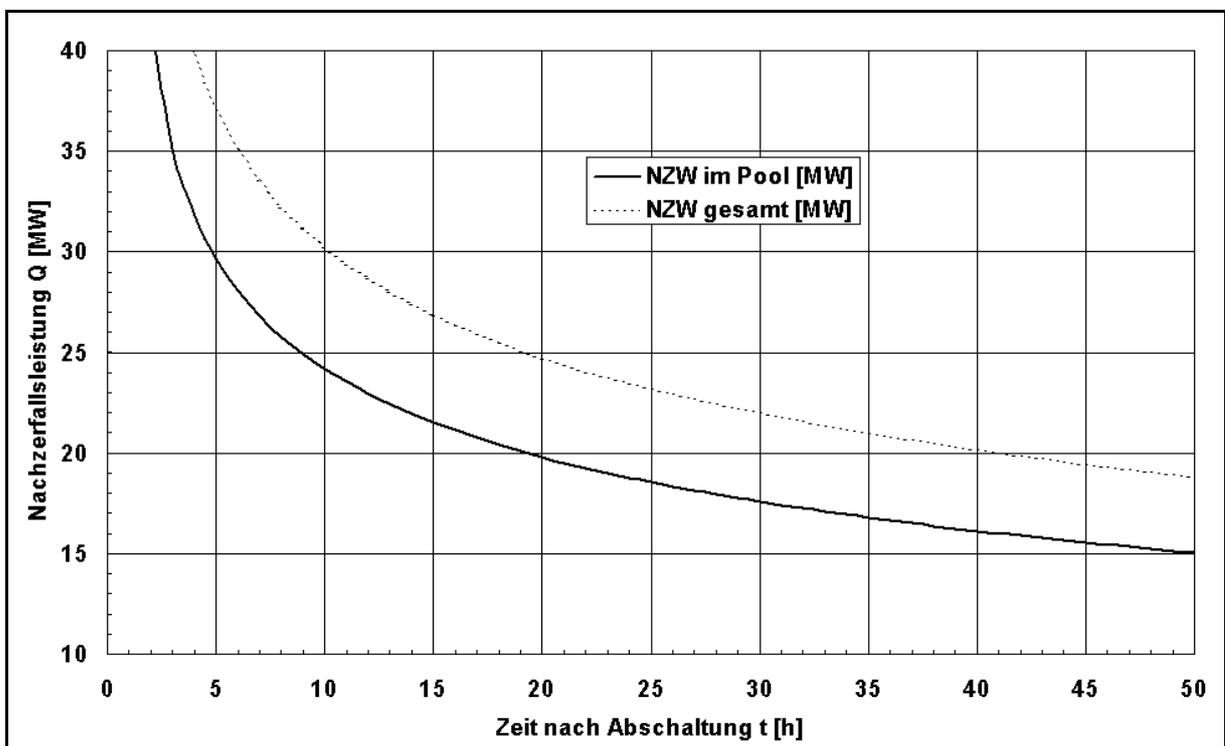


Bild 3.4: Verlauf der Nachzerfallswärmeleistung insgesamt und innerhalb des Kernschmelzesees für einen KONVOI-Reaktor bei hohem Abbrand.

der Anteil der Wärmefreisetzung im Pool 80 % der gesamten Zerfallswärme ausmacht. Wie aus Bild 3.4 zu entnehmen ist, bedeutet dies eine Leistung von ca. 35 MW nach 3 Stunden und 20 bzw. 15 MW nach 20 bzw. 50 Stunden.

Bei den FOREVER-Experimenten wurde im Gegensatz zum prototypischen Szenario eine konstante Wärmeleistung von 38 kW angestrebt. Diese Leistung wurde etwa über einen Zeitraum von 2 bis 7 Stunden während der Kriechphase bis zum Behälterversagen in die Schmelze eingekoppelt. Der Zeitraum der experimentellen Hochbelastungsphase kann damit etwa dem Zeitraum von 3 bis maximal 10 Stunden nach Reaktorabschaltung zugeordnet werden, wenn die Ausbildung des Schmelzesees im prototypischen Fall (ca. 3 h) und der Beginn des Kriechvorgangs im Experiment als vergleichbare Stadien betrachtet werden. Da die Nachzerfallswärmeleistung im prototypischen Fall während des betrachteten Zeitraums erheblich abnimmt, sollte für einen Vergleich zum Experiment weder die minimale noch die maximale Leistung während dieser Zeitspanne herangezogen werden. Es erscheint plausibel, die Leistung zu vergleichen, die etwa 2 Stunden nach der vermuteten Ausbildung des Schmelzesees vorherrscht, weil die Experimente im Mittel eine Kriechphase bis zum Bruch von etwa 4 Stunden aufwiesen. Für die Skalierungsbetrachtung wurde deswegen eine Leistung von 29,6 MW, die 5 Stunden nach Abschaltung erreicht wird, als prototypischer Wert herangezogen. Für das Skalierungsverhältnis ergibt sich damit 1:780.

Eine Abschätzung für den Wirkungsgrad des Heizstromkreises in den FOREVER-Experimenten zeigte, dass die gemessene elektrische Heizleistung mit nahezu 100% in die Schmelze eingekoppelt wird. Der Wirkungsgrad ergibt sich aus der abgeschätzten Verlustleistung in den Bereichen des Stromkreises, die nicht innerhalb des FOREVER-Behälters liegen.

Bezogen auf die angenommenen Volumina ergeben sich volumetrische Wärmequellichten von 2,7 für die FOREVER-Anordnung bzw. 0,91 MW/m³ für das KONVOI-Szenario. Das Skalierungsverhältnis beträgt damit 1:0,33.

Obwohl die interne Rayleigh-Zahl für die weiteren Betrachtungen an dieser Stelle nicht relevant ist, ist es sinnvoll, sie mit den für die Lösung der Gleichung (2.13) nun bekannten Größen in Tabelle 3.1 festzuhalten. Für die FOREVER-Anordnung ergibt sich eine interne Rayleigh-Zahl von ca. 10^{10} , während sie im prototypischen Fall etwa 10^{17} erreicht. Der Unterschied von sieben Größenordnungen verdeutlicht noch einmal den Einfluss der Höhe des Schmelzesees.

Wird unterstellt, dass die innerhalb der Schmelze freigesetzte Wärme gleichmäßig verteilt über die gesamte Oberfläche abgeführt wird, so ergeben sich flächenbezogene Wärmeströme von 112 bzw. 500 kW/m² für die FOREVER-Anordnung und den KONVOI.

3.3.2 Wärmetransport

Die Wärmetransportvorgänge können für die in Bild 3.1 dargestellten Regionen getrennt betrachtet werden. Ausgehend vom Ursprungsort der Wärme innerhalb des Schmelzesees (Region 2) wird die Wärmeleistung im Wesentlichen durch Konvektion in zwei Wärmeströme aufgeteilt: Ein Teilwärmestrom wird seitwärts und nach unten in die Behälterwand (Region 1) abgegeben. Der andere Teilwärmestrom wird nach oben über die Schmelzoberfläche in das verbleibende Behältervolumen (Region 3) und in die Behälterwand (Region 1) oberhalb des Schmelzspiegels übertragen. Im stationären oder quasi-stationären Zustand wird die gesamte in Region 3 eintreffende Wärme wieder an die Behälterwand (Region 1) abgegeben. Für die Behälterwand gilt ebenfalls, dass unter stationären Bedingungen die gesamte von innen eintretende Wärme an die Reaktorgrube (Region 4) weitergegeben wird. Die Reaktorgrube bzw. im Falle der FOREVER-Experimente das Versuchscontainment werden in dieser Arbeit als finale Wärmesenke mit konstanter Temperatur aufgefasst.

Die Vorgänge innerhalb des Schmelzesees werden in Kapitel 4.2.2 detailliert betrachtet. An dieser Stelle wird angenommen, dass die Wärme homogen über die gesamte Berandung des Schmelzgebietes abgegeben wird, womit sich der in Tabelle 3.1 angegebene flächenbezogene Wärmestrom ergibt. Unter Annahme dieses Wärmestroms lässt sich die dazu korrespondierende Temperaturdifferenz über der Behälterwanddicke bestimmen:

$$\Delta T_{w, q_{a, \text{hom}}} = \frac{q_{a, \text{hom}} \cdot s_w}{\lambda(T)}. \quad (3.1)$$

Mit einer typischen Wärmeleitfähigkeit von 30 W/mK, die für niedrig legierte RDB-Stähle etwa in einem Temperaturbereich von 850 K bis zur Solidustemperatur gilt, ergeben sich mit den Nominalwanddicken Temperaturdifferenzen von 56 (FOREVER) bzw. 2.500 K (KONVOI). Die theoretische Differenz für die prototypische Geometrie verdeutlicht, dass selbst bei Annahme einer Außenwandtemperatur von 300 K ein Teil der Innenwand abschmelzen muss, da die Liquidustemperatur des Stahls weniger als 1.800 K beträgt. Dieser Zusammenhang verdeutlicht zusätzlich, dass eine Skalierung zwischen Experiment und prototypischem Szenario im eigentlichen Sinne nicht gegeben ist, da von der ursprünglichen prototypischen Wanddicke ein nicht unerheblicher Teil abschmelzen muss.

Wird unterstellt, dass die Außenwandtemperatur bei einer Kühlung mit Wasser etwa 400 K beträgt und die höchste Temperatur, bei der der Stahl noch eine relevante Festigkeit aufweist, bei 1.600 K liegt, dann ergibt sich über der noch nicht abgeschmolzenen bzw. mechanisch noch relevanten Wanddicke eine Temperaturdifferenz von 1.200 K. Diese Temperaturdifferenz entspricht bei dem vorherrschenden Wärmestrom einer relevanten Wanddicke von ca. 72 mm, womit sich ein Skalie-

rungsverhältnis der Wanddicken von etwa 1:5 ergibt, weil die FOREVER-Wanddicke mit 15 mm vollständig erhalten bleibt.

3.3.3 Wärmestrahlung und Konvektion

Neben der Konvektion in einem Fluid und der Wärmeleitung in Fluiden oder Festkörpern ist die Wärmestrahlung an freien Oberflächen aufgrund der relativ hohen Temperaturen der dritte Wärmeübergangsmechanismus, der in den betrachteten Experimenten und prototypischen Szenarien einen entscheidenden Einfluss hat.

Wärmestrahlung tritt sowohl innerhalb der Behälter als auch außerhalb auf. Ausgehend von den in Bild 3.1 dargestellten Regionen findet Strahlungswärmeübertragung zum einen innerhalb der Region 3 statt, wobei der Wärmestrom im Endeffekt von Region 2 zu Region 1 übertragen wird. Zum anderen wird Wärme durch Strahlung von Region 1 in Region 4 übertragen, wobei die Berandungen von Region 4, die nicht gleichzeitig an Region 1 grenzen, als Wärmesenken die Strahlung absorbieren. Für die Abschätzung und die spätere Modellierung wird angenommen, dass die Hohlräume der Regionen 3 und 4 mit einem transparenten Medium gefüllt sind, das nicht am Wärmestrahlungsaustausch teilnimmt. Diese Annahme ist für Atmosphären erfüllt, die aus einatomigen Gasen wie Argon in den FOREVER-Tests oder elementaren zweiatomigen Gasen wie Sauerstoff und Stickstoff in den betrachteten Containments bestehen. Demgegenüber müsste eine Wasserdampfatmosphäre als sogenannter Bandenstrahler modelliert werden, der innerhalb begrenzter Wellenlängenbereiche, den Banden, Strahlung emittiert und absorbiert, und daher auch im stationären Fall einen Wärmetransportwiderstand darstellt /VDI 2002/, /BRO 1995/, /WIL 1995/.

Ausgangsgleichung für die folgenden Betrachtungen ist das Stefan-Boltzmann-Gesetz /VDI 2002/, /WAG 1993/:

$$q_{rad} = \sigma_{SB} e(T) (T_S^4 - T_{amb}^4). \quad (3.2)$$

Hierin sind σ_{SB} die Strahlungskonstante des schwarzen Körpers oder Stefan-Boltzmann-Konstante, e der Emissionskoeffizient der betrachteten Oberfläche und T_S die Oberflächentemperatur der emittierenden Fläche. In der Gleichung wird vereinfacht angenommen, dass die umgebenden Flächen bzw. am Strahlungsaustausch teilnehmende Gase oder Partikel mit einer einheitlichen Umgebungstemperatur T_{amb} berücksichtigt werden können.

An den in dieser Arbeit betrachteten freien Oberflächen treten Wärmestrahlung und Konvektion gemeinsam auf, da weder innerhalb noch außerhalb der Behälter ein Vakuum auftritt. Für die folgenden Vergleichsanalysen wird hier die Grundgleichung des konvektiven Wärmeübergangs wiedergegeben (vgl. Abschnitt 2.2.1.2):

$$q_{conv} = h (T_S - T_{amb}). \quad (3.3)$$

Hierin ist h der Wärmeübergangskoeffizient der betrachteten Anordnung und T_{amb} die ursprüngliche Temperatur des an die betrachtete Fläche anströmenden Fluids.

Im Gegensatz zur konvektiven Wärmeübertragung, die von der treibenden Temperaturdifferenz linear abhängig ist, geht die Temperatur der strahlenden Oberfläche mit der vierten Potenz ein. Handelt es sich bei dem wärmeübertragenden Fluid um ein Gas wie Argon oder ein Gasgemisch wie Luft, so ergeben sich in der Regel relativ geringe konvektive Wärmeströme. Der konvektive Wärmeübergang innerhalb der FOREVER-Behälter und an ihrer Behälteraußenseite wird durch Wärmeübergangskoeffizienten in der Größenordnung von $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ gekennzeichnet. Dies gilt auch für die RDB-Außenseite im trockenen prototypischen Szenario.

In Bild 3.5 sind die durch Konvektion bzw. Wärmestrahlung übertragenen Wärmeströme dargestellt, die für eine Oberfläche repräsentativ sind, die den in dieser Arbeit betrachteten Randbedingungen und Stoffwerten entspricht. Auch für ähnliche Parameter lässt sich festhalten, dass bereits bei Temperaturen von 1.000 K der durch Strahlung übertragene Wärmestrom ein Vielfaches des konvektiven Wärmestroms beträgt.

Für die Abschätzung und im FE-Modell werden alle strahlenden Flächen als graue Flächen angenommen und die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes wird unterstellt. Das heißt, dass das Emissions- und Absorptionsverhalten nicht wellenlängenabhängig sind und dass das Emissionsverhältnis gleich dem Absorptionsverhältnis ist.

Die größte Unsicherheit bei der Modellierung der Wärmestrahlung resultiert aus den nicht exakt bekannten Emissions- bzw. Absorptionskoeffizienten. Gleichzeitig hat die Emissivität der strahlenden Oberflächen einen großen Einfluss auf die Verteilung der Wärmeflüsse innerhalb und außerhalb des Behälters, damit auch auf die sich einstellenden Temperaturen und dadurch indirekt auf das mechanische Verhalten bzw. die Versagenszeit. Der Emissionskoeffizient beziehungsweise die damit korrelierten Absorptions- und Reflexionskoeffizienten stellen daher eine wesentliche Materialeigenschaft dar.

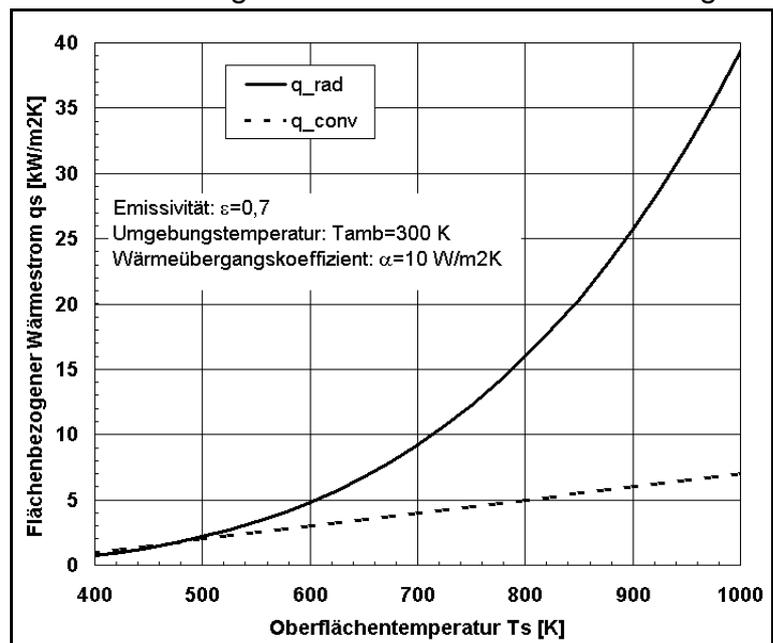


Bild 3.5: Vergleich der Wärmeströme durch Konvektion und Strahlung.

Allgemein lässt sich feststellen, dass der Emissionskoeffizient unter den in dieser Arbeit betrachteten Bedingungen temperaturabhängig (vgl. z. B. /BAU 2003/) und zeitabhängig ist. Die Zeitabhängigkeit ergibt sich aus möglichen Oxidationen oder Reduktionen der Oberflächen. Eine Oxidation führt in der Regel zu höheren Emissionskoeffizienten, während eine Reduktion, wie sie unter Inertgasatmosphäre auftreten kann, zu kleineren Emissionskoeffizienten führt. Die Reduktionsvorgänge könnten in den FOREVER-Experimenten auf der Behälterinnenseite und bei den RUPTHER-Tests innen und außen zu einer deutlichen Veränderung der Wärmestrahlungsübergänge beigetragen haben. Auch die Verzunderung der Stahloberflächen (vgl. Kapitel 3.4) hat einen erheblichen Einfluss auf den Strahlungswärmeübergang.

Im Folgenden werden einige typische Emissionsverhältnisse genannt: Polierte Stahloberflächen weisen Emissionskoeffizienten von weniger als 0,1 auf, während eine geschmirgelte Fläche etwa eine Emisivität von 0,25 besitzt. Für Stahl, der bei 866 K oxidiert wurde, wird im VDI-Wärmeatlas /VDI 2002/ ein Wert von 0,79 angegeben. Für geschmolzene Oberflächen von Stahl mit leichter Oxidation und einem Kohlenstoffgehalt von 0,25 % bis 1,2 % werden temperaturabhängige Emissionskoeffizienten von 0,27 bis 0,39 angegeben.

Welche Auswirkungen unterschiedliche Emissionskoeffizienten bei fest aufgeprägten flächenspezifischen Wärmeströmen haben, zeigt Bild 3.6. Der dargestellte Bereich deckt die Größenordnung ab, wie sie in den FOREVER-Experimenten an der Behälteraußenseite vorkommt. Bei einem Wärmestrom von 150 kW/m^2 und einer Emisivität von 0,7 stellt sich eine Oberflächentemperatur von etwa 1.400 K ein, sofern eine

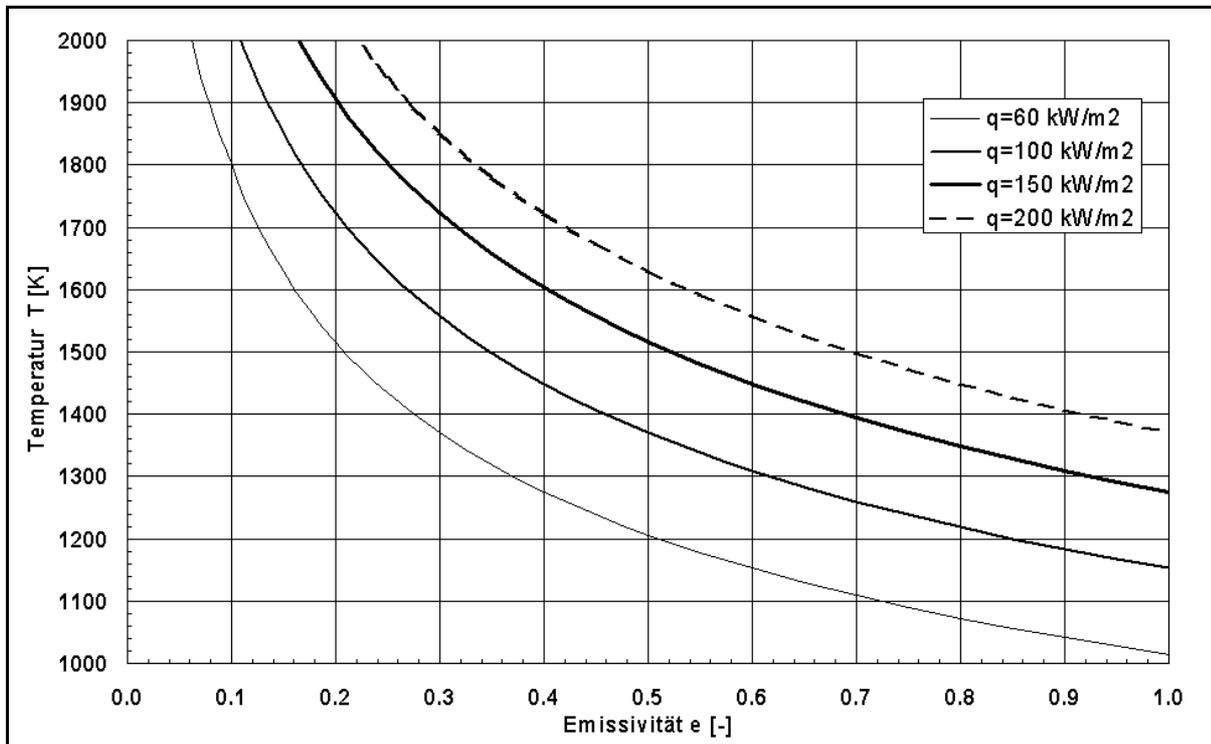


Bild 3.6: Oberflächen­temperatur in Abhängigkeit von Wärmestrom und Emisivität.

Rückstrahlung aus der Umgebung vernachlässigt wird. Liegt das Emissionsverhältnis bei 0,6, ergibt sich eine Temperatur von knapp 1.450 K, während sich bei einem Wert von 0,8 etwa 1.350 K einstellen. Da beispielsweise der Emissionskoeffizient der Stahloberfläche in den FOREVER-Experimenten in diesem Bereich schwanken kann, gleichzeitig aber Temperaturunterschiede von 20 K bereits zu erheblich längeren bzw. kürzeren Versagenszeiten führen (vgl. Kap. 6.1), wird hiermit deutlich, dass die Unsicherheit bezüglich der Emissivität bei der Diskussion der berechneten Temperaturfelder und der damit indirekt verbundenen mechanischen Simulationen beachtet werden muss.

Für weitere Betrachtungen der Wärmestrahlungsmodellierung und des Emissionsverhaltens wird auf die Kapitel 4.1.2, 4.2.3 und 7.4.4 verwiesen.

3.3.4 Abschätzung der Behälteraußenwandtemperatur

Ausgehend von den ermittelten fiktiven homogenen Wärmeströmen für die innere Halbkugel (s. 3.3.1) ergeben sich Wärmeströme von 96 kW bzw. 447 kW an der Außenseite der Bodenkalotte des FOREVER- bzw. KONVOI-Behälters. Als weitere Randbedingungen werden eine trockene Umgebung mit Luft und Temperaturen von 300 K und ein Emissionskoeffizient von 0,7 angenommen. Unter Berücksichtigung der geringen Wärmeströme, die durch die Konvektion von Luft von der Behälteraußenseite abgeführt werden, ergeben sich damit Oberflächentemperaturen von 1.220 K bzw. 1.820 K für das FOREVER-Szenario bzw. die prototypische Anordnung. Da die Solidustemperatur des verwendeten Stahls bei etwa 1.750 K liegt, ist selbst unter Annahme einer homogenen Wärmeflussverteilung von einem thermischen Versagen des RDB in einem trockenen Szenario auszugehen.

Unter Annahme einer Flutung der Behälteraußenseite ergeben sich unter den für die Kurve in Bild 2.7 zugrundegelegten Bedingungen Temperaturdifferenzen zwischen Oberfläche und Wasser von etwa 12 K bzw. 20 K für die FOREVER- bzw. die prototypische Anordnung. Das heißt, es werden sich in beiden Fällen Oberflächentemperaturen von weniger als 400 K einstellen, wenn das anströmende Wasser eine Temperatur von etwa 373 K aufweist und keinen Nassdampf enthält. Der geringe Temperaturunterschied resultiert aus dem steilen Anstieg der Siedekurve im Bereich des Blasensiedens.

Damit lässt sich festhalten, dass bei einer Außenflutung des RDB theoretisch das Potenzial besteht, dass die hinreichende Bedingung (vgl. Kap. 2.2) für eine erfolgreiche Kernschmelzerückhaltung erfüllt wird. Hierbei ist allerdings noch nicht berücksichtigt, dass inhomogene Wärmeflussverteilungen, wie sie durch den Fokuseffekt hervorgerufen werden, zu höheren lokalen Wärmeströmen führen (vgl. Kap. 6.3). Außerdem wird vorausgesetzt, dass der an der Behälteraußenseite entstehende Dampfmassenstrom abströmen kann (vgl. Kap. 2.2.3).

3.3.5 Temperaturerfassung mit Thermoelementen

Beim Vergleich der gemessenen und der mit dem FE-Code berechneten Temperaturen für die FOREVER-Experimente zeigt sich ein systematischer Unterschied (vgl. Abschnitt 4.2.4): Die berechneten Temperaturen für die Außenseite sind höher als die gemessenen, während die berechneten Temperaturen auf der Innenseite niedriger sind als die gemessenen. Ursache ist, dass die Thermoelemente auf der Außen- bzw. Innenwand des Behälters fixiert wurden und eine bestimmte Dicke haben. Bei einachsigen Zugversuchen oder Experimenten, in denen trotz hohen Temperaturniveaus nur geringe Wärmeströme auftreten (vgl. MPA-Meppen-Test in 5.3.2), wirkt sich dieser Umstand kaum aus. Bei Wärmeströmen wie in den FOREVER-Tests, bei denen ein Temperaturgradient über der Wanddicke erwünscht war, wirken sich wenige Millimeter Abstand in Wärmeflussrichtung jedoch erheblich aus. Zusätzlich zur Dicke der Thermoelemente selber kommen auf der Außenseite noch die Befestigungsösen über der Thermoelementspitze. Die Thermoelemente im Inneren des Behälters wurden in Schutzrohren geführt, um sie vor der aggressiven Schmelze zu schützen. Selbst wenn ein sehr kleiner thermischer Kontaktwiderstand angenommen wird, weil die Zwischenräume zwischen Thermoelement und Behälterwand mit Wärmeleitpaste ausgefüllt wurden, muss ein signifikanter Unterschied zwischen gemessener Temperatur und berechneter Temperatur erwartet werden.

Um diesen systematischen Temperaturunterschied abzuschätzen, wurde ein FE-Modell in der Dimension des FOREVER-Zylinders entwickelt. In Bild 3.7 ist ein quasistationäres Temperaturfeld des rotationssymmetrischen und vertikalsymmetrischen Modells wiedergegeben, das sich einstellt, wenn ein Wärmestrom von 140 kW/m^2 auf die Innenseite aufgeprägt wird. Die gesamte Überhöhung von Thermoelement und Befestigungsöse wurde mit 3 mm modelliert, wobei innerhalb der gesamten Struktur aus Wand, Öse und Thermoelement ideale Wärmeübergänge und die Stoffwerte des 16MND5-Stahls gelten.

Um die mit dem FE-Modell berechneten Temperaturen mit einer analytischen Lösung vergleichen zu können,

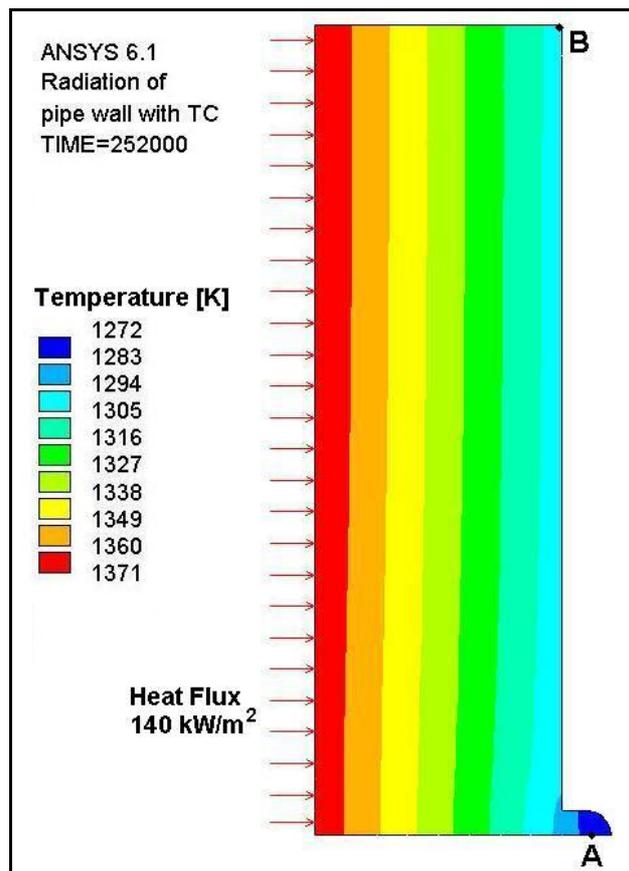


Bild 3.7: FE-Modell zur Abschätzung des systematischen Messfehlers in Experimenten mit auf der Wand montierten Thermoelementen.

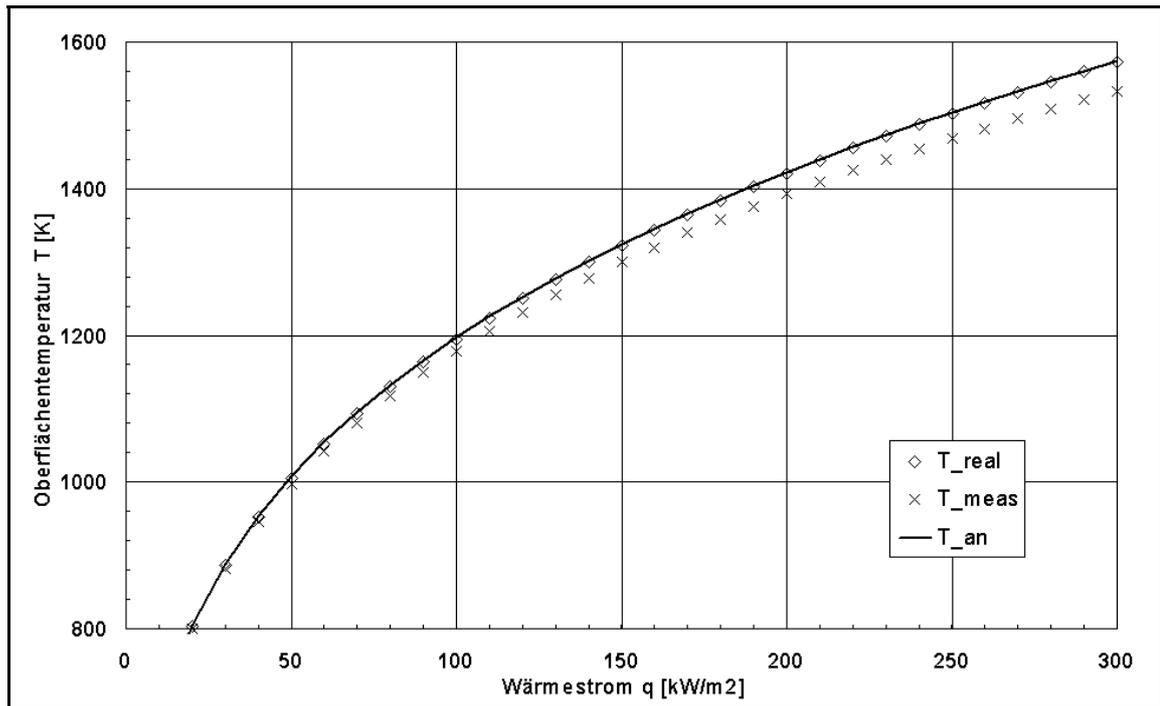


Bild 3.8: Verlauf der gemessenen und tatsächlichen Oberflächentemperaturen einer Anordnung nach Bild 3.7.

wird angenommen, dass der Wärmeübergang durch Konvektion bei hohen Wärmeströmen bzw. Temperaturen vernachlässigt werden kann. An der Außenoberfläche wird daher nur Wärmestrahlung modelliert. Die Wärmestrahlungswechselwirkung zwischen den Oberflächen wird mit Sichtfaktoren berücksichtigt. Alle Oberflächen sind grau und weisen einen Emissionskoeffizienten von 0,8 auf. Die Umgebung wird als schwarzer Strahler mit 323 K modelliert.

Es wird angenommen, dass die in den Experimenten gemessene Temperatur der Temperatur im Punkt A entspricht und in einem genügend weit entferntem Punkt B auf der tatsächlichen Oberfläche die berechnete Temperatur der Temperatur einer ungestörten Behälteroberfläche entspricht. In Bild 3.8 ist die Oberflächentemperatur für B (T_{real}) über dem Wärmestrom aufgetragen. Zur Kontrolle wurde die analytische Lösung (T_{an}) nach Gleichung (3.2) ebenfalls dargestellt. Die Kreuze geben die FE-Lösungen für den Punkt A wieder.

Die Differenz der Lösungen für die Punkte B und A (ΔT_{err}) ist in Bild 3.9 dargestellt. Es ist deutlich zu entnehmen, wie der Messfehler mit zunehmendem Wärmestrom größer wird und beispielsweise in der für den Fokusbereich der FOREVER-Experimente typischen Größenordnung von 140 kW/m^2 bereits über 20 K liegt, obwohl die Modellannahmen als konservativ bezüglich der sich einstellenden Temperaturdifferenz anzusehen sind. Die tatsächliche Temperaturdifferenz wird wahrscheinlich noch deutlich größer ausfallen, wie die in Bild 4.14 dargestellten Ergebnisse nahelegen.

Zur Kontrolle der Annahme, dass die Konvektion bei hohen Wärmeströmen für diese Abschätzung in erster Näherung vernachlässigt werden kann, wurde für die jeweiligen Oberflächentemperaturen ein korrespondierender konvektiver Wärmestrom (q_{e_conv}) auf der Außenseite berechnet und in Bild 3.9 dargestellt. Der Wärmeübergangskoeffizient wurde hierbei zu konstant $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ angesetzt. Das Ergebnis macht deutlich, dass der konvektiv abgeführte Wärmeanteil bereits bei 90 kW/m^2 weniger als 10 % des Gesamtwärmestroms (q_{e_conv}/q_{e_tot}) ausmacht.

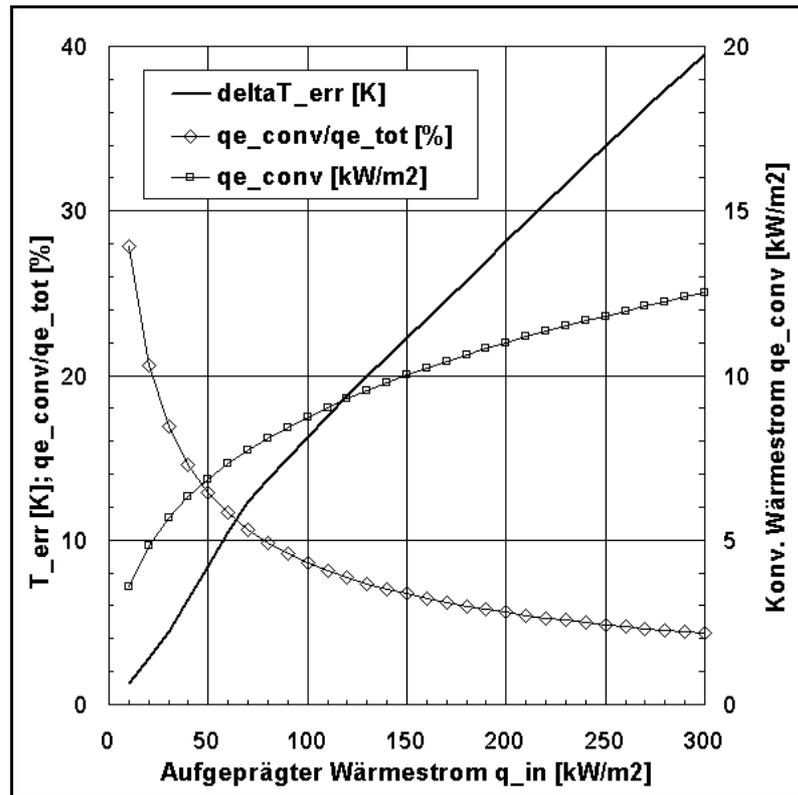


Bild 3.9: Verlauf des berechneten Temperaturmessfehlers und des korrespondierenden absoluten (rechte Skala) und relativen (linke Skala) konvektiven Wärmestroms über dem aufgeprägten Wärmestrom von innen.

3.4 Chemische Vorgänge und Diffusion

Die metallographische Untersuchung der Stahlproben aus den FOREVER-Experimenten hat gezeigt, dass Diffusionsvorgänge im Stahl und zwischen Schmelze und Stahl bei Temperaturen bis 1400 K für Zeiträume von einigen Stunden keine für das mechanische Verhalten relevante Rolle spielen /MUL 2000/. Chemische Vorgänge wie Diffusion und Bildung von niedrigschmelzenden Eutektika werden deswegen in den numerischen Simulationen in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

An der Außenseite des Behälters kommt es zur Entkohlung bzw. Verzunderung des Stahls, sofern eine Sauerstoff-, Kohlendioxid- oder Wasserdampf-atmosphäre vorliegt /SAT 1981/, /OBS 1989/. Auf der eigentlichen Stahloberfläche bildet sich eine Zunderschicht, eine Art „Rostkruste“ im Zehntelmillimeterbereich, die im Wesentlichen aus Eisenoxiden verschiedener Wertigkeit besteht. Das Wachstum der Zunderschicht verläuft bei hohen Temperaturen nach einem parabolischen Zeitgesetz, solange die Zunderschicht poren- und rissfrei ist. Unter den in dieser Arbeit zu betrachtenden Bedingungen wird dies jedoch nicht zutreffen, weil der Zunder in seinem mechanischen Verhalten sehr spröde ist, während gleichzeitig aufgrund des Kriechvorgangs in den thermisch und mechanisch hochbeanspruchten Zonen eine transiente Verfor-

mung der Oberfläche stattfindet. Die Zunderschicht wird bei fortschreitender Verformung immer wieder aufbrechen oder sogar abplatzen. Ist der Reaktionsvorgang an der Phasengrenze Metall-Gas oder der Diffusionsvorgang des atmosphärischen Sauerstoffs geschwindigkeitsbestimmend, kann von einem linearen Zeitgesetz für die Zunderschichtdicke bzw. für die Wanddickenminderung ausgegangen werden.

Die zeitliche Entwicklung der Zunderschichtdicke unter atmosphärischen Bedingungen bei einer Temperatur von 900 °C wurde von Obst et al. /OBS 1989/ experimentell für die beiden deutschen Stähle 20 MnMoNi 5 5 und 22 NiMoCr 3 7 untersucht. Es wurde festgestellt, dass die entstehende Schichtdicke bei den hier betrachteten Werkstückdimensionen im Zeitbereich bis 50 h einen vernachlässigbaren Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften hat.

In Bild 3.10 ist ein metallographischer Schnitt senkrecht zur Behälteroberfläche der FOREVER-EC2-Bodenkalotte dargestellt. An der perlitischen Zeilenstruktur ist die Walzrichtung beim Herstellungsprozess deutlich zu erkennen. Obwohl die untersuchte Probe aus dem heißen Fokusbereich stammt, weist sie eine Zunderschicht mit einer Dicke von weniger als 0,1 mm an der Außenseite des Behälters auf. Die Entkohlungsschicht ist mit etwa 0,3 mm deutlich dicker, im Verhältnis zur Restwanddicke von etwa 10 mm bzw. der Ursprungswanddicke von 15 mm jedoch als so dünn anzusehen, dass sie die mechanischen Eigenschaften der Wand nicht signifikant beeinflusst. In den mechanischen Modellen wird die Verzunderung daher in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Schwieriger ist die Einschätzung der Verzunderung für die thermischen Randbedin-

gungen. Zum einen wird die Zunderschicht den Wärmeübergang aus dem Behälterinneren an die äußerste Oberfläche verschlechtern, gleichzeitig weist die Zunderschicht direkt an der Oberfläche aber einen deutlich höheren Emissionskoeffizienten auf als eine rost- oder zunderfreie Stahloberfläche. Bei den thermischen Modellen in dieser Arbeit wurde daher auf die Möglichkeit der Variation der Emissionskoeffizienten für die Innen- und Außen-seite Wert gelegt.

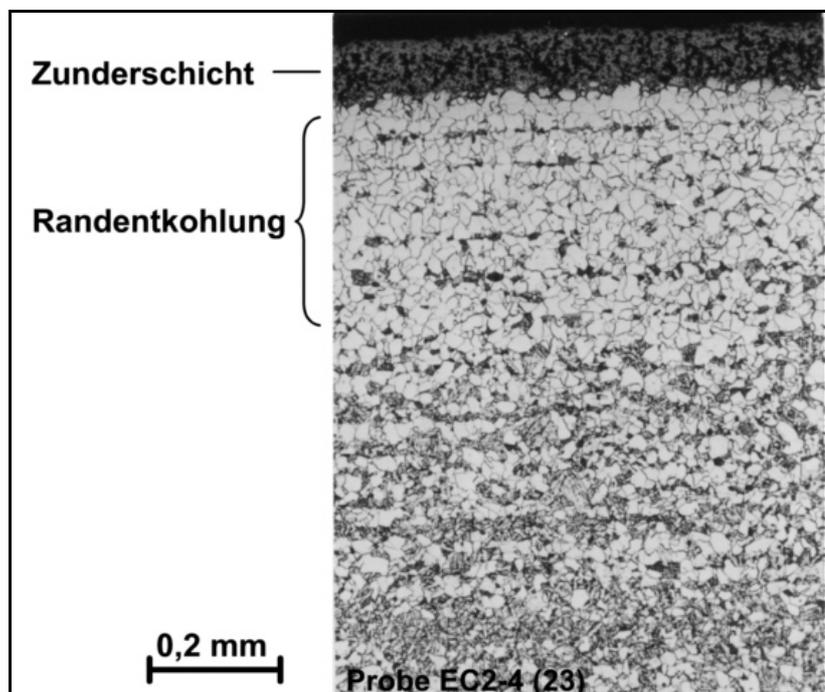


Bild 3.10: Metallographische Aufnahme eines geätzten Schiffs von der Außenseite des FOREVER-EC2 Behälters.

3.5 Mechanische Einflussgrößen

Um einen Eindruck zu bekommen, woher welche mechanischen Belastungen rühren und welche Auswirkungen sie haben, werden die möglichen Ursachen aufgezählt und für einen typischen FOREVER-Versuch sowie für ein prototypisches Szenario abgeschätzt. Tabelle 3.1 ermöglicht eine Übersicht zu den verwendeten Eingangsgrößen wie Abmessungen, Dichte und Belastungen.

3.5.1 Eigengewicht

Mit den angegebenen Abmessungen und der Dichte von Stahl ergeben sich für die FOREVER- und die KONVOI-Bodenkalotte Massen von 29 kg bzw. 48 Mg. Wird vorausgesetzt, dass die Bodenkalotte nahezu vollständig mit Schmelze gefüllt ist, ergeben sich mit den in Tabelle 3.1 angegebenen Werten analog Schmelzmassen von 36 kg und 262 Mg. Es wird angenommen, dass der thermisch und mechanisch am höchsten beanspruchte Bereich der Behälterwand auf Höhe der Schmelzeseeoberfläche liegt. Hier muss der tragende Querschnitt der Wand die Gewichtskraft der gesamten Masse von Kalotte und Schmelze aufnehmen. Diese Gesamtmassen sind in der Tabelle wiedergegeben.

Unter der Annahme, dass die durch die Gewichtsbelastung entstehende Membranspannung gleichmäßig über der verbleibenden tragenden Querschnittsfläche verteilt ist, ergeben sich Spannungen von 0,034 MPa bzw. 2,63 MPa.

3.5.2 Innendruck

In den FOREVER-Experimenten wurden die Behälter mit einem Überdruck von 25 bar beaufschlagt, um ein prototypisches Druckentlastungsszenario mit mittlerem Druck zu simulieren. Gleichzeitig ist es bei den in den FOREVER-Tests vorliegenden Randbedingungen notwendig, einen Innendruck in der Größenordnung 1 bis 2 MPa zu erzeugen, um den Kriech- bzw. Versagensvorgang einzuleiten. Im prototypischen Szenario kann die Druckdifferenz über der Behälterwand theoretisch zwischen 0 und ca. 16 MPa betragen. Für die Skalierungsbetrachtung wird im Folgenden das FOREVER-Szenario zugrundegelegt.

Bei gleicher Wanddicke im zylindrischen und kugelförmigen Teil der Behälter wird die Spannung im Zylinder stets höher sein als in der Kalotte. Aus den bekannten Kesselformeln ergibt sich eine doppelt so hohe Membranspannung in einem Zylinder wie in einer Kugel. Für das betrachtete Szenario bedeutet dies, dass ein Versagen des Behälters aus mechanischer Sicht umso wahrscheinlicher wird, je höher der Schmelzespiegel und damit der Bereich des heißen Fokus liegen, weil die aufgrund hoher Temperaturen für mechanische Beanspruchungen geschwächte Behälterzone mit steigendem Schmelzespiegel in Bereiche mit höherer Spannung verlagert wird.

Wird der Belastungsfall eines Zylinders zugrundegelegt, dann ergeben sich mit der verbleibenden Wanddicke und dem angenommenen Innendruck Membranspannungen von 32 MPa für die FOREVER-Anordnung bzw. 87 MPa im KONVOI-Szenario.

3.5.3 Thermische Spannungen

Die thermischen Spannungen oder Sekundärspannungen (vgl. Kap. 2.2.2.4) sind nicht von der Wanddicke abhängig, sondern wären bei konstanten Stoffwerten nur von der aufgeprägten Temperaturdifferenz abhängig. Wird eine unendliche Platte mit konstanten Stoffwerten betrachtet, über deren Dicke eine lineare Temperaturverteilung vorliegt, so kann die Platte entlang der Ebene der mittleren Temperatur in zwei gleich dicke Hälften geteilt werden. Jede der beiden Hälften hat wiederum eine mittlere Temperatur. Die Differenz der mittleren Temperaturen der beiden Plattenhälften ist gleich der halben Temperaturdifferenz der gesamten Platte. Damit lässt sich ein mittlerer thermischer Dehnungsunterschied zwischen den beiden Platten bestimmen, weil vorausgesetzt wurde, dass alle Stoffwerte konstant sind. Der Dehnungsunterschied ist daher gleich dem Produkt aus halber Temperaturdifferenz der gesamten Platte und dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten α . Die resultierende Sekundärspannung ist wiederum das Produkt aus thermischer Dehnung und Elastizitätsmodul. Die für die Abschätzung der thermischen Spannung anzuwendende Gleichung lautet damit:

$$\sigma_{sek}(\Delta T) = \frac{\alpha \cdot \Delta T}{2} E . \quad (3.4)$$

Für die Abschätzung wird für den Ausdehnungskoeffizienten der Wert des französischen RDB-Stahls 16MND5 bei 1000° C von $1,4 \cdot 10^{-6}$ eingesetzt. Für den Elastizitätsmodul bei 1000° C werden 27 GPa angenommen. Werden die entsprechenden Werte der Temperaturdifferenz (56 K für FOREVER, 1200 K für KONVOI) eingesetzt, ergeben sich Spannungen von 11 MPa (FOREVER) bzw. 227 MPa (KONVOI).

3.5.4 Kriechen

Ausgehend von den abgeschätzten Oberflächentemperaturen der Behälteraußenseite für ein trockenes oder nasses Szenario und den für die homogenen Wärmeströme bestimmten Temperaturdifferenzen lässt sich beurteilen, ob aufgrund der auftretenden Temperaturen bei einer entsprechenden mechanischen Belastung mit Kriechen zu rechnen ist. Der trockene prototypische Fall führt bereits an der Außenseite zu Temperaturen oberhalb der Solidustemperatur, womit sich eine weitere Betrachtung erübrigt. Für das geflutete FOREVER-Szenario kann auch unter Berücksichtigung des heißen Fokus davon ausgegangen werden, dass die Innenwandtemperatur unter 600 K bleibt. Damit ist Kriechen aufgrund zu niedriger Temperaturen auszuschließen (vgl. Abschn. 2.2.2.1).

Für das trockene FOREVER-Szenario und das geflutete (nasse) prototypische Szenario ergeben sich jedoch Behälterwandtemperaturen von 1.250 K bzw. 1.600 K, die zumindest in Teilbereichen der Wand vorherrschen und über der kritischen Temperatur von 700 K (vgl. Gleichung (2.14)) liegen. Das bedeutet, dass für die oben berechneten Wandtemperaturen bei entsprechender Belastung mit Kriechen zu rechnen ist.

Für den prototypischen Fall einer Flutung der Reaktorgrube wird deutlich, dass an der Außenseite die Temperaturen unter der kritischen Temperatur für Kriechen (vgl. Abschnitt 2.2.2.1) liegen, während auf der Innenseite Abschmelzvorgänge stattfinden. Das bedeutet, dass über dem betrachteten Wandquerschnitt teilweise Kriechvorgänge ablaufen, an der Außenseite jedoch nicht mit Kriechen zu rechnen ist. Stattdessen kann es an der Außenseite bei entsprechender Belastung zu Plastifizierung und Kaltverfestigung kommen bzw. plastisches Versagen eintreten.

3.6 Rückkopplungseffekte

Wie im vorhergehenden Kapitel mehrfach diskutiert worden ist, sind für die Analyse der Schmelzerückhaltung in einer Bodenkalotte zwei ingenieurtechnische Untersuchungsgebiete zu betrachten: Thermodynamik und Mechanik. In den bisherigen Arbeiten wurde die Thermodynamik unabhängig von der Mechanik gelöst und nur bei der mechanischen Analyse das zeitlich veränderliche Temperaturfeld berücksichtigt. Es erfolgte nur im mechanischen Modell eine Kopplung an das Temperaturfeld. Tatsächlich sind jedoch Thermodynamik und Mechanik jeweils aneinander gekoppelt: Ändert sich das Temperaturfeld, so ändert sich die Geometrie des Behälters und umgekehrt. Dass sich die mechanische Versagenszeit signifikant mit der Temperatur ändert, ist durch die einachsigen Zeitstandversuche belegt. Somit wird deutlich, dass eine rekursive Kopplung der mechanischen und thermischen Modelle für eine optimale Simulation erforderlich ist. Im Folgenden sollen zwei mögliche Kopplungseffekte abgeschätzt werden.

3.6.1 Temperaturanstieg durch mechanische Verformung

Es ist bekannt, dass bei schnell ablaufenden Verformungen eine signifikante Temperaturerhöhung im Werkstück stattfinden kann. Über eine mechanische Zustandsgleichung der Form /BET 1993/:

$$\varepsilon = \varepsilon(\sigma; T) \tag{3.5}$$

und die Anwendung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik kann eine konservative Abschätzung der durch die mechanische Verformung verursachten Wärme-freisetzung erfolgen:

$$P_{mech} = \frac{\sigma \varepsilon_{frac} V}{t_{fail}} . \tag{3.6}$$

Werden jeweils konservative Werte für die die Deformation verursachende Spannung ($\sigma = 50 \text{ MPa}$, vgl. Tabelle 3.1), die Bruchdehnung ($\varepsilon_{frac} = 100 \%$) und die Versagenszeit ($t_{fail} = 1 \text{ h}$) eingesetzt und außerdem sehr konservativ angenommen, dass die Dehnung gleichmäßig im gesamten Bauteilvolumen V stattfindet, so ergibt sich eine Leistung von ca. 50 W innerhalb der FOREVER-Bodenkalotte. Diese Leistung liegt 3 Größenordnungen unter der elektrischen Heizleistung und kann damit vernachlässigt werden.

3.6.2 Temperaturfeldänderung durch Geometrieänderung

Bei den in dieser Arbeit betrachteten Vorgängen kommt es zu einer Änderung des Temperaturfelds aufgrund von Geometrieänderungen des Behälters. Die Änderungen des Temperaturfelds betreffen Maximaltemperaturen, Minimaltemperaturen und Temperaturdifferenzen bzw. -gradienten.

Für eine Einschätzung des Effekts der thermischen Ausdehnung auf die Temperaturen bzw. Wärmeströme selber sei eine Einheitsfläche als wärmeabgebende Oberfläche angenommen. Diese Einheitsfläche hat die Oberfläche $A_0 = 1 \text{ m}^2$ bei einer angenommenen Raumtemperatur von 300 K . Wird nun eine höhere Oberflächentemperatur T_S angenommen, so ergibt sich für die unverformte Einheitsfläche folgender Gesamtwärmestrom, der sich aus Wärmestrahlung und Konvektion zusammensetzt:

$$\mathcal{Q}_{tot,A_0}(T) = A_0 \cdot (e_{rad} \cdot \sigma_{SB} \cdot (T_S^4 - T_{amb}^4) + h \cdot (T_S - T_{amb})). \quad (3.7)$$

In dieser Gleichung sind e_{rad} und σ_{SB} wiederum die Emissivität bzw. die Stefan-Boltzmann-Konstante und h und T_{amb} der Wärmeübergangskoeffizient bzw. die Umgebungstemperatur.

Tatsächlich wird sich die Einheitsfläche ausdehnen und die tatsächliche von der Oberflächentemperatur abhängige Oberfläche $A(T)$ annehmen:

$$A(T) = A_0 \cdot (1 + \alpha \cdot (T_S - T_0))^2. \quad (3.8)$$

Hierin sind A_0 die Einheitsfläche bei T_0 und α der thermische Ausdehnungskoeffizient. Der mittlere thermische Ausdehnungskoeffizient des betrachteten Stahls ist temperaturabhängig (vgl. Abschnitt 4.1.3.2) und liegt im Temperaturintervall von 300 K bis 1.600 K zwischen $11 \cdot 10^{-6}$ und $15,5 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$. Wird nun in einem Gedankenexperiment unterstellt, dass die Temperatur unverändert bliebe, dann resultiert daraus ein höherer tatsächlicher Wärmestrom:

$$\mathcal{Q}_{tot,A(T)} = \mathcal{Q}_{tot,A_0} \cdot (1 + \alpha \cdot (T_S - T_0))^2. \quad (3.9)$$

Dieser Zusammenhang ist in Bild 3.11 wiedergegeben. Bei einer Temperatur von 1.320 K würde von der unverformten Einheitsoberfläche beispielsweise ein Wärmestrom von etwa 130 kW/m^2 abgegeben. Tatsächlich beträgt der Wärmefluss von der

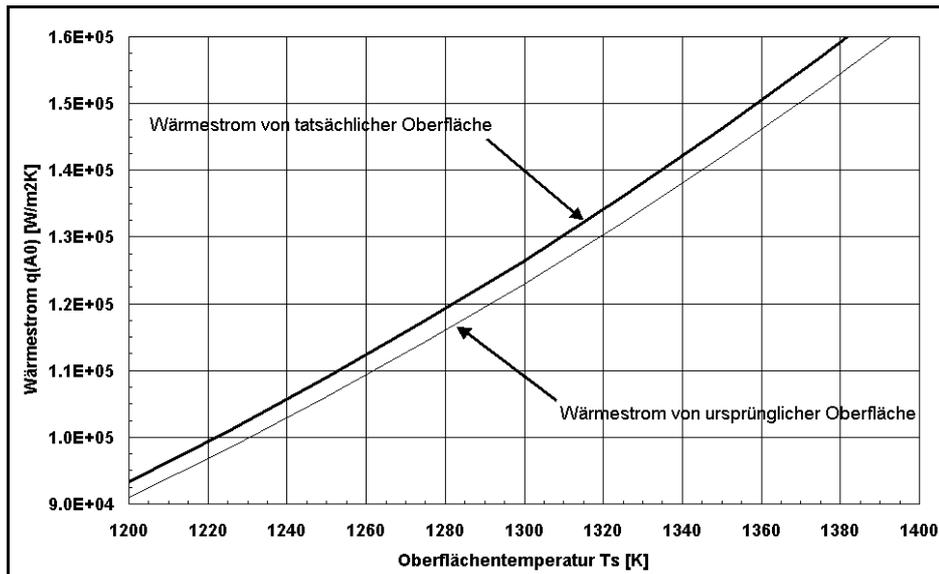


Bild 3.11: Gesamtwärmeströme von tatsächlicher und ursprünglicher Fläche über der Oberflächentemperatur bei einem Emissionskoeffizienten von 0,7, einem Wärmeübergangskoeffizienten von $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ und einer Umgebungstemperatur von 300 K .

ausgedehnten Fläche etwa 134 kW/m^2 . Umgekehrt lässt sich auch ein vorgegebener Wärmestrom betrachten: Wird die thermische Ausdehnung der Fläche nicht berücksichtigt, ergibt sich beispielsweise für einen Wärmestrom von 130 kW , die bereits genannte Temperatur von 1.320 K . Tatsächlich wird mit einer 10 K niedrigeren Temperatur über die vergrößerte Oberfläche der gleiche Wärmestrom abgeführt. Temperaturunterschiede dieser Größenordnung haben bei den in dieser Arbeit betrachteten Vorgängen einen signifikanten Einfluss auf die Versagenszeit.

Wie in Kapitel 6.1 gezeigt wird, liegt die Absenkung der maximalen Behälterwandtemperatur, die durch die Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung des Behälters verursacht wird, im Fall der FOREVER-Simulation in einer Größenordnung von 20 K .

3.7 Skalierungsbetrachtung

Die in den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels angegebenen bzw. herausgearbeiteten Größen für die FOREVER-Experimente und einen prototypischen Reaktor von den Abmessungen eines KONVOI sind in Tabelle 3.1 noch einmal strukturiert zusammengefasst. Es wird unterschieden nach vier Kategorien: den geometrischen Größen, den Stoffwerten, den thermischen Randbedingungen und den mechanischen Belastungen. Die angegebenen Werte und das Skalierungsverhältnis sind teilweise gerundet.

Es wird deutlich, dass allein aufgrund der unterschiedlichen Potenzabhängigkeiten von Länge, Fläche und Volumen im Falle der betrachteten Halbkugelgeometrie eine durchgehende Skalierung ausgeschlossen ist. Folge dieser Abhängigkeiten sind die uneinheitlichen Skalierungszahlen im thermischen und mechanischen Bereich. Hinzu kommt der Einfluss der unterschiedlichen Schmelzedichten.

Ein wesentlicher Unterschied resultiert indirekt aus dem Geometrieeffekt: Dadurch, dass die sich im prototypischen Fall einstellenden Maximaltemperaturen etwa 1.000 K höher sind, kommt es zum Abschmelzen der RDB-Wand. Dieser Effekt hebt selbst die ursprünglich noch vorhandene geometrische Ähnlichkeit bezüglich einer konstanten Wanddicke im Bereich der Bodenkalotte auf.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass ein Rückschluss von mittelskaligen Experimenten wie der FOREVER-Reihe auf prototypische Anordnungen nur bedingt möglich ist. Dies ist der Ansatzpunkt für numerische Simulationen, die, ausgehend von einer Validierung, an den Experimenten die Erfassung und Beurteilung von zusätzlichen Effekten erlauben, die in einem prototypischen Szenario auftreten.

Tabelle 3.1: Übersicht über die Skalierungsverhältnisse verschiedener physikalischer Größen zwischen den FOREVER-Experimenten und einem DWR vom Typ KONVOI.

Parameter	Symbol/Einheit	FOREVER	KONVOI	Verhältnis
Geometrie				
Behälterform	halbkugelförmige Bodenkalotte an Zylinder			
Innenradius	R_i [m]	0,19	2,5	1:12,5
Wanddicke der Kalotte	s_w [m]	0,015	0,15	1:10
Schmelzevolumen	V [m ³]	0,014	32,5	1:2300
Oberflächen-Volumenverhält.	A/V [m ⁻¹]	24	1,8	1:0,08
Stoffwerte				
Dichte Wand (Stahl)	ρ_w [kg/m ³]	7850	7850	1:1
mittlere Dichte Schmelze	ρ_{melt} [kg/m ³]	2500	8000	1:3,2
Thermische Randbedingungen				
Gesamtwärmeleistung im Pool	Q_{tot} [MW]	0,038	29,6	1:780
volumetr. Wärmequellichte	q_{vol} [MW/m ³]	2,7	0,91	1:0,33
interne Rayleigh-Zahl	Ra_i [-]	10^{10}	10^{17}	1:10 ⁷
Wandflächenwärmestromdichte bei homogener Verteilung	q_a [kW/m ²]	112	500	1:4,5
Oberflächentemperatur, trocken	T [K]	1220	1820	1:1,5
Oberflächentemperatur, nass	T [K]	390	395	1:1
theoret. Temperaturdifferenz über Wand ohne Abschmelzen	$\Delta T_{s, th}$ [K]	56	2500	1:45
Temperaturdifferenz über Wand mit Abschmelzen	$\Delta T_{s, ab}$ [K]	56	1200	1:21
Mechanische Belastung				
Mechan. relevante Wanddicke	s [mm]	15	72	1:5
Gew. Schmelze und Behälter	m_{LH} [Mg]	0,065	310	1:4800
Membranspannung d. Gew.	σ_{pri} [MPa]	0,034	2,63	1:77
Innendruck	p_i [MPa]	2,5	2,5	1:1
Membranspannung d. Druck	σ_{pri} [MPa]	32	87	1:2,7
theor. Spannung durch Temperaturdifferenz m. Abschmelzen	σ_{sek} [MPa]	11	227	1:21

4 Aufbau des integralen Finite Elemente Modells

Wird die notwendige Bedingung für die Integrität des RDB erfüllt (vgl. Kapitel 2.2), d. h. die Behälterwand versagt nicht bereits allein aufgrund der vorliegenden thermischen Randbedingungen, dann wird für eine Aussage bezüglich der hinreichenden Bedingung ein mechanisches Modell notwendig. Dieses mechanische Modell soll zunächst die Frage beantworten, ob der Behälter versagt oder nicht. Falls ein Behälterversagen vorhergesagt wird, sind Aussagen über die Versagenszeit und -art zu treffen.

Für die Berechnung der Behälterversagenszeit und des -modus für das in dieser Arbeit betrachtete Szenario ist im Prinzip nur ein strukturmechanisches Modell der Behälterwand notwendig. Allerdings ist ein räumlich und zeitlich gut aufgelöstes Temperaturfeld als Eingangsgröße notwendig. Dieses Temperaturfeld erzeugt zum einen eine Körperlast (body load), die für sich genommen jedoch vernachlässigbar ist, solange die Maximaltemperaturen noch deutlich unter der Solidustemperatur des Stahls bleiben, da die durch thermische Dehnung verursachten Spannungen Sekundärspannungen sind, d.h., sie können durch Verformung abgebaut werden. Demgegenüber bleiben aufgeprägte Spannungen durch Lasten wie Eigengewicht und Innendruck erhalten, weshalb sie als Primärspannungen gelten.

Das Temperaturfeld bestimmt des Weiteren die Materialeigenschaften des RDB-Stahls und zwar im Wesentlichen die strukturmechanische Festigkeit. Hiervon hängt ab, ob unter den gegebenen weiteren Randbedingungen wie Eigengewicht von Corium und Bodenkalotte sowie der Druckdifferenz von Behälterinnenseite zur Außenseite instantanes plastisches Versagen eintritt oder ob ein Kriechvorgang eingeleitet wird.

Die Beschreibung des integralen Finite-Elemente-Modells gliedert sich in vier Abschnitte. Zunächst werden die Materialeigenschaften der in den Rechnungen betrachteten Stoffe und ihre modelltechnische Erfassung beschrieben. Da das in dieser Arbeit verwendete Konzept einer Kriechdatenbasis eng mit dem dazugehörigen Modellansatz verbunden ist, wird die entsprechende Kriechmodellierung innerhalb dieses Abschnitts behandelt. Im zweiten Abschnitt werden die Modelle zur Erfassung der Temperaturfelder beschrieben. Das mechanische Modell folgt im dritten Abschnitt zusammen mit der Beschreibung des Schädigungsmodells. Der vierte Abschnitt behandelt die Zusammenführung der thermischen und mechanischen Modelle zu einem rekursiv sequenziell gekoppelten Modell.

4.1 Materialeigenschaften

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine umfassende temperaturabhängige Materialdatenbank für den Finite-Elemente-Code (FE-Code) ANSYS erstellt, die es ermöglicht,

alle relevanten Vorgänge in einem Temperaturbereich von 275 bis 3.000 K zu berücksichtigen. Bei den Materialdaten kann unterschieden werden zwischen fluidodynamisch und/oder mechanisch benötigten Stoffwerten. Werkstoffeigenschaften, die nur für die mechanische Rechnung benötigt werden (beispielsweise Elastizitätsmodul und Spannungs-Dehnungs-Verhalten), werden nur bis zu einer Temperatur von 1.600 K modelliert, unterhalb der noch eine mechanisch relevante Festigkeit vorliegt.

4.1.1 Thermofluiddynamische Eigenschaften der Schmelzen

Die für die thermofluiddynamischen Rechnungen benötigten Stoffwerte wie Viskosität, Dichte und Wärmeleitfähigkeit wurden für die auftretenden Materialien in einem Temperaturbereich von 275 bis 3.000 K für die Temperaturfeldberechnungen bereitgestellt. In den Bereichen, für die keine Daten verfügbar waren, wurden die Werte interpoliert oder abgeschätzt und mit Daten ähnlicher Materialien verglichen. Dies trifft für den Stahl insbesondere auf den Bereich oberhalb der Solidustemperatur zu. Das Gleiche gilt für die in den FOREVER-Experimenten verwendete oxidische Schmelze sowie die verwendeten Isolationsmaterialien und das zur Druckbeaufschlagung verwendete Argongas.

Die Daten für die prototypische Schmelze sind an Angaben von Kolev /KOL 1996/ angelehnt und geben ein vereinfachtes Materialverhalten wieder. Die detaillierte Modellierung der einzelnen Komponenten, möglicher Mischungs-, Entmischungs- oder chemischer Vorgänge ist einerseits aufgrund fehlender experimenteller Daten noch nicht möglich und würde andererseits zum gegenwärtigen Zeitpunkt das in dieser Arbeit angestrebte integrale Modell überfordern.

Es wird eine homogen vermischte Schmelze simuliert (vgl. Abschnitt 3.1.2), deren Eigenschaften aufgrund des zu erwartenden hohen Urandioxidanteils wesentlich durch diese Komponente beeinflusst sind. Lediglich für das Erstarrungsintervall wurde absichtlich ein deutlich niedrigeres Temperaturniveau festgelegt. Dies soll einerseits der Bildung von Eutektika Rechnung tragen und andererseits eine konservative Belastung der RDB-Wand verursachen, denn flüssige Schmelze kann durch Konvektion wesentlich höhere Wärmeströme transportieren als erstarrte Schmelze.

Tabelle 4.1 gibt zur Orientierung einige Materialparameter wieder. Die vollständigen temperaturabhängigen Materialdaten sind für die Makrosprache APDL (ANSYS Parametric Design Language) des FE-Codes aufbereitet in Datenfiles festgehalten. Die angegebenen Erstarrungsenthalpien werden im Modell als fiktive zusätzliche Wärmekapazität über dem angenommenen Erstarrungsintervall wiedergegeben.

Tabelle 4.1: Thermofluiddynamische Eigenschaften des FOREVER-Schmelzesimulats und des angenommenen prototypischen Coriums.

Stoffeigenschaft	Symbol/Einheit	Simulat	Corium
Solidustemperatur	T_{sol} [K]	1.250	1.950
Liquidustemperatur	T_{liq} [K]	1.300	2.000
Erstarrungsenthalpie	h_m [kJ/kg]	460	260
Bezugstemperatur für die weiteren Größen:	T [K]	1.400	2.200
Dichte	ρ [kg/m ³]	2.500	8.000
volumetrischer Ausdehnungskoeffizient	β [1/K]	$9,04 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
Wärmeleitfähigkeit	λ [W/m K]	2	2,5
spezifische Wärmekapazität	c_p [J/kg K]	2.200	530
dynamische Viskosität	η [Pa s]	0,1	0,0045

4.1.2 Wärmestrahlungseigenschaften der freien Oberflächen

Wie in Abschnitt 3.3.3 diskutiert, werden alle in dieser Arbeit betrachteten Materialien für die Modellierung des Wärmestrahlungsaustauschs als grau angenommen, und die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes wird unterstellt. Die Unsicherheit und die daraus resultierenden Folgen bezüglich des Emissionskoeffizienten werden ebenfalls in Kapitel 3.3.3 beschrieben. Bei der Modellentwicklung für die FE-Simulation wurde daher darauf geachtet, für Variationsrechnungen den Emissionskoeffizienten in den Eingabedatensätzen verändern zu können. In den FE-Rechnungen wird unterschieden zwischen den Emissionskoeffizienten auf der Behälteraußenseite und innerhalb des Hohlraums im Behälter.

Aus den Vergleichsrechnungen für die FOREVER-Experimente lässt sich schließen, dass der Emissionskoeffizient an der oxidierten bzw. verzünderten Behälteraußenseite (vgl. Bild 3.10) im Bereich zwischen 0,7 und 0,8 gelegen haben sollte. Für die Behälterinnenseite könnte der Koeffizient mit 0,8 bis 0,9 geringfügig höher gelegen haben. Für die Standardrechnungen wurde mit 0,75 innen und außen gerechnet. Diese Werte gelten auch für das prototypische Szenario.

4.1.3 Materialeigenschaften des Stahls

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften des festen Stahls und die Modellierung der als rein temperaturabhängig betrachteten Materialeigenschaften Dichte, Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität, thermischer Ausdehnungskoeffizient und Elastizitätsmodul im mechanischen Modell behandelt. Die Datenbasis im Modell deckt für alle relevanten Stoffeigenschaften einen Temperaturbereich von 275 K bis 1.600 K ab, der in 54 äquidistante Temperaturniveaus ($\Delta T = 25$ K) unterteilt ist. Während die Dichte sowohl in die thermische als auch in die mechanische Rechnung eingeht,

werden Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität nur in der thermischen Rechnung, Ausdehnungskoeffizient und Elastizitätsmodul nur in der mechanischen Rechnung benötigt.

4.1.3.1 Dichte

Aufgrund der geringen Verformungsgeschwindigkeiten bis zum Versagen des Behälters spielt die Dichte des Stahls keine Rolle für Massenträgheitseffekte. Der wesentliche Einfluss der Dichte ist durch das korrespondierende Eigengewicht der Struktur gegeben. Bild 4.1 verdeutlicht den im Modell berücksichtigten Verlauf der Dichte über der Temperatur. Ausgehend von einem Wert von 7.850 kg/m^3 bei Raumtemperatur

nimmt die Dichte bis auf 7.378 kg/m^3 bei 1.600 K ab. Bis auf den Bereich der sogenannten Austenitisierungstemperatur zwischen den aus dem Hüttenwesen bekannten Umwandlungstemperaturen A_1 (ca. 1.000 K) und A_3 (ca. 1.100 K) nimmt die Dichte mit steigender Temperatur ab. Die Haltepunkte der Umwandlungen hängen prinzipiell von der Richtung der Zustandsänderung (Erwärmen oder Abkühlen) und von der Geschwindigkeit ab. Im FE-Modell werden die Umwandlungstemperaturen des Stahls berücksichtigt, indem die vom Hersteller Kawasaki aus Messungen gewonnen Wertepaare für Dichte und Temperatur modelliert werden.

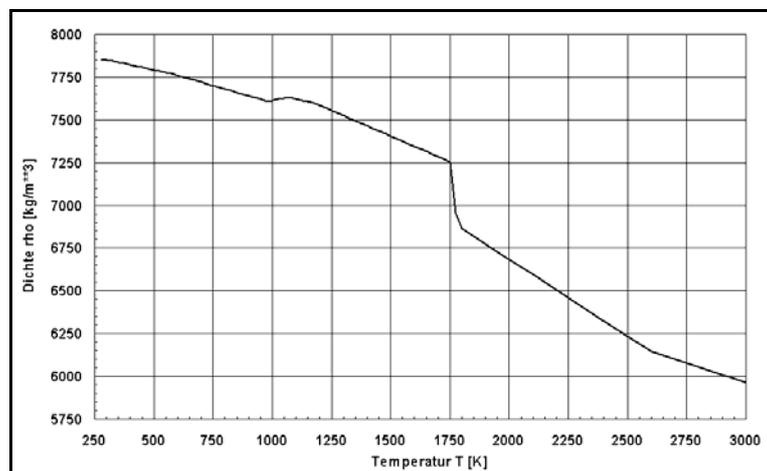


Bild 4.1: Temperaturabhängigkeit der Dichte des Stahls 16MND5 von Raumtemperatur bis 3.000 K .

werden. Im FE-Modell werden die Umwandlungstemperaturen des Stahls berücksichtigt, indem die vom Hersteller Kawasaki aus Messungen gewonnen Wertepaare für Dichte und Temperatur modelliert werden.

4.1.3.2 Ausdehnungskoeffizient

Das thermische Ausdehnungsverhalten des Stahls hat einen entscheidenden Einfluss auf die thermischen Spannungen bei inhomogenen Temperaturfeldern oder verhinderter Dehnung von Werkstücken. Der modellierte Verlauf des mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizienten über der Temperatur ist in Bild 4.2 wiedergegeben. Der mittlere Ausdehnungskoeffizient stellt den Durchschnitt des instantanen Ausdehnungskoeffizienten von der Referenztemperatur (275 K) bis zur betrachteten Temperatur dar. Diese effektive Vorgehensweise ermöglicht es, in der Rechnung für jedes Element die aktuelle thermische Dehnung durch Multiplikation des mittleren Ausdehnungskoeffizienten mit der Differenz der aktuellen Temperatur zur Referenztemperatur zu ermitteln. Zu beachten ist, dass aufgrund dieser Definition der mittlere

Koeffizient im Bereich der Umwandlungstemperatur lediglich abnimmt, während der instantane Koeffizient negativ ist, d.h. die Struktur schrumpft während der Erwärmung im Bereich der Umwandlungstemperatur, aber insgesamt liegt im Vergleich zur Referenztemperatur eine Ausdehnung vor.

4.1.3.3 Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit (Bild 4.3) in der Behälterwand beeinflusst wesentlich die Temperaturdifferenz über der Wand und das Temperaturniveau insgesamt. Im Bereich niedriger Temperaturen liegt die Wärmeleitfähigkeit des Stahls 16MND5 etwa bei 40 W/mK, einem typischen Wert für ferritische bzw. bainitische Stähle. Im Bereich der Umwandlungstemperatur nimmt die Leitfähigkeit ein Minimum von 25 W/mK an, um dann wieder auf ca. 28 W/mK anzusteigen.

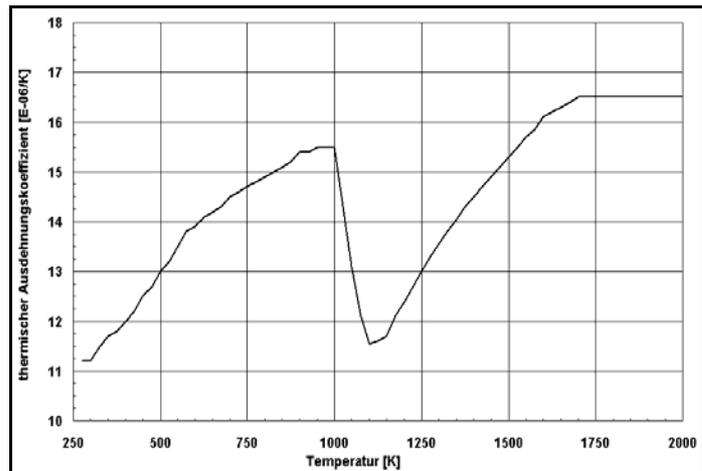


Bild 4.2: Mittlerer thermischer Ausdehnungskoeffizient des Stahls 16MND5.

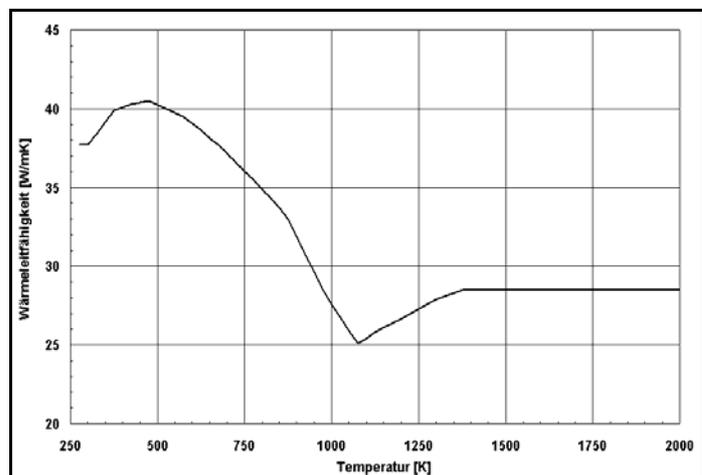


Bild 4.3: Wärmeleitfähigkeit des Stahls 16MND5.

4.1.3.4 Wärmekapazität

Für die Berechnung transienter thermischer Vorgänge muss die Wärmekapazität (Bild 4.4) berücksichtigt werden. Neben der sogenannten sensitiven Wärme, die mit einer Temperaturänderung des betrachteten Stoffes verbunden ist, sind sogenannte latente Wärmemengen zu berücksichtigen, die sich dadurch auszeichnen,

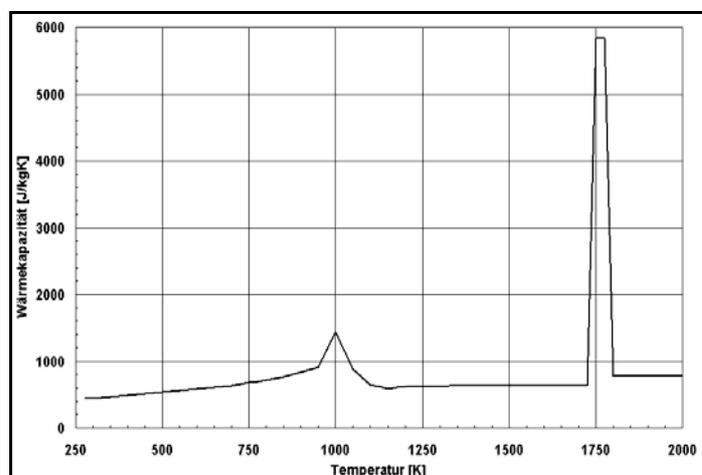


Bild 4.4: Wärmekapazität des Stahls 16MND5.

dass sich die Temperatur des Stoffes trotz Wärmez- oder -abfuhr nicht direkt ändert. Die für die Umwandlung des Kristallgitters im Bereich von 950 K bis 1050 K notwendige latente Wärme wird im Modell über eine erhöhte Wärmekapazität berücksichtigt (vgl. Bild 4.4). Vor und nach der Umwandlung liegt die Wärmekapazität im Bereich von 600 J/kgK. Die Erstarrungs- bzw. Schmelzenthalpie beim Übergang vom festen in den flüssigen Aggregatzustand wird im thermischen Modell ebenfalls als erhöhte Wärmekapazität zwischen Solidus- (1750 K) und Liquidustemperatur (1800 K) modelliert.

4.1.3.5 Elastizitätsmodul

Die Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls ist in Bild 4.5 auf Seite 64 wiedergegeben. Ausgehend von etwa 200 GPa bei Raumtemperatur bleibt der E-Modul bis 500 K annähernd konstant und fällt dann bis 850 K auf etwa 140 GPa ab. Im Bereich von 900 K, noch vor dem eigentlichen Umwandlungsbereich, nimmt der Modul deutlich ab, um sich dann ab 1.000 K auf einem Niveau von etwa 30 GPa zu stabilisieren. Oberhalb von 1.400 K nimmt der E-Modul erneut deutlich ab. Der Verlauf verdeutlicht die Ähnlichkeit zum Temperaturverhalten der gemessenen Festigkeitseigenschaften, die ebenfalls in dem Diagramm wiedergegeben sind.

4.1.3.6 Zusammenfassung der rein temperaturabhängigen Eigenschaften

In Tabelle 4.2 sind die modellierten, als rein temperaturabhängig betrachteten bzw. nicht von mechanischen Einflussgrößen abhängigen Materialeigenschaften des französischen RDB-Stahls 16MND5 noch einmal zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der modellierten Werkstoffeigenschaften für den französischen RDB-Stahl 16MND5.

Stoffeigenschaft	Symbol/Einheit	Wert
Solidustemperatur	T_{sol} [K]	1.750
Liquidustemperatur	T_{liq} [K]	1.800
Erstarrungsenthalpie	h_m [kJ/kg]	260
Querkontraktionszahl (temperaturunabhängig)	ν [-]	0,3
Bezugstemperatur für die weiteren Größen	T [K]	1.273
Dichte	ρ [kg/m ³]	7.540
Wärmeleitfähigkeit	λ [W/m K]	27,6
Wärmekapazität	c_p [J/kg K]	625
Elastizitätsmodul	E [GPa]	27
mittlerer thermischer Ausdehnungskoeffizient	α [1/K]	$13,3 \cdot 10^{-6}$

4.1.4 Elastisch-viskoplastische Eigenschaften des Stahls

Das Verhalten der aus Stahl gefertigten Behälterwand ist Hauptgegenstand dieser Arbeit. Ausgehend vom sich entsprechend den äußeren Belastungen einstellenden Temperaturfeld muss ein konsistentes mechanisches Materialverhalten modelliert werden. Wie in Abschnitt 2.2.2 ausgeführt, ist eine detaillierte Modellierung des elastisch-viskoplastischen Verhaltens erforderlich.

Bei der Verformung des betrachteten Stahls sind prinzipiell drei Anteile in Betracht zu ziehen: die elastische Verformung, das Kriechen und die plastische Verformung. Kriechen ist ein zeitabhängiger Vorgang, der bei Stahl oberhalb von 700 K (vgl. Abschnitt 2.2.2.1) theoretisch bereits bei beliebig kleinen Spannungen auftreten kann. Demgegenüber ist die plastische Verformung ein prompter Vorgang, der oberhalb einer bestimmten Spannungsschwelle – der Fließgrenze – einsetzt. Eine Plastifizierung kann prinzipiell ab Raumtemperatur eintreten. Die Fließgrenze, die unter Zugbeanspruchung auch als Streckgrenze bezeichnet wird, nimmt mit steigender Temperatur ab. Kriechen und Plastifizierung können gleichzeitig auftreten und sind über die geometrische Entfestigung der Struktur miteinander gekoppelt (z.B. durch verformungsbedingte Wanddickenabnahme und damit verbundenes Ansteigen der wahren Spannung).

Die elastischen Verformungen, die bei den in dieser Arbeit betrachteten Szenarien auftreten, sind in der Regel klein gegenüber der Kriechverformung und der plastischen Verformung. Die elastische Dehnung ist über den temperaturabhängigen Elastizitätsmodul linear mit der herrschenden Spannung verbunden (Hookesches Gesetz). In Tensornotation lautet die Beziehung:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}(T) \cdot \varepsilon_{kl} \quad (4.1)$$

Hierbei ist der Elastizitätstensor C_{ijkl} ein Tensor 4. Stufe.

Demgegenüber bestehen zwischen Spannung und plastischer Dehnung bzw. Kriechdehnung hoch nicht-lineare Zusammenhänge. Das elastische Materialverhalten wird als isotrop angenommen und ist daher durch den temperaturabhängigen E-Modul und die konstante Querkontraktionszahl ($\nu = 0,3$) vollständig bestimmt.

Die für die mechanischen Rechnungen benötigten elastisch-viskoplastischen Stoffwerte wurden im Wesentlichen aus dem REVISA-Projekt /SAI 1998/ gewonnen. In diesem Projekt, das im 4. Rahmenprogramm von der EU gefördert wurde /MON 1999/, /IKO 1999/, wurden sowohl Zeitstandsversuche (Kriechversuche) als auch Zugversuche im Temperaturbereich von 600 °C bis 1.300 °C für den französischen RDB-Stahl 16MND5 durchgeführt. Die Ergebnisse liegen als Datenfiles vor.

Wie in Abschnitt 2.2.2 dargelegt, lassen sich Plastizität und Kriechen experimentell nicht trennen. Im Materialmodell werden beide Vorgänge getrennt berücksichtigt: Die

Plastizität ist zeitunabhängig, der Kriechvorgang hingegen ist zeitabhängig. Beide Vorgänge gehen jedoch in die Schädigung des Werkstoffs ein (vgl. Abschnitt 4.3.3).

Als Obergrenze für die mechanischen Stoffwertmodelle wurden 1.600 K festgelegt, oberhalb dieser Temperatur weist die Festigkeit des betrachteten Werkstoffs keine nennenswerte Größenordnung mehr auf, da diese Temperatur nur noch etwa 150 K unter der Solidustemperatur liegt. Zur Demonstration der Festigkeitseigenschaften sind in Bild 4.5 die in Experimenten gemessenen und auf das FE-Modell übertragenen temperaturabhängigen Verläufe des Elastizitätsmoduls, der Fließgrenze und der Zugfestigkeit des Stahls dargestellt.

In den Zugversuchen und Zeitstandsversuchen werden Nominalspannungen (Zugkraft dividiert durch Anfangsquerschnitt) und Nominaldehnungen (Längenzuwachs dividiert durch Ausgangslänge) gemessen. In der FE-Modellierung werden die wahren Größen benötigt, die Umrechnung erfolgt nach den bekannten Gleichungen:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon^{tr} = \ln(1 + \varepsilon^{nom}), \\ \sigma &= \sigma^{tr} = \sigma^{nom} \cdot (1 + \varepsilon^{nom}).\end{aligned}\tag{4.2}$$

Wenn im Folgenden der Index „tr“ (für true) oder „nom“ (für nominal) nicht explizit angegeben wird, handelt es sich um wahre Größen.

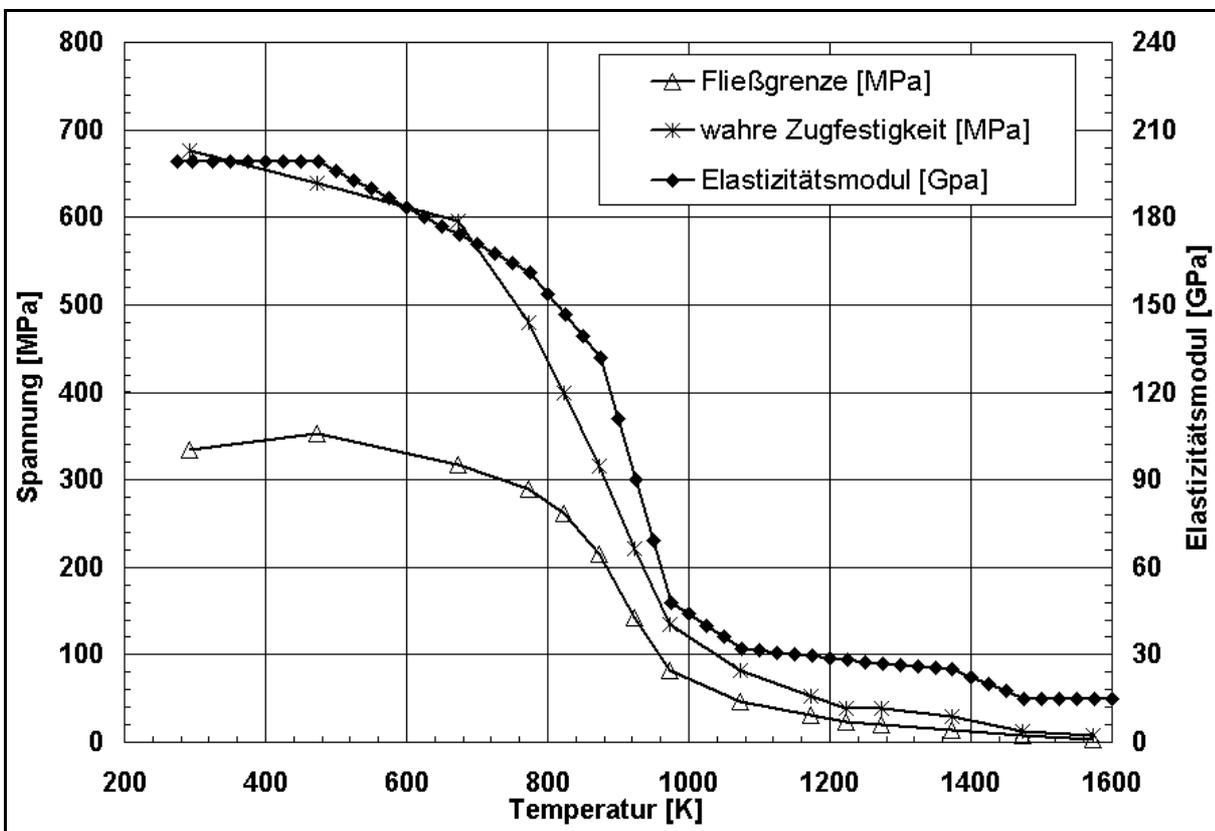


Bild 4.5: In Zugversuchen gemessene Temperaturabhängigkeit von Elastizitätsmodul, Fließgrenze und Zugfestigkeit des französischen Stahls 16MND5.

An dieser Stelle wird zunächst die modelltechnische Erfassung des plastischen Materialverhaltens beschrieben. Danach wird die Modellierung des Kriechverhaltens dargestellt. Das angenommene Schädigungsverhalten wird zusammen mit der Modellbeschreibung im Abschnitt 4.3.3 dargelegt.

4.1.4.1 Modellierung des plastischen Materialverhaltens

Für die Modellierung der temperaturabhängigen Plastizität wurde das multilineare isotrope Verfestigungsmodell von ANSYS mit 6 linearen Abschnitten an das gemessene Materialverhalten angepasst, um die mit zunehmender plastischer Dehnung steigende Verfestigung zu beschreiben. Die Verfestigung resultiert aus der Ausbildung eines Versetzungsnetzwerks an den Korngrenzen des Werkstoffs. Dieser Vorgang ist vergleichbar mit dem primären Kriechstadium (vgl. Abschnitt 2.2.2.1). Ausgangspunkt der Anpassung waren die Spannungsdehnungskurven aus den Zugversuchen des REVISA-Projekts. Allerdings waren gewisse Modifikationen der gemessenen Kurven erforderlich.

Die Zugversuche sind mit konstanten Nominaldehnungsraten von ca. 1 %/min (für $T \leq 1.000 \text{ }^\circ\text{C}$) und 1,18 %/min (für $T > 1.000 \text{ }^\circ\text{C}$) durchgeführt worden. Das ist für eine Trennung von Kriechen und Plastizität zu langsam. Bei diesen niedrigen Dehnraten dauert der Zugversuch so lange, dass bereits signifikante Kriechdehnungen auftreten – insbesondere bei den höheren Temperaturen. Der Zugversuch ist somit teilweise ein Relaxationsversuch /WIL 2002b/. In den eigentlichen Kriechversuchen bzw. Zeitstandsversuchen, bei denen die aufgebrachte Last konstant bleibt, werden teilweise deutlich höhere Dehnungsgeschwindigkeiten beobachtet als die o.g. Werte für die Zugversuche. Das führt auch dazu, dass die maximalen Spannungen in den Kriechversuchen teilweise über der Zugfestigkeit aus dem Zugversuch liegen, da der Verformungswiderstand der Zugprobe und damit die gemessene Spannung mit steigender Verformungsgeschwindigkeit steigen.

In Bild 4.6 sind exemplarisch die Verhältnisse für das Temperaturniveau 800 °C dargestellt. Die gestrichelte Linie mit den gefüllten schwarzen Quadraten stellt den im Code modellierten Spannungs-Dehnungs-Verlauf dar. Die modellierte Zugfestigkeit liegt mit ca. 120 MPa deutlich höher als die im REVISA-Zugversuch gemessene Spannung („REVISA Eng. Strain/Stress“) bzw. die dazugehörige wahre Spannung („REVISA True Strain/Stress“) von ca. 80 MPa. Ursache ist die Anpassung an die im Kriechversuch beobachtete Maximalspannung. Dies zeigt die aus dem REVISA-Kriechversuch abgeleitete Kurve („REVISA 65 MPa Creep Test“): Da bei einem Kriechversuch nicht die Dehnrate die Führungsgröße ist, sondern die aufgebrachte Kraft bzw. die daraus resultierende Spannung, ist die Dehnrate nicht konstant. Im dargestellten Beispiel betrug die Kriechdehnrate im Bereich einer wahren Dehnung von 25 % etwa 1 %/min. Dies korrespondiert sehr gut mit dem im Bild 4.6 dargestellten Schnittpunkt „A“ der wahren Spannungs-Dehnungs-Verläufe aus Kriech- und Zugversuch. D.h., zu dem Zeitpunkt, als im Kriechversuch, der mit variabler Dehnrate

abläuft, die gleiche Dehnrates erreicht wurde wie im Zugversuch mit konstanter Dehnrates, herrschte in beiden Versuchen die gleiche Spannung. Kurz vor Versagen der Kriechprobe wurde dagegen eine deutlich höhere Kriechdehnrates von etwa 10 %/min erreicht.

Ausgehend vom sogenannten Multilinearen ISotropen Verfestigungsmodell (MISO), das als ein nichtlineares Materialgesetz in ANSYS angeboten wird, wurde deswegen für die im FE-Modell simulierten Spannungs-Dehnungs-Kurven für jedes Temperaturniveau folgendes Konstruktionsmuster verwendet (s.a. Bild 4.6):

- Punkt 1: Bis zu einer wahren Dehnung von 0,05 % wird eine rein elastische Verformung angenommen, d.h., die zugehörige Spannung ergibt sich aus $\sigma(T) = E(T) \cdot \varepsilon$ für $\varepsilon \leq 0,05\%$.
- Punkt 2: Spannung bei 0,2 % Dehnung aus wahrer Spannungs-Dehnungs-Kurve des Zugversuchs.
- Punkt 3: Spannung bei 1,0 % Dehnung aus wahrer Spannungs-Dehnungs-Kurve des Zugversuchs.
- Punkt 4: Spannung bei 5,0 % Dehnung aus wahrer Spannungs-Dehnungs-Kurve des Zugversuchs.

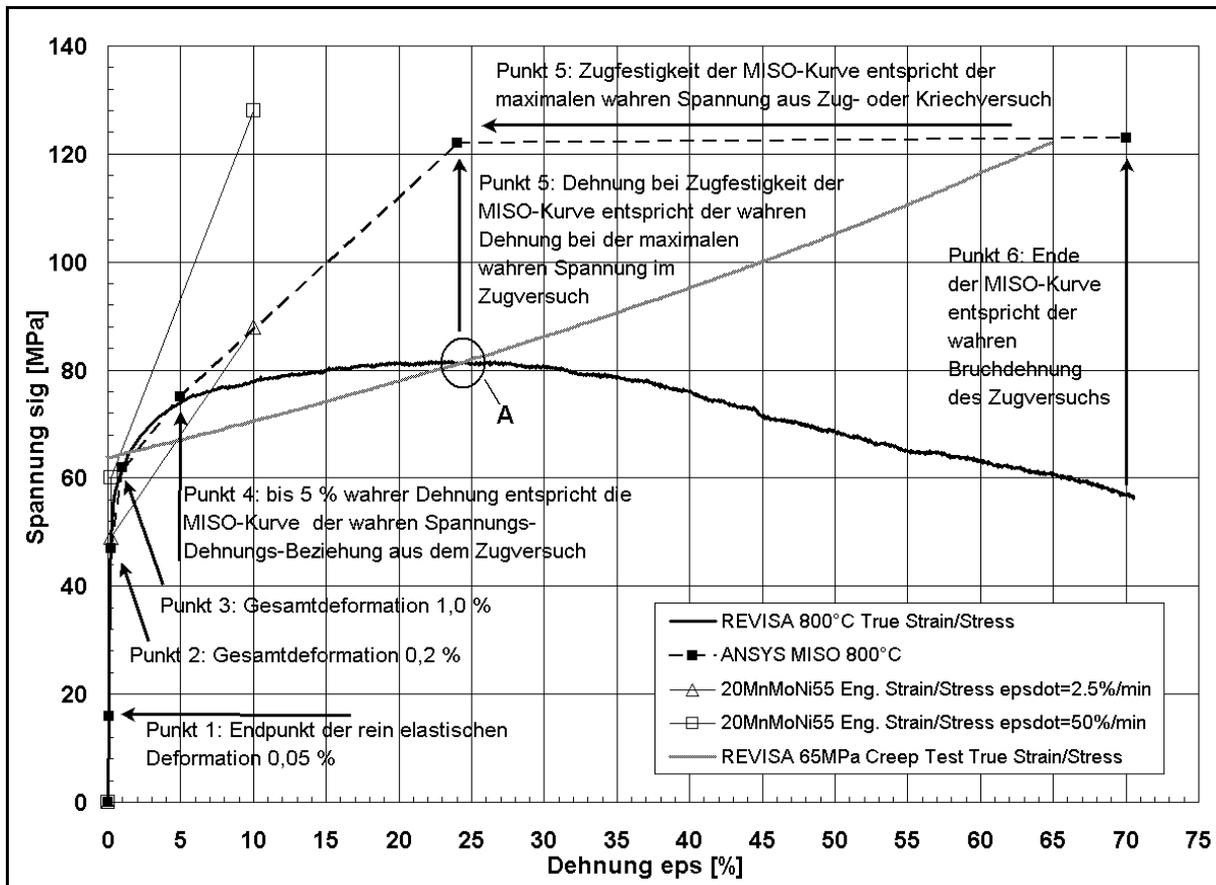


Bild 4.6: Gemessene und modellierte Spannungs-Dehnungs-Kurven für 16MND5 bzw. 20 MnMoNi 5 5 bei 800 °C.

- Punkt 5: Höchste beobachtete wahre Spannung vor der Einschnürung (entweder aus Kriechversuch oder aus Zugversuch) bei der zugehörigen wahren Dehnung (Gleichmaßdehnung).
- Punkt 6: Höchste beobachtete Bruchdehnung aus dem Zugversuch. Da aus den experimentellen Daten die Einschnürung nicht hervorgeht, wird die wahre Bruchdehnung wie eine Gleichmaßdehnung ermittelt (Gl. (4.2)). Die Maximalspannung ergibt sich durch geringfügige Erhöhung der im Punkt 5 verwendeten Spannung.

Dieser Zusammenhang wurde für 12 Temperaturniveaus zwischen 275 K und 1.600 K festgelegt. Liegt die Temperatur im Modell zwischen zwei Temperaturstützstellen, wird das Materialverhalten durch lineare Interpolation ermittelt. Die gemessenen und modellierten Spannungs-Dehnungs-Kurven für alle Temperaturniveaus sind im Anhang dargestellt (Bild 10.1 bis Bild 10.12).

4.1.4.2 Kriechmodell und Kriechdatenbasis

Das Kriechverhalten von Stählen wird üblicherweise durch analytische Formeln, sogenannte Kriechgesetze, beschrieben, die je nach Ansatz eine Anzahl freier Parameter beinhalten (vgl. Abschnitt 2.2.2.1 und Gleichung (2.15)). Die Parameter werden bestmöglich den experimentellen Daten aus einachsigen Kriechversuchen angepasst. Die Kriechgesetze können dann in Finite-Elemente-Modellen verwendet werden, um den zeitlichen Verlauf der Verformung einer Struktur zu untersuchen /AZO 1996/. Dabei besteht die Schwierigkeit darin, dass ein einzelner Kriechversuch bei konstanter Temperatur und in der Regel konstanter Last durchgeführt wird und insofern das mit experimentellen Daten angepasste Kriechgesetz nur für einen begrenzten Spannungs- und Temperaturbereich gilt. Bei realen Strukturen können Temperatur und Spannung hochgradig orts- und zeitabhängig sein, so dass der momentane Zuwachs an Verformung von der Belastungsgeschichte abhängt. Es ist in der Regel nicht möglich, diesen Zusammenhang für größere Spannungs- und Temperaturbereiche mit einem Kriechgesetz zu formulieren, d.h. experimentelle Kriechkurven für sehr unterschiedliche Spannungen und Temperaturen durch eine Formel zu beschreiben. Das gilt insbesondere dann, wenn die verschiedenen Stadien des Kriechvorganges (primäres, sekundäres und tertiäres Kriechen) auftreten. Es muss daher bei einer Finite-Elemente-Analyse möglich sein, lokal und zeitlich unterschiedliche Kriechgesetze zu verwenden, die auf der jeweils zugehörigen experimentellen Kriechkurve beruhen. Die verfügbaren Finite-Elemente-Codes bieten eine solche Möglichkeit derzeit nicht an. Die Lösung besteht in der Generierung und Verwendung einer Kriechdatenbasis, in der das Materialverhalten unter den entsprechenden Bedingungen festgehalten ist.

Für den FE-Code ANSYS® wurde eine Erweiterung der Kriechmodellierung entwickelt /ALT 2003/. Grundlage dafür sind die Benutzerschnittstellen von ANSYS (UPF –

User Programmable Features), die es erlauben, selbst entwickelte FORTRAN-Routinen in den Code einzubinden.

Die Realisierung dieser Kriechmodellierung geht von einer verallgemeinerten Formulierung der Dehnungsverfestigung aus:

$$\dot{\varepsilon}^{cr} = f(\varepsilon^{cr}; \sigma; T). \quad (4.3)$$

Dieser Zusammenhang gilt für primäres, sekundäres und tertiäres Kriechen. Die Gleichung kann in diskretisierter Form als eine Menge von Wertepaaren dargestellt werden:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{(1)} & \dot{\varepsilon}_{(1)} \\ \vdots & \vdots \\ \varepsilon_{(N)} & \dot{\varepsilon}_{(N)} \end{bmatrix}_{T=const; \sigma=const} . \quad (4.4)$$

Diese Wertepaarmengen lassen sich für verschiedene Spannungs- und Temperaturniveaus formulieren. Sie können entweder direkt aus Kriechversuchen gewonnen werden oder aus der Kombination verschiedener analytischer Kriechformeln für das primäre, sekundäre und tertiäre Kriechstadium. Für diese Arbeit wurden die Wertepaare mit Hilfe von einzelnen Kriechgesetzen erzeugt, die Ikonen /IKO 1999/ an die verschiedenen Temperaturniveaus der REVISA-Kriechversuche /SAI 1998/ angepasst hatte. Die vollständige Kriechdatenbasis lässt sich wie folgt darstellen:

T_1			...	T_K		
$\sigma_{1,1}$...	$\sigma_{1,M1}$...	$\sigma_{K,1}$...	$\sigma_{K,MK}$
$\varepsilon_{1,1}^{frac}$...	$\varepsilon_{1,M1}^{frac}$...	$\varepsilon_{K,1}^{frac}$...	$\varepsilon_{K,MK}^{frac}$
$N_{1,1}$...	$N_{1,M1}$...	$N_{K,1}$...	$N_{K,MK}$
$(\varepsilon_{1,1,1}; \dot{\varepsilon}_{1,1,1})$...	$(\varepsilon_{1,M1,1}; \dot{\varepsilon}_{1,M1,1})$...	$(\varepsilon_{K,1,1}; \dot{\varepsilon}_{K,1,1})$...	$(\varepsilon_{K,MK,1}; \dot{\varepsilon}_{K,MK,1})$
\vdots	\ddots	\vdots	\ddots	\vdots	\ddots	\vdots
$(\varepsilon_{1,1,N}; \dot{\varepsilon}_{1,1,N})$...	$(\varepsilon_{1,M1,N}; \dot{\varepsilon}_{1,M1,N})$...	$(\varepsilon_{K,1,N}; \dot{\varepsilon}_{K,1,N})$...	$(\varepsilon_{K,MK,N}; \dot{\varepsilon}_{K,MK,N})$

(4.5)

Für verschiedene Temperaturniveaus werden unterschiedliche Spannungsniveaus definiert. Für jedes Spannungsniveau werden die dafür geltende Kriechbruchdehnung und die Anzahl der zur Verfügung stehenden Dehnungs-Dehnraten-Wertepaare angegeben. Der erste Index bezieht sich auf die Temperatur, der zweite auf die Spannung und der dritte auf die Dehnung. K ist die Anzahl der Temperaturniveaus, MK die Anzahl der Spannungsniveaus innerhalb des K -ten Temperaturniveaus und N die Anzahl der Dehnungs-Dehnraten-Paare innerhalb eines Temperatur- und Spannungsniveaus.

Zum Einlesen der jeweiligen Kriechdatenbasis wird in ANSYS eine eigene UPF-Routine verwendet /ANS 2001/. Die einzelnen Kriechdatenfiles müssen als ASCII-Files bereitgestellt werden (je ein File für jedes Temperatur-Spannungs-Niveau, /ALT 2003/). Für den RDB-Stahl 16MND5 liegt die Kriechdatenbasis in Form von 80 Kriechdatenfiles vor. Hierbei wurden jeweils 10 Files für 8 äquidistante Temperaturniveaus von 873 K bis 1.573 K generiert (vgl. Bild 4.7). Die Spannungsniveaus sind innerhalb jedes Temperaturniveaus äquidistant zwischen der minimalen und der maximalen Spannung verteilt. Als minimale Spannung des jeweiligen Temperaturniveaus in der Kriechdatenbasis wurden 20 % der Fließgrenze des nächsthöheren Temperaturniveaus festgelegt (vgl. blaue Treppenfunktion am unteren Rand in Bild 4.7), weil erwartet wird, dass unterhalb dieser Spannung kein signifikantes Kriechen auftritt. Die maximale Spannung des jeweiligen Temperaturniveaus ergibt sich aus der höchsten beobachteten Spannung aus Zug- oder Kriechversuch des nächstniedrigeren Temperaturniveaus (vgl. obere Treppenfunktion). Die gesamte Kriechdatenbasis erstreckt sich damit auf das blau umrandete Gebiet. Aus Gründen der numerischen Stabilität und für notwendige Interpolationen in den Randbereichen der Kriechdatenbasis muss die Kriechdatenbasis bis in die äußeren Ecken der unteren

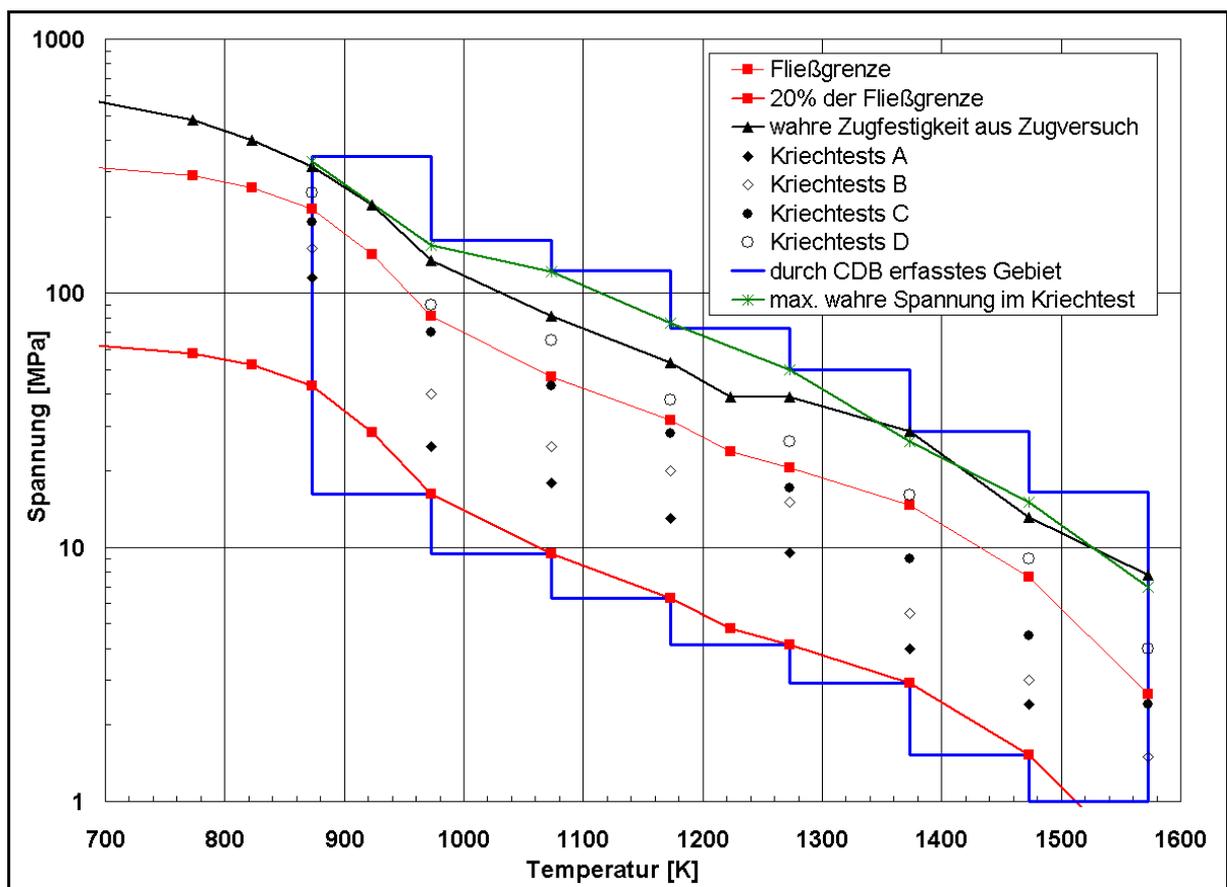


Bild 4.7: Temperatur- und Spannungsbereich, der durch die für den Stahl 16MND5 generierte Kriechdatenbasis abgedeckt ist. Zum Vergleich sind die in den Zugversuchen ermittelten Spannungen von 20 % und 100 % der Fließgrenze und die Zugfestigkeit dargestellt. Die Punkte „Kriechtests A“ bis „D“ geben die Nominalspannungen der zugrundeliegenden Kriechversuche wieder.

und oberen Treppenfunktionen ausgedehnt werden. Diese Bereiche stellen Kriechdaten für prinzipiell physikalisch nicht sinnvolle oder unmögliche Spannung-Temperatur-Zustände zur Verfügung. Durch Iteration werden für jeden Lastschritt schließlich nur noch die physikalisch sinnvollen Zustände betrachtet. Treten Spannungen im Bereich der maximalen im Zug- oder im Kriechversuch beobachteten Spannung des jeweiligen Temperaturniveaus auf, dann tritt aufgrund der Modellierung des plastischen Materialverhaltens (vgl. vorheriger Abschnitt 4.1.4.1) instantan eine Verformung oder ein Versagen auf.

Gemäß der allgemeinen Erfahrung bzw. Definition (vgl. Abschnitt 2.2.2.1) treten im betrachteten RDB-Stahl frühestens ab Temperaturen von 700 K Kriechvorgänge auf. Die vorhandene Kriechdatenbank berücksichtigt Temperaturen oberhalb von 870 K. Im dazwischenliegenden Bereich können Kriechvorgänge stattfinden; um allerdings in den hier betrachteten Zeiträumen zum Versagen zu führen, müssen die Spannungen deutlich oberhalb der Fließgrenze und nahe der Zugfestigkeit liegen. Dies verdeutlichen die in Bild 4.7 dargestellten nominalen Spannungen der durchgeführten Kriechversuche. Der vom Kriechen nicht immer eindeutig unterscheidbare Plastifizierungsvorgang wird allerdings schon vom Raumtemperaturniveau an berücksichtigt. Somit führen Spannungen oberhalb der Fließgrenze in den Rechnungen bei jedem Temperaturniveau zu bleibenden Dehnungen und Schädigungen. Es wird daher davon ausgegangen, dass die Plastifizierung durch Kriechvorgänge im Temperaturbereich von 700 K bis 870 K durch das modellierte Fließverhalten ausreichend berücksichtigt sind.

Zur Realisierung der Berechnung des Kriechdehnungsincrements wurden ein expliziter Kriechalgorithmus und ein impliziter Kriechalgorithmus entwickelt und in den ANSYS-Code eingebunden /ALT 2003/. In diesen Routinen wird das skalare Kriechdehnungsincrement $\Delta \varepsilon^{cr} = \dot{\varepsilon}^{cr} \cdot \Delta t$ durch nichtlineare Interpolation aus der Kriechdatenbasis (4.5) ermittelt:

$$\Delta \varepsilon^{cr} = \left[w_1 \cdot \dot{\varepsilon}_{L;L;L} + w_2 \cdot \dot{\varepsilon}_{L;L;H} + w_3 \cdot \dot{\varepsilon}_{L;H;L} + w_4 \cdot \dot{\varepsilon}_{L;H;H} + w_5 \cdot \dot{\varepsilon}_{H;L;L} + w_6 \cdot \dot{\varepsilon}_{H;L;H} + w_7 \cdot \dot{\varepsilon}_{H;H;L} + w_8 \cdot \dot{\varepsilon}_{H;H;H} \right] \cdot \Delta t \quad , \quad (4.6)$$

wobei sich die Gewichte w_1 bis w_8 wie folgt ermitteln lassen:

$$\begin{aligned}
w_1 &= \frac{(e^{-q_L/T_H} - e^{-q_L/T}) \cdot (\sigma_{L;H}^{r_L} - \sigma^{r_L}) \cdot (\varepsilon_{L;L;H} - \varepsilon)}{(e^{-q_L/T_H} - e^{-q_L/T_L}) \cdot (\sigma_{L;H}^{r_L} - \sigma_{L;L}^{r_L}) \cdot (\varepsilon_{L;L;H} - \varepsilon_{L;L;L})} \\
w_2 &= \frac{(e^{-q_L/T_H} - e^{-q_L/T}) \cdot (\sigma_{L;H}^{r_L} - \sigma^{r_L}) \cdot (\varepsilon - \varepsilon_{L;L;L})}{(e^{-q_L/T_H} - e^{-q_L/T_L}) \cdot (\sigma_{L;H}^{r_L} - \sigma_{L;L}^{r_L}) \cdot (\varepsilon_{L;L;H} - \varepsilon_{L;L;L})} \\
w_3 &= \frac{(e^{-q_H/T_H} - e^{-q_H/T}) \cdot (\sigma^{r_L} - \sigma_{L;L}^{r_L}) \cdot (\varepsilon_{L;H;H} - \varepsilon)}{(e^{-q_H/T_H} - e^{-q_H/T_L}) \cdot (\sigma_{L;H}^{r_L} - \sigma_{L;L}^{r_L}) \cdot (\varepsilon_{L;H;H} - \varepsilon_{L;H;L})} \\
w_4 &= \frac{(e^{-q_H/T_H} - e^{-q_H/T}) \cdot (\sigma^{r_L} - \sigma_{L;L}^{r_L}) \cdot (\varepsilon - \varepsilon_{L;H;L})}{(e^{-q_H/T_H} - e^{-q_H/T_L}) \cdot (\sigma_{L;H}^{r_L} - \sigma_{L;L}^{r_L}) \cdot (\varepsilon_{L;H;H} - \varepsilon_{L;H;L})} \\
w_5 &= \frac{(e^{-q_L/T} - e^{-q_L/T_L}) \cdot (\sigma_{H;H}^{r_H} - \sigma^{r_H}) \cdot (\varepsilon_{H;L;H} - \varepsilon)}{(e^{-q_L/T_H} - e^{-q_L/T_L}) \cdot (\sigma_{H;H}^{r_H} - \sigma_{H;L}^{r_H}) \cdot (\varepsilon_{H;L;H} - \varepsilon_{H;L;L})} \\
w_6 &= \frac{(e^{-q_L/T} - e^{-q_L/T_L}) \cdot (\sigma_{H;H}^{r_H} - \sigma^{r_H}) \cdot (\varepsilon - \varepsilon_{H;L;L})}{(e^{-q_L/T_H} - e^{-q_L/T_L}) \cdot (\sigma_{H;H}^{r_H} - \sigma_{H;L}^{r_H}) \cdot (\varepsilon_{H;L;H} - \varepsilon_{H;L;L})} \\
w_7 &= \frac{(e^{-q_H/T} - e^{-q_H/T_L}) \cdot (\sigma^{r_H} - \sigma_{H;L}^{r_H}) \cdot (\varepsilon_{H;H;H} - \varepsilon)}{(e^{-q_H/T_H} - e^{-q_H/T_L}) \cdot (\sigma_{H;H}^{r_H} - \sigma_{H;L}^{r_H}) \cdot (\varepsilon_{H;H;H} - \varepsilon_{H;H;L})} \\
w_8 &= \frac{(e^{-q_H/T} - e^{-q_H/T_L}) \cdot (\sigma^{r_H} - \sigma_{H;L}^{r_H}) \cdot (\varepsilon - \varepsilon_{H;H;L})}{(e^{-q_H/T_H} - e^{-q_H/T_L}) \cdot (\sigma_{H;H}^{r_H} - \sigma_{H;L}^{r_H}) \cdot (\varepsilon_{H;H;H} - \varepsilon_{H;H;L})}
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Dabei sind die indizierten Größen (z.B. $T_L, \sigma_{H;H}, \varepsilon_{H;L;L}$) die Werte aus der Datenbasis (4.5) und die nicht indizierten Größen (T, σ, ε) die aktuellen Werte (an einem Integrationspunkt eines Elements). Dabei gilt stets:

$$\begin{aligned}
T_L &\leq T \leq T_H, \\
\{\sigma_{L;L}; \sigma_{H;L}\} &\leq \sigma \leq \{\sigma_{L;H}; \sigma_{H;H}\}, \\
\{\varepsilon_{L;L;L}; \varepsilon_{L;H;L}; \varepsilon_{H;L;L}; \varepsilon_{H;H;L}\} &\leq \varepsilon \leq \{\varepsilon_{L;L;H}; \varepsilon_{L;H;H}; \varepsilon_{H;L;H}; \varepsilon_{H;H;H}\}.
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Die Parameter r und q ergeben sich aus:

$$\begin{aligned}
q_L &= \frac{\ln(\dot{\varepsilon}_{H;L;L} / \dot{\varepsilon}_{L;L;L})}{1/T_L - 1/T_H}, & q_H &= \frac{\ln(\dot{\varepsilon}_{H;H;L} / \dot{\varepsilon}_{L;H;L})}{1/T_L - 1/T_H}, \\
r_L &= \frac{\ln(\dot{\varepsilon}_{L;H;L} / \dot{\varepsilon}_{L;L;L})}{\ln(\sigma_{L;H} / \sigma_{L;L})}, & r_H &= \frac{\ln(\dot{\varepsilon}_{H;H;L} / \dot{\varepsilon}_{H;L;L})}{\ln(\sigma_{H;H} / \sigma_{H;L})}.
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Die exponentielle Wichtung wurde eingeführt, nachdem festgestellt worden war, dass eine lineare Interpolation zwischen den Stützstellen der Kriechdatenbasis zu teilweise sehr konservativen Kriechdehnrate und damit zu erheblich verfrühten Versagenszeiten im Modell führt. Ursache ist der bekannte Zusammenhang zwischen Kriechdehnrate und Temperatur bzw. Spannung nach Gleichung (2.15) und

der für eine genaue Modellierung zu große Abstand der Stützstellen bzw. der korrespondierenden Kriechversuchsparameter. Weitere Einzelheiten sind in /WIL 2001/ und /ALT 2003/ wiedergegeben.

Bei der Beschreibung des Kriechverhaltens ist die Modellierung des tertiären Stadiums am kompliziertesten. Die Kriechgesetze bzw. die Kriechdatenbasis für FE-Algorithmen beruhen auf wahren Spannungen und Dehnungen. Dagegen sind Kriechversuche im Allgemeinen kraftkontrolliert, d.h., die wahre Spannung ist im Verlauf des Versuchs nicht konstant (infolge der Abnahme des Querschnitts und der Einschnürung). Die wachsende Kriechdehnrate, die im tertiären Stadium des Kriechversuchs beobachtet wird (vgl. Abschnitt 2.2.2.1), hat zwei Ursachen:

- geometrische Kriechbeschleunigung infolge der Reduktion des Querschnitts und der Einschnürung,
- abnehmender Kriechwiderstand des Materials infolge von Gefügeänderungen (Poren, Mikrorisse).

In FE-Modellen wird die geometrische Kriechbeschleunigung automatisch berücksichtigt, sofern die Option für große Dehnungen aktiviert ist. Um die materialbedingte Kriechbeschleunigung im tertiären Bereich zu beschreiben, gibt es zwei grundsätzliche Möglichkeiten:

- i) Benutzung eines Kriechgesetzes bzw. einer Kriechdatenbasis mit $\dot{\varepsilon} > 0$ (z.B. mit $d_3 > 0$ im Fall von Gleichung (2.15));
- ii) Benutzung einer Kriechdehnrate, die an die Materialschädigung gekoppelt ist. Bei der zweiten Option wird der Zusammenhang in (4.3) modifiziert zu:

$$\dot{\varepsilon}^{cr} = \tilde{f}(D; \varepsilon^{cr}; \sigma; T) = \frac{1}{1-D} \cdot f(\varepsilon^{cr}; \sigma; T) \quad (4.10)$$

mit D als Schädigungsparameter (vgl. Abschnitt 4.3.3). Das Kriechdehnungsincrement aus Gleichung (4.6) ergibt sich entsprechend zu:

$$\Delta \varepsilon^{cr} = \frac{1}{1-D} \cdot \left[w_1 \cdot \dot{\varepsilon}_{L,L,L} + w_2 \cdot \dot{\varepsilon}_{L,L,H} + w_3 \cdot \dot{\varepsilon}_{L,H,L} + w_4 \cdot \dot{\varepsilon}_{L,H,H} + w_5 \cdot \dot{\varepsilon}_{H,L,L} + w_6 \cdot \dot{\varepsilon}_{H,L,H} + w_7 \cdot \dot{\varepsilon}_{H,H,L} + w_8 \cdot \dot{\varepsilon}_{H,H,H} \right] \cdot \Delta t \quad (4.11)$$

In diesem Fall wird in der Kriechdatenbasis nach (4.5) eine Fortdauer des sekundären Kriechverhaltens für den tertiären Bereich modelliert. Die materialbedingte Kriechbeschleunigung wird durch die Schädigungskopplung realisiert, d.h. durch den Faktor $(1-D)^{-1}$.

Die Validierung des Kriechmodells und der erzeugten Kriechdatenbasis wird in Kapitel 5.1 und /WIL 2003b/ beschrieben.

4.2 Thermisches Modell

Für die Ermittlung des Temperaturfelds wurde zunächst ein CFD-Modell (Computational Fluid Dynamics) entwickelt (vgl. nächster Abschnitt). Mit Hilfe dieses CFD-Modells wurden grundsätzliche Vorgänge und Einzelheiten einer Konvektionsströmung in einem Schmelzesee mit inneren Wärmequellen offensichtlich (vgl. Bild 4.11). Das CFD-Modell ist jedoch sehr rechenintensiv und scheint für prototypische Szenarien mit den vorhandenen Turbulenzmodellen nicht zu plausiblen Ergebnissen zu führen.

Eine wahrscheinlich korrekte, aber noch aufwändigere Alternative wäre die direkte numerische Simulation (CFD-DNS), d.h. die Verwendung eines so feinen Netzes, das jeder Turbulenzwirbel vom Modell aufgelöst würde. Die Anforderung an die Netzfeinheit steigt mit zunehmender interner oder externer Rayleigh-Zahl. Der Aufwand wird im prototypischen Fall so groß, dass mit den zur Verfügung stehenden Kapazitäten keine Modellierung durchführbar ist. Deswegen wurde ein Modell der effektiven Wärmeleitfähigkeit und Konvektion (ECCM, Effective Convection Conduction Model) entwickelt, das eine schnelle Kopplung zwischen mechanischer und thermischer Rechnung ermöglicht (vgl. Abschnitt 4.2.2).

Tabelle 4.3 fasst die verschiedenen Verfahren zur Ermittlung des Temperaturfelds unter den Aspekten der Durchführbarkeit und der Qualität der Ergebnisse zusammen (vgl. /DIN 1997/).

Tabelle 4.3: Vergleich der Modellierungsverfahren zur Temperaturfeldermittlung.

	FOREVER		prototypische Anordnung	
Rayleigh-Zahl	< 10^{10}		> 10^{10}	
Modellierung mit:	Durchführbarkeit:	Qualität der Ergebnisse:	Durchführbarkeit:	Qualität der Ergebnisse:
CFD-DNS	evtl. mögl.	–	nicht möglich	–
CFD mit Turbulenzmodell (k-ε)	möglich	gut	bedingt möglich	falsch
ECCM	möglich und schnell	gut, nach Anpassung	möglich und schnell	plausibel, nach Anpassung

4.2.1 Temperaturfeldberechnung mit CFD

Für die Ermittlung des Temperaturfelds in Schmelze und Behälterwand für die FOREVER-Experimente (vgl. Kapitel 5.4) wurde zunächst das CFD-Modul „FLOTRAN“ des FE-Codes ANSYS verwendet, um ein axialsymmetrisches 2D-Modell zu entwickeln. Die Bodenkalotte und die erstarrte oder flüssige Schmelze werden mit Fluidelementen modelliert, um die Konvektion der Oxidschmelze sowie den Wärmeübergang in die Behälterwand zu berechnen. Bild 4.8 zeigt einen Ele-

mentplot des Modells, der zylindrische Behälterteil ist nur teilweise wiedergegeben. Dargestellt ist die Behälterwand aus Stahl (magenta), das Gebiet der flüssigen Schmelze (orange) und der Schmelzekruste (blau). Über die Materialzuordnung wird gesteuert, welche Elemente nur den Freiheitsgrad Temperatur aufweisen und für welche Elemente sowohl eine Strömungs- als auch eine Temperaturfeldberechnung durchgeführt wird. Die Vernetzung der Behälterwand im CFD-Modell entspricht exakt der Vernetzung im mechanischen Modell.

In ANSYS/FLOTRAN erfolgt die Diskretisierung der Gleichungen mit den Verfahren MSU (monoton streamline upwind), ein Verfahren 1. Ordnung, und SUPG (streamline upwind/Petrov-Galerkin), ein Verfahren 2. Ordnung /ANS 2004/. Standardmäßig wird für alle Freiheitsgrade das MSU-Verfahren verwendet. Dieses Verfahren ist numerisch stabil und neigt nicht zum Über- bzw. Unterschwingen an Übergangstellen. Allerdings ist es diffusiver als das SUPG-Verfahren. Bei Vergleichsrechnungen zwischen der Standardeinstellung und der Anwendung des SUPG-Verfahrens für die Energiegleichung stellte sich heraus, dass das MSU-Verfahren tatsächlich numerisch stabiler war, weswegen die Rechnungen in der Regel mit den Standardeinstellungen für die Diskretisierung durchgeführt wurden.

Das Verfahren zur Lösung des Druck- und Geschwindigkeitsfelds basiert auf dem SIMPLE-Algorithmus (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations), der sowohl in Finite-Volumen- als auch in Finite-Elemente-Verfahren zum Einsatz kommt. Bei diesem Verfahren werden in jeder globalen Iteration zunächst die Geschwindigkeitskomponenten über die Impulsbilanzen unter Verwendung des Druckfelds der letzten Iteration bestimmt. Danach wird die Druckgleichung mit diesen vorläufigen Geschwindigkeiten gelöst. Im nächsten Schritt werden die Geschwindigkeiten mit dem neuen Druckfeld erneut berechnet. Anschließend wird die Energiegleichung für das Temperaturfeld gelöst. Danach werden alle temperaturabhängigen Stoffgrößen neu eingelesen. Falls mit einem Turbulenzmodell gerechnet wird, erfolgt dann die Lösung der Turbulenzgleichungen und die Anpassung der effektiven Wärmeleitfähigkeit und Viskosität.

Für die Lösung der Gleichungssysteme, die bei den oben beschriebenen Schritten für die verschiedenen Größen zu

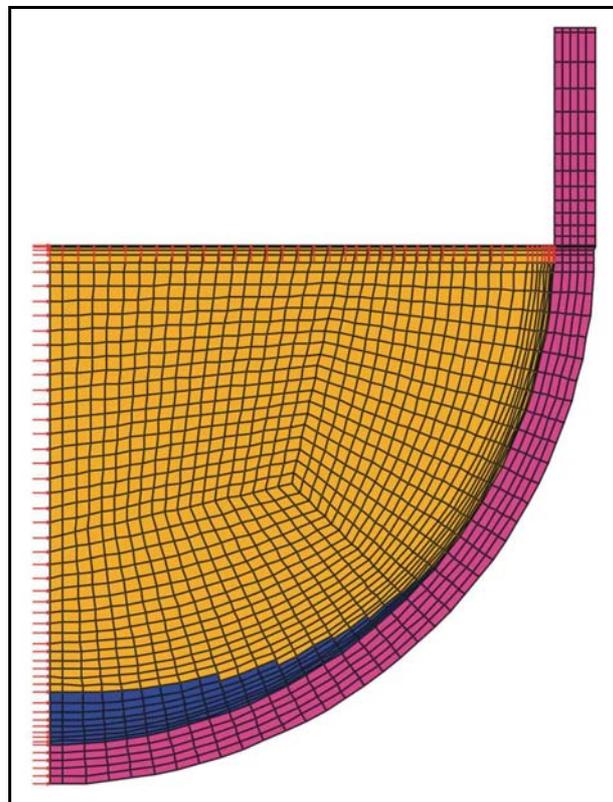


Bild 4.8: Elementplot des axialsymmetrischen CFD-Modells mit Materialzonen.

lösen sind, stehen insgesamt 6 lineare und nicht-lineare Lösungsverfahren zur Verfügung. Hervorzuheben sind hiervon der Tri-Diagonal Matrix Algorithm (TDMA, schnell und stabil, aber nicht immer genau), die Preconditioned Conjugate Residual Methode (PCR, schnell und genau, aber empfindlicher) und die Preconditioned Generalized Minimum Residual Methode (PGMR, sehr stabil, aber sehr speicherintensiv und langsamer). Für die in dieser Arbeit besprochenen Rechnungen wurden in der Regel das PCR-Verfahren zur Lösung des Druckfelds, das PGMR-Verfahren zur Lösung des Temperaturfelds und das TDMA-Verfahren für alle übrigen Gleichungssysteme verwendet. Damit ergibt sich in der Regel eine schnelle und genaue Lösung für das Druckfeld und damit die Kontinuitätsgleichung, obwohl teilweise viele Iterationen erforderlich sind.

Wenn die thermischen Eigenschaften des Festkörpers erheblich, d.h. mehr als eine Größenordnung, von den Eigenschaften des Fluids abweichen, ergeben sich oft schlecht konditionierte Probleme. Diese Konstellation liegt sowohl im FOREVER-Szenario als auch im prototypischen Fall vor. Deswegen wurde zur Lösung des Temperaturfelds der PGMR-Algorithmus verwendet: Er liefert eine hohe Genauigkeit bei gleichzeitiger Stabilität.

Wenn eine Temperaturdifferenz zwischen Schmelzpoolzentrum und Behälterwandinnenfläche von 400 K angenommen wird, was in den betrachteten Experimenten als Obergrenze gelten kann, so liegt die externe Rayleighzahl (vgl. Gleichungen (2.11), (2.10) und (2.2)) für die FOREVER-Anordnung im Wandbereich in einer Größenordnung von 10^8 . Da das Übergangsgebiet von der laminaren in die turbulente Strömungsform im Bereich von 10^8 bis 10^9 liegt /VDI 2002/, ist eine Simulation mit einem Turbulenzmodell auch aufgrund der externen Rayleigh-Zahl gerechtfertigt, zumal ein Anfachen der Turbulenz durch Störungen aus dem Poolzentrum zu erwarten ist.

Zur Modellierung des effektiven Fluid- und Wärmetransports im Schmelzesee wurde das Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell /ANS 2001, 2002, 2003/ verwendet. Aufgrund der homogenen Anfangstemperaturverteilung im numerischen Modell herrschen zu Beginn der Rechnung keine oder nur geringe Dichteunterschiede. Somit tritt zu Beginn fast keine Konvektionsbewegung auf. Für die Bestimmung und die stabile Lösung der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipation muss jedoch ein nennenswertes Geschwindigkeitsfeld vorliegen. Das Turbulenzmodell wurde deshalb zunächst deaktiviert, um ein heterogenes Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld zu erhalten. Mit diesem wurde dann eine konvergierende Lösung mit aktiviertem k- ϵ -Turbulenzmodell erzielt.

Als Randbedingungen wurden die Symmetriebedingung an der vertikalen Achse des Modells ($v_x=0$) und die Bedingung einer freien Oberfläche an der horizontalen Schmelzeseeoberfläche ($v_y=0$) vorgegeben.

Die transiente CFD-Rechnung wurde in der Regel mit Zeitschrittweiten von 20 s durchgeführt. Innerhalb eines Zeitschritts, auch als Lastschritt bezeichnet, wird die

Größe der Substeps vom Programm in Abhängigkeit von Elementgröße und auftretenden Fluidgeschwindigkeiten gesteuert. Für jeden Lastschritt kann die Belastung durch die inneren Wärmequellen den im Experiment ermittelten Werten angepasst werden, falls es sich um eine Posttest-Rechnung handelt.

Bei Unterschreitung der Solidustemperatur in allen Knoten eines Fluidelements, das zum Schmelzgebiet gehört, wird die Materialnummer des Elements so geändert, dass das Element nicht länger zum Fluidgebiet zählt, sondern zum Festkörpergebiet der Kruste gehört. Umgekehrt verhält es sich bei der Überschreitung der Liquidustemperatur. Die durch dieses Modell entstehende Hysterese ist physikalisch nicht ganz exakt, hat sich aber numerisch als sinnvoll und stabil erwiesen und liefert bei einem Vergleich zu den FOREVER-Experimenten sehr gute Ergebnisse.

Die Dicke der Schmelzkruste hängt einerseits von der Heizleistung insgesamt ab und andererseits von der angenommenen Zone innerhalb derer die Wärmefreisetzung simuliert wird. Diese Vorgehensweise trägt dem experimentellen Aufbau der FOREVER-Experimente Rechnung, denn die Wärme wurde mit Hilfe eines gewundenen elektrischen Heizstabes in die Schmelze eingekoppelt, der zur Vermeidung eines Kurzschlusses nicht bis an die Behälterwand reichte (vgl. Bild 5.10 auf Seite 110).

Der größte Abstand herrschte im Zentrum der Kalotte. Bild 4.9 zeigt beispielhaft die thermischen Randbedingungen im

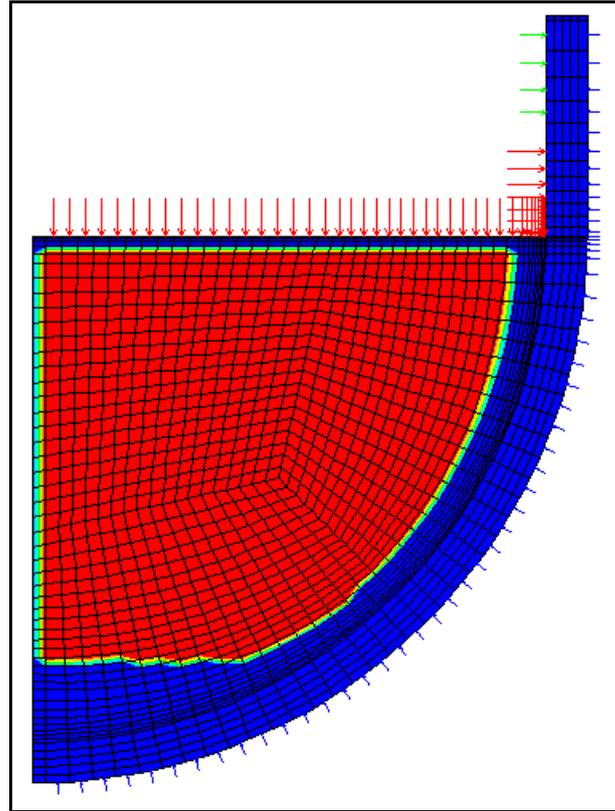


Bild 4.9: Thermische Randbedingungen im CFD-Modell zur Simulation eines FOREVER-Experiments.

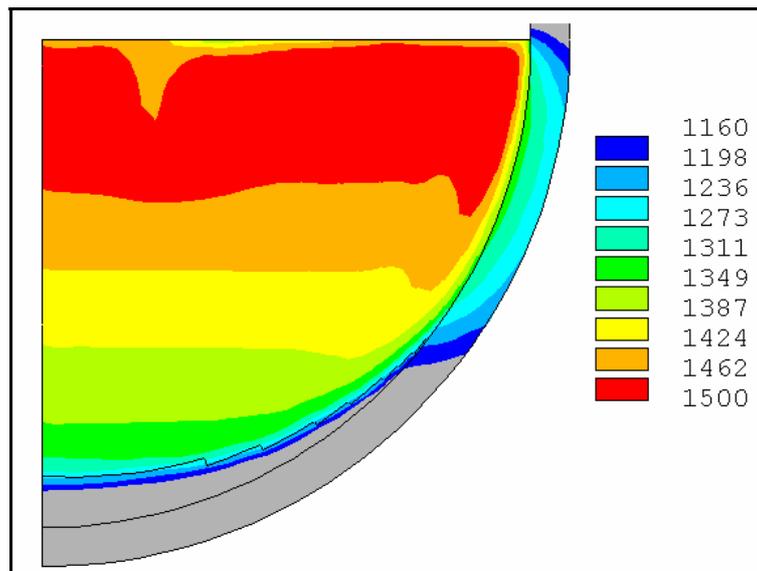


Bild 4.10: Temperaturfeld [K] bei einer stationären Heizleistung von 35 kW. Temperaturen unterhalb von 1160 K sind grau dargestellt.

Modell. Das rote Gebiet entspricht der Wärmefreisetzungszone, in der die Heizleistung als homogen verteilte volumetrische Wärmequellendichte angenommen wird. Die Pfeile an den Oberflächen entsprechen den angenommenen Wechselwirkungstemperaturen des Wärmestrahlungsmodells.

Bild 4.10 verdeutlicht beispielhaft die sich einstellende Temperaturverteilung bei einer stationären Heizleistung von 35 kW. Zur Hervorhebung der Temperaturverteilung im Schmelzegebiet und im heißen Fokus ist die Temperaturskala auf einen Bereich zwischen 1.160 K und 1.500 K begrenzt. Temperaturen unterhalb von 1.160 K sind grau dargestellt. Die turbulente Vermischungszone im oberen Drittel des Schmelzesees ist gut zu erkennen. Unterhalb schließt sich eine Zone stabiler Temperaturschichtung an. Im Bereich des heißen Fokus an der Behälterwand ist eine nach unten gerichtete Konvektionsbewegung mit sehr dünner Temperaturgrenzschicht in der Schmelze zu erkennen. Die Schmelze liegt im Bereich des heißen Fokus flüssig an der Behälterwand an, die Kruste, zu erkennen an den Stufen im unteren Bereich, wird zum Zentrum der Kalotte hin dicker.

Einen Vergleich zu den gemessenen Temperaturen ermöglicht Bild 4.14. Die Abszisse ist eine Abwicklung des Pfades über die Außenoberfläche vom Zentrum der Bodenkalotte über die Schweißnaht zwischen Kalotte und Zylinder in den zylindrischen Teil. Wiedergegeben sind die Messungen an den diskreten Thermoelementpositionen für drei FOREVER-Experimente zu den jeweiligen Zeitpunkten mit den höchsten Temperaturen. Die entsprechende Kurve des CFD-Modells „ANSYS CFD h-10“ gibt das Ergebnis für eine Rechnung wieder, in der eine Heizleistung von 38 kW angenommen wurde und der Schmelzespiegel 10 mm unter dem Übergang Kalotte-Zylinder simuliert wurde. Die gemessenen Temperaturen liegen niedriger als die berechneten, was auf den in Abschnitt 3.3.5 besprochenen Fehler der Temperaturmessung mit auf der Oberfläche angebrachten Thermoelementen zurückzuführen ist.

4.2.2 Das Modell der effektiven Wärmeleitfähigkeit

In Bezug auf die weiterführende Modellentwicklung hat das CFD-Modell mehrere Schwächen (vgl.

Tabelle 4.3). Zum einen wird bezweifelt, dass im Falle prototypischer Simulationen die Ergebnisse aus CFD-Rechnungen mit den zur Verfügung stehenden Turbulenzmodellen der zu erwartenden Realität entsprechen /DIN 1997/. Ein wesentlicher Aspekt ist hierbei, dass die gängigen Turbulenzmodelle eine Isotropie der Turbulenz voraussetzen, die insbesondere in dem hier betrachteten Schmelzesees nicht in allen Bereichen erfüllt ist. Vor allem im Inneren des Schmelzesees wird die Turbulenz durch dichtegetriebene Fluidbewegungen angefacht, d.h., es liegt eine Anisotropie bezüglich horizontaler und vertikaler Vorgänge vor.

Zusätzlich ist bei einem CFD-Modell ein hoher Aufwand an Rechenleistung notwendig, der die Ausführung von Variationsanalysen erschwert. Schließlich wurde bei ers-

ten Testrechnungen festgestellt, dass das CFD-Modell bei einer sich verändernden Geometrie, wie sie in den gekoppelten Rechnungen notwendig ist, sehr instabil wird und somit die Rechnungen in der Regel nicht konvergieren.

Andererseits ist die genaue Temperaturverteilung in der Schmelze für die mechanische Rechnung nicht notwendig. Daher ist es ausreichend, wenn ein Modell bereitsteht, das die Berechnung der Wärmeströme an den Grenzflächen der Schmelze über geeignete empirische Korrelationen gewährleistet. Das im Folgenden beschriebene Modell ist ein Wärmeleitungsmodell mit zonenabhängigen und teilweise anisotropen Wärmeleitfähigkeiten. Es erfolgt keine Lösung von Geschwindigkeitsfeldern, sondern der konvektive Wärmetransport einer Strömung wird durch eine erhöhte Wärmeleitfähigkeit bzw. durch eine Reduktion des Wärmeleitwiderstands modelliert.

Ausgehend von der Modellentwicklung von Bui /BUI 1998/ und den Beobachtungen und Korrelationen von Bernaz /BER 1998/ und Helle /HEL 1998/ lässt sich ein sogenanntes Modell der effektiven Konvektion und Wärmeleitung (ECCM, Effective Convectivity Conductivity Model) entwickeln. Dazu werden die in Bild 4.11 dargestellten Vorgänge und Zusammenhänge in einem hemisphärischen Schmelzesee analysiert. Der zeitlich gemittelte Verlauf der Temperatur entlang der vertikalen Symmetrieachse ist im linken Bildbereich wiedergegeben. Von oben kommend, weist der Schmelzesee zunächst eine sehr dünne Temperaturgrenzschicht der Dicke s_{bdu} (bdu – boundary layer, upper side) auf, die hier im Bild zur Verdeutlichung überhöht gezeichnet ist. Die Dicke lässt sich abschätzen über die obere Nußelt-Zahl mit der Beziehung:

$$s_{bdu} = \frac{H_l}{Nu_{up}} . \quad (4.12)$$

Hierin ist H_l die Höhe des flüssigen Schmelzegebiets. Die obere Nußelt-Zahl wird nach der von Bernaz /BER 1998/ angegebenen Beziehung

$$Nu_{up} = 0,382 \cdot Ra_i^{0,233} \quad (4.13)$$

bestimmt, während die Rayleigh-Zahl nach Gleichung 2.13 mit H_l als der charakteristischen Höhe bestimmt wird. Die sich hieraus ergebenden theoretischen Grenzschichtdicken betragen im Falle der FOREVER-Anordnung etwa 2,5 mm und im prototypischen Szenario weniger als 1 mm. Innerhalb der Grenzschicht wird die nominale Wärmeleitfähigkeit angenommen. Im Finite-Elemente-Modell für die FOREVER-Anordnung wird hier wegen der diskreten Elementdicken nochmals die Wärmeleitfähigkeit angepasst. Im prototypischen Modell wird auf eine getrennte Modellierung der Grenzschicht verzichtet, weil die berechnete Grenzschichtdicke deutlich kleiner ist als eine Elementdicke.

An der Unterseite der Oberflächengrenzschicht beginnt die turbulente Vermischungszone. Diese Zone ist in den entsprechenden Experimenten durch eine homogene Temperatur gekennzeichnet, sofern die chaotischen Temperaturschwän-

kungen, die durch die Verlagerung von kalten Schmelzefahnen (plumes) von der Seeoberfläche verursacht werden, zeitlich gemittelt werden. Die Zone wird mit einer sehr hohen effektiven Wärmeleitfähigkeit analog zur Vorgehensweise von Bui /BUI 1998/ modelliert, um den Effekt der hochturbulenten Vermischung wiederzugeben:

$$\lambda_m = \lambda_0(T) \cdot Nu_{up} \quad (4.14)$$

Im Falle von FOREVER ergeben sich effektive Wärmeleitfähigkeiten von mehreren 100 W/mK. Im prototypischen Fall erreichen die Werte nahezu 10.000 W/mK. Die Höhe H_m dieser Zone (vgl. Bild 4.11) wird, wie von Bernaz beobachtet, in Abhängigkeit von der flüssigen Schmelzeshöhe H_l modelliert:

$$H_m = 0,35 \cdot H_l \quad (4.15)$$

Unterhalb der turbulenten Vermischungszone befindet sich die temperaturschichtete Zone, die durch einen annähernd parabolischen Temperaturverlauf in vertikaler Richtung gekennzeichnet ist (vgl. Bild 4.11). Die Modellierung des Wärmetransports innerhalb dieser Zone entspricht nicht exakt der thermofluidodynamischen Realität, aber sie erfolgt unter Aufrechterhaltung der an der Schmelzeseeberandung beobachteten Wärmeströme. Dies soll im Folgenden erläutert werden.

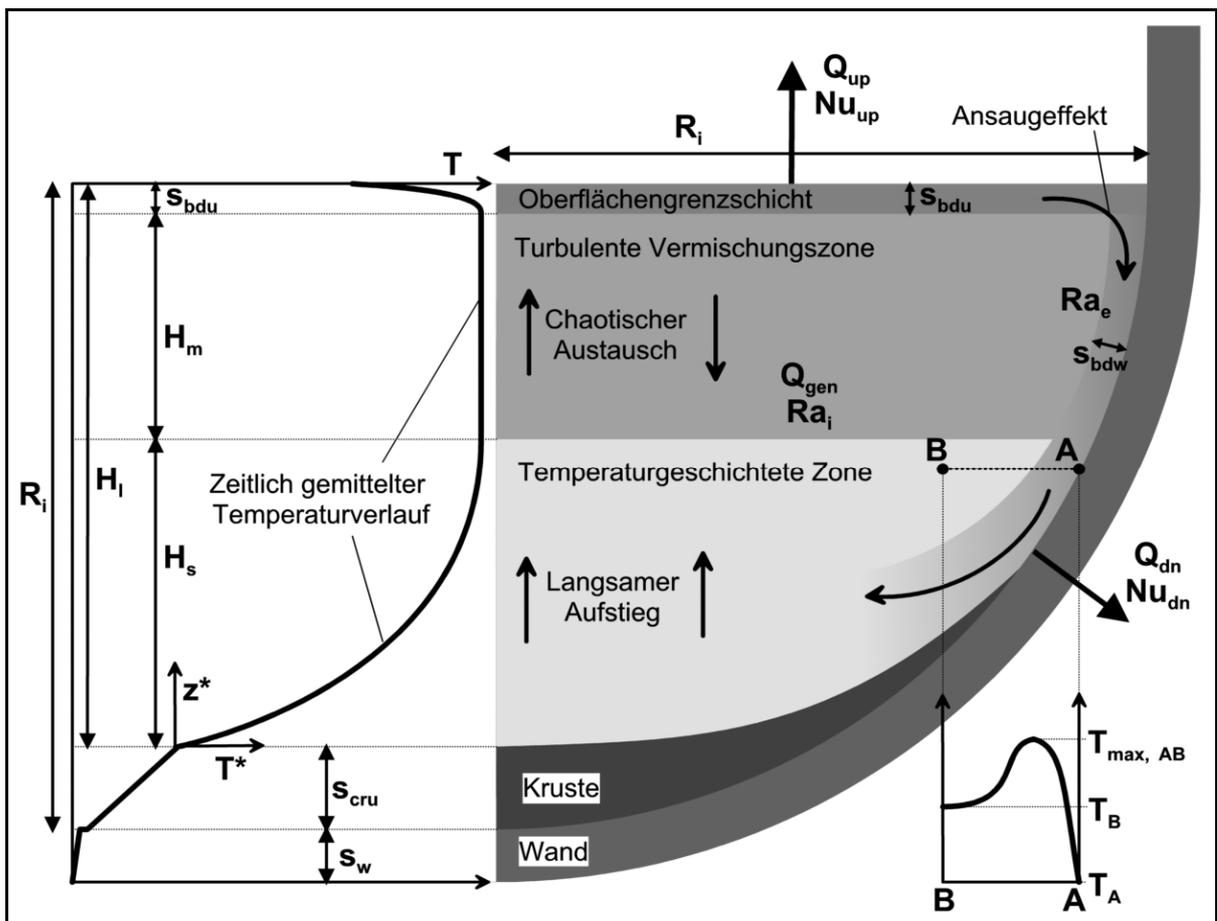


Bild 4.11: Prinzipskizze eines hemisphärischen Schmelzesees mit inneren Wärmequellen in einer Bodenkalotte und Wärmeabgabe über sämtliche Oberflächen und Berandungen.

Die tatsächlichen Verhältnisse in der unteren Hälfte des Pools werden durch die kräftige Konvektionsbewegung entlang der Behälteraußenwand beeinflusst. Diese Konvektionszone beginnt im Bereich der Oberflächengrenzschicht und trägt durch einen Ansaugeffekt zu stabilen fluiddynamischen Verhältnissen im äußeren Bereich der turbulenten Vermischungszone und der Oberflächengrenzschicht bei. Die Stromlinien dieser Konvektion verlaufen danach parallel zur Behälterwand nach unten. Beim Eintritt in die temperaturgeschichtete Zone tritt aufgrund des Strömungsimpulses der Effekt auf, dass ein leichteres Fluid mit höherer Temperatur in eine Umgebung mit höherer Dichte und niedrigerer Temperatur eindringt. Dieser Vorgang wird an Hand der Temperaturverteilung entlang der Linie zwischen den eingezeichneten Punkten A und B verdeutlicht. Ausgehend vom Punkt A, der die niedrigste Temperatur auf dem betrachteten Höhenniveau aufweist, steigt die Temperatur zum Inneren der abwärtsgerichteten Konvektionssträhne an, erreicht etwa im Zentrum der Strähne mit den höchsten Absinkgeschwindigkeiten ein Maximum und fällt dann auf die Temperatur der entsprechenden Höhenzone. Bolshov et al. /BOL 2001/ schätzten die Größe der Temperaturdifferenzen zwischen Wandtemperatur T_A und Pooltemperatur T_B sowie Maximaltemperatur $T_{\max, AB}$ und Pooltemperatur T_B als etwa gleich ein. Das Temperaturniveau der dargestellten Temperaturkurve ist wiederum höhenabhängig. Je tiefer die gewählten Punkte A und B liegen, desto tiefer liegen die charakteristischen Temperaturen T_A , T_B und $T_{\max, AB}$, wobei sich T_B nach dem links im Bild dargestellten Temperaturverlauf entwickelt. Gleichzeitig flacht innerhalb der Strecke AB das Temperaturmaximum ab, während die Breite der überhöhten Temperaturzone zunimmt. Schließlich löst sich die ursprünglich kräftige vertikale Konvektionsbewegung waagrecht im unteren Bereich der temperaturgeschichteten Zone auf, wie schematisch in Bild 4.11 dargestellt.

Innerhalb der temperaturgeschichteten Zone steigt die Schmelze relativ langsam auf. Während dieses Aufstiegs erwärmt sich die Schmelze aufgrund der inneren Wärmequellen. Dieser Vorgang ist mit dem Absinken der Schmelze an der Behälterwand korreliert. Der Massenstrom, der auf dem jeweiligen Höhenniveau für den Auftrieb zur Verfügung steht, ist an den Massenstrom gekoppelt, der von der Konvektionssträhne dem Höhenabschnitt unterhalb des betrachteten Höhenniveaus zugeführt wird. Welche Massenströme welchen Höhenniveaus zugeführt werden, hängt vom anfänglichen Strömungsimpuls der Konvektionssträhne und den Dichteunterschieden zwischen heißem Strähnenzentrum und kaltem Umgebungsfluid ab. Größere Dichteunterschiede führen zu größeren Auftriebskräften gegen die Konvektionssträhne und steuern damit den Einschwenkvorgang des anfangs vertikal abwärts gerichteten Fluidstroms in die Horizontale und die Aufteilung der Strähne auf die jeweiligen Höhenniveaus. Wird dem jeweiligen Höhenniveau zu wenig Fluid zugeführt, so steigt die Temperatur aufgrund der inneren Wärmequellen, und der Unterschied zwischen den Temperaturen T_B und $T_{\max, AB}$ verkleinert sich. Damit verkleinern sich auch Dichteunterschied und Auftriebskräfte, und die Konvektionssträhne erreicht mit ihrem anfänglichen Impuls und aufgrund der größeren Dichte im direkten Wandbereich mit der

niedrigeren Temperatur T_A wieder tiefere Zonen. Die drei hier diskutierten charakteristischen Temperaturen fallen entlang des Strömungsweges von oben nach unten ab.

Die betrachteten Vorgänge bilden ein Gleichgewichtssystem und beeinflussen sich gegenseitig. Sie stellen sich somit als implizites Problem dar. Für das ECC-Modell kann festgehalten werden, dass die Temperaturen T_B und T_A aneinander gekoppelt sind und damit auch der Wärmestrom in die Schmelzeseeberandung an die jeweilige Höhenposition der vertikalen Achse gekoppelt ist. Diesem Zusammenhang wird im Modell mit einer anisotropen und ortsabhängigen Wärmeleitfähigkeit Rechnung getragen.

Die vertikale Wärmeleitfähigkeit in der temperaturgeschichteten Zone entspricht der nominalen Wärmeleitfähigkeit. Die horizontale Wärmeleitfähigkeit in der unteren Schmelzeseezone berechnet sich analog zu Gleichung (4.14) mit:

$$\lambda_x = \lambda_0(T) \cdot Nu_{dn} . \quad (4.16)$$

Die untere Nußelt-Zahl bestimmt sich analog zu der oberen (vgl. Gl. (4.13)) nach der von Bernaz /BER 1998/ festgehaltenen Korrelation:

$$Nu_{dn} = 2,2 Ra_i^{0,174} . \quad (4.17)$$

Für das FOREVER-Szenario ergeben sich damit Nußelt-Zahlen Nu_{dn} von ca. 120 und eine horizontale Wärmeleitfähigkeit λ_x von 360 W/mK. Im prototypischen Fall ergeben sich Nußelt-Zahlen Nu_{dn} von etwa 2.000 und Leitfähigkeiten λ_x von 5.000 W/mK.

Die seitliche Grenzschichtdicke zur Behälterwand wird analog zur oberen Grenzschicht über die Nußelt-Zahl und die Poolabmessung bestimmt:

$$s_{bdw} = \frac{R_i}{Nu_{dn}} . \quad (4.18)$$

Damit ergeben sich Schichtdicken von etwa 1 mm sowohl für FOREVER als auch für prototypische Abmessungen. Die Wärmeleitfähigkeit in der Grenzschicht entspricht der temperaturabhängigen nominalen Leitfähigkeit λ_0 .

Bild 4.12 zeigt die zu Beginn einer FOREVER-Rechnung im thermischen PESCOTA-Submodell (Physics Environment Sequentially COupled Transient Analysis, vgl. Abschnitt 4.4) modellierte Zonenaufteilung: rot – turbulente Vermischungszone; gelb – temperaturgeschichtete Zone; grün – Wandgrenzschicht; hellblau – Oberflächengrenzschicht. Zusätzlich zu den 4 Schmelzeseezonen ist in blau die Behälterwand aus Stahl und in orange die in den FOREVER-Tests im Behälter angebrachte Isolierung dargestellt. Im FE-Modell wird den entsprechenden Elementen eine für die Zone festgelegte Materialnummer zugewiesen.

Die temperaturgeschichtete Zone wird nach unten hin bei entsprechenden Fluideigenschaften und entsprechendem Temperaturniveau durch eine Kruste begrenzt. Diese Kruste weist insbesondere bei oxidischen Schmelzen eine schlechte Wärmeleitfähigkeit auf, was zu einem steilen Temperaturgradienten über der Krustendicke s_{cru} führt (vgl. Bild 4.11). Zwischen Kruste und Behälterwand kann es auch ohne Spalt zu einem thermischen Kontaktwiderstand kommen, der einen lokalen Temperatursprung bewirkt. In den Simulationsrechnungen wird jedoch ein sehr geringer Widerstand von $10^{-6} \text{ m}^2\text{K/W}$ modelliert, weil zumindest die Nachuntersuchung der FOREVER-Experimente zeigte, dass die Schmelze im Zentrum der Kalotte, wo auch während des Versuchs eine Kruste vorgelegen haben muss, fest an der Behälterwand haftete.

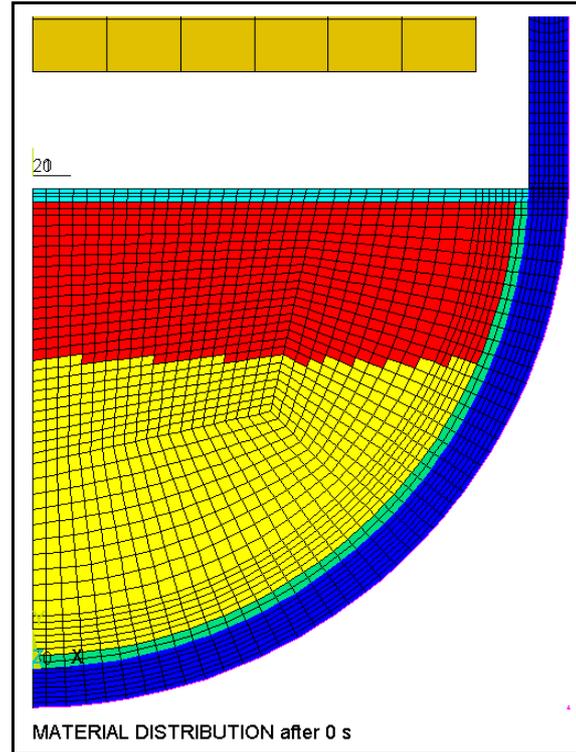


Bild 4.12: Materialzonen zu Beginn einer PESCOTA-Rechnung mit ECCM.

Auch in Experimenten, in denen sich keine Kruste bildet, verläuft etwa kongruent zur in Bild 4.11 dargestellten Krustenoberfläche eine adiabate Fläche. Die Fläche kann innerhalb oder oberhalb der Kruste verlaufen und kennzeichnet das untere Schmelzevolumen, dessen innere Wärmeleistung rein durch Wärmeleitung nach unten abgeführt wird. Praktisch ist diese Fläche für CFD- oder ECCM-Simulationen nicht von Interesse, in einigen analytischen Arbeiten wird sie jedoch für Abschätzungen der Temperatur- und Wärmestromverteilungen herangezogen /SCO 2003/, /ESM 2004/.

Über der Behälterwanddicke s_w herrscht aufgrund der deutlich höheren Wärmeleitfähigkeit des ferritischen Stahls ein geringes Temperaturgefälle. Damit schließt die qualitative Beschreibung des prinzipiellen Temperaturverlaufs über der vertikalen Behälterachse.

Bei den numerischen Simulationen der Temperaturfelder stellte sich heraus, dass es sinnvoll ist, einen weiteren in den entsprechenden Experimenten beobachteten Zusammenhang zu berücksichtigen. Hierzu wird eine dimensionslose Fluidpoolhöhe z^* definiert:

$$z^* = \frac{z}{z_{\max}} . \quad (4.19)$$

Nullpunkt ist hierbei der tiefste Punkt im Schmelzegebiet, an dem die Schmelze noch flüssig ist. In Bild 4.11 ist ein entsprechender Koordinatenursprung eingezeichnet. In

den Experimenten, in denen keine Erstarrungsvorgänge auftraten, entspricht dieser Punkt dem tiefsten Punkt der Behälterinnenseite.

Da in den verschiedenen Experimenten verschiedene Temperaturen herrschten, ist die Definition einer dimensionslosen Temperatur notwendig, um die Temperaturverteilung vergleichen zu können:

$$T^*(z) = \frac{T(z) - T(z=0)}{T_{\max} - T(z=0)}. \quad (4.20)$$

Die Temperaturdifferenz im Nenner setzt sich zusammen aus der maximalen Temperatur im Fluidpool und der Temperatur im tiefsten Punkt des Fluidpools, welche gleichzeitig die Minimaltemperatur des gesamten Fluidpools ist.

In Bild 4.13 ist der Verlauf der dimensionslosen Temperatur von 3 Experimenten /ASF 1996/, /BER 1998/, /HEL 1998/ über der dimensionslosen Fluidpoolhöhe dargestellt, die der vertikalen Achse eines hemisphärischen Pools entspricht. Die für das jeweilige Experiment geltende interne Rayleigh-Zahl Ra_i ist angegeben. Die Kurven bestätigen den in Bild 4.11 dargestellten Temperaturverlauf innerhalb der geschichteten und turbulenten Zone. Zusätzlich ist in Bild 4.13 eine Funktion dritten Grades eingezeichnet, die den Temperaturverlauf insbesondere der Experimente mit den höheren Rayleigh-Zahlen gut beschreibt.

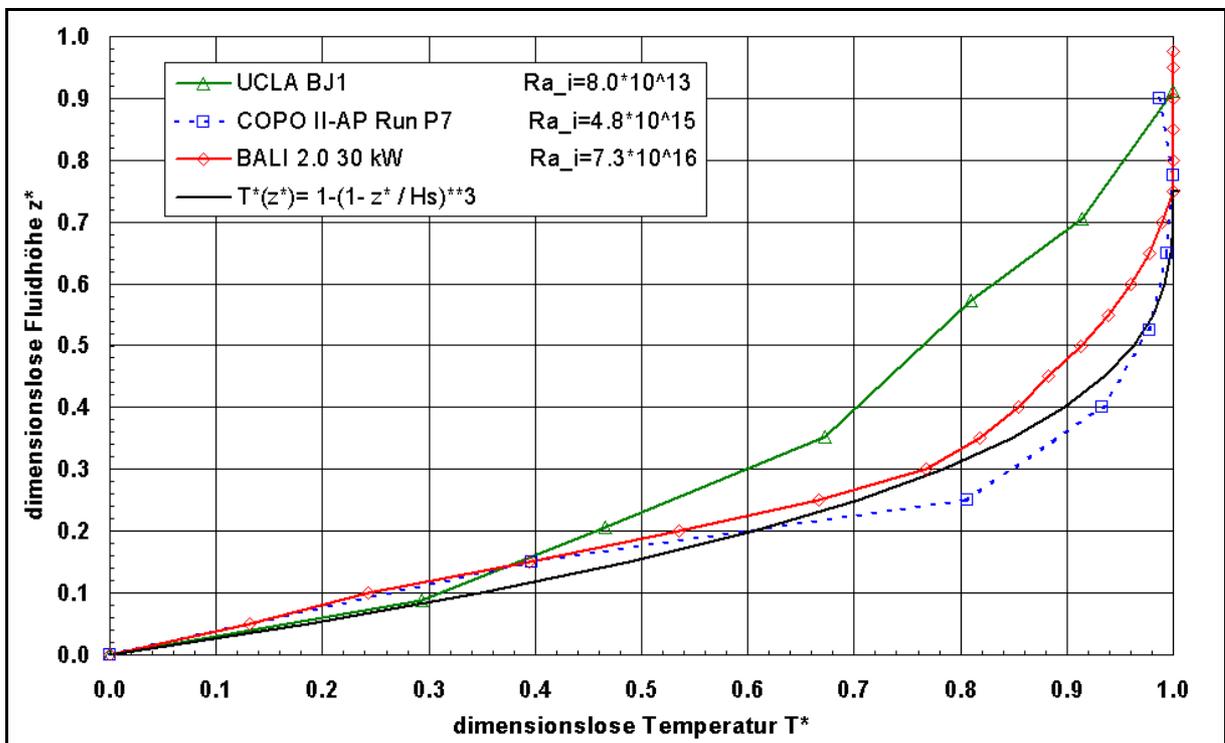


Bild 4.13: Dimensionslose Temperatur über dimensionsloser Höhe für verschiedene Experimente zur Simulation eines hemisphärischen Fluidpools mit inneren Wärmequellen und dimensionslose Kopplungsgleichung für das ECC-Modell in der FE-Simulation.

Diese Funktion wird im ECC-Modell zusätzlich genutzt, um die Knoten entlang der vertikalen Poolachse im Bereich der geschichteten Zone miteinander zu koppeln. Innerhalb der turbulenten Vermischungszone werden die Knoten an der vertikalen Achse ebenfalls gekoppelt, allerdings so dass sie jeweils die gleiche Temperatur haben.

4.2.3 Wärmestrahlungsmodell für die freien Oberflächen

Wie in Kapitel 3.3.3 ausgeführt, ist die Wärmestrahlung einer der wesentlichen Wärmetransportmechanismen bei der in dieser Arbeit betrachteten Schmelzerückhaltung. Sowohl im CFD-Modell als auch im ECC-Modell wird zwischen der innerhalb und der außerhalb des Behälters auftretenden Wärmestrahlung unterschieden. Im Eingangsparameterfile einer jeden Rechnung kann je eine Emissivität für die Innen- und für die Außenseite festgelegt werden. Grundsätzlich gelten die in Abschnitt 3.3.3 gemachten Annahmen für das modellierte Strahlungsverhalten der betreffenden Oberflächen. Bei den Strahlungsvorgängen an der Außenseite wird aufgrund der konvexen Form der Bodenkalotte und des sich anschließenden Zylinders und des wesentlich niedrigeren Umgebungstemperaturniveaus angenommen, dass eine Sichtfaktorbestimmung zur detaillierten Berücksichtigung des Wärmeaustauschs zwischen den beteiligten Flächen nicht notwendig ist. Die Modellierung der Wärmestrahlung an der Außenoberfläche erfolgt für jedes Element gemäß Gleichung (3.2), wobei eine konstante Umgebungstemperatur von $T_{\text{amb}} = 323 \text{ K}$ angenommen wird.

Die Modellierung der innerhalb des Behälters auftretenden Wärmestrahlung (innere Region 3 in Bild 3.1) erfordert eine zusätzliche Modellerweiterung. Mittels der Erzeugung und Implementierung einer Substruktur werden die auftretenden wechselseitigen Wärmeströme innerhalb dieses Hohlraums (enclosure) erfasst. Für jeden Lastschritt wird ein neues Wärmestrahlungssuperelement erzeugt, indem über eine Sichtfaktorermittlung für jedes Element berücksichtigt wird, mit welcher Wichtung der Strahlungsaustausch mit den anderen Elementen des Hohlraums stattfindet. Der Sichtfaktor ϕ_{12} , auch als Einstrahlzahl bezeichnet, einer Fläche A_1 zu einer Fläche A_2 ist definiert zu:

$$\phi_{12} = \frac{1}{\pi A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{S^2} dA_1 dA_2 . \quad (4.21)$$

S ist hierbei die Strecke zwischen den Flächenmittelpunkten, die Winkel β werden zwischen der Verbindungsstrecke S und den jeweiligen Flächennormalen bestimmt. Die Summe aller Sichtfaktoren eines Elements zu allen anderen Elementen muss definitionsgemäß gleich 1 sein, falls der Hohlraum geschlossen ist. Weitere Ausführungen zum Wärmestrahlungsmodell mit Sichtfaktoren sind in /BAE 1994/, /ANS 2002/ und /VDI 2002/ gegeben.

4.2.4 Validierung des thermischen Modells

Bild 4.14 zeigt den Temperaturverlauf an der Behälteraußenseite in den Experimenten FOREVER-EC2, EC3b und EC4 zu Zeiten, in denen ein relativ konstantes und hohes Temperaturniveau gemessen wurde und zum Vergleich die berechneten Temperaturen aus der FLOTRAN-CFD-Rechnung und einer PESCOTA-Rechnung mit ECCM. In beiden Rechnungen wurde angenommen, dass der Schmelzespiegel 10 mm unterhalb der Schweißnaht steht. Trotz der leichten Unterschiede kann festgehalten werden, dass das ECC-Modell die Temperaturen in der Behälterwand adäquat wiedergeben kann.

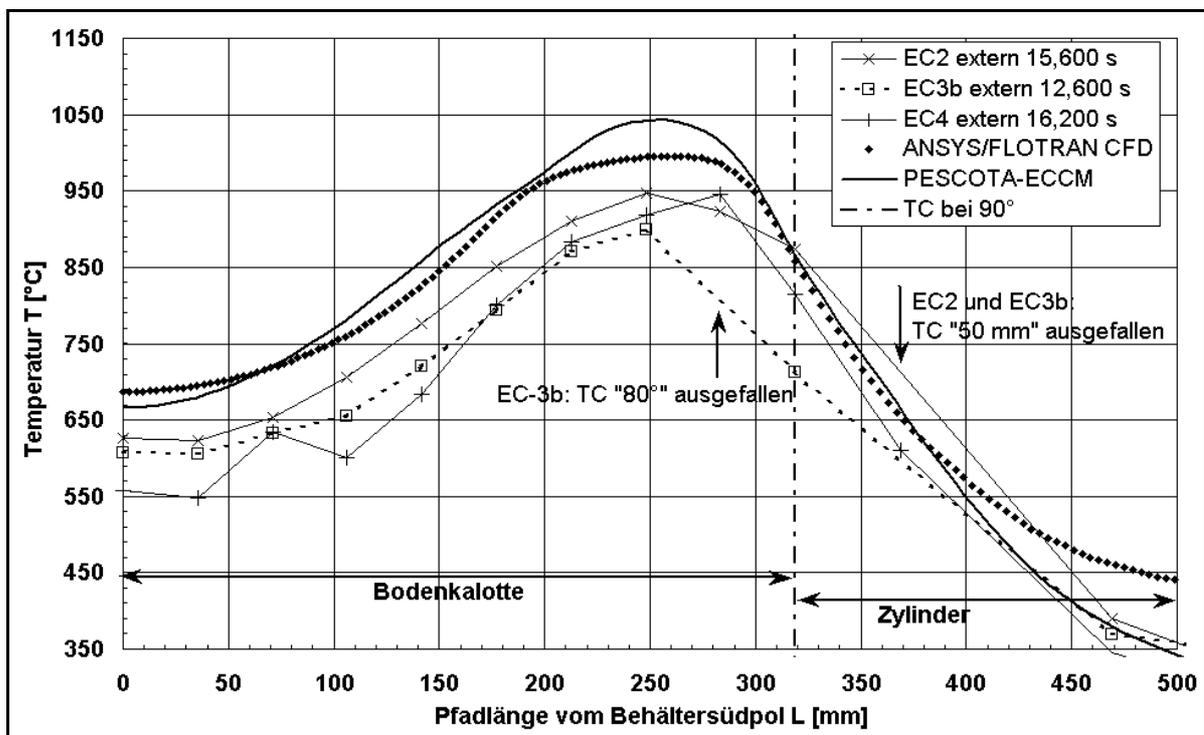


Bild 4.14: Temperaturverlauf über der Behälteraußenwand: gemessene Werte der Experimente FOREVER-EC2, EC3b und EC4 und berechnete Temperaturen aus der FLOTRAN-CFD-Rechnung und der PESCOTA-ECCM-Rechnung.

4.3 Mechanisches Modell

Nachdem unter Annahme einer Rotationssymmetrie ein zweidimensionales Temperaturfeld für die Behälterwand ermittelt wurde, lässt sich ein ebenfalls rotationssymmetrisches mechanisches Modell entwickeln, in das das Temperaturfeld als sogenannte Körperlast eingeht. Hierfür wird der Finite-Elemente-Code ANSYS® (Versionen 5.7, 6.1, 7.1 und 8.1) mit neu entwickelten User-Routinen für das Kriechen und die Materialschädigung verwendet. Die Modellierung der weiteren Belastungen und Randbedingungen hängt einerseits vom betrachteten Szenario und andererseits vom Modell selbst ab.

4.3.1 Vernetzung des Behälters

Die Bodenkalotte wird mit 2D-4-Knoten-Strukturelementen (ANSYS-Elementtyp PLANE182) vernetzt. Die Vernetzung ist ebenso wie beim thermischen Modell axial-symmetrisch. Die Knotenpositionen und die Elementgeometrien der Behälterwand entsprechen exakt denen des thermischen Modells. Somit ist eine direkte Übertragung der Temperaturbelastung aus dem thermischen Modell für jeden einzelnen Knoten möglich.

Die Anzahl der Elemente über der Wanddicke variiert mit der Höhe bzw. mit der auf der Meridianlinie verlaufenden Wegkoordinate. In dem hochbelasteten Gebiet des heißen Fokus mit großen Temperaturgradienten werden für die Simulation der FOREVER-Experimente 8 Elemente über der Wanddicke verwendet, in den weniger beanspruchten Gebieten oberhalb und unterhalb des heißen Fokus sind es 4 Elementschichten. Für das KONVOI-Szenario wurde die Anzahl der Elemente über der Wanddicke jeweils verdoppelt.

4.3.2 Belastungen und Randbedingungen

In die mechanische Berechnungen gehen folgende Belastungen ein:

- Innendruck,
- Gewichtskräfte (Eigengewicht von Schmelze und Behälter) und
- Temperaturfeld in der Behälterwand.

Innendruck und Gewichtskräfte verursachen primäre Spannungen, die durch Verformung der Behälterwand nicht abgebaut werden, sondern sogar ansteigen (Wanddickenabnahme).

Demgegenüber werden durch die Temperaturgradienten Sekundärspannungen hervorgerufen, die durch viskoplastische Verformung abgebaut werden. Da im Falle der FOREVER-Experimente die Maximaltemperatur in der Behälterwand deutlich unterhalb der Schmelztemperatur von Stahl liegt, während gleichzeitig nur eine geringe Belastung durch das Eigengewicht hervorgerufen wird, würde ohne Innendruck kein Behälterversagen auftreten.

Dagegen ist im prototypischen Fall ein Versagen auch ohne Innendruck prinzipiell möglich, da hier der Anteil der Gewichtskräfte nicht mehr vernachlässigbar ist und da die Maximaltemperaturen in der Behälterwand oberhalb der Schmelztemperatur des Stahls liegen.

Im FE-Modell wird der Innendruck nominal als Flächenbelastung aufgeprägt. Im verwendeten rotationssymmetrischen 2D-Modell entsprechen Linien den Flächen, dementsprechend erfolgt eine Umrechnung. Unabhängig davon, welcher Druck zu welchem Zeitpunkt herrscht, ist zu berücksichtigen, dass mit zunehmender Verformung

des Behälters zwei Faktoren zur Erhöhung der Primärbeanspruchung gegenüber der unverformten Geometrie führen: 1. die Vergrößerung der Oberfläche, die mit dem Druck beaufschlagt wird, und 2. die Wanddickenabnahme. Beides wird im Modell automatisch berücksichtigt. Die Gewichtskraft des Behälters wird durch ein entgegen der Erdgravitation beschleunigtes Bezugssystem berücksichtigt, während die der Schmelze als äquivalente hydrostatische Flächenlast modelliert wird. Das Temperaturfeld wird für jeden entsprechenden Zeitpunkt aus der transienten thermischen Berechnung übernommen (siehe dazu auch Kapitel 4.4 – Kopplung der thermischen und mechanischen Submodelle).

4.3.3 Schädigungsermittlung

Für die Vorhersage von Versagenszeit und Versagensposition ist die Implementierung eines Schädigungsmodells notwendig. Die Materialschädigung infolge von signifikanten Kriechdehnungen bzw. plastischen Dehnungen wird mit einem skalaren Schädigungsparameter D beschrieben, der bei jedem Lastschritt (Zeitschritt) der FE-Analyse für jedes Element inkrementiert wird. Das Schädigungsinkrement ist:

$$\Delta D = \left[\frac{\Delta \varepsilon_{\text{eqv}}^{\text{cr}}}{\varepsilon_{\text{frac}}^{\text{cr}}(\sigma, T)} + \frac{\Delta \varepsilon_{\text{eqv}}^{\text{pl}}}{\varepsilon_{\text{frac}}^{\text{pl}}(T)} \right] \cdot R_v \quad . \quad (4.22)$$

Dabei sind $\varepsilon_{\text{frac}}^{\text{cr}}(\sigma, T)$ die wahre Kriechbruchdehnung aus dem Kriechversuch bei konstanter Temperatur und Spannung und $\varepsilon_{\text{frac}}^{\text{pl}}(T)$ die wahre Bruchdehnung im Zugversuch. R_v ist eine Funktion, welche die Triaxialität des Spannungstensors berücksichtigt /LEM 1996/:

$$R_v = \frac{2}{3} \cdot (1 + \nu) + 3 \cdot (1 - 2\nu) \cdot \left(\frac{\sigma_h}{\sigma_{\text{eqv}}} \right)^2 \quad . \quad (4.23)$$

Hierin sind ν die elastische Querdehnungszahl, σ_h die hydrostatische Spannung und σ_{eqv} die von-Mises-Vergleichsspannung. Der Triaxialitätsfaktor soll die erhöhte Schädigungswirkung eines Dehnungszuwachses unter hoher Mehrachsigkeit des Spannungszustands berücksichtigen. Damit wird eine Übertragbarkeit der in den einachsigen Zugversuchen ermittelten Bruchdehnungen auf komplexere Spannungszustände ermöglicht. D.h. umgekehrt: Wird ein nicht-elastischer Dehnungszuwachs unter einer idealen einachsigen Spannungsbelastung unterstellt, so ergibt sich nach obiger Formel ein Faktor von 1. Der Einfluss des Triaxialitätsfaktors wird im Rahmen der Modellvalidierung in Abschnitt 5.4.2.3 diskutiert.

Die akkumulierte Schädigung nach n Lastschritten ist:

$$D = \sum_{i=1}^n \Delta D_i \quad . \quad (4.24)$$

In der FE-Analyse wird für jedes Element eine Schädigung D berechnet. Wenn für ein Element der Wert $D = 1$ erreicht wird, wird es deaktiviert, indem seine Steifigkeit mit 10^{-6} multipliziert wird. Für diesen Zweck wird eine eigene Fortran-Routine verwendet. Für die Initialisierung der Schädigungsberechnung sowie für das Postprocessing wird auf entsprechende Fortran-Routinen zurückgegriffen /ALT 2003/.

Unter bestimmten Umständen kann es insbesondere bei den prototypischen Szenarien mit nachlassender Nachzerfallswärmeleistung aufgrund der damit verbundenen Abkühlung zu einer Rückumformung der erreichten plastischen Dehnung kommen. Bei strenger Anwendung des von Lemaitre vorgeschlagenen Modells ist damit ein negatives Schädigungsinkrement verbunden. Werkstofftechnisch ist zumindest prinzipiell ein partieller „Schädigungsrückgang“ unter bestimmten Umständen möglich. Das in dieser Arbeit verwendete Modell unterstellt jedoch konservativ, dass es keine Schädigungsabnahme gibt, sondern nur Schädigungszuwachs. Negative Schädigungsinkremente werden nicht berücksichtigt.

4.4 Kopplung der thermischen und mechanischen Submodelle

Wie in Kapitel 2.3 ausgeführt, ist es wesentliches Ziel dieser Arbeit, die gegenseitige Beeinflussung der thermodynamischen und mechanischen Vorgänge zu berücksichtigen. Hierzu ist eine vollständig rekursiv sequenzielle Kopplung des thermischen und des mechanischen Modells notwendig. In der Terminologie des eingesetzten Finite Elemente Programms ANSYS /ANS 2003/ werden die einzelnen Modelle eines gekoppelten ingenieurtechnischen Problems jeweils als „physical environment“ bezeichnet. Da der entsprechende deutsche Ausdruck „physikalische Umgebung“ oder „physikalisches Umfeld“ ungebräuchlich ist, wird in dieser Arbeit der Begriff „physikalisches Submodell“ benutzt. Ein physikalisches Submodell bezeichnet hierbei ein vollständiges Modell zur Lösung eines Problems in einem Teilgebiet der Physik.

Wenn die Eingangsgrößen einer physikalischen Analyse bzw. eines ingenieurtechnischen Problems nur einseitig von der Lösung einer anderen physikalischen Analyse abhängen, wird dies als einfache Kopplung bezeichnet. Diese Vorgehensweise ist für viele Problemstellungen als ausreichend genau anzusehen. So wird beispielsweise die stationäre Belastung einer massiven Betonwand durch ein strömendes Fluid, auch bei hohen Drücken, zu so geringen Verschiebungen führen, dass eine Rückwirkung auf das Strömungs- und Druckfeld im Fluid vernachlässigbar ist. Die Kopplung wird in diesem Fall nur einseitig von der CFD-Umgebung zur strukturmechanischen Umgebung berücksichtigt.

Ein vollständig rekursiv sequenziell gekoppeltes Modellsystem ist notwendig, wenn die Zustandsänderungen in einem Teilgebiet der Physik signifikante Veränderungen in einem anderen Teilgebiet hervorrufen, welche direkt – oder indirekt über eine wei-

tere Teilgebiete – wiederum Auswirkungen auf das erste Teilgebiet haben. Die ingenieurtechnische Lösung des Problems besteht darin, sequenziell eine Lösung für ein Submodell nach der anderen zu berechnen, wobei die Ergebnisse der jeweils vorhergehenden Lösung als Eingangsgrößen in die nächste Rechnung eingehen.

Der in dieser Arbeit betrachtete Vorgang einer Schmelzerückhaltung in einer Bodenklotte lässt sich mit dieser Vorgehensweise wesentlich realitätsnäher simulieren als durch eine einfache Kopplung. Als Beispiel sei hier der Effekt der Behälterausdehnung genannt (vgl. Abschnitt 3.6.2): Die thermische Ausdehnung des Behälters hat zur Folge, dass das Temperaturniveau für die quasi-stationäre Lösung signifikant niedriger ist, als wenn die thermische Ausdehnung nicht berücksichtigt würde.

Die Randbedingungen innerhalb eines physikalischen Teilgebiets bzw. eines Submodells setzen sich zusammen aus Basislasten (base loads) und Folgelasten (coupled loads). Lasten, die nicht an eine andere physikalische Analyse gebunden sind, werden als Basislasten bezeichnet. Eine Basislast in dieser Arbeit ist beispielsweise die Wärmequellendichte in der thermischen Analyse, diese ist unabhängig von der Lösung der mechanischen Analyse. Umgekehrt beeinflusst die Lösung des thermischen Submodells nicht die Druckbelastung in der mechanischen Analyse.

Im Gegensatz zu den Basislasten resultieren die Folgelasten aus der vorhergehenden Lösung eines anderen physikalischen Submodells. In dem betrachteten Modellsystem ist beispielsweise die Körperlast, die aus dem im thermischen Submodell berechneten Temperaturfeld hervorgeht, eine Folgelast für die mechanische Analyse.

Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 ausgeführt, ist eine CFD-Simulation zur Lösung des thermischen Submodells zu aufwendig. Außerdem gelten die zur Verfügung stehenden Turbulenzmodelle als nicht geeignet zur Simulation prototypischer Anordnungen, deswegen wird die ECCM-Methode zur Lösung des thermischen Submodells verwendet.

Das in der Makrosprache APDL (ANSYS Parametric Design Language) geschriebene Programm zur Simulation der Schmelzerückhaltung in einer Bodenklotte wird im Folgenden PESCOTA (Physics Environment Sequentially COupled Transient Analysis) genannt.

Im Laufe der Realisierung des PESCOTA-Modells wurde festgestellt, dass statt der prinzipiell notwendigen zwei Submodelle, des thermischen und des mechanischen, drei Submodelle zur Simulation der Schmelzerückhaltung notwendig sind. Dieser Umstand ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass innerhalb der mechanischen Analyse keine Konvergenz erreicht wurde, weil zu unterschiedliche Materialeigenschaften und Materialmodelle innerhalb einer Analyse zu berücksichtigen waren. So kann beispielsweise die flüssige Schmelze nur Druckspannungen übertragen, weshalb ihre wichtigste mechanische Eigenschaft der Kompressionsmodul ist. Währenddessen können in der simulierten Stahlwand alle Spannungszustände auftreten, wozu der Elastizitätsmodul bekannt sein muss.

Die mechanische Lösung des Problems erfolgt daher in zwei Schritten in zwei Submodellen: Zunächst wird im weiterhin sogenannten mechanischen Submodell nur die Lösung für die Behälterwand im Bereich der Bodenkalotte und des Zylinders ermittelt, dann wird im „Submodell für die Schmelzedeformation“ eine Lösung für das Gebiet der Schmelze bestimmt. Diese Vorgehensweise hat sich als numerisch wesentlich robuster erwiesen.

4.4.1 Allgemeine Modelldefinition

Bevor die einzelnen physikalischen Submodelle definiert werden, wird ein allgemeines Modell, im Folgenden GPE (General Physics Environment) genannt, erzeugt. Im GPE werden bestimmte Randbedingungen wie Geometrie, Unterkoordinatensysteme, Vernetzung und Materialattribute vorgegeben. Eine zwingende Voraussetzung bei der Definition des GPE ist, dass die in den einzelnen Submodellen verwendeten Elementtypen bezüglich ihrer Form und Knotenanzahl miteinander kompatibel sind.

Bevor das GPE vernetzt wird, werden den einzelnen Modellzonen, denen bei einem 2D-Modell Flächen und bei einem 3D-Modell Volumina entsprechen, Attribute zugewiesen. Diese Attribute beinhalten Angaben zu Materialien, Konstanten und Elementtypen, die mit der entsprechenden Zone verbunden sein sollen.

Bild 4.15 zeigt beispielhaft einen Elementplot für die Simulation eines FOREVER-Experiments. Farblich unterschieden sind die verschiedenen Materialzonen: Stahl (blau), Schmelze (dunkelgrün), Isolation (orange) und die „verschmierte Zone“ (hellgrün). In der verschmierten Zone befinden sich verschiedene Einbauten und Halterungen für den Heizer, die Isolation und die Thermoelemente. Zusätzlich befand sich innerhalb dieser Zone lose verteilte Glaswolle.

Die unterschiedlichen Materialzonen entsprechen den unterschiedlichen Attributzone. Lediglich der waagerechte Behälterflansch, der wie Zylinder und Bodenkalotte aus Stahl besteht, ist einer weiteren von Zylinder und Bodenkalotte unterschiedlichen Attributzone zugeordnet, da der Flansch nur in der thermischen Analyse berücksichtigt und in der mechanischen Rechnung vernachlässigt wird.

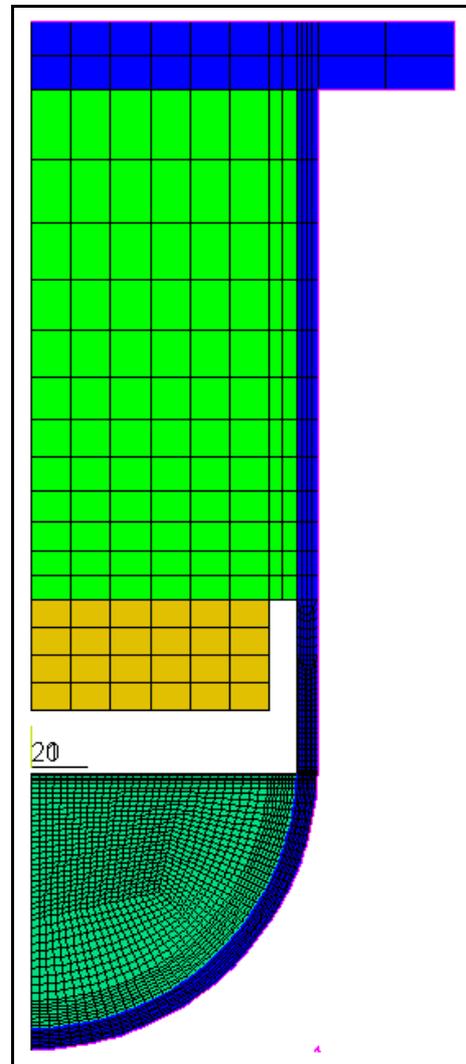


Bild 4.15: Elementplot eines FOREVER-Modells mit farblich unterschiedenen Materialzonen.

Aufgrund der sich ändernden Geometrie ist es insbesondere für die Lastaufbringung im transienten thermischen Modell notwendig, bestimmte einzelne Knotennummern und Knotengruppen festzulegen, die dann unabhängig von ihrer aktuellen geometrischen Position aufgerufen werden können.

In den einzelnen Submodellen werden die Bereiche des Modells, für die eine Analyse durchgeführt wird, mit entsprechenden Elementen vernetzt, während die restlichen Bereiche mit Nullelementen besetzt sind. Die Definition von Nullelementen geschieht im Preprozessor, wodurch bei der Erzeugung der entsprechenden Modellmatrizen im Solutionprozessor diese Elemente nicht berücksichtigt werden. Daher sind Nullelemente nicht zu vergleichen mit deaktivierten Elementen (s. Abschnitt 4.3.3), deren Beiträge zwar innerhalb der Matrizen verändert werden, die aber immer vorhanden sind.

4.4.2 Thermisches Submodell

Für die Berechnung des Temperaturfelds sind alle Bereiche des Modells mit aktiven thermischen Elementen vernetzt. Lediglich die Kontaktelemente an der Behälteraußenseite, die in der mechanischen Analyse zur Modellierung eines Kontakts zwischen Behälter und einer außerhalb angeordneten Struktur benutzt werden können, sind deaktiviert. Ansonsten sind keine Nullelemente vorhanden, weitere Elemente werden nicht deaktiviert. Für eine adäquate Modellierung der thermischen Vorgänge im FOREVER-Behälter oder im prototypischen Szenario müssen verschiedene Merkmale erfüllt werden. Im Folgenden werden die physikalischen Anforderungen, die Lösungsstrategie und die verwendeten Elementtypen beschrieben:

- Die Wärmeleitung im Bereich der Behälterwand, der Isolation und der verschmierten Zone wird mit 2D-Temperaturelementen (PLANE55) berechnet. Es besteht die Option, die Isolation und die verschmierte Zone nicht zu modellieren, wodurch ein großer Hohlraum im Behälter entsteht. Dies ist insbesondere in den prototypischen Szenarien der Fall.
- Zur Simulation eines Schmelzegebiets mit inneren Wärmequellen werden ebenfalls 2D-Temperaturelemente (PLANE55) verwendet. Zusätzliche Routinen steuern unter anderem die anisotropen Materialeigenschaften (vgl. Abschnitt 4.2.2).
- Aufgrund der sich verlagernden Behälterwand muss die Grenzfläche zwischen Schmelze und Behälterwand mit aneinander vorbeigleitenden Flächen simuliert werden. Dies geschieht mit Kontakt- und Zielelementen (CONTA171 und TARGE169). Diese Elemente werden sowohl im thermischen Submodell als auch im Submodell für die Schmelzedeformation verwendet. Dazu werden ihre Freiheitsgrade, Konstanten und Optionen der jeweiligen Umgebung entsprechend festgelegt.

- Die Wärmestrahlungsvorgänge werden nach der in Kapitel 3.3.3 beschriebenen Vorgehensweise modelliert. Das Wärmestrahlungssuperelement (MATRIX50) wird zu Beginn jeder thermischen Analyse neu erzeugt, um der sich verändernden Hohlraumgeometrie (innere weiße Zone in Bild 4.15) Rechnung zu tragen. Falls keine Isolation und keine verschmierte Zone modelliert wird (s.o.), wird der Wärmestrahlungshohlraum durch Behälterdeckel, Behälterwand und Schmelzoberfläche gebildet. Bild 4.16 zeigt die Form und Lage des Superelements zu Beginn (schwarz) und am Ende (grau) einer PESCOTA-Rechnung für ein FOREVER-Szenario. Der unten links dargestellte Koordinatenursprung gibt die Lage des globalen PESCOTA-Koordinatensystems wieder, welches sich am tiefsten Punkt der unverformten Behälterinnenseite befindet. Das ebenfalls dargestellte lokale Koordinatensystem „20“ bezeichnet den Mittelpunkt der unverformten Bodenkalottenhalbkugel und liegt damit auf der Höhe der Verbindung zwischen Kalotte und Zylinder.
- Auf der Außenseite des Behälters müssen sowohl Wärmestrahlung als auch Konvektion berücksichtigt werden. Da an der freien Oberfläche der verwendeten Temperaturelemente (PLANE55) nur eine Randbedingung aufgebracht werden kann, wurden die Knoten an der Behälteraußenseite zusätzlich mit Oberflächeneffektelementen (SURF151) vernetzt. Diese Elemente berücksichtigen den Wärmestrahlungsaustausch mit einer Umgebung konstanter Temperatur. An den freien Oberflächen der den Festkörper simulierenden Elemente (PLANE55) wird im Falle einer trockenen Umgebung eine Konvektionsrandbedingung mit festem Wärmeübergangskoeffizienten und konstanter Umgebungstemperatur vorgegeben. Im Falle einer externen Flutung wird ein von der Temperaturdifferenz zwischen Wand und Wasser abhängiger Wärmestrom simuliert, so dass für jede Oberflächenposition ein Zusammenhang analog zur Nukijama-Kurve (vgl. Bild 2.7) gewährleistet ist.

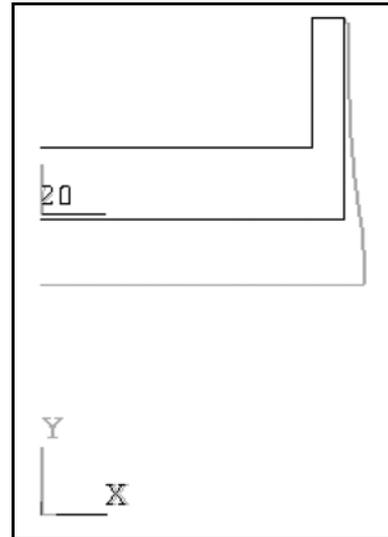


Bild 4.16: Form und Lage des Superelements.

4.4.3 Mechanisches Submodell

Für die viskoplastische Analyse der Behälterwand werden nur die Bodenkalotte und der zylindrische Teil des Behälters vernetzt. Die verwendeten 2D-Strukturelemente (PLANE182) mit jeweils 4 Knoten ermöglichen eine implizite Lösung unter Berücksichtigung großer Deformationen aufgrund des Kriechens und der plastischen Verformung. Alle Elemente in den anderen Modellzonen werden als Nullelemente deklariert.

Bild 4.17 gibt die Knotenverteilung, die Druckrandbedingung (Pfeile mit relativer Wichtung: blau niedrigerer Druck, rot höherer Druck) und die Verschiebungsrandbedingungen (türkisfarbene, verschachtelte Dreiecke: für jeden betroffenen Knoten eines). Eine Verschiebung ist hier nur entlang der Waagerechten (oberer Modellrand) bzw. der Vertikalen (Symmetrieachse) möglich. Die Farbspreizung der dargestellten Druckbelastung resultiert aus der Berücksichtigung des zusätzlichen hydrostatischen Drucks, der durch die flüssige Schmelze verursacht wird. Zusätzlich zu den mechanischen Basislasten wird die Folgelast der aktuellen Temperaturverteilung aus der letzten thermischen Analyse aufgebracht. Die weitere Modellierung ist analog zur Beschreibung in Abschnitt 0.

Wie die spätere Analyse und Diskussion der Experimente und Rechnungen zeigt (vgl. Kapitel 5 und 6), dehnt bzw. verschiebt sich die Bodenkalotte unter den hier betrachteten Bedingungen nach unten und nach außen. Diese Verschiebung kann durch möglicherweise vorhandene Strukturen in der Umgebung bzw. in der Reaktorgrube behindert werden. Für die Simulation des Kontakts und der Kraftübertragung mit umgebenden Strukturen wird ein frei wählbarer Bereich an der Außenseite der Bodenkalotte mit 2D-Punkt-zu-Grund-Kontaktelementen vernetzt (CONTAC26, vgl. Kapitel 7.2).

Bei der Aktivierung dieser Option werden in der Voreinstellung alle Knoten zwischen 5° und 45° mit diesen Kontaktelementen vernetzt. Eine weitere Voreinstellung betrifft den simulierten Abstand zwischen Kalottenaußenseite und umgebender Struktur. Als Standard sind hier im Fall FOREVER 7 mm und im prototypischen Fall 15 mm vorgegeben. Wird kein Kontakt simuliert, sind diese Kontaktelemente in jedem Submodell Null-elemente und der Behälter wird in seiner Ausdehnung nicht behindert.

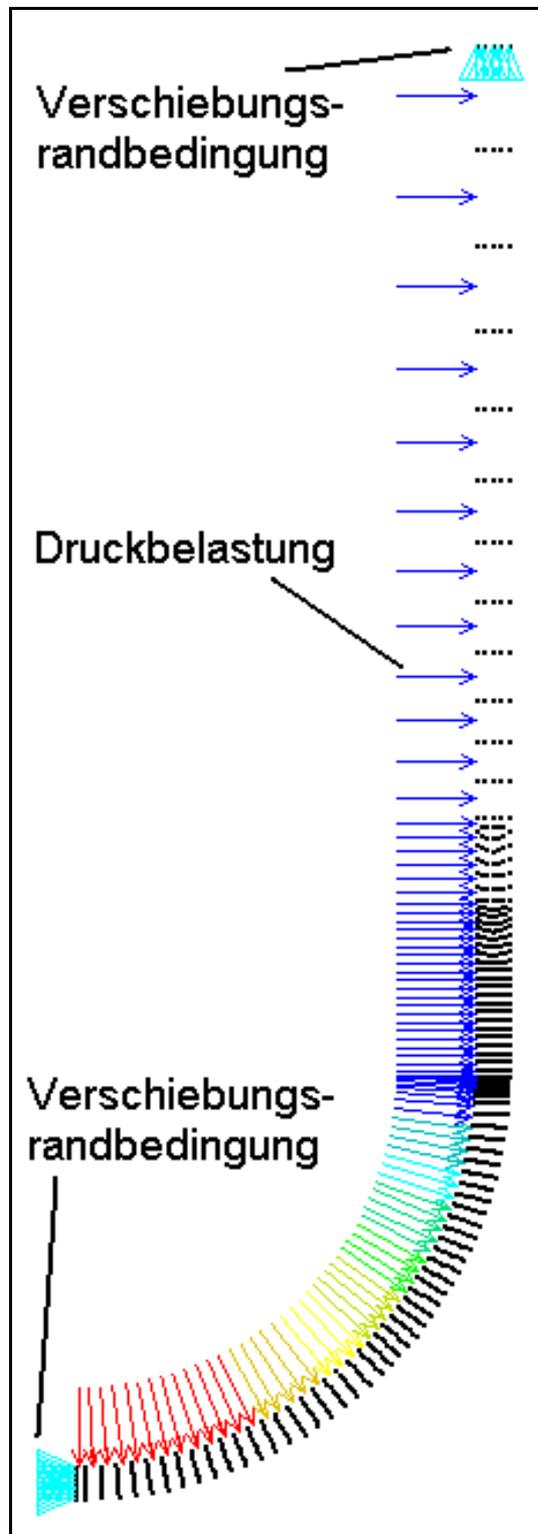


Bild 4.17: Knotenplot mit Druck- und Verschiebungsrandbedingungen.

4.4.4 Submodell für die Schmelzedeformation

Für die Simulation des absinkenden Schmelzesees und einer möglichen Spaltbildung zwischen Schmelzestruktur und Behälterwand wurde ein zweites mechanisches Submodell entwickelt. Ausgehend von der letzten mechanischen Lösung für die Behälterwand wird die Kontur der Innenseite der Wand durch Zielflächelemente (TARGE169) simuliert. In Bild 4.18 sind die aufgrund des absinkenden Schmelzespiegels nicht benetzten Elemente rechts oben als freie Linie zu erkennen. Auf der Verlängerung dieser Linie bis zum tiefsten Punkt an der Symmetrieachse befinden sich weitere Zielflächelemente, die allerdings in Bild 4.18 durch die anliegenden Kontaktelemente (CONTA171) und die mit ihnen verbundenen, das Schmelzevolumen repräsentierenden Strukturelemente (HYPER56) nicht einzeln erkennbar sind. Die ursprüngliche Geometrie der Struktur- und Kontaktelemente wird durch das dargestellte Drahtmodell wiedergegeben. Alle anderen Elemente im Bereich der Behälterwand und der Einbauten werden als Nullelemente deklariert.

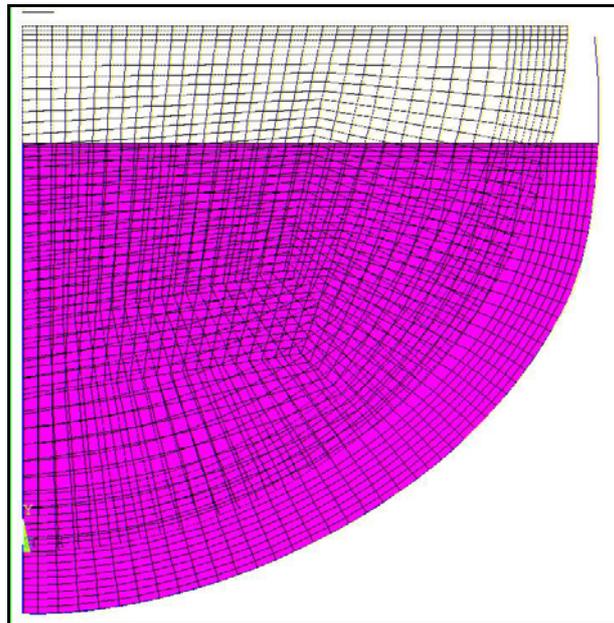


Bild 4.18: Elementplot des Submodells für die Schmelzedeformation zu Beginn einer Rechnung (Drahtmodell) und kurz vor Behälterversagen (violett).

Die das abgesunkene Schmelzegebiet repräsentierende Vernetzung wird in die nächste thermische Analyse übernommen. In dieser thermischen Analyse sind dann außerdem die optional vorhandenen Einbauten, der Behälterdeckel und die verformte Behälterwand gemeinsam zur Lösung des nächsten transienten Zeitschritts aktiviert.

4.4.5 Zusammenfassung der Submodelle und Elementtypen

In Tabelle 4.4 wird eine Übersicht zu den im PESCOTA-Modell verwendeten und in den vorhergehenden Abschnitten erwähnten ANSYS-Elementtypen gegeben. Zunächst sind die Elementtypen mit dem Freiheitsgrad Temperatur aufgeführt, danach die Typen mit Verschiebungsfreiheitsgraden und schließlich die Typen mit einem vom Submodell abhängigen Freiheitsgrad.

Aus Tabelle 4.5 wird ersichtlich, wann in welchem Submodell und in welchen Modellzonen die spezifischen Elementtypen aktiviert sind. Der in Tabelle 4.4 aufgeführte Elementtyp LINK32 wird nicht direkt in einem Submodell verwendet, sondern geht

indirekt über das Wärmestrahlungssuperelement (MATRIX50) in das thermische Submodell ein.

Tabelle 4.4: Im PESCOTA-Modell verwendete Elementtypen und -eigenschaften.

Elementtyp	Freiheitsgrad	Knotenanzahl
LINK32, 2D-Wärmeleitstab	Temperatur T	2
MATRIX50, (Wärmestrahlungs-) Superelement	Temperatur T	variabel
PLANE55, 2-D Temperaturelement	Temperatur T	4
SURF151, 2-D Oberflächeneffektelement	Temperatur T	2
CONTAC26, Punkt-zu-Grund-Kontaktelement	Translation UX, UY	3
HYPER56, 2-D Hyperelastisches Strukturelement	Translation UX, UY	4
PLANE182, 2-D Strukturelement	Translation UX, UY	4
TARGE169, 2-D Zielflächenelement	Temperatur T; Translation UX, UY	2
CONTA171, 2-D Flächen-zu-Flächen-Kontaktelement	Temperatur T; Translation UX, UY	2

Tabelle 4.5: Elementbelegungen in den verschiedenen Modellzonen und physikalischen Submodellen.

Modellzone	Thermisches Submodell	Mechanisches Submodell	Schmelzedeformation
Schmelzegebiet	PLANE55	NULL	HYPER56
Schmelzeberandung zum Behälter	CONTA171	NULL	CONTA171
Behälterberandung zur Schmelze	TARGE169	NULL	TARGE169
Behälterwand (Zylinder und Kalotte)	PLANE55	PLANE182	NULL
Kriechschemel (optional)	NULL	CONTAC26	NULL
Behälterwand (Flansch bzw. Deckel)	PLANE55	NULL	NULL
Behältereinbauten (nur FOREVER)	PLANE55	NULL	NULL
Hohlraum im Behälter	MATRIX50	NULL	NULL
Außenoberfläche der Behälterwand	SURF151	NULL	NULL

4.4.6 Die PESCOTA-Prozedur

Bild 4.19 gibt die allgemeine Struktur der PESCOTA-Prozedur wieder. Ausgehend von der Erzeugung des allgemeinen physikalischen Modells (GPE) werden das thermische Submodell, das mechanische Submodell und das Submodell für die Schmelzedeformation definiert. Danach wird ein stationäres Temperaturfeld für die unverformte Behältergeometrie bestimmt und die berechneten Temperaturen für jeden Knoten gesondert gespeichert, da eine Wiederverwendung der erzeugten Matrizen und Files nach der in den beiden folgenden mechanischen Submodellen be-

stimmten Netzverformung nicht möglich ist. Alle Informationen des thermischen Submodells werden gespeichert und das Submodell wird verlassen.

Nach Einlesen des mechanischen Submodells zur Analyse der Behälterwanddeformation wird eine Lösung für die thermische Ausdehnung des Behälters unter Berücksichtigung des Eigengewichts von Schmelze und Behälter ermittelt. Das Netz der Behälterwand wird dann für die thermische Analyse auf die im mechanischen Submodell berechneten Verschiebungen verlagert, d.h., dass sich die Koordinaten eines jeden Knotens für die folgenden Analysen zusammensetzen aus den ursprünglichen Koordinaten und der berechneten Verschiebung. Dadurch wird sichergestellt, dass

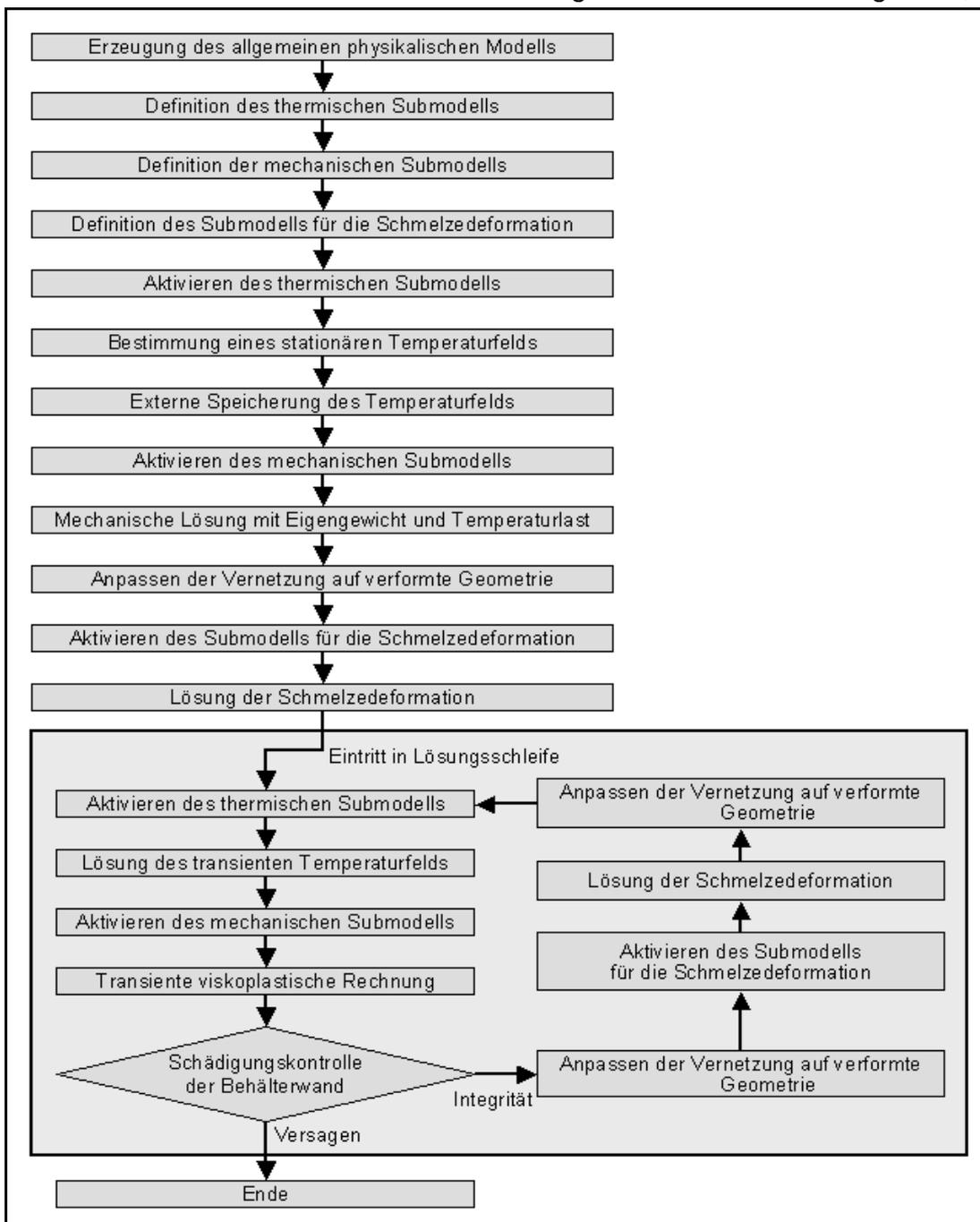


Bild 4.19: Schema der PESCOTA-Prozedur.

immer die jeweils aktuelle Geometrie des Behälters im Rechenmodell berücksichtigt ist. Obwohl die Zielflächenelemente (TARGE169) in diesem Submodell als Nullelemente definiert sind, erstreckt sich dieser Vorgang auch auf deren Geometrie, da die entsprechenden Knoten der Innenwand verschoben werden. Schließlich werden alle Informationen zum mechanischen Submodell gespeichert und das Submodell wird verlassen.

Nach Einlesen des Submodells zur Schmelzedeformation wird unter Berücksichtigung des Eigengewichts der Schmelze, der Kontur der Behälterinnenwand und des auf die Schmelzeoberfläche wirkenden Behälterinnendrucks die Deformation der Schmelze bestimmt. Die Vernetzung des Schmelzegebiets wird auf die neue verlagerte Position verschoben. Vor dem Verlassen des Submodells werden alle Informationen des Submodells für die Schmelzedeformation gespeichert.

Nachdem für jedes Submodell jeweils eine Lösung vorliegt, was dem Ausgangszustand des betrachteten Szenarios entspricht, tritt der PESCOTA-Algorithmus in eine Lösungsschleife ein. In dieser Schleife wird jeweils zuerst das transiente Temperaturfeld gelöst, dann die transiente viskoplastische mechanische Lösung bestimmt und schließlich die Schmelzedeformation simuliert.

Nach der Aktivierung des thermischen Submodells werden für die thermische Analyse jeweils zwei Lastschritte gerechnet. Im ersten Lastschritt wird das extern gespeicherte Temperaturfeld der letzten Lösung auf die neue Geometrie übertragen, während der zweite Lastschritt die tatsächliche transiente Lösung des aktuellen globalen Zeitschritts beinhaltet.

Nach der Aktivierung des mechanischen Submodells wird für die Lösung des mechanischen Submodells jeweils die Verschiebung des Netzes rückgängig gemacht, da nur so die Informationen über die tatsächliche „Deformationsgeschichte“ erhalten werden können und ein vollständiger Restart, ausgehend von der letzten mechanischen Lösung, möglich ist. Jeweils nach der transienten viskoplastischen Rechnung wird geprüft, ob die maximale berechnete Schädigung im Modell ein definiertes Limit erreicht hat. Falls das Limit erreicht oder überschritten ist, wird die Lösungsschleife verlassen. Falls das Limit noch nicht erreicht ist, wird Integrität des Bauteils unterstellt und die Vernetzung auf die verformte Geometrie verschoben.

Nach der Aktivierung des Submodells für die Schmelzedeformation erfolgt die Berechnung einer Lösung. Diese ist immer eine statische Lösung, d.h., die Lösung ist unabhängig von der tatsächlichen Schrittweite der globalen PESCOTA-Lösungsschleife. Nach der Lösung erfolgt eine Verschiebung des Netzes für das Schmelzegebiet auf die verformte Geometrie. Mit den verformten Netzen aus der viskoplastischen mechanischen Rechnung und aus der Schmelzedeformationsrechnung ist die Vernetzung für die nächste thermische Rechnung gegeben.

Der höchste Schädigungsgrad in der mechanischen Rechnung ist das Ausstiegskriterium für die Lösungsschleife. Insbesondere bei höheren Schädigungsgraden ($>0,5$)

wird mit einer zu großen Zeitschrittgröße keine Konvergenz erreicht, unter anderem, weil in diesem Stadium die Wanddicke signifikant abgenommen hat und damit höhere Spannungen und höhere Dehnraten auftreten. Im PESCOTA-Modell wird daher die Definition von ein oder zwei Zwischenschädigungsstufen (z. B. 0,4 und 0,7) ermöglicht. Nach Erreichen einer Zwischenschädigungsstufe wird eine kleinere Zeitschrittgröße für die globale PESCOTA-Schleife vorgegeben. Diese Vorgehensweise ermöglicht gleichzeitig die Berücksichtigung der sich zeitlich verstärkenden Rückkopplungseffekte zwischen thermischer und mechanischer Analyse. Liegt der maximale Schädigungsgrad eines Elements über „1“, wird die Lösungsschleife endgültig verlassen. Der Behälter hat dann zwar im Modell noch nicht über der ganzen Wanddicke bzw. über alle Elementschichten versagt, aber im Vergleich zum bisherigen Zeitmaßstab, der in der Regel in Stunden gemessen wird, erfolgt der weitere Versagensfortschritt mit wesentlich höherer Geschwindigkeit. Das heißt, dass nach Versagen bzw. Deaktivierung des ersten Elements ein vollständiges Versagen im Minuten- oder Sekundenmaßstab eintritt. Da das Modell aufgrund seiner Vernetzung nicht dazu geeignet ist, quantitative Aussagen zum exakten Versagensfortschritt an der Bruchstelle zu liefern, wird die Rechnung hier beendet. Für die exakte Modellierung der Rissausbreitung wäre eine andere Vorgehensweise erforderlich, in dieser Arbeit sollen jedoch die grundsätzliche Versagensposition und -zeit ermittelt werden.

Im Falle der FOREVER-Experimente wird schließlich die thermische Rückdehnung des Behälters auf ein Umgebungstemperaturniveau von 300 K bestimmt, um die experimentellen Wanddickenbefunde, die an herausgetrennten Behältersegmenten gemessen wurden, zur Validierung heranziehen zu können.

Im Rahmen der Modellvalidierung wurde auch der Einfluss der globalen Zeitschrittgröße für die Kopplung untersucht. Aufgrund des transienten Kriechvorgangs und der damit verbundenen Behälterdeformation und Schmelzespiegelabsenkung sollten die globalen Zeitschritte für die Kopplung klein sein. Andererseits verlangt der numerische Aufwand, die Zahl der Kopplungen zu begrenzen. In einer Sensitivitätsanalyse zur Zeitschrittgröße ergab sich, dass eine anfängliche globale Zeitschrittgröße von 300 s ausreichend ist (vgl. Referenzrechnung in Abschnitt 6.1). In der Vergleichsrechnung wurde mit einer Schrittgröße von 100 s anstatt der 300 s in der Referenzrechnung gerechnet. Alle anderen Parameter entsprachen der Referenzrechnung. Die Temperaturen zu Beginn der Analyse sind mit den aus der Referenzrechnung bekannten Werten identisch (s. Tabelle 6.2). Die maximale Behälterwandtemperatur zum Versagenszeitpunkt stimmt ebenso mit der Referenzrechnung überein. Die Versagenszeit wird mit 20.900 s unwesentlich früher erreicht, was zum Teil auf eine geringere Überschreitung des Ausstiegskriteriums „Schädigung“ zurückzuführen ist, da eine kleinere Zeitschrittweite geringere Schädigungsinkremente zwischen zwei mechanischen Lösungen impliziert. Der Einfluss der Zeitschrittweite liegt damit im Bereich von 1 %, was im Vergleich zu anderen nicht numerischen Einflussgrößen als vernachlässigbar gelten kann.

5 Validierung des numerischen Modells

Während und nach der Entwicklung und Implementierung der verschiedenen in Kapitel 4 beschriebenen numerischen Modelle und Materialdaten erfolgte eine Validierung an Hand von Vergleichsrechnungen mit verschiedenen Experimenten. Wie in Abschnitt 2.2.2.4 beschrieben, lassen sich die Experimente zur Validierung in 3 Dimensionsstufen einteilen. Der in den Experimenten verwendete Stahl ist jeweils in Klammern angegeben:

- Zunächst belegt ein Vergleich zwischen den als 1-dimensional bezeichneten Zugversuchen des REVISA-Programms (16MND5) und den entsprechenden Rechnungen, dass das elastisch-viskoplastische Verhalten, das mit der erzeugten Datenbasis berechnet wird, in der Regel als konservativ bezeichnet werden kann.
- In der nächsten Stufe werden zwei sogenannte Rohrversagensexperimente zur Validierung herangezogen: der RUPATHER-14-Test (16MND5) und der MPA-Meppen-Test (20 MnMoNi 5 5).
- Als sogenannte 3-dimensionale Experimente werden die FOREVER-Experimente (16MND5 und SA 533 B1) zur Validierung verwendet. Das Modell ist unter der Annahme einer Rotationssymmetrie weiterhin zweidimensional.

Bei der Validierung der Materialdatenbasis wurde auch untersucht, inwieweit sich chemisch sehr ähnliche RDB-Stähle unter den betrachteten Bedingungen mechanisch ähnlich verhalten und deswegen mit einer einheitlichen Datenbank simuliert werden können. Denn einerseits ist die Anzahl der zur Verfügung stehenden Experimente für die einzelnen Stähle, Anordnungen und Belastungen begrenzt, und andererseits zeigt sich, dass die Unterschiede im mechanischen Verhalten innerhalb einer Stahlsorte zumindest in derselben Größenordnung liegen, wie die Unterschiede der hier betrachteten niedriglegierten Stähle untereinander (vgl. Abschnitt 2.2.2.3).

Die FOREVER-Experimente dienen nicht nur der Validierung der mechanischen Modelle, sondern auch der Validierung der thermischen Modelle und der Kopplung zwischen beiden. Die Validierung der thermischen Modelle ist teilweise bereits in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.4 beschrieben.

5.1 Einachsige Kriechversuche

Das Kriechmodell und die Kriechdatenbasis wurden parallel zu ihrer Entwicklung an Hand der einachsigen Kriechversuche des REVISA-Programms /SAI 1998/ validiert. Prinzipiell lassen sich individuelle Kriechversuche beliebig genau nachrechnen, wenn das Kriechmodell oder die Kriechdatenbasis entsprechend angepasst werden (vgl.

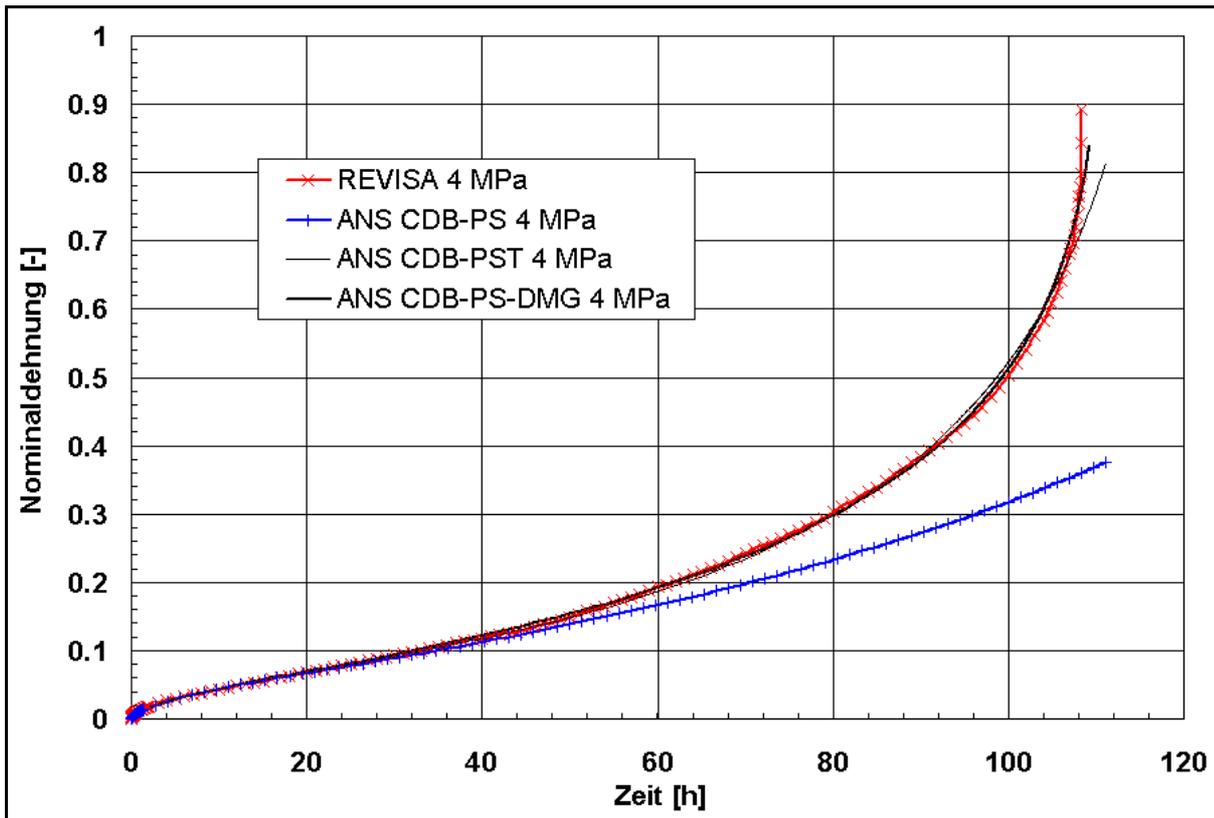


Bild 5.1: Kriechversuch bei 1100 °C und einer Nominalspannung von 4 MPa des REVISA-Projekts sowie ANSYS-Rechnungen mit unterschiedlicher Modellierung des tertiären Bereichs.

Abschnitt 4.1.4.2). In Bild 5.1 ist dies für einen REVISA-Test mit einer Nominalspannung von 4 MPa bei einer Temperatur von 1.100 °C demonstriert.

Die Kurve „REVISA 4 MPa“ gibt den Verlauf im Test wieder. Ausgehend von einer Anpassung der Kriechdatenbasis im primären und sekundären Bereich, der hier etwa bis zu einer wahren Dehnung von 10 % reicht, wurde in den Rechnungen der tertiäre Bereich mit verschiedenen Ansätzen modelliert. Die Kurve „ANS CDB-PS 4 MPa“ stellt das numerische Ergebnis dar, das sich ergibt, wenn eine Fortdauer der sekundären Kriechdehnrate für größere Dehnungen in der Datenbasis abgelegt ist. Es ist zu erkennen, dass die vom Code berücksichtigte geometrische Kriechbeschleunigung aufgrund der Abnahme des Probenquerschnitts nicht ausreicht, um das tertiäre Verhalten richtig zu beschreiben.

Wesentlich besser wird der tertiäre Bereich beschrieben, wenn in der Kriechdatenbank eine Erhöhung der Dehnrate mit steigender Dehnung vorgegeben wird (entspricht $d_3 > 0$ in Gl. (2.15), Kurve „ANS CRDB-PST 4 MPa“). Allerdings ist es schwierig den besten Dehnraten-Dehnungs-Zusammenhang zu ermitteln (vgl. Abschnitt 4.1.4.2), so dass kurz vor Versagen der Probe eine leichte Abweichung festzustellen ist, die jedoch für die Versagenszeit insgesamt nicht relevant ist.

Die beste Übereinstimmung wird mit der Schädigungskopplung (vgl. Abschnitt 4.1.4.2, Gl. (4.10)) erzielt („ANS CRDB-PS-DMG 4 MPa“). Deswegen wird in dieser

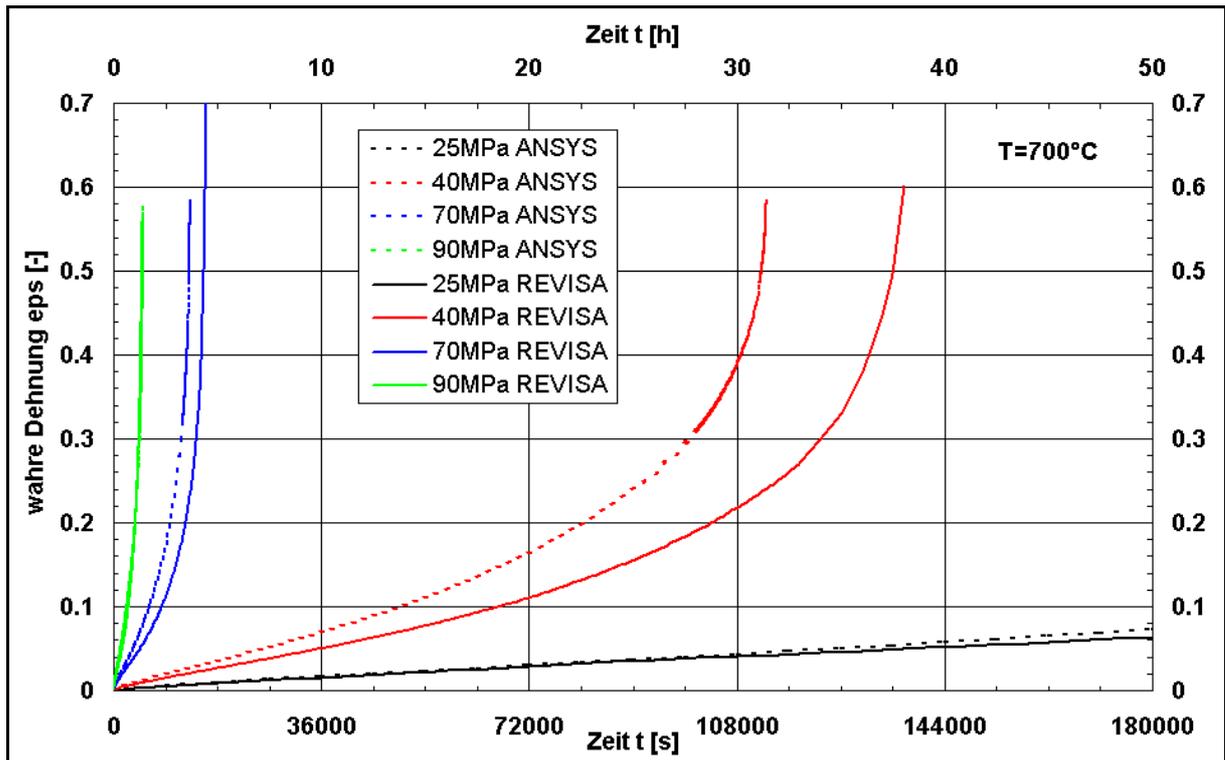


Bild 5.2: Vergleich des in den REVISA-Tests experimentell ermittelten Kriechverhaltens für den Stahl 16MND5 und des mit der erzeugten Kriechdatenbasis berechneten Kriechverhaltens für ein Temperaturniveau von 700°C .

Arbeit in der Regel dieses Modell mit der entsprechenden Kriechdatenbasis verwendet.

Die genaue Anpassung aller REVISA-Tests wurde bei der Entwicklung der Kriechdatenbasis nicht angestrebt, unter anderem, weil für jedes Spannungs-Temperatur-Niveau nur ein Versuch durchgeführt wurde (vgl. Abschnitt 2.2.2.3). Stattdessen wurde wegen der zu erwartenden Streuung in der Kriechdatenbasis ein konservatives Verhalten im Vergleich zu den REVISA-Kriechversuchen zugrundegelegt. Bild 5.2 zeigt das gemessene Kriechverhalten und die sich mit der verwendeten Kriechdatenbasis ergebenden Kriechkurven für verschiedene Spannungen bei einer Temperatur von 700°C . Der Vergleich der numerischen Simulationen mit allen zur Verfügung stehenden Kriechversuchen des REVISA-Programms wird in Bild 10.13 bis Bild 10.20 im Anhang dargestellt.

Aufgrund der hier beschriebenen prinzipiell konservativen Auslegung der Kriechdatenbasis ist für die Simulation komplexerer Kriechvorgänge ebenfalls ein konservatives Verhalten zu erwarten, sofern die simulierten Temperaturen tatsächlich mit den realen Temperaturen übereinstimmen.

5.2 Übertragbarkeit der Materialdatenbasis

Für die Reaktordruckbehälter von Leichtwasserreaktoren werden niedriglegierte, vergütete Feinkornbaustähle verwendet. Je nach Standort und Bauzeit des Kraftwerks befinden sich unterschiedliche Stähle im Einsatz. Da die Entwicklung der LWR und die damit verbundene Werkstoffentwicklung ihren Ursprung in den USA hat, lehnen sich die in anderen westlichen Ländern verwendeten Werkstoffe und Werkstoffnormen an die amerikanische ASTM-Norm (American Society for Testing and Materials) an. In den Regelwerken werden zum einen Grenzen für die chemische Zusammensetzung und zum anderen die anzuwendende Wärmebehandlung vorgegeben. In der Literatur wird häufig auf eine Entsprechung zwischen dem dort beispielsweise betrachteten französischen oder deutschen Stahl und einer amerikanischen Norm verwiesen /AZO 1996/, /RUO 1996/, /KRI 1999/, /MER 2002/, wobei die Angaben teilweise differieren. Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht zur vorgeschriebenen chemischen Zusammensetzung in den entsprechenden Normen (fett dargestellt). Angegeben sind jeweils die unteren (sofern vorgegeben) und die oberen Grenzwerte der wichtigsten Elemente.

In dieser Arbeit ist von Interesse, inwieweit es möglich ist, eine gemeinsame Materialdatenbasis für die verschiedenen Stähle zu verwenden. Der amerikanische Stahl SA 533 B1, der beispielsweise für den RDB von TMI und in den LHF- und OLHF-Experimenten verwendet wurde, wird für den deutschen Stahl 20 MnMoNi 5 5 als vergleichbar angesehen /RUO 1996/. Merkert /MER 2002/ ordnet den deutschen Stahl als vergleichbar zum amerikanischen SA 508 Cl.3 ein. Diesen Stahl bezeichnen Masson et al. /MAS 2002/ wiederum als vergleichbar mit dem französischen Stahl 16MND5, der in französischen DWR, den meisten FOREVER-Experimenten und den RUPATHER-Experimenten verwendet wurde. Der in deutschen LWR verwendete Stahl mit der deutschen Bezeichnung 22 NiMoCr 3 7, behandelt in der Risiko-studie B /GRS 1989/, wird als vergleichbar zum amerikanischen SA 508 Cl.2 eingeordnet /AZO 1996/. Allgemein lässt sich feststellen, dass die chemische Zusammensetzung in den verschiedenen Normen relativ äquivalent ist, wobei die größten Unterschiede für die Legierungselemente Mangan und Nickel bestehen.

Die Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die chemische Zusammensetzung der Stähle in den verschiedenen Experimenten. EC3b und EC4 sind FOREVER-Tests, die in Abschnitt 5.4 behandelt werden (vgl. auch Tabelle 5.3). In der Tabelle sind auch die Materialwerte des betrachteten RUPATHER-Experiments /MON 1999/ sowie der LHF- und OLHF-Versuche /CHU 1999/, /MON 2000/ aufgeführt. Je nach Entnahmeort der untersuchten Probe und des angewendeten Analyseverfahrens muss mit leichten Abweichungen in der chemischen Zusammensetzung gerechnet werden. So stammen beispielsweise die Werkstücke für das FOREVER-EC4 und die OLHF-Tests aus derselben Charge. Die jeweiligen Massenanteile der Elemente Phosphor, Schwefel und Chrom scheinen das zu belegen, während insbesondere die Messwer-

te für Nickel, Molybdän und Kupfer Abweichungen von mehr als 10 % aufweisen. Allgemein gilt, dass die Elemente Phosphor, Schwefel und Kupfer als Verunreinigungselemente bezeichnet werden, während die übrigen in der Tabelle aufgeführten Elemente als Legierungselemente bezeichnet werden. Es lässt sich jedoch festhalten, dass alle Materialchargen weitestgehend der ASTM Norm SA 533 B1 entsprechen. Lediglich bei den Elementen Chrom und Nickel weisen die Proben teilweise etwas höhere Gehalte auf, als nach der Norm vorgesehen ist.

Tabelle 5.1: Zulässige und tatsächliche chemische Zusammensetzung der verschiedenen betrachteten Stähle. (RCCM: französische Norm; VdT: VdTÜV-Werkstoffblatt 366; „...“: keine Angabe)

Gewichtsanteile [%]	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	Mo	Cu
16MND5 RCCM min	...	0,100	1,150	0,500	0,450	...
16MND5 RCCM max	0,200	0,300	1,550	0,008	0,008	0,250	0,800	0,550	0,080
RUPHTER (16MND5)	0,170	0,251	1,440	0,004	0,002	0,200	0,750	0,510	0,010
FOREV EC2 (16MND5)	0,141	0,232	1,230	0,010	0,004	0,252	0,510	0,463	0,090
FOREV EC3b (16MND5)	0,138	0,230	1,190	0,009	0,004	0,251	0,523	0,466	0,091
20MnMoNi55 KTA min	0,170	0,150	1,300	0,500	0,400	...
20MnMoNi55 KTA max	0,230	0,300	1,500	0,012	0,008	0,200	0,800	0,550	0,120
MPA (20 MnMoNi 5 5)	0,210	0,240	1,480	0,008	0,005	0,200	0,800	0,520	0,070
SA 533 B1 ASTM min	...	0,130	1,070	0,370	0,410	...
SA 533 B1 ASTM max	0,250	0,450	1,620	0,035	0,035	...	0,730	0,640	...
FOREV EC4 (SA533 B1)	0,155	0,252	1,120	0,012	0,001	0,046	0,417	0,424	0,028
LHF (SA 533 B1)	0,170	0,200	1,220	0,006	0,010	0,100	0,670	0,550	0,009
OLHF (SA 533 B1)	0,172	0,286	1,290	0,013	0,001	0,046	0,520	0,490	0,021
SA 508 Cl. 2 ASTM min	...	0,150	0,500	0,250	0,500	0,550	...
SA 508 Cl.2 ASTM max	0,270	0,400	1,000	0,025	0,025	0,450	1,000	0,700	...
SA 508 Cl. 3 ASTM min	...	0,150	1,200	0,400	0,450	...
SA 508 Cl. 3 ASTM max	0,250	0,400	1,500	0,025	0,025	0,250	1,000	0,600	...
22NiMoCr37 VdT min	0,170	0,100	0,500	0,008	0,008	0,250	1,200	0,500	0,120
22NiMoCr37 VdT max	0,230	0,350	1,000	0,020	0,015	0,500	1,400	0,620	0,200
15Mo3 DIN 17 177 min	0,120	0,170	0,500	0,250	...
15Mo3 DIN 17 177 max	0,200	0,370	0,800	0,040	0,040	0,350	...

Der zweite wesentliche Einflussfaktor auf die Festigkeitseigenschaften der RDB-Stähle im Ausgangszustand, d.h. vor einer Belastung bei hohen Temperaturen, ist die Wärmebehandlung. Von ihr hängt die sich einstellende Gefügestruktur des Werkstücks ab. In Tabelle 5.2 sind die Behandlungsvorschriften der deutschen und französischen Regelwerke für die entsprechenden Stähle angegeben. Diese

Wärmebehandlungen wurden jeweils für die Werkstücke aus den entsprechenden Stählen im Vorfeld der betrachteten Experimente durchgeführt. Zusätzlich sind in der Tabelle die geforderten Festigkeitseigenschaften angegeben. Für alle hier genannten RDB-Stähle wird eine bainitische Gefügestruktur angestrebt /RUO 1996/, /SAI 1998/. Diese Struktur wurde bei den metallographischen Nachuntersuchungen im FZR auch als Ausgangsgefüge für die FOREVER-Tests festgestellt /MUL 2000/, /MUL 2001/.

Aufgrund der Unterschiede in der Wärmebehandlung ist die Festigkeit von 16MND5 geringfügig niedriger als die von 20 MnMoNi 5 5, dafür weist 16MND5 eine etwas höhere Duktilität auf.

Tabelle 5.2: Wärmebehandlung und mechanische Eigenschaften bei Raumtemperatur (RT) für 16MND5 und 20 MnMoNi 5 5; WK – Wasserkühlung, LK – Luftkühlung, OK – Ofenkühlung.

Material	16MND5	20 MnMoNi 5 5
Abschrecken	885 °C (8,7 h); WK	920°C (6,5h); WK
Anlassen	644 °C (9 h); LK	657 °C (9 h); LK
Spannungsarmglühen	623 °C (6,3 h); OK	k. A.
Mikrostruktur	bainitisch	bainitisch
Streckgrenze (bei RT)	473 ... 488 MPa	567 ... 624 MPa
Zugfestigkeit (bei RT)	620 ... 724 MPa	635 ... 726 MPa
Elongation (bei RT)	25 %	22 %
Einschnürung (bei RT)	73 %	64 ... 69 %

Aus den bisherigen Ausführungen wird deutlich, dass sich die einzelnen Stähle unterscheiden. In Abschnitt 2.2.2.3 wurde bereits gezeigt, dass die Streuung selbst innerhalb einer Stahlsorte von Charge zu Charge in der gleichen Größenordnung liegt wie zwischen unterschiedlichen Proben der hier erfassten RDB-Stähle (vgl. Bild 2.6 auf S. 23). Hinzu kommt, dass der Einfluss der Wärmebehandlung bei Temperaturen oberhalb der Austenitisierungstemperatur (ca. 1.150 K), wie sie insbesondere bei den FOREVER-Experimenten und in Teilbereichen des prototypischen Szenarios vorherrschen, relativ schnell zurückgeht bzw. aufgehoben wird. Somit sollten verschiedene Stähle bei genügend konservativer Auslegung der Datenbasis in begrenztem Umfang mit einem Modell behandelt werden können.

Einen weiteren Beleg für die Zulässigkeit dieser Annahme zeigt der Vergleich der Festigkeiten in Bild 4.6 auf Seite 66. Hier sind von der MPA /OBS 1989/ und von der CEA /SAI 1998/ ermittelte Festigkeitswerte für 20 MnMoNi 5 5 bzw. 16MND5 dargestellt: Die beiden Kurven für den deutschen Stahl wurden mit Dehnraten von 2,5 bzw. 50 %/min ermittelt, während die Dehnraten für den französischen Stahl 1 %/min betrug. Der Vergleich zwischen den Werten für die beiden Stähle lässt sowohl die Aussagen über den Zusammenhang zwischen Dehnraten und Festigkeit im Allgemeinen (vgl. Abschnitte 2.2.2.2 und 4.1.4.1) als auch zur Ähnlichkeit der beiden Stähle plausibel erscheinen. Die Kriecheigenschaften der beiden Stähle wurden von Krieg et al.

/KRI 1999/ untersucht. Es ergab sich eine prinzipielle Vergleichbarkeit im untersuchten Temperaturbereich von 750 °C bis 850 °C.

5.3 Rohrversagensexperimente

Zum Zwecke der Validierung des numerischen Modells wurden auch Posttest-Rechnungen für sogenannte Rohrversagensexperimente durchgeführt. Die Motivation für die Durchführung solcher Experimente liegt darin, Erkenntnisse über das Kriechverhalten der betrachteten Stähle unter komplexeren Spannungszuständen als in den einachsigen Zugversuchen zu gewinnen.

Im Vergleich zu den einachsigen Zugversuchen und den sehr komplexen FOREVER-Experimenten stellen die Rechnungen zu den Rohrversagensexperimenten eine Zwischenstufe dar. Denn während bei der Simulation von einachsigen Zugversuchen davon ausgegangen werden kann, dass die gemessenen Temperaturen tatsächlich homogen in der Probe vorliegen, führen die weder durch Messungen (vgl. Abschnitt 3.3.5) noch durch Rechnungen exakt bestimmbar Temperaturfelder (vgl. Abschnitt 5.4.2.1) bei den integralen FOREVER-Experimenten zu großen Unsicherheiten im gesamten thermo-mechanischen Verhalten. Es bestand die Erwartung, dass das Problem einer exakten Ermittlung des Temperaturfelds bei Posttest-Rechnungen für die Rohrversagensexperimente in geringerem Umfang auftreten würde und dass damit eine Analyse der rein mechanischen bzw. materialtechnischen Effekte möglich würde. Es treten allerdings auch hier signifikante Unsicherheiten im transienten Temperaturfeld auf, wie im Folgenden diskutiert wird.

5.3.1 Die RUPATHER-Experimente

Das betrachtete RUPATHER-14-Experiment wurde von der CEA in Frankreich durchgeführt /MON 1999/. In Bild 5.3 sind die wesentlichen geometrischen Daten dieses in horizontaler Ebene rotationssymmetrisch aufgebauten Experiments wiedergegeben. Die dargestellte vertikale Anordnung der externen Induktionsspule verursachte ein Temperaturfeld in dem Rohr aus 16MND5, dessen Verteilung rotationssymmetrisch zu

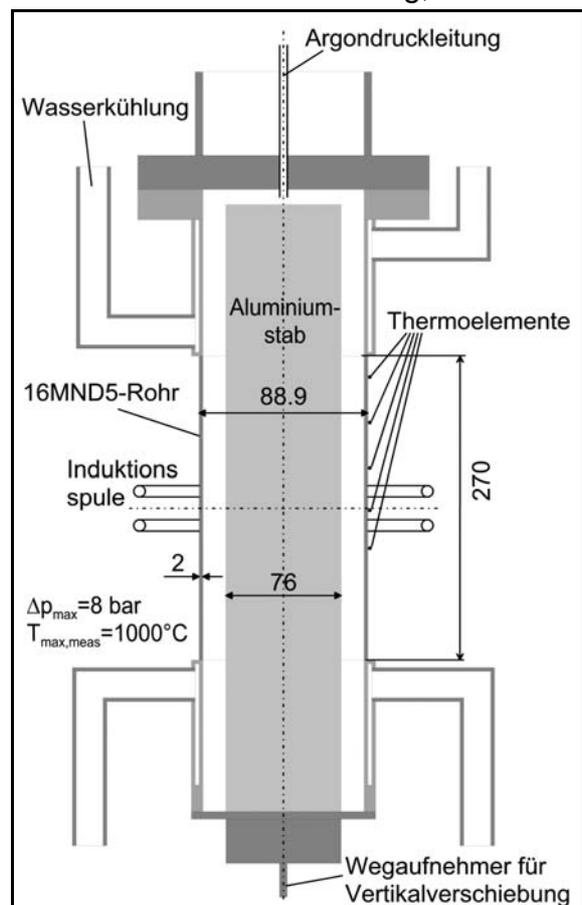


Bild 5.3: Aufbau und Abmessungen des RUPATHER- Experiments.

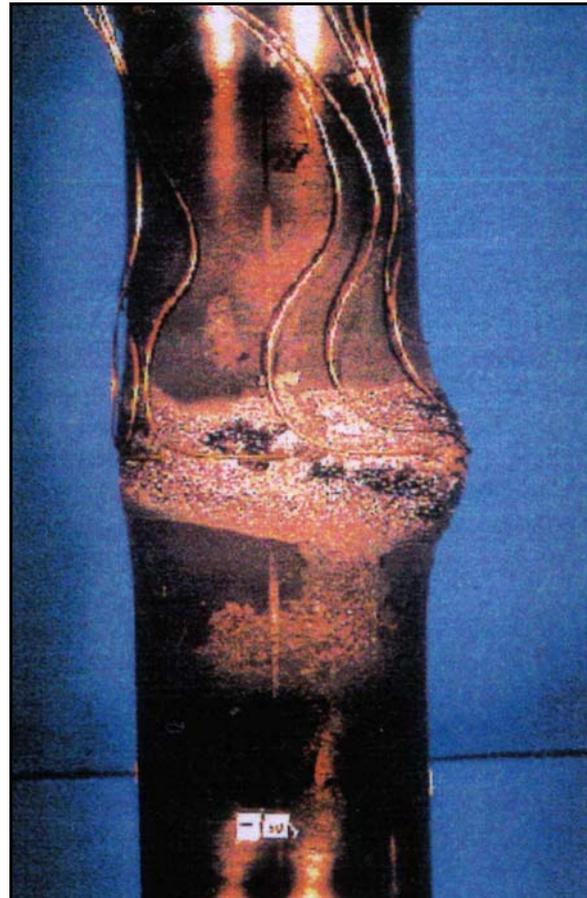
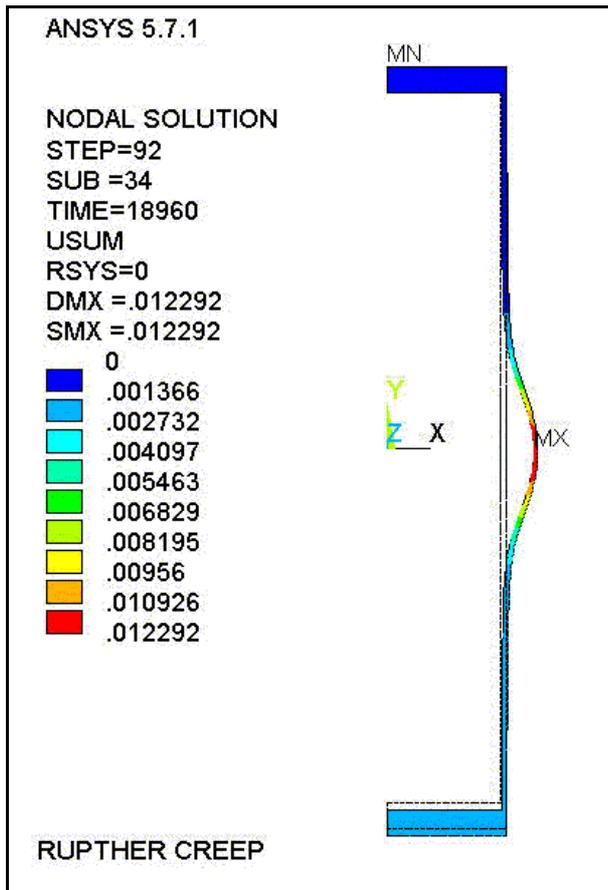


Bild 5.4: ANSYS-Simulation des RUP-THER-Experiments, Verschiebung [m] des Rohrs.

Bild 5.5: Aufnahme des RUP THER-14-Rohrs nach Versuchsende.

erwarten ist. In vertikaler Richtung stellt sich ein glockenförmiger Temperaturverlauf ein, dessen Maximum sich in der Mitte der Induktionsspule befinden sollte. Für das Temperaturfeld liegen somit 2 Symmetrien vor: eine Rotationssymmetrie um die vertikale Achse des Rohres und eine Spiegelsymmetrie in bezug auf die horizontale Ebene in der Mitte der Anordnung.

Die aus dem beschriebenen Temperaturfeld resultierende Kriechverformung bei einer Innendruckbelastung kann daher so erwartet werden, wie sie in Bild 5.4 beispielhaft für eine ANSYS-Rechnung dargestellt ist. Bild 5.5 ermöglicht den Vergleich mit dem experimentellen Befund. Für die Versagensposition ergibt sich in Experiment und Rechnung eine vertikal zentrierte Lage. Im Experiment hat sich jedoch keine rotationssymmetrische Verformung eingestellt. Wird die Seite mit den größten Verformungen und der Versagensstelle im Experiment mit der berechneten Verformung des rotationssymmetrischen Modells verglichen, stimmen Verformung und Versagensposition quantitativ sehr gut überein.

Bild 5.6 gibt den geplanten Temperatur- und Druckbelastungsverlauf und die gemessene beziehungsweise berechnete Durchmesserzunahme in der Mitte des Rohres wieder. In den Rechnungen wurde das Temperaturfeld nicht numerisch ermittelt,

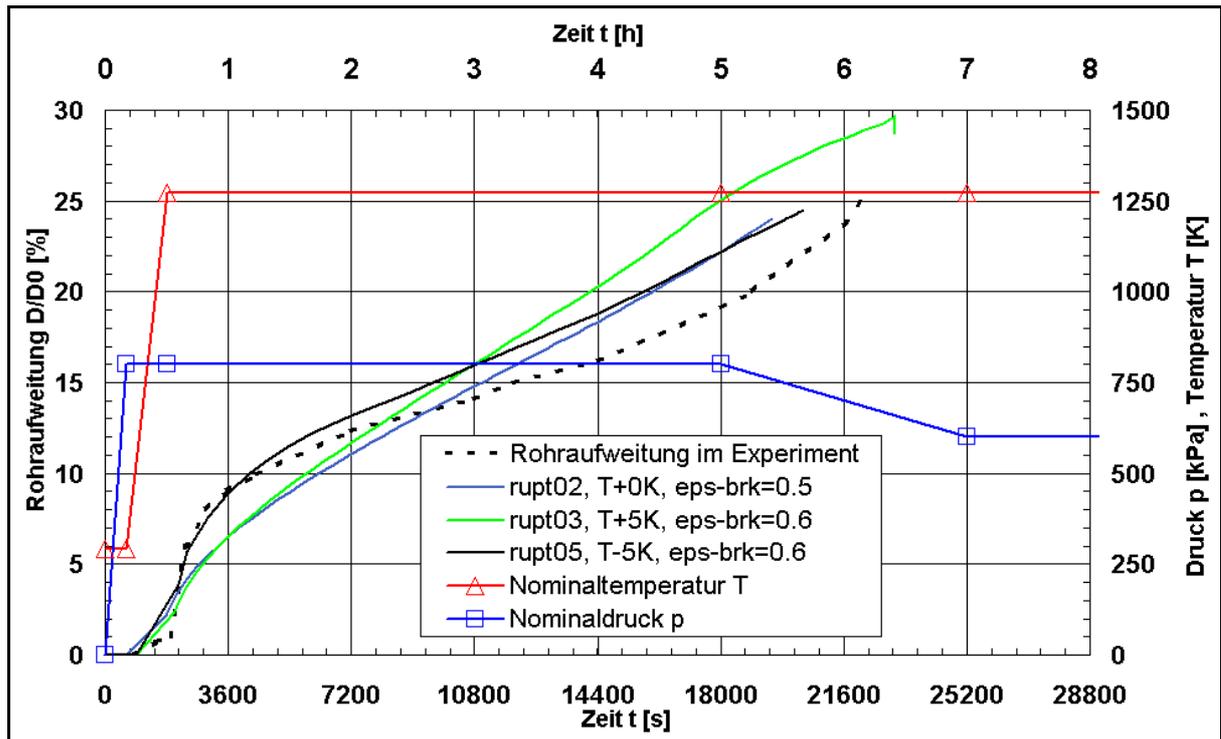


Bild 5.6: Zeitlicher Verlauf der gemessenen und der berechneten Rohraufweitung, der Temperatur und des Drucks mit verschiedenen Materialparametern.

sondern entsprechend der Messwerte vorgegeben. Obwohl verschiedene Randbedingungen angewendet und leichte Temperaturvariationen vorgenommen wurden, war es nicht möglich, exakt die experimentell ermittelte Zeitabhängigkeit der Verformung mit dem FE-Modell zu erhalten.

Die Ursache für diese Abweichung wird eher in nicht genügend exakten Messdaten des Experiments und eventuell vorliegenden Material- bzw. Werkstückanomalien vermutet als dem Modell zugeschrieben. Insbesondere der Temperaturverlauf zu Beginn der Hochtemperaturphase scheint von Einschwingvorgängen beeinflusst worden zu sein (vgl. Bild 5.7), die möglicherweise in den Messungen nicht genau genug wiedergespiegelt werden.

Außerdem können geringe Fertigungsfehler des mit 2 mm relativ dünnwandigen Rohres zu den ge-

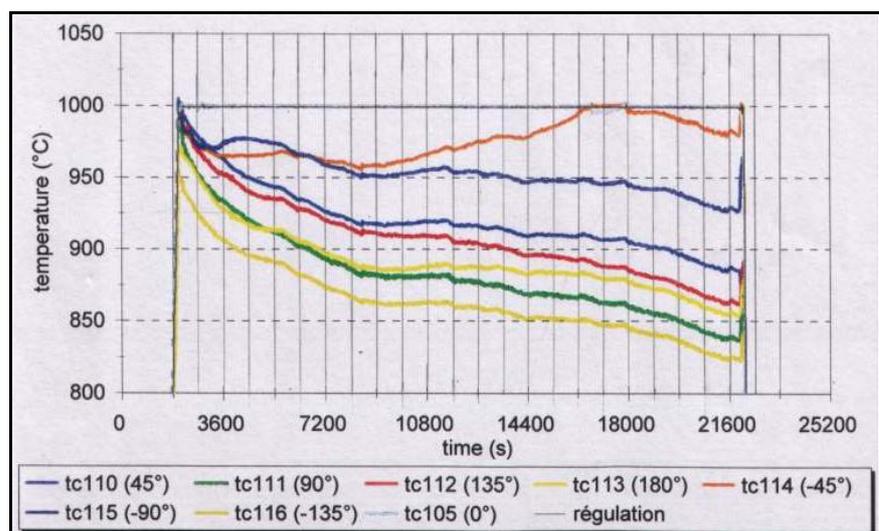


Bild 5.7: Gemessener Temperaturverlauf an verschiedenen Umfangspositionen im vertikalen Zentrum des RUPHTHER-Rohres /MON 1999/.

messenen Werten beigetragen haben, denn eine Stützwirkung des umgebenden Materials, wie in dickwandigen Strukturen beobachtet, ist hier nicht zu erwarten. Schließlich kann eine gegenseitige Beeinflussung der lokalen induktiven Heizleistung und der Verformung des Rohres vorgelegen haben. Insgesamt erscheint der Vergleich zwischen Experiment und Rechnung zufriedenstellend.

5.3.2 Das MPA-Meppen Experiment

Das MPA-Meppen-Experiment wurde 1988 von der MPA mit Mitteln des BMFT auf einem Testgelände der Bundeswehr in Meppen durchgeführt /OBS 1988/. Im Vergleich zum RUPATHER-Experiment handelt es sich hier mit einer Wanddicke von 47 mm im Versagensbereich um eine relativ dickwandige Struktur (s. Bild 5.8). Das MPA-Experiment weist auch sonst eine größere Dimension auf. Verwendet wurde der deutsche Stahl 20 MnMoNi 5 5. Die ermittelte chemische Zusammensetzung des Versuchsrohres ist in Tabelle 5.1 unter „MPA“ angegeben.

Auch bei diesem Experiment erfolgte eine induktive Beheizung des mittleren Rohrabschnitts. Allerdings war der Druck deutlich höher (vgl. Bild 5.9). Er sollte mit 163 bar den vollen Betriebsdruck eines DWR simulieren. Demgegenüber war das maximale Temperaturniveau mit rund 1000 K deutlich niedriger als im betrachteten RUPATHER-Test. Zusätzlich war das Rohr mit einer Wärmeisolation umgeben, daher sollten die diskutierten Temperaturmessfehler aufgrund der geringeren Wärmeströme ebenfalls geringer ausfallen und prinzipiell eine geringere Unsicherheit auf der thermischen Seite der Simulation ermöglichen. Im Gegensatz zum RUPATHER-Test wurde jedoch der Druck weitgehend konstant gehalten und die Temperatur transient erhöht.

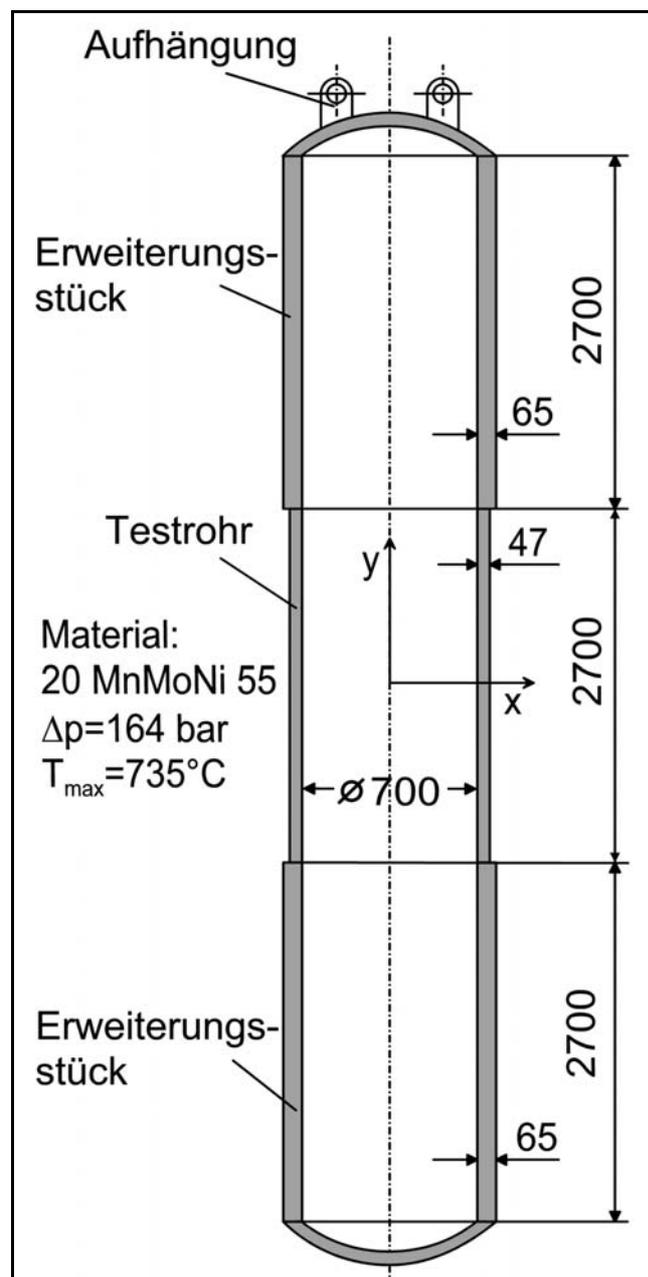


Bild 5.8: Geometrie des MPA-Meppen-Experiments.

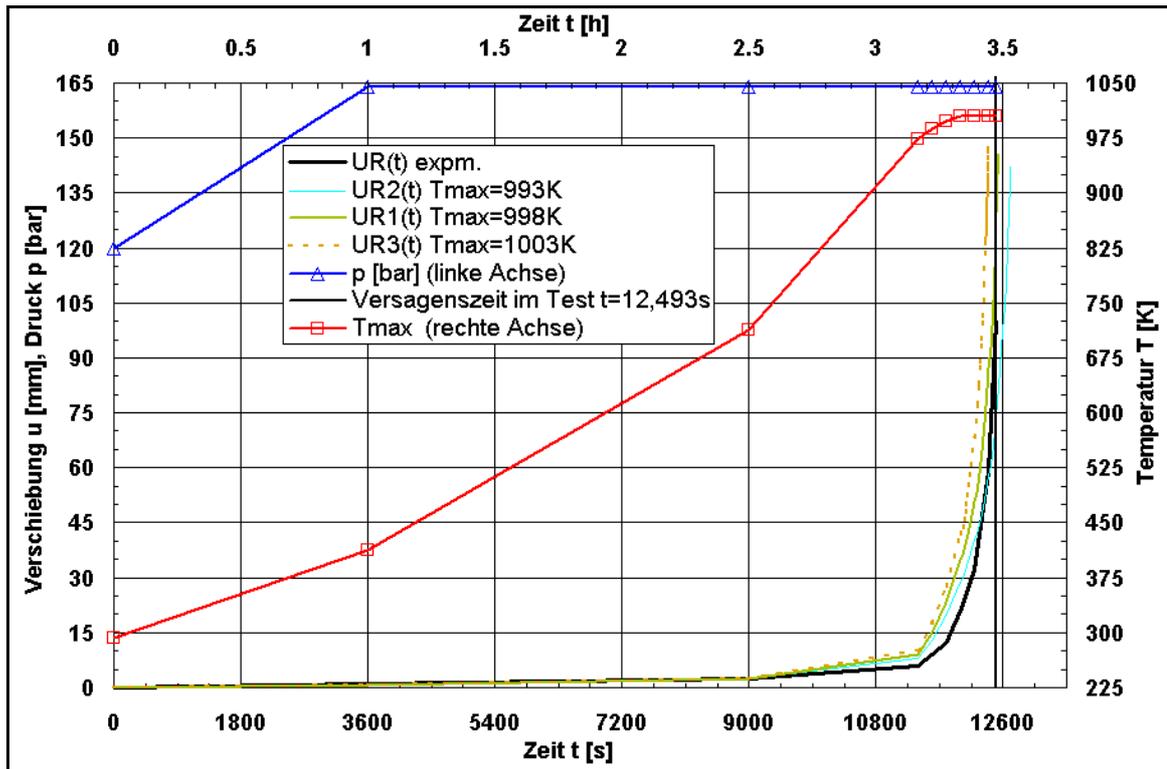


Bild 5.9: Berechnete und gemessene radiale Verschiebung des Rohres bei $y=0$ (Bild 5.8) über der Zeit sowie Verlauf von Druck und Temperaturlast, MPA-Meppen-Experiment.

Diese Vorgehensweise führt jedoch wiederum zu dem bereits im Zusammenhang mit den LHF- und OLHFTests beschriebenen Effekt (vgl. Abschnitt 2.2.2.4), dass geringe Temperaturänderungen erhebliche Änderungen im mechanischen Verhalten implizieren. Wie in den Simulationen für das RUPATHER-Experiment wurde die gemessene Temperaturverteilung im mechanischen Modell vorgegeben. Wie die in Bild 5.9 dargestellten Kurven belegen, verlaufen die transienten Vorgänge zunächst über einen langen Zeitraum mit geringer Geschwindigkeit und schlagen dann bei Erreichen der höchsten Temperaturen in einen instabilen Zustand um. Dieses Verhalten wird zwar prinzipiell von den Rechnungen wiedergegeben, aber ein quantitativer Vergleich der Versagenszeiten ist nicht sinnvoll, weil sich das Experiment insgesamt über einen langen Zeitraum erstreckte, aber die wesentlichen Vorgänge erst mit Erreichen der hohen Temperaturen kurz vor Ende des Versuchs stattfanden. Trotzdem können die erzielten Ergebnisse der FE-Rechnungen /WIL 2002b/ als sehr zufriedenstellend bezeichnet werden.

5.4 Die FOREVER-Experimente

Zur zusammenhängenden Validierung der in dieser Arbeit entwickelten Modelle werden die FOREVER-Experimente herangezogen. Die FOREVER-Experimente wurden in den Jahren 1999 bis 2002 an der Königlichen Technischen Hochschule, KTH, Stockholm, am Lehrstuhl für Kernkraftsicherheit durchgeführt /SEH 2003/. In den Ex-

perimenten wird das Verhalten einer Bodenkalotte unter Einfluss eines beheizten Schmelzesees und erhöhten Innendrucks untersucht. Bislang sind die FOREVER-Experimente die einzigen skalierten sogenannten integralen Schmelzerückhaltungsversuche. Wie in Kapitel 3 herausgearbeitet wurde, ist eine direkte Übertragbarkeit der in den Versuchen gewonnenen Ergebnisse auf ein prototypisches Szenario bereits allein aufgrund der Skalierungsmissverhältnisse nicht gegeben. Hinzu kommen weitere versuchstechnische Abweichungen zum prototypischen Szenario, wie in Abschnitt 6.1 diskutiert wird. Trotzdem waren die Experimente sehr hilfreich bei der Entwicklung und Validierung des integralen numerischen Modells. Im Folgenden werden zunächst die Experimente und die wesentlichen Ergebnisse beschrieben. Danach werden ausgewählte thermische und mechanische Aspekte zwischen den Rechnungen und den Experimenten verglichen.

5.4.1 Allgemeiner Experimentaufbau

Bei den FOREVER-Experimenten wurde der RDB-Boden im geometrischen Maßstab von ca. 1:10 nachgebildet (vgl. Bild 5.10). Der Behälter besteht aus einem zylindrischen Teil (Material 15Mo3) und einer angeschweißten Halbkugel (Material 16MND5 bzw. SA 533 B1). Der nominale Innenradius des Behälters ist 188 mm, die Wanddicke ca. 15 mm.

Als Schmelzesimulat wird ein binäres Salz (70 Masseprozent CaO, 30 Masseprozent B_2O_3) mit einer Schmelztemperatur von ca. 1000 °C verwendet. Die Einkopplung der Wärmeleistung erfolgt mit einer Kanthal[®]-Wendel und kann eine Wärmeleistung von bis zu 45 kW erzeugen. Mit Hilfe eines Argonsystems kann ein Behälterinnendruck von maximal 40 bar erzeugt werden.

Die maximale Schmelztemperatur ist ca. 1350 °C, die maximale Wandtemperatur im heißen Fokus liegt bei

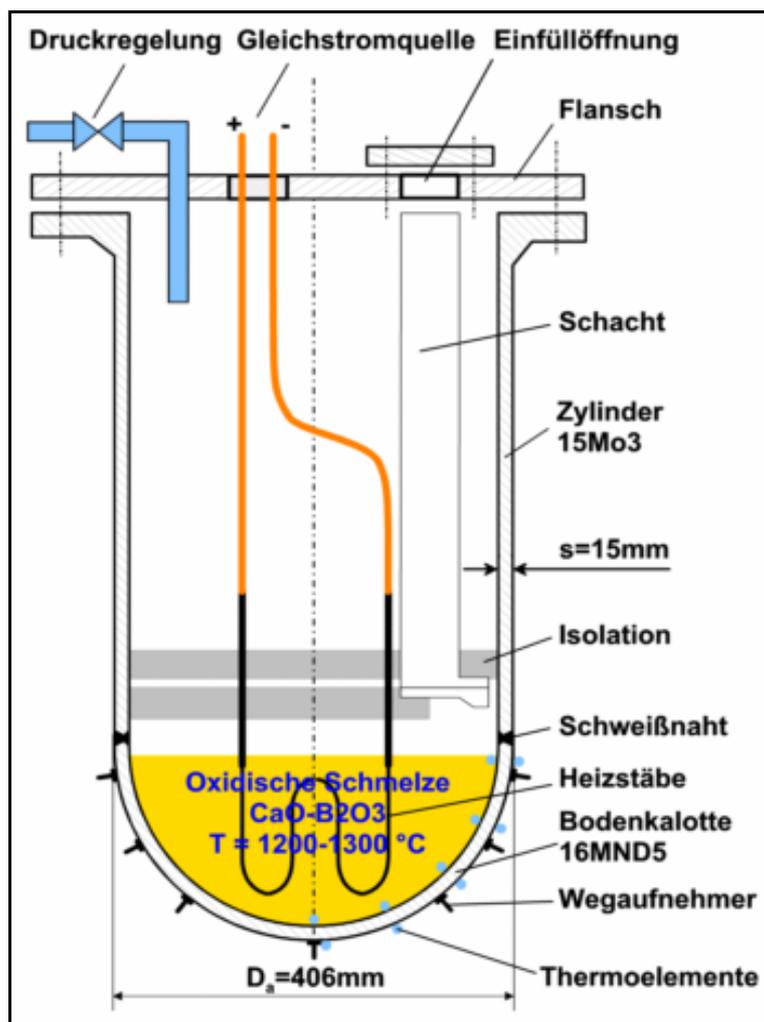


Bild 5.10: Prinzipskizze der FOREVER-Experimente.

1100 °C, der korrespondierende maximale Wärmestrom durch die Wand beträgt ca. 140 kW/m². Diese Größen sind Anhaltswerte, die zwischen den einzelnen Tests je nach Heizleistung und Ausführung variieren können. Tabelle 4.1 auf Seite 59 gibt einen Überblick der wesentlichen thermischen Parameter des FOREVER-Schmelzesimulats.

Die Temperaturbelastung führt in Kombination mit einem Innendruck zum Behälterversagen (Kriechbruch). Dieses Behälterversagen soll entsprechend dem sich einstellenden Temperaturprofil in der Wand im kugelförmigen Teil (also unterhalb der Schweißnaht zwischen Kalotte und Zylinder) erfolgen. Zur Aufzeichnung der transienten thermischen und mechanischen Größen waren die Behälter mit Thermoelementen und Wegaufnehmern instrumentiert (vgl. Bild 5.10 und Bild 5.11).

Ein wesentlicher Unterschied zwischen dem zeitlichen Ablauf der FOREVER-Experimente und möglichen realen schweren Unfällen ist, dass zunächst ein stationäres Temperaturfeld angestrebt wurde, um dann durch einen erhöhten Innendruck den Kriechvorgang einzuleiten. Demgegenüber ist im prototypischen Szenario davon auszugehen, dass, falls ein Innendruck herrscht, dieser von vornherein besteht, während die Temperaturen erst nach Verlagerung des Coriums in die Bodenklotte ansteigen und dadurch der Kriech- bzw. Plastifizierungsvorgang eingeleitet wird.

Das FOREVER-Programm bestand aus drei Phasen. Zunächst wurden Experimente mit einer ungestörten Bodenklotte durchgeführt. Ziel dieser Tests war es, einen Kriechbruch des Behälters durch hohe Temperatur- und Druckbelastung im Bereich der Bodenklotte herbeizuführen. Es zeigte sich, dass dies aufgrund der extremen Belastung für die Versuchseinrichtungen und des gleichzeitig begrenzten Budgets nicht immer gelang. Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über alle durchgeführten FOREVER-Experimente, während zum Vergleich in Bild 5.12 die im FZR untersuchten Behältersegmente abgebildet sind. Die Tests C1 bis EC2 und EC4 gehörten konzeptionell zur ersten Serie.

In der zweiten Phase wurden Durchdringungen aus Inconel im Bereich der Kalotte angebracht, wie sie den Instrumentierungsstützen bei französischen Reaktoren ent-

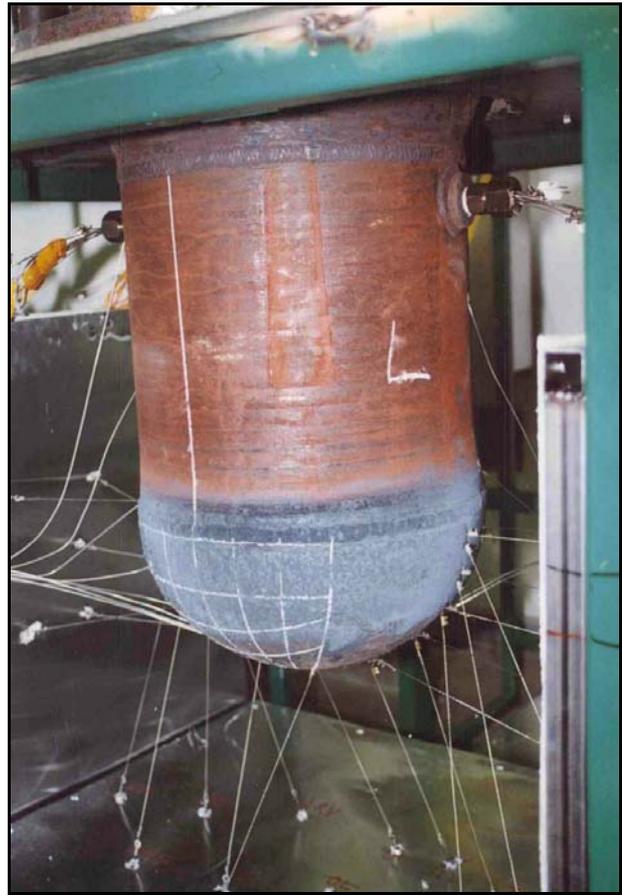


Bild 5.11: Behälter des Experiments C2 nach dem Versuch, in dem kein Versagen erreicht wurde.

sprechen. Die Stutzen waren im gleichen Maßstab skaliert wie der Behälter und waren auf vergleichbaren polaren Positionen mit Inconel-Schweißnähten eingebracht. Es sollte festgestellt werden, ob der Behälter im Bereich der Stutzeneinbindungen, die allerdings in Bereichen mit niedrigerer Temperatur liegen, oder im ungestörten Kalottenbereich des heißen Fokus versagt. Die Experimente EC3a und EC3b gehörten zu dieser Phase.

Tabelle 5.3: Übersicht zu allen durchgeführten FOREVER-Tests. (BV: Behälterversagen; WEZ-OS: Wärmeeinflusszone-Oberseite).

Test	Datum	LH-Stahl	Schmelzespiegel (zu Beginn)	Motivation / Ergebnisse	Rissform
C1	02 / 1999	15Mo3	an Schweißnaht	Test des Experimentaufbaus, kein BV	-
C2	06 / 1999	16MND5	an Schweißnaht	verstärkter Heizer, Heizerausfall, kein BV	-
EC1	03 / 2000	16MND5	über Schweißnaht	BV in WEZ-OS Schweißnaht	rau
EC2	11 / 2000	16MND5	unter Schweißnaht	neue Heizerform, BV deutlich unter Schweißnaht	rau
EC3a	05 / 2001	16MND5	an/über Schweißnaht	Durchführungen, BV in WEZ-OS Schweißnaht	rau
EC3b	08 / 2001	16MND5	unter Schweißnaht	Durchführungen, BV deutlich unter Schweißnaht	rau
EC4	02 / 2002	SA533B1	unter Schweißnaht	ungestörte Bodenkalotte, BV deutlich unter Schweißnaht + früher als erwartet	scharf
EC5	06 / 2002	16MND5	an/unter Schweißnaht	Spaltkühlungsversuche, kein Spalt beobachtet, kein BV	-
EC6	12 / 2002	16MND5	an/unter Schweißnaht		-

In der dritten Phase sollte die Möglichkeit einer Spaltkühlung untersucht werden. Dazu wurden über einen bestimmten Zeitraum Kriechbedingungen im Behälter erzeugt, um dann nach einer signifikanten Kriechdehnung den Behälter innen mit Wasser zu fluten. Sollte sich ein Spalt zwischen Schmelze und Behälterwand ergeben, so könnte das Wasser hier eindringen und die Wand von innen kühlen. Die Experimente EC5 und EC6 gehörten zu dieser Serie. Zwar konnte hier trotz fortgesetzter Heiz- und

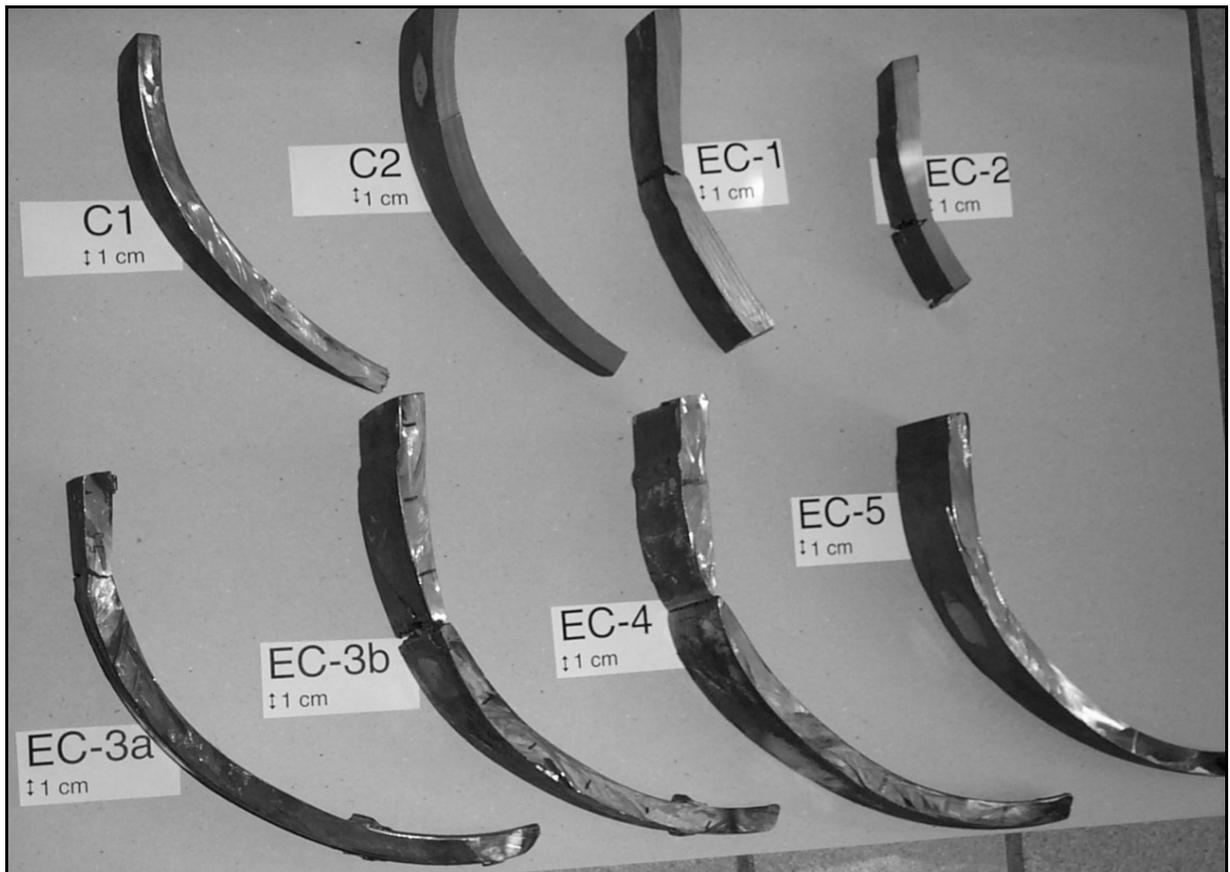


Bild 5.12: Aufnahme der im FZR untersuchten Bodenkalottensegmente der FOREVER-Experimente C1 bis EC5.

Druckbelastung kein Behälterversagen erreicht werden, doch die Ursache lag nicht in einer auftretenden Spaltkühlung. Weder durch Beobachtungen während des Experiments noch durch die Befunde der Nachuntersuchung am zerlegten Behälter konnten Hinweise auf einen möglichen Spalt gefunden werden. Hingegen waren die Wärmeverluste an die Wasservorlage über der Schmelze bei der bereitgestellten Heizleistung zu hoch, um die zum Kriechversagen innerhalb eines überschaubaren Zeitrahmens notwendigen Temperaturen im Bereich des heißen Fokus aufrechterhalten zu können. Diese Experimente werden in dieser Arbeit nicht zur Validierung benutzt.

Das Experiment C1 wird ebenfalls nicht zur Validierung herangezogen, weil in dem Experiment kein Behälterversagen angestrebt und auch nicht erreicht wurde. Vielmehr sollten der gesamte Aufbau und das Prozedere getestet werden, weshalb sowohl der Behälterzylinder als auch die Kalotte aus dem preiswerteren deutschen Stahl 15Mo3 gefertigt waren. Hierbei handelt es sich um einen allgemeinen Druckbehälterstahl, der relativ zu den hier betrachteten RDB-Stählen eine geringere Festigkeit aufweist. Die vorgeschriebene chemische Zusammensetzung ist in Tabelle 5.1 angegeben. Die Kalotten der FOREVER-Behälter wurden im Tiefziehverfahren aus den in der Tabelle angegebenen RDB-Stählen gefertigt. Die Kalotten waren jeweils an einen Zylinder aus 15Mo3 geschweißt, weil diese Zylinder aus einem Standard-

rohr gefertigt werden konnten. Hierbei wurde davon ausgegangen, dass das zu untersuchende Behälterverhalten nicht unzulässig beeinflusst wird, weil der Bereich des heißen Fokus unterhalb des Übergangs Zylinder - Kalotte liegen sollte.

Das Experiment C2 war das erste, für das erfolgreich Posttest-Rechnungen durchgeführt wurden /WIL 2001/. In diesem Experiment wurden signifikante Kriechdehnungen erreicht, allerdings trat aufgrund eines Ausfalls des Heizers kein Versagen ein (vgl. Bild 5.11). Ursache war ein Durchbrennen der Heizwendel im oberen Bereich, weil die dort freigesetzte Wärme durch den absinkenden Schmelzespiegel nicht mehr an die Schmelze abgegeben werden konnte.

Um ein erneutes Versagen der Heizwendel in den weiteren Experimenten zu verhindern, wurde einerseits eine verbesserte Heizwendel eingeführt und andererseits etwas mehr Schmelze in die Kalotte eingefüllt, um die thermische Dehnung und die damit verbundene Schmelzespiegelabsenkung zu kompensieren. Da die Schmelze nur extern erzeugt werden kann und die Massenverluste in Tiegel und Einfüllschacht (vgl. Bild 5.10) nicht exakt vorherbestimmt werden können, kam es in zwei Experimenten zu einem unerwünschtem Versagen im Bereich der Wärmeeinflusszone der Schweißnaht, weil die Schmelze zu hoch im Behälter stand. Damit fallen die betreffenden Experimente EC1 und EC3a für eine Validierung aus, weil einerseits keine Materialdaten für die Schweißnaht implementiert wurden und andererseits das unterschiedliche Ausdehnungsverhalten der beiden Stähle im zylindrischen und hemisphärischen Teil zu weiteren Unsicherheiten im numerischen Modell führt.

Damit verbleiben die in Tabelle 5.3 fett hervorgehobenen Experimente EC2, EC3b und EC4 für die folgende Diskussion der Modellvalidierung. In Bild 5.13 ist zur Veranschaulichung eine Aufnahme des Behälters im Experiment EC2 kurz nach Beginn des Schmelzeaustritts dargestellt. Die Aufweitung des Behälters („bulging“) im Vergleich zur ursprünglichen Form und der Versagensort deutlich unterhalb der Schweißnaht sind eindeutig zu erkennen.

Die folgende Diskussion des Experiments EC2 und der Vergleich mit den Rechnungen erfolgt ausführlicher als für die Experimente EC3b und EC4, auf deren Besonderheiten zusätzlich eingegangen wird.



Bild 5.13: Aufnahme des Behälters aus EC2 kurz nach Versagen und Beginn des Schmelzeaustritts.

5.4.2 FOREVER-EC2

Der Vergleich zwischen Experiment und Rechnung kann jeweils an thermischen und mechanischen Größen erfolgen. Wie in den vorhergehenden Kapiteln erläutert, sind diese Größen teilweise voneinander abhängig, so dass es schwierig ist, Ursache und Wirkung immer exakt einander zuzuordnen. Hinzu kommt, dass es sich bei den gemessenen Größen teilweise um indirekte Größen handelt oder prinzipielle Effekte, wie der in Abschnitt 3.3.5 beschriebene Thermoelementeffekt, zu beachten sind.

5.4.2.1 Analyse der Temperaturen

In Bild 5.14 ist der zeitliche Verlauf der Heizleistung im Experiment EC2 dargestellt. Bei der folgenden Diskussion ist zu beachten, dass die Heizleistung nicht automatisch erfasst, sondern handschriftlich festgehalten wurde. Offensichtlich entspricht die dargestellte Leistung nicht immer der tatsächlichen Wärmeleistung. Die numerische Simulation berücksichtigt hingegen exakt den im Diagramm dargestellten Leistungsverlauf.

Aufgrund einer Fehlschaltung in der elektrischen Anlage gelang es im Experiment nicht, direkt nach dem Einfüllen der Schmelze – zu erkennen an den Temperaturspitzen der Messwerte nach ca. 500 s – die geplante Heizleistung von 38 kW in die Schmelze einzukoppeln. Aus der Vielzahl der gemessenen Temperaturen an verschiedenen Positionen werden drei zur Diskussion ausgewählt. Die betrachteten

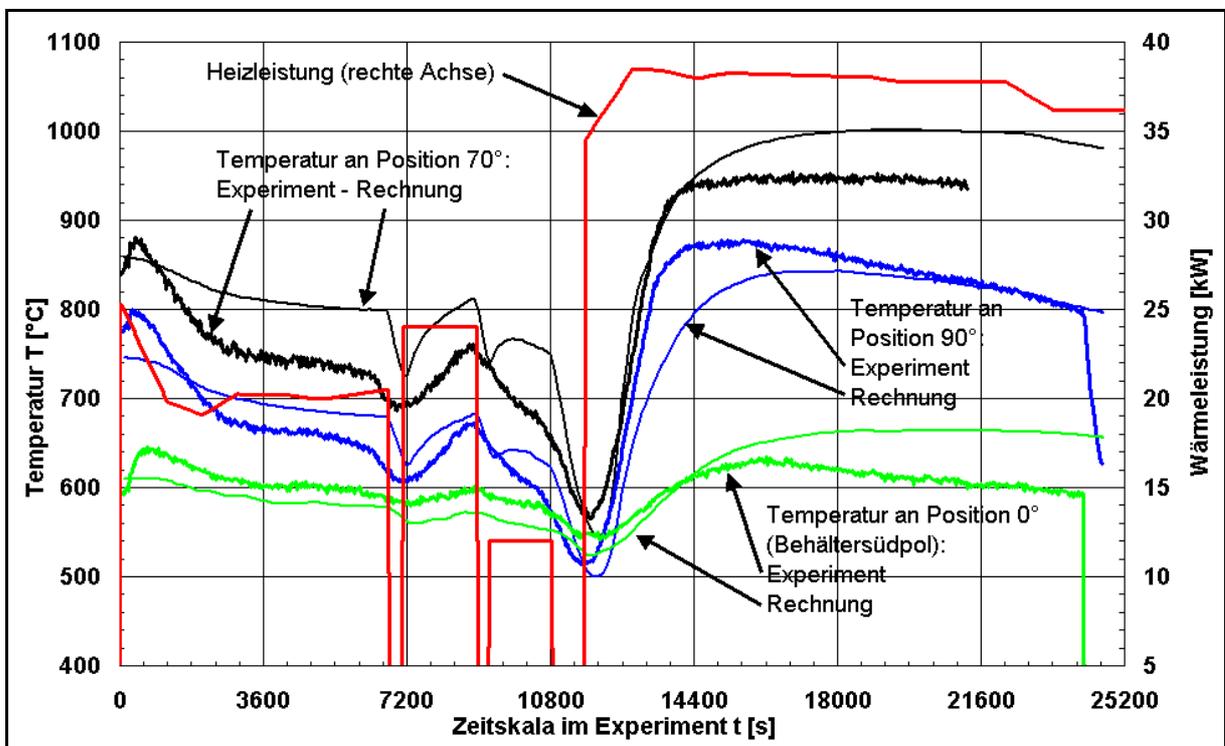


Bild 5.14: Zeitlicher Verlauf der Heizleistung und der gemessenen und mit dem PESCOTA-Modell berechneten Außentemperaturen an den Positionen 0°, 70° und 90° im Experiment EC2.

Temperaturen wurden an der Behälteraußenseite an den Positionen 0° , 70° und 90° gemessen. Die Position 0° entspricht dem Behältersüdpol. Die 90° -Position entspricht dem Übergang Kalotte - Zylinder bzw. der Schweißnaht. Die 70° -Position liegt ca. 70 mm tiefer und weist aufgrund ihrer Lage im Bereich des heißen Fokus (vgl. Bild 4.14) die höchsten Temperaturen auf.

Der Einfüllvorgang wurde in der Rechnung nicht simuliert. Stattdessen wurde ein stationäres Temperaturfeld für den Behälter mit eingefüllter Schmelze bei der anfänglichen Wärmeleistung von 25,5 kW bestimmt. Die gemessenen und berechneten Temperaturen fallen dann zunächst ab, weil die Leistung von ca. 20 kW nicht ausreicht, um das anfängliche Temperaturniveau bei den gegebenen äußeren Randbedingungen aufrecht zu erhalten. Deutlich zu erkennen ist die dreimalige vollständige Abschaltung der Heizung.

Der transiente Temperaturabfall bei abruptem Ausschalten des Heizers und der Temperaturanstieg durch abruptes Einschalten des Heizers können durch die numerische Simulation nicht vollständig wiedergegeben werden. Dies kann daran liegen, dass das instationäre Krustenwachstum aufgrund der Hysterese, die zur Erhaltung der numerischen Stabilität für die Erstarrungstemperatur vorgegeben wurde, nicht richtig wiedergegeben wird. Ein weiterer Grund liegt in der diskreten Elementdicke entlang der Behälterwand, welche es nicht erlaubt, ein kontinuierliches Krustenwachstum zu simulieren. Außerdem kann es durch unterschiedliches Dehnungsverhalten der Kruste und der Behälterwand im Experiment zu einem zusätzlichen Kontaktwärmeübergangswiderstand kommen, der in der Rechnung nicht berücksichtigt wird. Ein weiterer Einflussfaktor kann durch einen temperatur- und zeitabhängigen Emissionskoeffizienten gegeben sein.

In Bezug auf das prototypische Szenario werden diese Unzulänglichkeiten bezüglich hochtransienter thermischer Vorgänge hingenommen, weil dort ein abruptes Ausschalten oder Einschalten der Wärmequellen nicht auftritt.

Nach ca. 12.000 s konnte schließlich eine Wärmeleistung von etwa 38 kW bis zum Versagen des Behälters erzeugt werden. Ein Effekt, der sowohl im Experiment als auch in der Rechnung beobachtet werden kann, ist, dass sich die Temperaturmaxima während der Aufheizphase umso früher einstellen, je näher die betrachtete Position am heißen Fokus liegt. Ein zweiter Effekt lässt sich während der Hochbeanspruchungsphase beobachten: Obwohl die Heizleistung zwischen 14.400 s und 21.600 s auf nahezu konstant hohem Niveau bleibt, fallen die Temperaturen ab, nachdem sie ihr jeweiliges Maximum erreicht haben. Eine Ursache ist, dass sich die äußere Behälteroberfläche und die Schmelzeseeoberfläche ausdehnen und damit die Wärmeübertragungsfläche vergrößert wird. Gleichzeitig verringert sich die Behälterwanddicke, wodurch der Wärmedurchgangswiderstand verringert wird. Im Experiment kann der Vorgang noch durch einen Anstieg des Emissionskoeffizienten überlagert werden. In der Rechnung ist die Emissivität jedoch konstant zu 0,75 angenommen. Für die Position 90° ist die Temperaturabnahme am deutlichsten, hier ist zusätzlich zu beobach-

ten, wie sich der Schmelzespiegel und der heiße Fokus absenken und von der 90°-Position entfernen.

Die beschriebene Temperaturabnahme ist in der Rechnung zwar schwächer ausgeprägt als im Experiment, aber qualitativ besteht eine Übereinstimmung. Bei einfach gekoppelter Rechnung, d.h., einer transienten Temperaturfeldbestimmung und nachfolgender Kriechrechnung ohne Rückwirkung der Verformungen auf die thermische Rechnung, kann dieser Effekt nicht berücksichtigt werden.

Die hier gemachten Ausführungen belegen, wie schwierig eine Betrachtung der vielen miteinander verbundenen Vorgänge ist. Wie gut das berechnete Temperaturfeld mit der tatsächlichen Temperaturverteilung übereinstimmt, zeigt sich zusätzlich zu den bisherigen Temperaturvergleichen in der folgenden Diskussion der mechanischen Ergebnisse, die wesentlich durch das vorliegende Temperaturfeld beeinflusst werden und somit eine indirekte Beurteilung der ermittelten Temperaturen ermöglichen.

5.4.2.2 Analyse der mechanischen Größen

Der Vergleich der mechanischen Ergebnisse erfolgt an indirekten Größen, da in den Experimenten keine lokalen Dehnungen, sondern globale Verschiebungen gemessen werden. Für den Zeitpunkt, zu dem das Experiment endete, können zusätzlich noch die lokale Wanddickenabnahme und metallographische Befunde zur Validierung des numerischen Modells herangezogen werden.

Bild 5.15 zeigt den zeitlichen Verlauf der Gesamtverschiebung des Behältersüdpols im Experiment und in zwei Rechnungen. Diese Größe eignet sich besonders zur Analyse des Behälterverhaltens, weil nahezu sämtliche Vorgänge, die in höher liegenden Bereichen stattfinden, sich direkt oder indirekt auf die Position des nicht in seiner Verschiebung behinderten Kalottenzentrums auswirken. Zusätzlich zum bereits in Bild 5.14 dargestellten Verlauf der Heizleistung ist in Bild 5.15 der vom Messdatensystem automatisch erfasste Behälterüberdruck wiedergegeben. Die dargestellten Rechnungen unterscheiden sich nur in der Emissivität von 0,7 bzw. 0,75.

Aufgrund der nicht vollständig verfügbaren Heizleistung wurde im Experiment versucht, den Kriechvorgang durch einen höheren Druck als den geplanten 25 bar einzuleiten. Dies ist nur ansatzweise im Zeitbereich von 8.500 s gelungen.

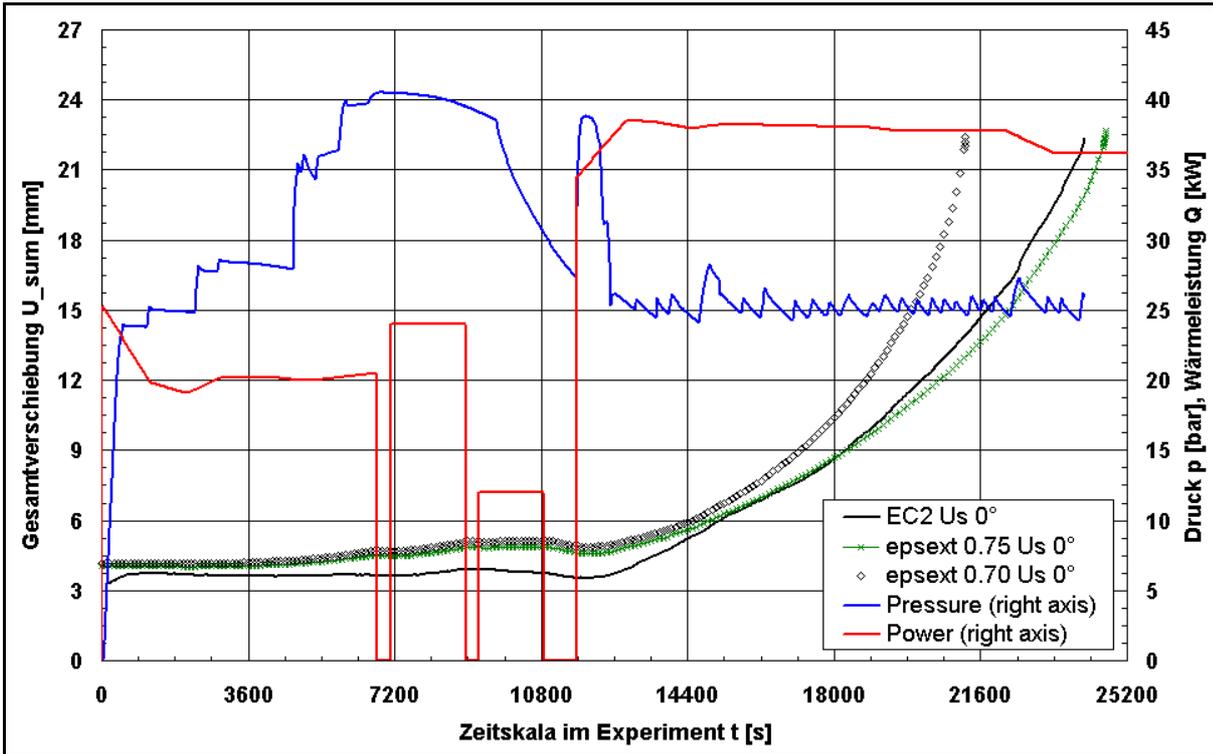


Bild 5.15: Zeitlicher Verlauf von Druck, Heizleistung und gemessener Gesamtverschiebung des Behältersüdpols. Vergleich mit 2 Rechnungen mit unterschiedlichen Emissivitäten von 0,7 und 0,75.

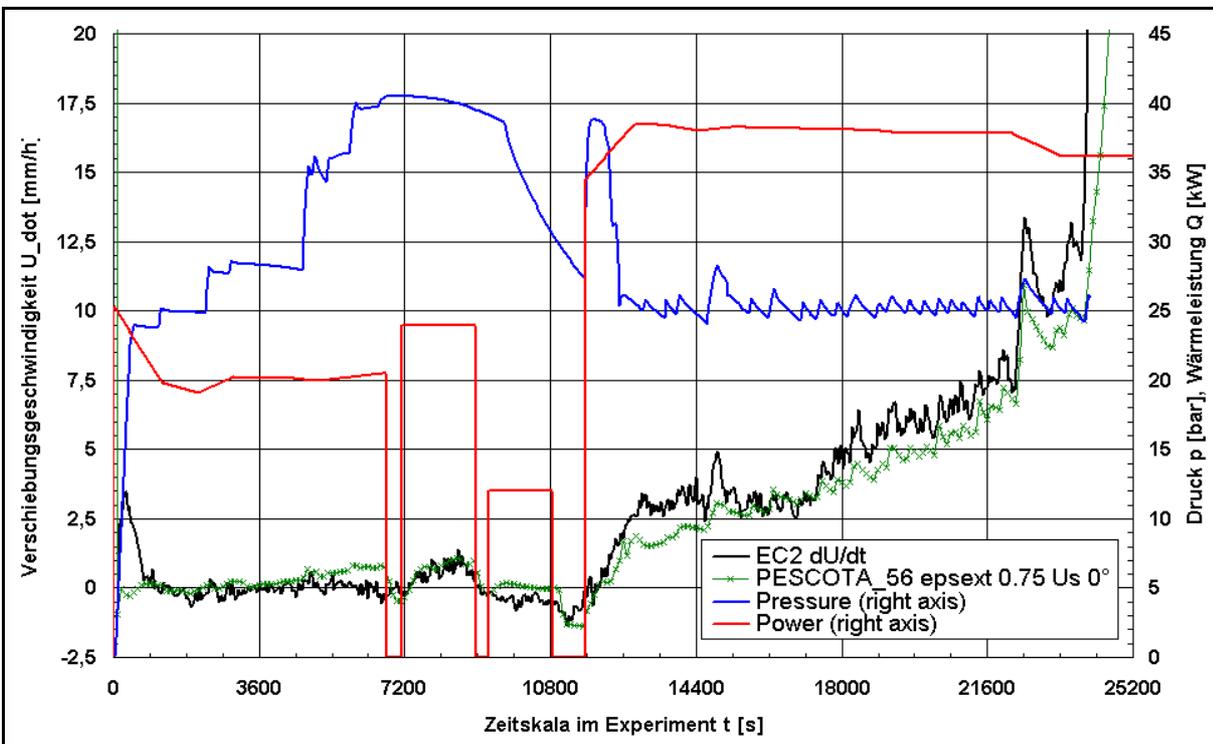


Bild 5.16: Verschiebungsgeschwindigkeit des Behältersüdpols im Experiment EC2 und in der Rechnung mit einer Emissivität von 0,75.

In den Rechnungen zeigt sich, dass das Zusammenwirken von Materialdatenbasis, Temperaturfeld und mechanischem Modell für das betrachtete Szenario so ausgelegt ist, dass eine gute Übereinstimmung zu den im Experiment beobachteten Vorgängen erreicht wird. Ausgehend von einer geringfügig zu groß bestimmten thermischen Ausdehnung des Behälters wird in der Rechnung zwischen ca. 4.500 s und 10.800 s ein schwacher Kriechvorgang bei Drücken von über 30 bar bestimmt. Gleichzeitig wird im Modell während der ersten Stunde trotz einer Heizleistung von im Mittel 20 kW und Drücken von 24 bis 28 bar keine kriechbedingte Verschiebung registriert, was sich mit dem Experiment deckt.

Nach 11.700 s wurde im Experiment eine Heizleistung von 35 kW erreicht, die dann bis nach 12.800 s auf die geplante Leistung von 38 kW erhöht werden konnte. Diese Leistung wurde nahezu konstant bis zum Behälterversagen aufrechterhalten. Obwohl zu Beginn der Hochleistungsphase zusätzlich ein hoher Druck von über 35 bar herrschte, erfolgte zunächst nur ein sehr geringer Dehnungszuwachs. Dies ist in Bild 5.16 gut zu erkennen: Dargestellt sind die gemessene und die berechnete Verschiebungsgeschwindigkeit des Behältersüdpols. Zum Vergleich sind der Leistungs- und Druckverlauf ebenfalls dargestellt. In diesem Diagramm ist zur besseren Übersichtlichkeit nur die Rechnung mit einer Emissivität von 0,75 dargestellt. Diese wurde gewählt, weil sie das späte Behälterverhalten bis zum Bruch umfasst.

Aufgrund eines Lecks im Argon-Druckhaltesystem schwankte der Druck während der Hochleistungsphase. Entsprechend öffnete und schloss sich das Druckregelventil fortwährend. Dieser Vorgang war nicht beabsichtigt, ermöglicht aber im Nachhinein eine Analyse, wie sensitiv der Behälter auf Druckschwankungen von 5-10 % des Nenndrucks reagiert. Die Sensitivität zeigt sich insbesondere kurz vor dem Behälterbruch. Das FE-Modell verhält sich bezüglich der Verschiebungsgeschwindigkeit nahezu identisch zum Experiment. Angesichts der vielen Einflussgrößen ist das ein überzeugendes Ergebnis.

In den Rechnungen bestehen verschiedene Möglichkeiten, ein früheres bzw. ein späteres Versagen als im Experiment herbeizuführen. Falls das berechnete Temperaturfeld dem tatsächlichen Temperaturfeld im Experiment entspricht, ist aufgrund der Auslegung der Kriechdatenbasis in der Rechnung tendenziell ein früheres Versagen als im Experiment zu erwarten (vgl. Abschnitt 5.1). In dem hier dargestellten Beispiel führt ein Emissionskoeffizient von 0,7 zu einem deutlich früheren Versagen (vgl. Bild 5.15), während ein Koeffizient von 0,75 bereits zu einem späteren Versagenszeitpunkt führt, als er im Experiment beobachtet wurde. Ursache ist, dass der niedrigere Koeffizient zu geringfügig höheren Temperaturen in der Behälterwand führt, was eine geringere mechanische Festigkeit zur Folge hat. Die Unterschiede im mechanischen Verhalten beschleunigen sich über den zeitlichen Verlauf des Kriechens durch den Geometrieeffekt selber. Diese Beobachtung gilt auch, wenn andere Einflussgrößen wie beispielsweise Wanddicke, Innenradius, Umgebungstemperatur oder elektrischer Wirkungsgrad der Heizung geringfügig geändert werden.

Die oben angeführten Einflussgrößen haben zwar einen signifikanten Einfluss auf die Versagenszeit, aber nahezu keinen Einfluss auf die finale Behältergeometrie bzw. den Versagensort. Das verdeutlichen die endgültigen Verschiebungen in Bild 5.15. Demgegenüber haben die Schmelzespiegelhöhe oder mögliche Unterstüzungen der Bodenkalotte nicht nur einen Einfluss auf die Versagenszeit, sondern auch auf die Geometrie des Behälters zum Versagenszeitpunkt. Insofern lassen sich zwei Gruppen von Einflussparametern unterscheiden: diejenigen, die sowohl die Versagenszeit als auch den Modus beeinflussen, und diejenigen, die im Wesentlichen nur die Zeit beeinflussen.

In Bild 5.17 ist die Gesamtverschiebung an der Behälteraußenseite für verschiedene Experimente und Rechnungen wiedergegeben. Für das Experiment EC2 sind jeweils die Verschiebungen nach 18.000 s und zum Versagenszeitpunkt nach 24.150 s dargestellt. Gemessen wurde an verschiedenen polaren Positionen jeweils zweier sich genau gegenüberliegender Meridiane, hier als „left“ und „right“ bezeichnet. Bis zum Zeitpunkt 18.000 s wird eine nahezu symmetrische Verformung des Behälters beobachtet. Die berechnete Verschiebung, für die eine ideale Symmetrie vorausgesetzt wird, weicht im heißen Fokus (ca. 180 bis 250 mm vom Kalottenzentrum) von der gemessenen ab. Im Zentrum der Kalotte und im Bereich der Schweißnaht sind die Verschiebungen hingegen identisch (vgl. a. Bild 5.15, Kurve „epsext 0.75“, 18.000 s). Geringfügige Abweichungen in der Symmetrie verursachen eine sich verstärkende Asymmetrie. Dieser Vorgang ist ähnlich dem oben genannten Beschleunigungseffekt bei unterschiedlichen Einflussfaktoren. Zum Versagenszeitpunkt im EC2-Experiment hat sich eine deutliche Asymmetrie eingestellt. Die berechnete Behälterverformung

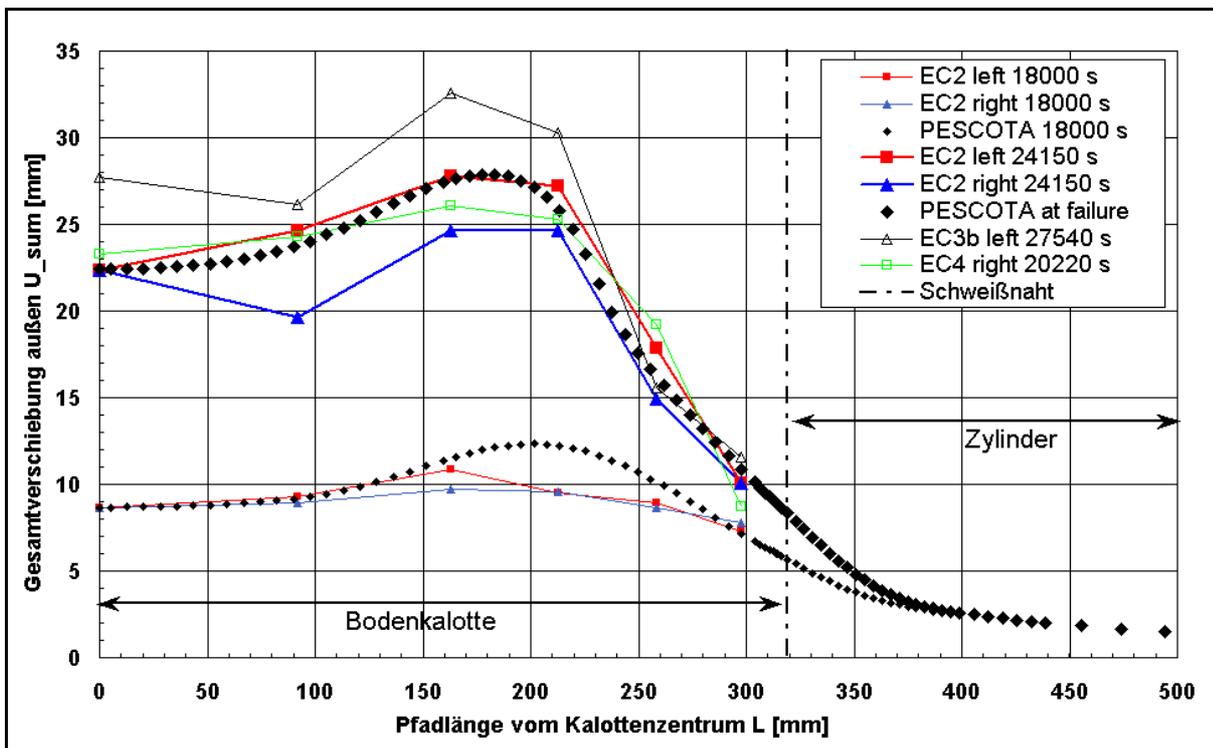


Bild 5.17: Gemessene und berechnete Verschiebung an der Behälteraußenseite.

stimmt nahezu exakt mit der Verschiebung der stärker verformten Seite des Experiments überein.

Zum Vergleich sind in Bild 5.17 die Verschiebungen der jeweils stärker verformten Seite aus den Experimenten EC3b und EC4 abgebildet. Die entsprechenden Versagenszeiten in den jeweiligen Tests können der Legende entnommen werden. Es zeigt sich, dass der Verlauf der Verschiebungen in allen Experimenten mit niedrigem Schmelzespiegel (vgl. Tabelle 5.3) qualitativ übereinstimmt.

Für die bisher diskutierten Größen liegen zeitabhängige experimentelle Ergebnisse vor. Nach Beendigung und Zerlegung des Behälters können weitere Größen zum Vergleich herangezogen werden, allerdings kann hier nur der Endzustand des Experiments betrachtet werden. Bild 5.18 zeigt die Wanddickenabnahme der Behälterwand entlang eines Meridians ausgehend vom Zentrum der Kalotte über die Schweißnaht bis in den Zylinder. Für die Experimente wurde die Wanddicke vor dem Versuch mittels Ultraschall an den im Diagramm durch Symbole bezeichneten Positionen festgestellt. Nach dem Experiment wurde der Behälter in Segmente zerlegt (vgl. Bild 5.12) und die Wanddicke an denselben Stellen erneut gemessen. In dem Diagramm ist ebenfalls die berechnete Wanddickenabnahme aus einer Simulation abgebildet. Um die thermische Dehnung zurückzurechnen, wurde nach der Lösung zum Versagenszeitpunkt ein Lastschritt zur Simulation einer Abkühlung des Behälters auf Raumtemperatur durchgeführt. Diese Lösung ist hier dargestellt.

Im Zentrum der Bodenkalotte und im Bereich der Schweißnaht stimmen die Ergebnisse überein. Der absolute Betrag der Wanddickenabnahme im Bereich des heißen

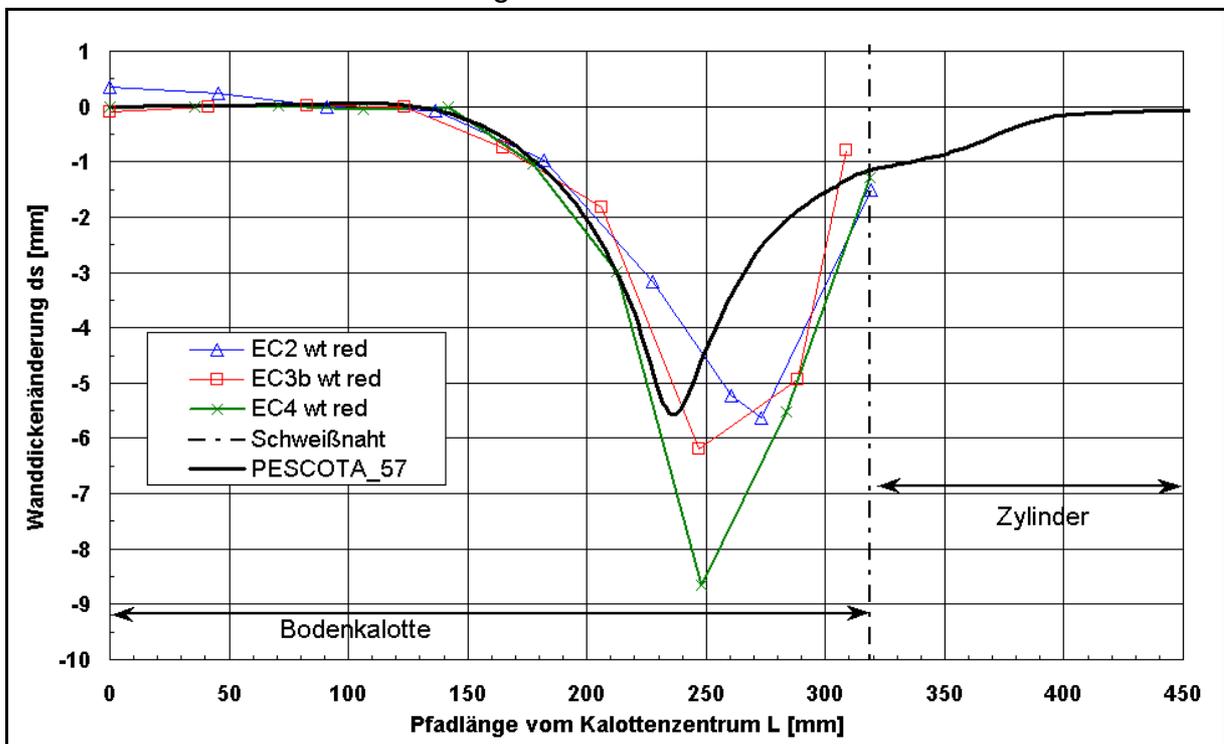


Bild 5.18: Gemessene und berechnete Wanddickenabnahme nach Versagen des Behälters.

Fokus wird von der Rechnung mit 5,5 mm im Vergleich zu EC2 (5,64 mm) und EC3b (6,18 mm) sehr gut wiedergegeben. Die Position der höchsten Wanddickenabnahme und damit der Versagensposition wird geringfügig zu tief bestimmt. Im Experiment EC2 wurde ein horizontaler, sich etwa über ein Drittel des Behälterumfangs erstreckender Riss ca. 60 mm unterhalb der Schweißnaht festgestellt. In der Rechnung befindet sich die Versagensposition etwa 80 mm unter der Schweißnaht (vgl. a. Bild 5.19). Beim prinzipiell ähnlichen Experiment EC3b befand sich der Riss, der vergleichbar zu EC2 ausgestaltet war, ca. 75 mm unter der Schweißnaht. Die Wanddickenabnahme im Test EC4 ist deutlich größer als bei den anderen Kurven. Dieser Befund wird später diskutiert.

5.4.2.3 Analyse der Schädigung

Eine weitere Möglichkeit des Vergleichs der numerischen Ergebnisse mit den Experimenten ergibt sich mit den im FZR durchgeführten metallographischen Analysen und mit dem in den Rechnungen bestimmten Schädigungsparameter /WIL 2004/.

Das Bild 5.19 zeigt beispielhaft die Verteilung der Kriechdehnung (links) und der Materialschädigung (rechts) zum Versagenszeitpunkt in einer Rechnung. Die maximale Dehnung tritt an der Behälterinnenseite im Bereich des heißen Fokus auf, während die maximale Materialschädigung an der Außenfläche zu finden ist. Dies ist auf die hohe Triaxialität des Spannungszustandes in diesem Bereich zurückzuführen (vgl. Gln. (4.18) und (4.19)).

Bei Rechnungen mit Vernachlässigung des Triaxialitätsfaktors ist die Schädigungsverteilung analog zur Dehnungsverteilung.

Metallographische Nachuntersuchungen an Proben des zerstörten Behälters von EC2 haben gezeigt, dass die lokale Verteilung der Materialschädigung (in Form von Kriechporen) qualitativ gut mit dem in der Rechnung verwendeten Schädigungsmodell korrespondiert (vgl. Bild 5.20 und Bild 5.21). Das verwendete

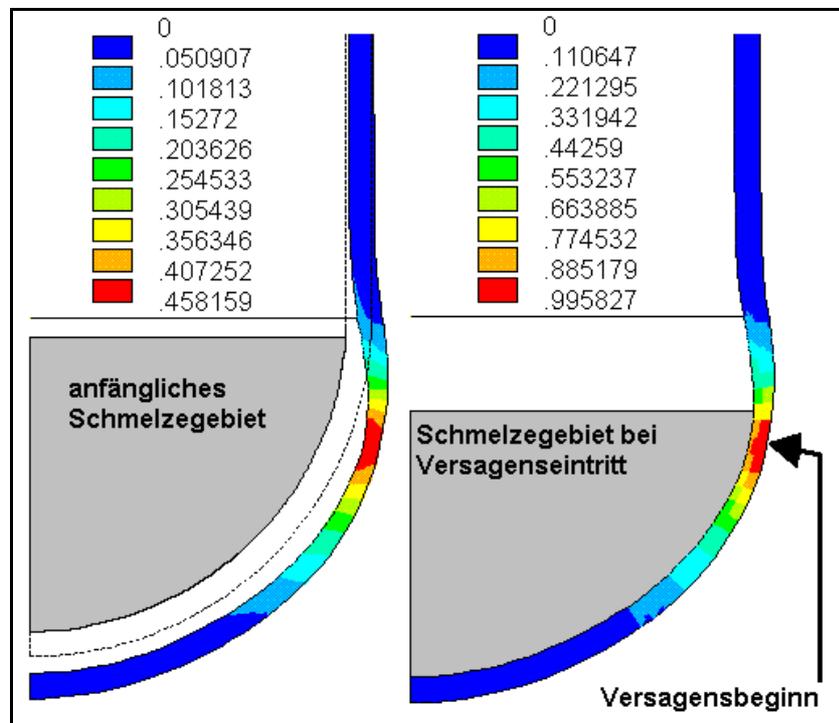


Bild 5.19: Verteilung der Kriechvergleichsdehnung (links, max. 0.45) und der Schädigung (rechts, max. 0.9993) zur berechneten Versagenszeit $t = 4:05h$ (38 kW, 25 bar, Experiment EC2)

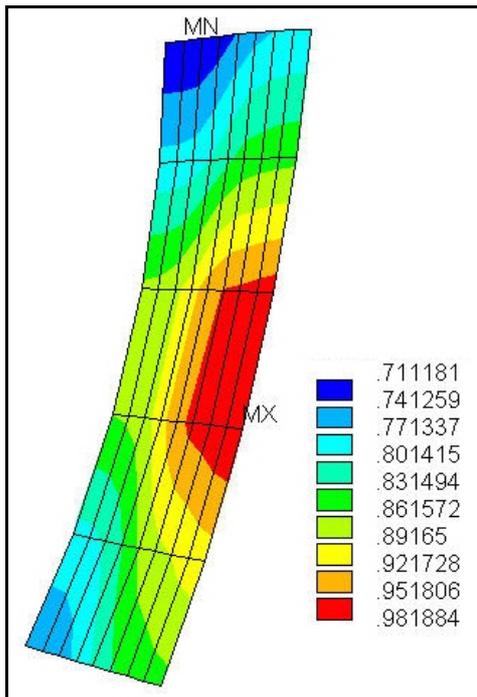


Bild 5.20: Berechnete Verteilung der Schädigung (Detail).

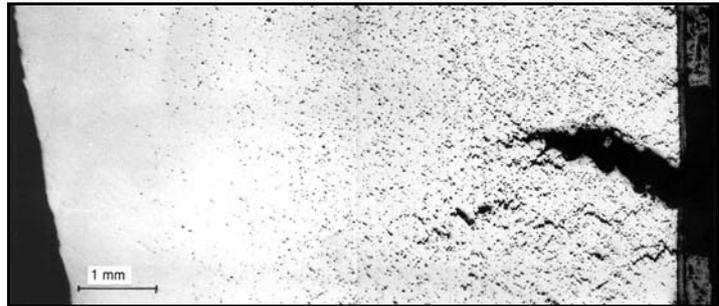


Bild 5.21: Metallographische Aufnahme des EC2-Behälterstahls auf Höhe der Versagensposition: links Innenseite, rechts Außenseite.

Schädigungsmodell mit Triaxialitätsfaktor bewirkt, dass das Aufreißen des Behälters – wie im Experiment bestätigt – an dessen Außenfläche beginnt.

5.4.3 FOREVER-EC3b

Die Befunde im Experiment EC3b sind ähnlich zu EC2, obwohl in diesem Experiment Durchdringungen aus Inconel zur Simulation der Instrumentierungsstützen eingeschweißt waren, wie sie in französischen Reaktoren angeordnet sind. Aufgrund ihrer tiefen Position unterhalb des heißen Fokus haben die Durchdringungen jedoch keinen Einfluss auf die Versagensform. Im 2D-FE-Modell werden die Durchdringungen nicht berücksichtigt.

Das Experiment EC3b ist das einzige der hier betrachteten Experimente, bei dem wie geplant zunächst ein annähernd stationäres Temperaturfeld bei einer Heizleistung von 38 kW erzeugt wurde, um dann einen Innendruck von 25 bar aufzubringen und den Kriechvorgang einzuleiten (vgl. Bild 5.22).

Während des Kriechvorgangs kam es zweimal zu einer Unterbrechung der Heizung, weil eine Sicherung ausgetauscht werden musste. Diese Unterbrechungen waren jedoch kurz und fanden bei einem hohen Gesamttemperaturniveau statt. Dadurch kam es nicht oder nur minimal zu einer Krustenbildung entlang der gesamten Behälterinnenwand, deshalb zeigt die Simulation mit dem Modell für die Ein- und Ausschalttransienten eine bessere Übereinstimmung als im Falle von EC2.

Im Gegensatz zu den Rechnungen für EC2 führt in den Rechnungen für EC3b ein Emissionskoeffizient von 0,75 zu einem konservativen Versagenszeitpunkt (vgl. Rechnung „PESCOTA_93“). (Die Nummer der Rechnung „93“ weist auf das verwendete Eingabedatenfile hin und ermöglicht somit eine Unterscheidung zwischen den einzelnen Rechnungen.) Insgesamt ist der Vergleich zwischen Rechnung und Experiment sehr zufriedenstellend.

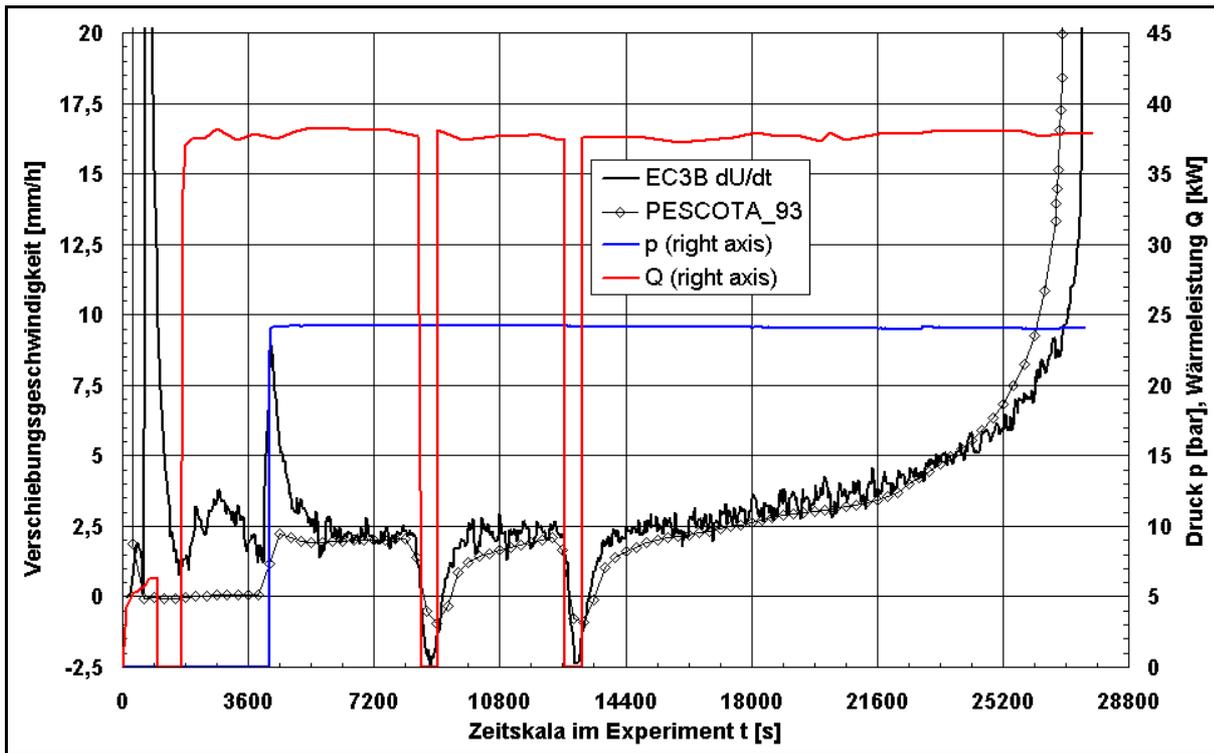


Bild 5.22: Zeitlicher Verlauf von Druck, Heizleistung und gemessener Verschiebungsgeschwindigkeit des Behältersüdpols im Experiment EC3b und in einer Rechnung mit einer Emissivität von 0,75.

5.4.4 FOREVER-EC4

Der Test EC4 war das einzige Experiment der FOREVER-Reihe, bei dem die Bodenkalotte aus dem amerikanischen Stahl SA 533 B1 gefertigt war. Aufgrund des Experimentaufbaus und des zeitlichen Ablaufs wäre zu erwarten gewesen, dass sich ähnliche Ergebnisse einstellen wie im Test EC2 (vgl. Bild 5.23). Der Behälter versagte jedoch früher und mit einer auffällig anderen Bruchform im Vergleich zu allen anderen FOREVER-Tests.

In den Rechnungen wurde die Emissivität auf Werte von 0,7 bzw. 0,65 gesenkt. Erst der niedrigere Wert führt zur Übereinstimmung in der Versagenszeit. Die globale Behälterverformung wird wie bisher gut wiedergegeben. Im Diagramm sind zum Vergleich die Verschiebungen am Südpol (0°) und nahe der Schweißnaht (84°) wiedergegeben. Die Position 84° weist geringere Werte auf, weil sie die Verschiebungen oberhalb des heißen Fokus wiedergibt. Die Wanddickenabnahme im Bereich des Risses ist im Experiment größer als in der Rechnung (vgl. Bild 5.18).

Neben der Emissivität kommen auch andere Faktoren für das beobachtete zeitliche Verhalten in Betracht. Werden die an der Behälteraußenwand gemessenen Temperaturen verglichen (s. Bild 4.14 auf S. 85), fällt auf, dass der heiße Fokus in EC4 räumlich höher lag als in EC2 und die absoluten Temperaturen größer waren als in EC3b. Eine Ursache hierfür könnte die Isolation im Behälter gewesen sein (vgl. Bild

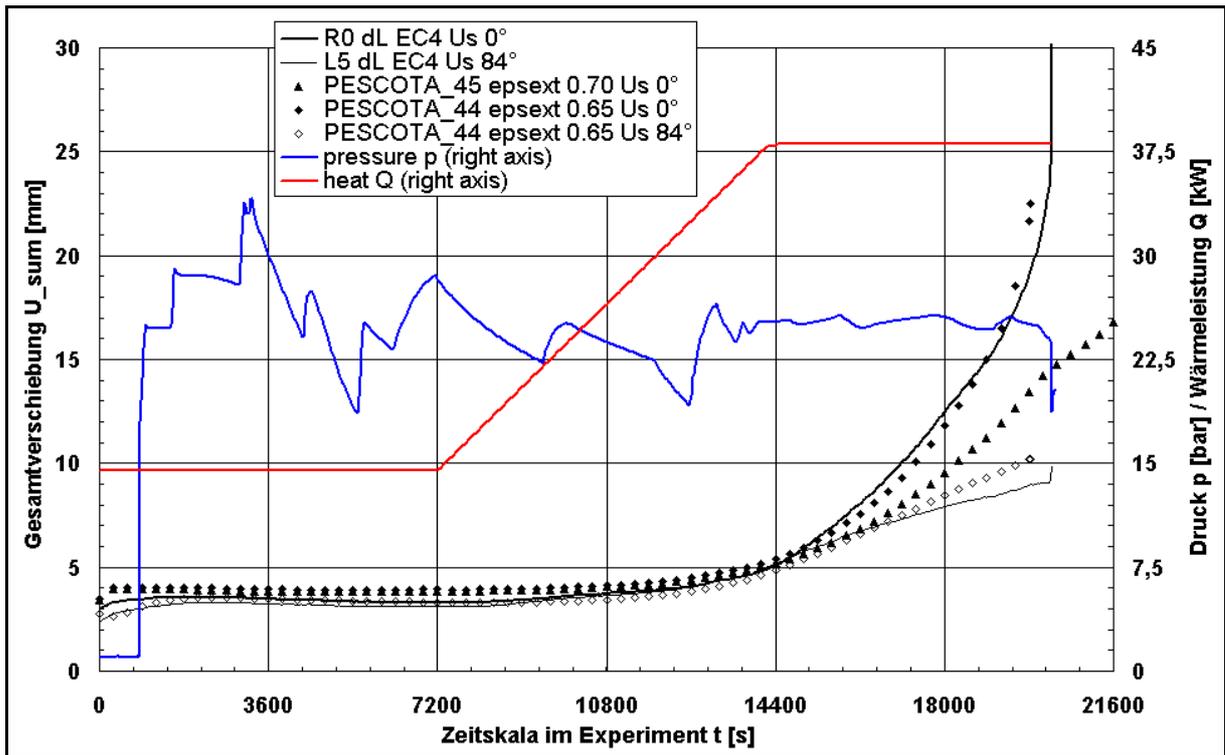


Bild 5.23: Zeitlicher Verlauf von Druck, Heizleistung und gemessener Gesamtverschiebung des Behältersüdpols im Test EC4. Vergleich mit 2 Rechnungen mit unterschiedlichen Emissivitäten von 0,7 und 0,65.

5.10), die in den vorhergehenden Experimenten jeweils wiederverwendet wurde. Durch den mehrfachen Ein- und Ausbau sowie während der Tests nutzte sich die Isolation ab, deswegen wurde sie bei EC4 durch eine neue ersetzt, was zu einem geringeren Wärmeverlust an der Schmelzeseoberfläche geführt haben könnte.

Variationsrechnungen bezüglich der Bruchdehnung haben gezeigt, dass diese zwar einen signifikanten Einfluss auf die endgültige Wanddicke im Versagensbereich hat, gleichzeitig aber kaum einen Einfluss auf die Versagenszeit, weil der Dehnungszuwachs kurz vor Versagen des Behälters aufgrund der geometrischen Beschleunigung des Vorgangs sehr groß ist.

Für die Modellvalidierung an Hand der FOREVER-Experimente lässt sich abschließend festhalten, dass das gekoppelte Modell prinzipiell in der Lage ist, die Behälterdeformation exakt zu beschreiben bzw. vorherzusagen. Unsicherheiten bezüglich der Versagenszeit resultieren im Wesentlichen aus den nicht exakt bekannten Materialparametern.

5.5 Metallographische Untersuchungen

Im FZR wurden weitergehende metallographische Untersuchungen vorgenommen, um Hinweise für das unterschiedliche Verhalten der Stähle in den Experimenten EC2 bzw. EC3b (jeweils 16MND5, vgl. Tabelle 5.3, S. 112) und EC4 (SA 533 B1) zu finden. Diese Untersuchungen dienen nicht direkt einer weiteren Validierung des numerischen Modells, geben aber einen Eindruck davon, wie stark die Materialeigenschaften von geringen Schwankungen der chemischen Zusammensetzung der Stähle abhängen können.

In Bild 5.24 und Bild 5.25 sind geätzte Schlitze der Bruchpositionen von EC3b bzw. EC4 abgebildet. Unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Maßstabs fällt auf, dass sich das Material in EC4 wesentlich duktiler verhalten hat als in EC3b. In beiden Proben ist noch die Zeilenstruktur des Gefüges zu erkennen, die aus dem Herstellungsprozess durch Walzen herrührt.

Ausgehend von der Hypothese von Mongabure (vgl. Abschnitt 2.2.2.3) wurde der Schwefelgehalt als Ursache für das unterschiedliche Verhalten in Betracht gezogen. Werden die Angaben in Tabelle 5.1 verglichen, fallen die höheren Werte im Falle von EC2 und EC3b auf. Allerdings liegen bereits sämtliche Schwefelgehalte der untersuchten Proben im Vergleich zur amerikanischen Norm SA 533 auf einem niedrigen Niveau.

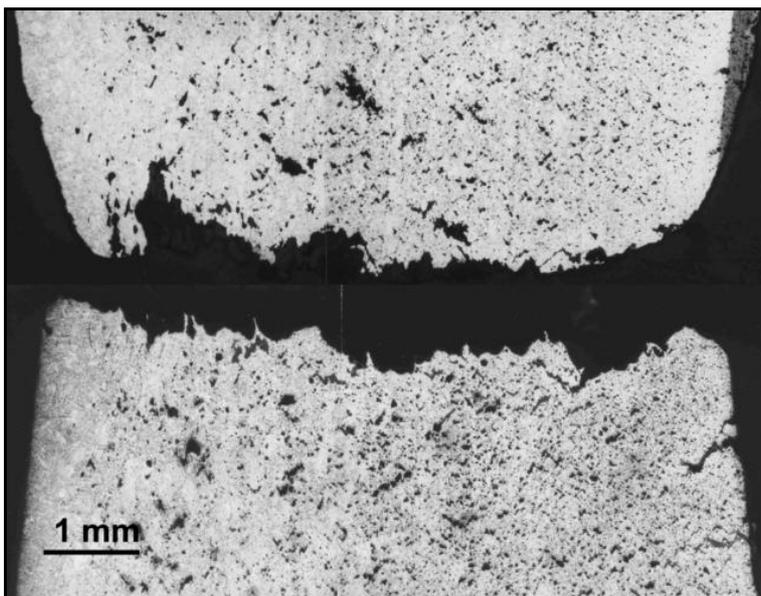


Bild 5.24: Gefügeaufnahme (geätzt) an der Bruchposition von EC3b; die gesamte verbliebene Wanddicke ist dargestellt; links - Innenseite, rechts - Außenseite.

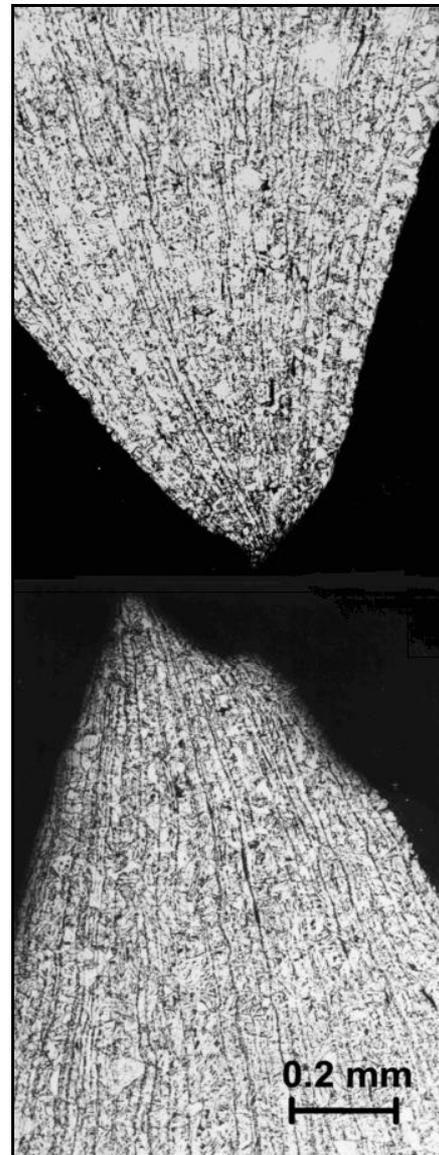


Bild 5.25: Gefügeaufnahme (geätzt) an der Bruchposition von EC4; links - Innenseite.

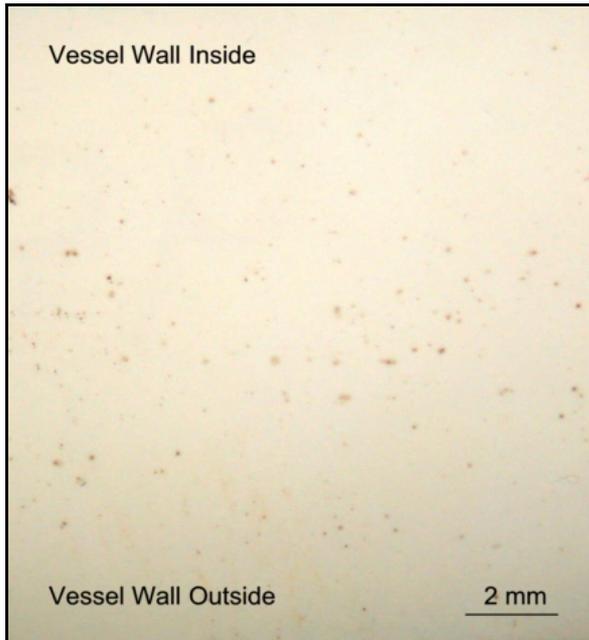


Bild 5.26: Baumann-Replika EC3b.

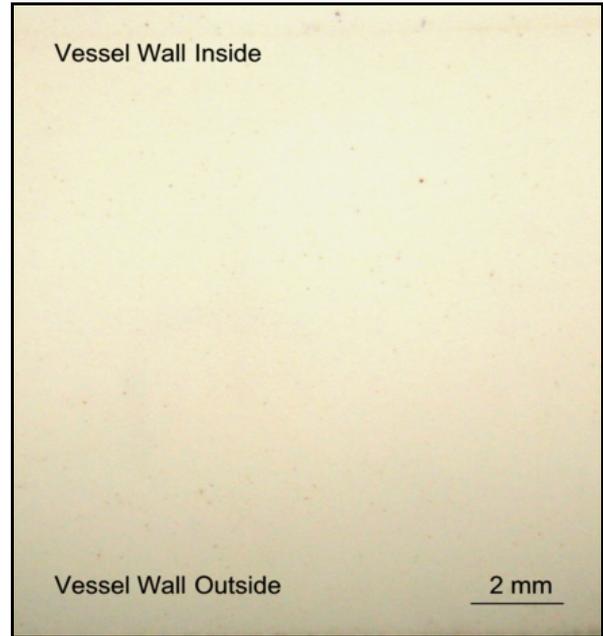


Bild 5.27: Baumann-Replika EC4.

In Bild 5.26 und Bild 5.27 sind Baumann-Replika der Wandquerschnitte der Experimente EC3b und EC4 dargestellt. Hierzu wird mit Hilfe von Photopapier, das mit einer 5%igen schwefeligen Säure getränkt ist, ein Abdruck hergestellt, der Schwefelsegregationen im Metallgefüge sichtbar macht. Im Falle von EC3b sind diese Segregationen deutlich als braune Flecken zu erkennen. Dagegen zeigt das Bild für EC4 kaum Schwefelausscheidungen an. Die Ergebnisse der Untersuchungen an den FOREVER-Behältern bestätigen damit die Hypothese von Mongabure, dass der Schwefelgehalt insbesondere bei Temperaturen oberhalb des Austenitierungspunkts die Duktilität des Materials entscheidend beeinflusst.

6 Betrachtung eines prototypischen Szenarios

Trotz der umfangreichen Arbeiten zur Validierung der thermischen und mechanischen Modelle und der gekoppelten Simulation sind die Modellierung, die Rechnungsdurchführung und die Ergebnisanalyse für ein prototypisches Modell mit großen Unsicherheiten behaftet. Diese rühren zum einen aus den Besonderheiten des experimentellen Aufbaus, die so im prototypischen Szenario nicht vorkommen. Ausgehend von den FOREVER-Experimenten zählen dazu die über der Schmelze angebrachte Isolation und die inhomogene Wärmefreisetzung in der Schmelze. Im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse wird die Auswirkung dieser skalierungsunabhängigen Unzulänglichkeiten der FOREVER-Experimente in Abschnitt 6.1 diskutiert.

Zum anderen tritt, wie bereits im Rahmen der Skalierungsbetrachtung (vgl. Abschnitt 3.7) deutlich gemacht wurde, als wesentlicher Unterschied zwischen den FOREVER-Experimenten und dem prototypischen Szenario ein teilweises Abschmelzen der RDB-Wand auf. In Abschnitt 6.2 wird beschrieben, wie dieser Vorgang modelliert wird. Allerdings ist eine Validierung nicht möglich. In Abschnitt 6.3 folgen die Ausführungen zur Simulation des prototypischen Szenarios.

6.1 Sensitivitätsanalyse für das FOREVER-Szenario

Bei einer direkten Umstellung des Simulationsmodells vom FOREVER-Szenario auf ein prototypisches KONVOI-Szenario mit vollständig abgeschmolzenem Kern und ohne Wiederbespeisung des RDB mit Kühlwasser ändern sich viele Eingangsgrößen gleichzeitig. Deswegen wurde das FOREVER-Modell schrittweise an ein prototypisches Modell angenähert. Hinzu kommt, dass bei einer evolutionären Modellentwicklung vom validierten FOREVER-Modell zum prototypischen Modell die neu zu implementierenden Einzelmodelle bzw. zu berücksichtigenden Randbedingungen separat auf ihre Zuverlässigkeit und Plausibilität untersucht werden können.

In einer Sensitivitätsanalyse sollen daher Informationen über die Auswirkung einzelner wesentlicher Modelländerungen gewonnen werden. Dazu wird zunächst ein FOREVER-Referenzszenario definiert und simuliert. Im Vergleich dazu wird als erste wesentliche Modelländerung untersucht, wie sich ein FOREVER-Behälter ohne Einbauten wie Isolation und Heizungsanlage verhalten hätte. Eine weitere Änderung betrifft die Modellierung der Wärmefreisetzung.

6.1.1 Referenzrechnung

Für die Referenzrechnung werden die Randbedingungen zugrundegelegt, die für die FOREVER-Experimente vorgesehen waren: Eine konstante Wärmefreisetzung von 38 kW im Schmelzesee und nach Erreichen eines stationären Temperaturfelds ein Differenzdruck von 25 bar. In Tabelle 6.1 sind weitere Eingangsgrößen der Referenz-

rechnung zusammengefasst, deren Bedeutung teilweise in den folgenden Abschnitten diskutiert wird. Die hier aufgeführten Werte entsprechen den Werten der Skalierungsdiskussion in Kapitel 3. Weitere Abmessungen und Einflussfaktoren können Tabelle 3.1 entnommen werden.

Tabelle 6.1: *Eingangsgrößen für die Referenzrechnung.*

Eingangsgröße	Symbol / Einheit	Wert
Heizleistung	Q [kW]	38
Außenradius der Wärmefreisetzungszone	r_{WFZ} [m]	0,135
Behälterüberdruck	p_i [bar]	25
Schmelzevolumen	V [m ³]	0,014
Emissionskoeffizient innen und außen	ε [-]	0,75
globale Zeitschrittgröße zu Beginn	Δt_g [s]	300

Die Ergebnisse der Referenzrechnung sind in Tabelle 6.2 (S. 132) zusammen mit den Ergebnissen der weiteren Sensitivitätsrechnungen wiedergegeben. Die höchste Temperatur in der Behälterwand $T_{w,max,0}$ beträgt zu Beginn der Rechnung ohne Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung des Behälters 1.357 K. Nach der ersten Kopplung ergibt sich ein stationäres Temperaturfeld, dessen maximale Behälterwandtemperatur sich auf 1.320 K beläuft. Das bedeutet, dass sich aufgrund der Geometrieänderung, deren wesentliche Effekte in der Vergrößerung der Schmelzeseeoberfläche, der Vergrößerung des Wärmestrahlungshohlraums und der Behälteraußenoberfläche bestehen, eine absolute Temperaturabsenkung bezogen auf die höchste Temperatur in der Behälterwand von 37 K ergibt.

Im weiteren Verlauf der Rechnung sinkt diese Maximaltemperatur weiter ab, bis sie zum Versagenszeitpunkt t_{fail} nach 21.150 s einen Wert $T_{w,max,fail}$ von 1.289 K erreicht. Die weitere Temperaturabsenkung wird zusätzlich zu den schon genannten Geometrieeffekten, die sich weiter verstärken, durch die Wanddickenabnahme und die damit verbundene Reduzierung des thermischen Widerstands der Wand verursacht.

Die maximale externe Wandtemperatur $T_{w,ext,max,0}$ liegt etwa auf gleicher Höhe wie die maximale interne Temperatur. Die Differenz zwischen beiden Temperaturen korrespondiert indirekt zum maximalen externen Wärmestrom. Der in Tabelle 6.2 angegebene Wärmestrom $q_{w,max,0}$ wurde jedoch entsprechend der externen Temperatur, der Umgebungstemperatur, des Wärmeübergangskoeffizienten und der Emissivität bestimmt.

Die Temperatur im Zentrum der Schmelzeseeoberfläche $T_{MS,center,0}$ gibt eine Orientierung über die Bedingungen für den Strahlungswärmetransport innerhalb des Behälters. Allerdings ist die Temperatur kein zuverlässiger Indikator für den Gesamtwärmestrom von der Schmelzeseeoberfläche. In der Referenzrechnung fällt die Temperatur von 1.608 K auf 1.536 K, während der Wärmestrom von 9,26 kW auf 11,93 kW ansteigt. Diese gegenläufige Entwicklung kann mit der Vergrößerung der Schmelze-

seeoberfläche und der Vergrößerung des Strahlungswärmehohlraums, verursacht durch Behälterausdehnung und Schmelzespiegelabsenkung, erklärt werden.

6.1.2 Einfache Kopplung

Bei der einfachen Kopplung wird der Effekt der Temperaturabsenkung aufgrund der Behälterverformung nicht berücksichtigt, weil mit dem zu Beginn ermittelten Temperaturfeld bis zum Versagenszeitpunkt gerechnet wird. Die maximale Behälterwandtemperatur beträgt somit durchgehend 1.357 K. Es ergibt sich eine Versagenszeit von 8.550 s, das ist deutlich weniger als die halbe Versagenszeit der Referenzrechnung. Zusätzlich zum reinen Temperaturunterschied wird diese Beschleunigung der Versagenszeit auch durch die Lage des Temperaturfelds verursacht. In der gekoppelten Rechnung sinkt der heiße Fokus zu tieferen polaren Positionen der Bodenkalotte, was zu günstigeren Spannungszuständen führt (vgl. Kesselformeln).

Im Vergleich lässt sich festhalten, dass die einfache Kopplung zu sehr frühen Versagenszeiten führt. Die berechnete Versagensposition wird bei gleichem Ausgangsschmelzespiegel wahrscheinlich höher liegen als die tatsächliche.

6.1.3 Behälter ohne Einbauten

Da für das prototypische Szenario angenommen wird, dass sich der größte Teil des Kerninventars in die Bodenkalotte verlagert hat, ist davon auszugehen, dass sich über dem Schmelzesee ein großer Hohlraum befindet (vgl. Bild 3.1). Diese Konstellation ist in den FOREVER-Experimenten nicht gegeben. Dort befand sich eine Isolationsüber der Schmelze, zum einen, um die Einbauten zu schützen, und zum anderen, um die notwendige Heizleistung zu begrenzen.

Wird der FOREVER-Behälter ohne Einbauten simuliert, ist bei sonst gleichen Randbedingungen mit deutlich niedrigeren Temperaturen zu rechnen. Dies bestätigen die in Tabelle 6.2 wiedergegebenen Werte für die maximale Behälterwandtemperatur: 1.279 K und 1.211 K für den Beginn der Rechnung vor bzw. nach der thermischen Ausdehnung. Die Versagenszeit wird gegenüber der Referenzrechnung aufgrund dieser niedrigen Temperaturen auf 87.000 s mehr als vervierfacht. Die weitere Temperaturabnahme auf 1.207 K bis zum Versagen ist allerdings vergleichsweise gering, was mit der geringen relativen Volumenzunahme des bereits zu Beginn sehr großen Strahlungswärmehohlraums zu erklären ist. Der Effekt des großen Hohlraums auf den Wärmestrom von der Schmelzeseeoberfläche ist deutlich zu erkennen: Unter Berücksichtigung der Anfangsausdehnung steigt der Wärmestrom von 11,93 kW auf 17,2 kW. In Relation zur insgesamt in der Schmelze freigesetzten Wärmeleistung von 38 kW bedeutet dies, dass der Anteil des über der horizontale Schmelzeoberfläche abgeführten Wärmestroms von 31,4 % auf 45,3 % steigt.

6.1.4 Homogene Wärmefreisetzung in gesamter Schmelze

Eine weitere Änderung betrifft die Wärmefreisetzung. Im Experiment wurde die Wärme über den elektrischen Widerstand in einem mehrfach gewundenen Heizstab erzeugt und in die flüssige Schmelze eingekoppelt. Das räumliche Gebiet, in dem sich die Heizstäbe befanden, entsprach einer Halbkugel, allerdings mit kleinerem Radius als dem Innenradius der Bodenkalotte, um einen Kurzschluss zur Behälterwand zu vermeiden. Im Modell für die FOREVER-Versuche wurden nicht die diskreten Heizstäbe simuliert, sondern eine homogene Wärmequellenverteilung innerhalb des Radius der „Wärmefreisetzungszone“ gerechnet. Die so - insbesondere in der Behälterwand - bestimmten Temperaturverteilungen stimmen gut mit den experimentell gemessenen überein, wenn der prinzipielle Messfehler durch die Positionierung der Thermolemente berücksichtigt wird (vgl. Abschnitt 3.3.5).

Im prototypischen Fall wird die Wärmefreisetzung bei einer annähernd homogen vermischten Schmelze ebenfalls als homogen verteilt angenommen. Wird eine gleichmäßig verteilte Wärmefreisetzung für FOREVER simuliert, resultiert daraus eine geringere Wärmequellendichte als bisher. Insbesondere die Wärmefreisetzung am Südpol der Kalotte führt hier zu größeren Wärmeströmen durch die relativ kalte Behälterwand. Wie zu erwarten ist, sinken damit die maximalen Behälterwandtemperaturen. Die in Tabelle 6.2 wiedergegebenen Werte von 1.349 K bzw. 1.309 K zu Beginn der Rechnung liegen geringfügig unter den Werten der Referenzrechnung. Der weitere Temperaturabfall während der gekoppelten Rechnung ist etwas größer als in der Referenzrechnung, weil sich der Effekt des erhöhten Wärmedurchgangs durch die unteren Kalottenbereiche verstärkt, je tiefer der Schmelzespiegel sinkt. Die Versagenszeit verlängert sich durch diese niedrigeren Temperaturen um etwa 20 %.

6.1.5 Kombination von Wärmefreisetzung in gesamter Schmelze und fehlenden Einbauten

Die Kombination aus den bereits diskutierten Modelländerungen bezüglich des Wärmefreisetzungsbereichs einerseits und der fehlenden Einbauten andererseits lässt einen weiteren Temperaturabfall und damit eine noch längere Versagenszeit erwarten. Die berechneten Temperaturen liegen bei 1.274 K und 1.199 K zu Beginn der Analyse, sinken dann nur noch geringfügig auf 1.195 K. Die Oberflächentemperatur im Zentrum des Schmelzesees liegt etwas unter der Temperatur in der Rechnung ohne Einbauten aber begrenzter Wärmefreisetzungszone. Die maximale Wandtemperatur sinkt bis zum Versagen nur noch geringfügig auf 1.195 K. Die Versagenszeit liegt bei über 100.000 s.

6.1.6 Zusammenfassung der Sensitivitätsanalyse

Tabelle 6.2 fasst die Ergebnisse der Rechnungen mit den verschiedenen Modelländerungen zusammen. Es lässt sich festhalten, dass insbesondere der Effekt eines großen Hohlraums über der Schmelze zu einer deutlichen Veränderung der Wärmeströme und zu einer Temperaturabsenkung führt und infolgedessen zu wesentlich späteren Zeitpunkten ein Behälterversagen eintritt.

Grundsätzlich wird noch einmal deutlich, dass Temperaturschwankungen im heißen Fokusbereich von wenigen Prozent zu sehr großen Versagenszeitänderungen führen können.

Tabelle 6.2 : Zusammenfassung der Rechnungen zur Sensitivitätsanalyse. In den entsprechenden Feldern steht oben jeweils der Wert ohne Berücksichtigung der Behälterausdehnung und unten jeweils der Wert nach deren Berücksichtigung.

Rechnung: Größe:	Referenz- rechnung	kleinere Zeitschritt- weite	einfache Kopplung	ohne Einbau- ten	homogene Wärme- quellen	ohne Einb., mit hom. Wq.
$T_{w,max,0}$ [K]	1.357 1.320	1.357 1.320	1.357 -	1.279 1.211	1.349 1.309	1.274 1.199
$T_{w,ext,max,0}$ [K]	1.282 1.250	1.282 1.250	1.282 -	1.215 1.155	1.276 1.249	1.211 1.145
$q_{w,max,0}$ [kW/m ²]	124,2 112,6	124,2 112,6	124,2 -	101,1 85,5	121,7 112,3	99,9 80,8
$T_{MS,center,0}$ [K]	1.608 1.536	1.608 1.536	1.608 -	1.485 1.392	1.583 1.518	1.465 1.370
Q_{MS} [kW]	9,26 11,93	9,26 11,93	9,26 -	13,58 17,20	8,80 11,32	12,96 16,34
$T_{w,max,fail}$ / [K]	1.289	1.289	1.357	1.207	1.272	1.195
t_{fail} / [s]	21.150	20.900	8.550	87.000	25.100	104.000

6.2 Modellierung der Behälterwandablation

Ein wesentlicher Unterschied des prototypischen Szenarios zur FOREVER-Anordnung ist das höhere Temperaturniveau. Dies erfordert die zusätzliche Modellierung des Aufschmelzens der Stahlwand, der sogenannten Ablation.

Die Ablation wird im thermischen und im mechanischen Submodell (vgl. Abschnitt 4.4) getrennt berücksichtigt. In beiden Submodellen werden vor der Lösung des aktuellen Zeitschritts alle Elemente identifiziert, die mindestens einen Knoten mit einer Temperatur oberhalb der Solidustemperatur besitzen. Diesen Elementen werden in der thermischen Rechnung die Materialeigenschaften der an sie angrenzenden Schmelzezone (vgl. Abschnitt 4.2.2) zugeordnet.

Im mechanischen Submodell wird diesen Elementen ein fiktives Material zugeordnet, das einen im Vergleich zum RDB-Stahl um mehrere Größenordnungen reduzierten

Elastizitätsmodul besitzt. So wird gewährleistet, dass die mechanischen Eigenschaften des Gesamtmodells der nicht aufgeschmolzenen Wand entsprechen, während gleichzeitig die Netzverformung auch für das aufgeschmolzene Gebiet mitberechnet wird.

Bild 6.1 zeigt den Bereich der Bodenkalotte des mechanischen Modells. Die aufgeschmolzenen Elemente sind hell dargestellt. Im Bereich des heißen Fokus beträgt die Wanddickenabnahme etwa die Hälfte der ursprünglichen Wanddicke. Erstarrungsvorgänge zu späteren Zeiten werden nicht berücksichtigt, unter anderem, weil die Materialeigenschaften der wiedererstarteten Bereiche nicht bekannt sind.

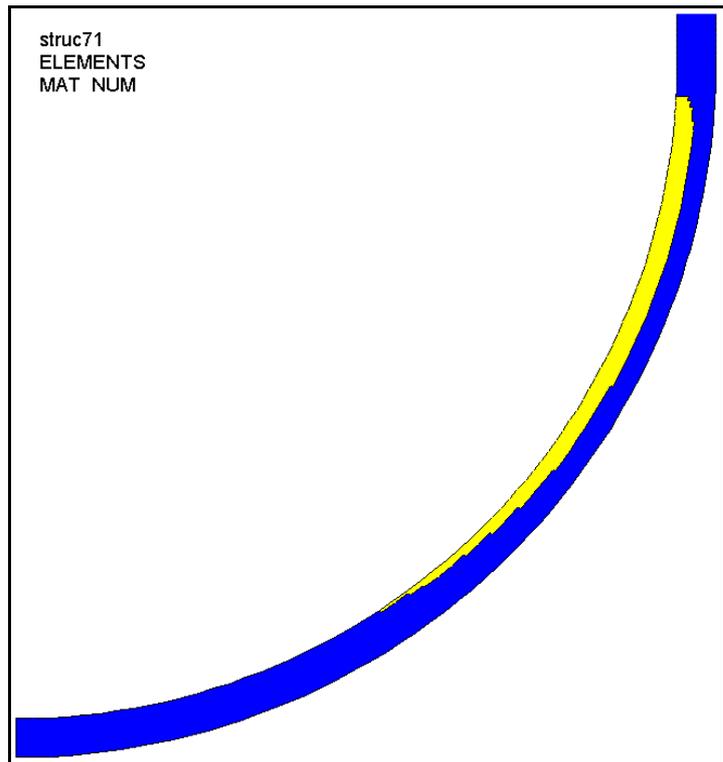


Bild 6.1: Ausschnitt des mechanischen Modells mit Berücksichtigung der Ablation. Hell dargestellte Elemente gelten als abgeschmolzen.

6.3 Das prototypische Szenario

Für das prototypische Szenario wird ein Druckwasserreaktor vom Typ KONVOI mit möglichst hohem Abbrand betrachtet. Die Abmessungen und weitere Eingangsgrößen werden in Kapitel 3 behandelt.

Der RDB von KONVOI-Anlagen ist aus dem Werkstoff 22 NiMoCr 3 7 gefertigt. Für diesen Werkstoff wird in einem Vorhaben der Reaktorsicherheitsforschung (Projekt-Nr. 1501257) bei der MPA Stuttgart zur Zeit eine Kriechdatenbank entwickelt. Diese Daten konnten im Rahmen der vorliegenden Arbeit noch nicht angewendet werden. Allgemein weist der Werkstoff 22 NiMoCr 3 7 jedoch eine höhere Zeitstandfestigkeit auf als die Werkstoffe 20 MnMoNi 5 5 /OBS 1989/ bzw. 16MND5. Daher wird in dieser Arbeit die Kriechdatenbank der letztgenannten Stähle verwendet.

Für die weiteren Betrachtungen kann das prototypische Szenario in vier Fälle untergliedert werden:

- trockenes Niederdruckszenario,
- trockenes Hochdruckszenario,
- Niederdruckszenario mit Außenflutung,

- Hochdruckszenario mit Außenflutung.

Wie bereits die einfache Abschätzung in Abschnitt 3.3.4 gezeigt hat, wird die RDB-Wand in den trockenen Szenarien unter den angenommenen Randbedingungen in jedem Fall thermisch versagen. Für das trockene Niederdruckszenario wurde eine PESCOTA-Analyse durchgeführt. Das Ergebnis stimmt mit der Abschätzung überein: Die Behälterwand wird allein aufgrund der thermischen Belastung versagen und zwar deutlich bevor ein Gleichgewicht zwischen der von innen zugeführten und nach außen abgegebenen Wärmeleistung eintritt, d.h., bevor sich ein stationäres Temperaturfeld in der Wand einstellen kann. Allerdings lassen sich mit dem vorhandenen Modell keine Aussagen zum Versagenszeitpunkt treffen, da das Modell nicht für thermisch hochtransiente Vorgänge geeignet ist. Insbesondere bei Transienten mit schnell steigenden Temperaturen wird der Temperaturanstieg im Modell verzögert wiedergegeben (vgl. Diskussion des FOREVER-EC2-Experiments in Abschnitt 5.4.2.1). Prinzipiell wird eine quasi-stationäre Lösung für den Beginn der mechanischen Simulation gesucht, die in diesem Fall jedoch nicht existiert.

Aus früheren Analysen ist bekannt, dass das Temperaturniveau im Schmelzesee Werte bis zu 3.000 K erreichen kann (vgl. /PAR 1992/). Dieses Temperaturniveau wurde mit den berechneten Maximalwerten von 2.650 K nicht erreicht. Ursache dafür ist zum einen, dass die stationäre Lösung noch nicht erreicht wurde. Andere Ursachen liegen möglicherweise in den relativ hoch angesetzten Emissionskoeffizienten und im verwendeten ECCM-Konzept, das insbesondere nicht dazu geeignet ist, horizontale Temperaturunterschiede im Schmelzesee wiederzugeben.

Angesichts der Ergebnisse für das trockene Niederdruckszenario erübrigt sich eine Analyse des trockenen Hochdruckszenarios.

Für die Szenarien mit Außenflutung wurde an der Außenseite des Behälters ein Wärmestrom in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz zwischen Wand und siedendem Wasser vorgegeben. Der Zusammenhang entspricht der in Bild 2.7 dargestellten Nukijama-Kurve. In keinem Flutungsszenario wurde der kritische Wärmestrom (vgl. Abschnitt 2.2.3) erreicht, d.h., die Behälteraußenwandtemperaturen liegen trotz großer lokaler Unterschiede des Wärmestroms in einem kleinen Temperaturbereich von 373 K bis 398 K (vgl. Bild 2.7, Seite 27).

Im Unterschied zu den FOREVER-Simulationen, bei denen eine konstante Heizleistung angestrebt war, ist für das prototypische Szenario eine Berücksichtigung der abnehmenden Nachzerfallswärme notwendig. Gerade aus der Tatsache, dass die Zerfallswärmeleistung abnimmt, ergibt sich die Möglichkeit für eine erfolgreiche Kernschmelzerückhaltung in der Bodenkalotte. Für die hier diskutierten Analysen wurde eine Zeitabhängigkeit wie in Bild 3.4 auf Seite 39 dargestellt zugrundegelegt /GRU 2003/, /KUC 1993/.

6.3.1 Niederdruckszenario mit Außenflutung

Für das Nieder- bzw. Mitteldruckszenario werden jeweils konstante Differenzdrücke über der RDB-Wand zwischen 0 und 25 bar angenommen. Der hydrostatische Druck, den die Wasservorlage an der Außenseite auf den Behälter ausübt, wird vernachlässigt.

Bild 6.2 zeigt eine Darstellung des Modells der thermischen Analyse. Der sich einstellende Wärmestrom an der Behälteraußenseite zu Beginn der Simulation ist ebenfalls dargestellt. Die lokalen Wärmeflüsse werden iterativ für den jeweiligen Lastschritt bestimmt. Deutlich sichtbar sind die großen Wärmeflüsse im Bereich des heißen Fokus. Sie erreichen Maximalwerte von 451 kW/m^2 . Im Zentrum der Bodenkalotte und in den hochgelegenen Bereichen des Behälters stellen sich Wärmeströme von weniger als 50 kW/m^2 ein.

In Bild 6.3 ist das sich einstellende Temperaturfeld im gesamten thermischen Modell wiedergegeben. Die berechneten Temperaturfelder sind zunächst unabhängig vom aufgeprägten Druckniveau. Der bereits bekannte Einfluss des Emissionskoeffizienten bleibt bei den hohen Temperaturen bestehen, wobei sein Wert tendenziell steigt. Für die hier diskutierten Analysen wurde ein Koeffizient von 0,8 angenommen.

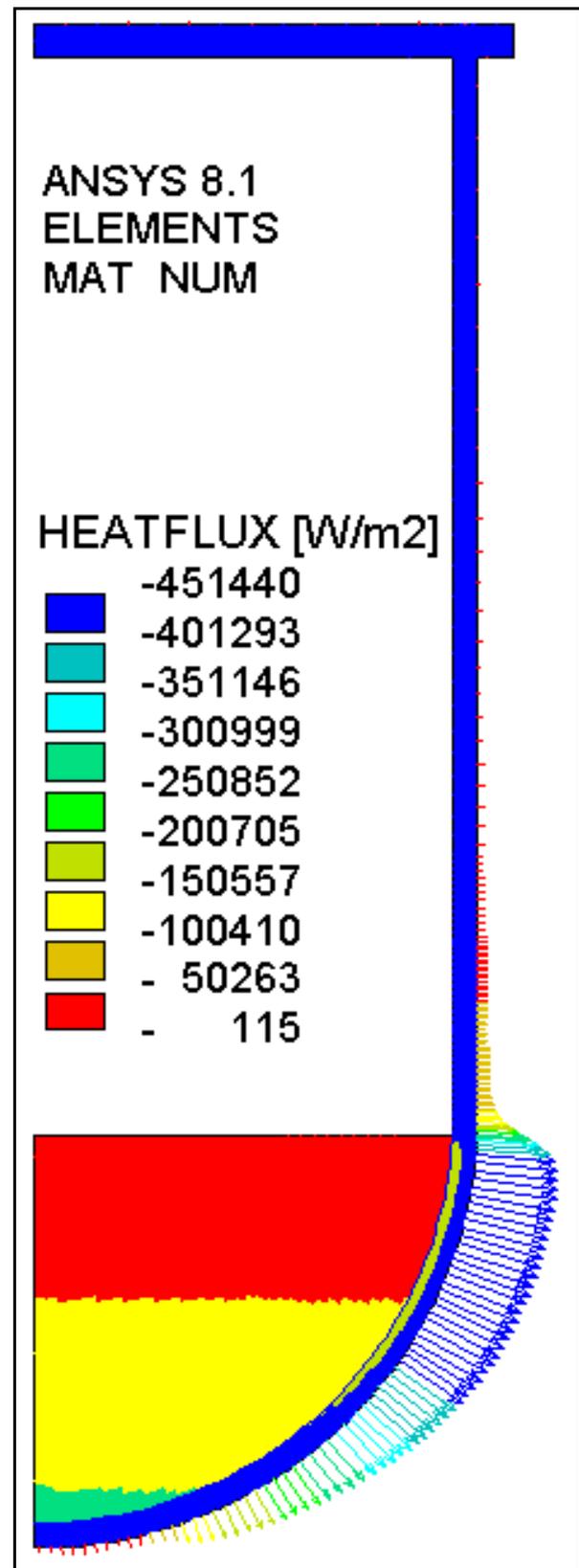


Bild 6.2: Materialzonen und sich einstellender Wärmestrom (aus dem System abgeführte Wärmeströme sind negativ) für das prototypische Szenario mit Außenflutung.

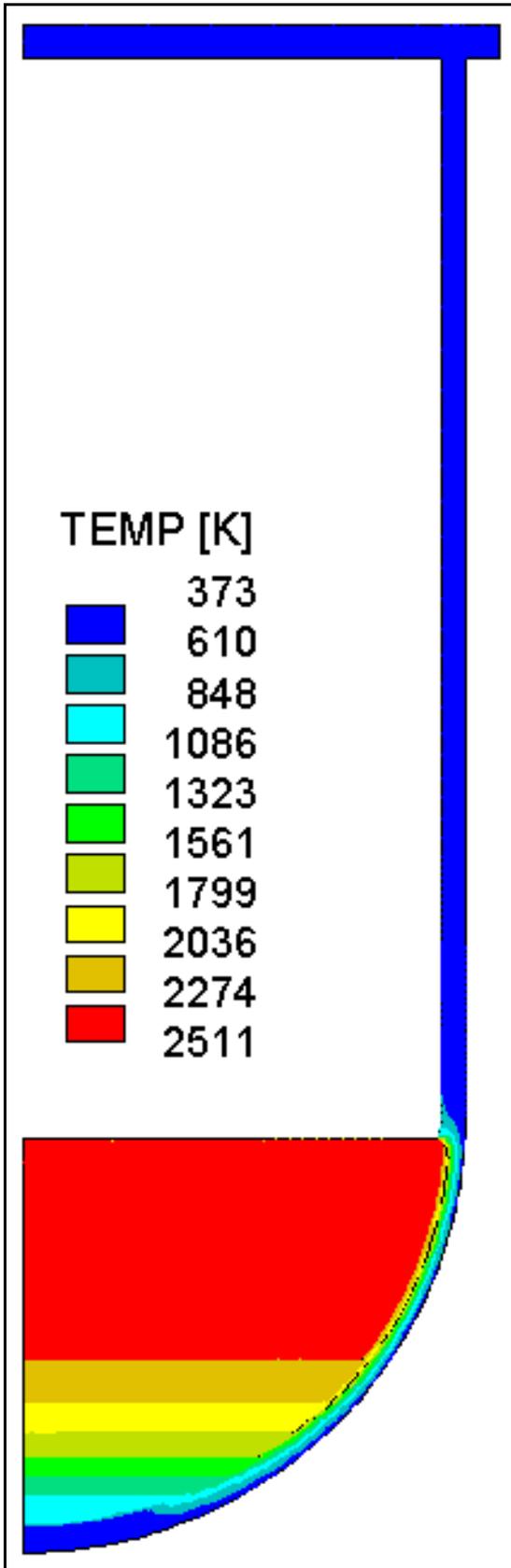


Bild 6.3: Temperaturfeld des gesamten Modells vor Beginn der mechanischen Simulation.

In den mechanischen Rechnungen hat sich ergeben, dass die verbleibende Restwanddicke ausreicht, um die mechanischen Lasten eines Differenzdrucks von 25 bar dauerhaft aufzunehmen. Deswegen wird im Folgenden das 25-bar-Szenario als oberer Grenzfall der Nieder- und Mitteldruckszenarien diskutiert.

Bild 6.4 zeigt den verbleibenden Wandquerschnitt im mechanischen Modell. Aus der thermischen Rechnung ist bekannt, welche Elemente als abgeschmolzen bzw. mechanisch nicht relevant zu behandeln sind. Der scharfe Einschnitt auf Höhe der Schmelzseeoberfläche ist deutlich zu erkennen. In dem Bild ist zusätzlich die Temperaturverteilung in der Wand dargestellt. Die Zeitskala in der folgenden Diskussion beginnt mit der vollständigen Ausbildung des Kernschmelzesees und bereits erfolgter Ablation der Wand.

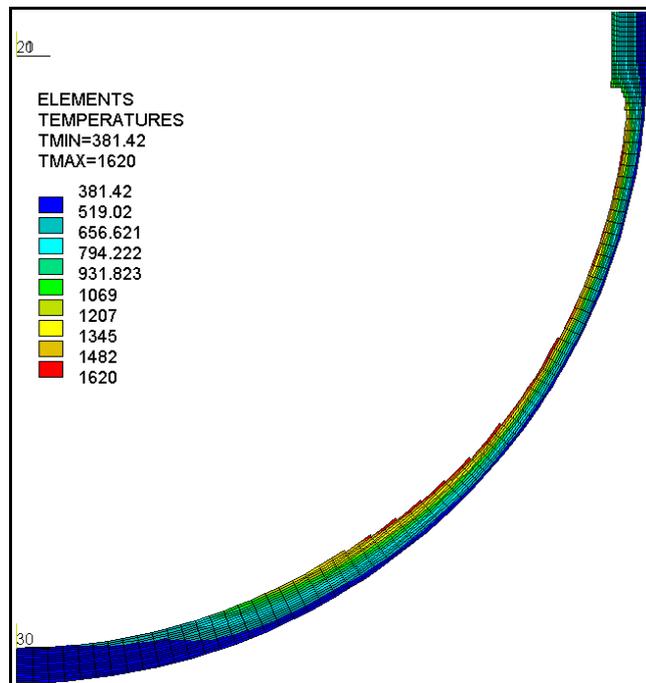


Bild 6.4: Elementplot des mechanischen Modells mit Temperaturfeld [K] zu Beginn der mechanischen Simulation.

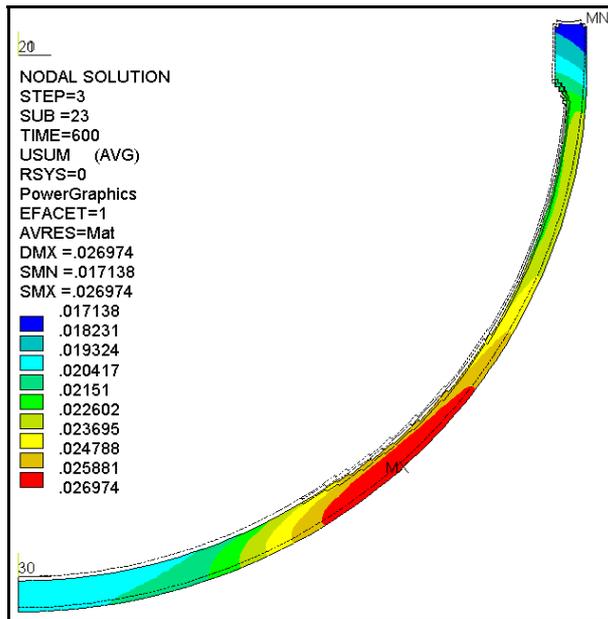


Bild 6.5: Gesamtverschiebungen [m] nach 600 s.

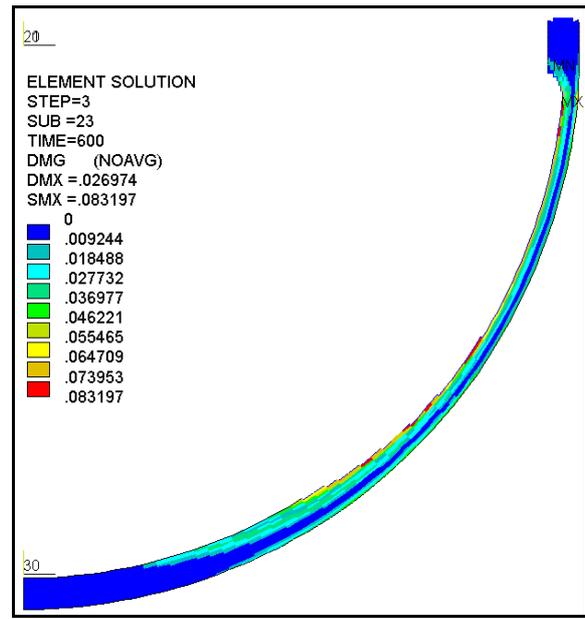


Bild 6.6: Schädigung [-] nach 600 s.

Nach der ersten transienten Kopplung stellt sich eine maximale Verschiebung von etwa 27 mm ein (vgl. Bild 6.5). Die Vergleichsspannungen erreichen Maximalwerte von 465 MPa an der Behälteraußenseite im oberen Bereich des heißen Fokus. Auch bei den hier vorherrschenden Temperaturen von weniger als 600 K bedeutet dies eine deutliche Überschreitung der Streckgrenze (vgl. Bild 4.5). Dies führt zu plastischen Dehnungen und zur Schädigung des Werkstoffs. In Bild 6.6 ist der Schädigungszustand im Bereich der Bodenkalotte dargestellt. Die höchste Schädigung von 8,3 % tritt im oberen Bereich des heißen Fokus an der Wandinnenseite auf und wird durch Kriechen und Plastifizierung hervorgerufen.

Aus der Spannungsverteilung und der Schädigungsverteilung lässt sich jedoch nicht entnehmen, wie hoch die tatsächliche Belastung lokal ist, gemessen an der lokalen Tragfähigkeit der RDB-Wand. D.h., Spannungs- und Schädigungsverteilung sind zunächst nur bedingt Indikatoren für ein mögliches lokales Versagen, weil die Information über die temperaturbedingte Belastbarkeit nicht gegeben ist. Da bei der Analyse der FOREVER-Experimente jeweils vom Endzustand „Versagen“ ausgegangen werden konnte, reichte es aus, allein den Schädigungsgrad D zum Versagenszeitpunkt zu betrachten. Der Schädigungsgrad erlaubt jedoch keine direkte Aussage zur momentan lokal vorliegenden Festigkeit im Werkstück bzw. Bauteil. Es ist möglich, dass ein hochgeschädigter Bereich eine höhere Festigkeit aufweist als ein gering geschädigter Bereich (vgl. „Verfestigung“ Abschnitte 2.2.2.1 und 4.1.4.1). Für das prototypische Szenario werden jedoch auch Lösungen ohne Versagen bestimmt. Die hierbei auftretenden Schädigungen lassen nur bedingt Aussagen über ein verbleibendes Festigkeitspotenzial zu.

Deswegen wurde der sogenannte „Belastungsintensitätsquotient“ (LIQ, Last-Intensitäts-Quotient) definiert. Dieser Quotient spiegelt das Verhältnis von lokaler

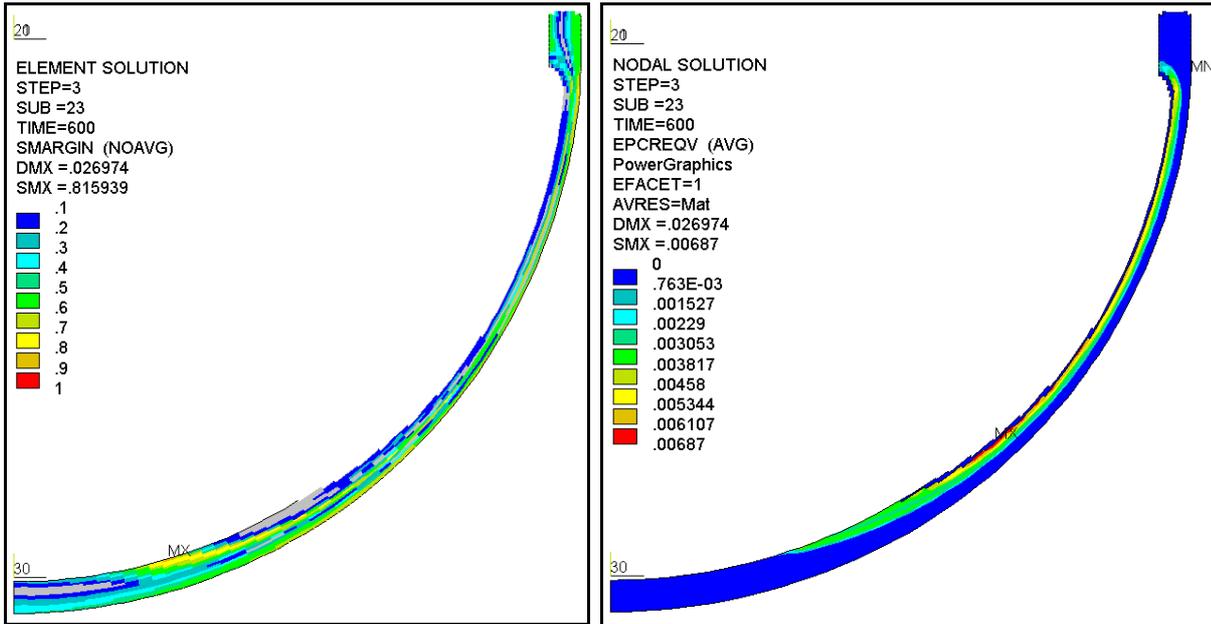


Bild 6.7: Belastungsintensitätsquotient [-] nach 600 s.

Bild 6.8: Kriechvergleichsdehnung [-] nach 600 s.

Spannung und der zur lokalen Temperatur korrespondierenden Zugfestigkeit wieder. Er kann auch als Kehrwert des im Konstruktionswesen verwendeten Sicherheitsfaktors betrachtet werden. LIQ-Werte nahe 1 bedeuten, dass das Material an seine Versagensgrenze stößt. Dies ist ein Indikator für instantanes Versagen. Allerdings kann durch Spannungsumlagerungen in Bereiche mit noch verfügbarer Beanspruchungsreserve der Zustand stabilisiert werden. Sind keine weiteren Bereiche mit Beanspruchungsreserven vorhanden, so ist ein instantanes Versagen sehr wahrscheinlich.

Der LIQ stellt im Gegensatz zum Schädigungsparameter keine absolute Information für ein Versagen dar, unter anderem, weil LIQ-Werte von 1 in der Rechnung nicht erreicht werden können. Aber insbesondere im Vergleich zwischen verschiedenen Belastungen bzw. Szenarien liefert der LIQ Anhaltswerte für eine höhere oder geringere Versagenswahrscheinlichkeit. Während der Schädigungsparameter im Wesentlichen auf der bereits erreichten Dehnung beruht, ist der LIQ bezogen auf die aktuelle Spannung und Temperatur. Daher kann der LIQ insbesondere im Zusammenhang mit den hier vorherrschenden Spannungs-Dehnungs-Verläufen (vgl. Bild 4.6) eine vorseilende Information liefern.

Bild 6.7 zeigt die Verteilung des Belastungsintensitätsquotienten nach 600 s in der KONVOI-Simulation mit 25 bar. Der Maximalwert liegt bei 0,82 auf der Behälterinnenseite nahe dem Kalottenzentrum. Gleichzeitig steht jedoch der gesamte restliche Wandquerschnitt noch für eine erhebliche Belastungserhöhung zur Verfügung. Im Bereich des heißen Fokus liegen Quotienten von bis zu 0,6 vor, so dass ein promptes Versagen des Behälters unter diesen Umständen ausgeschlossen werden kann. Zum Vergleich: In den Rechnungen zu den FOREVER-Experimenten lagen die ma-

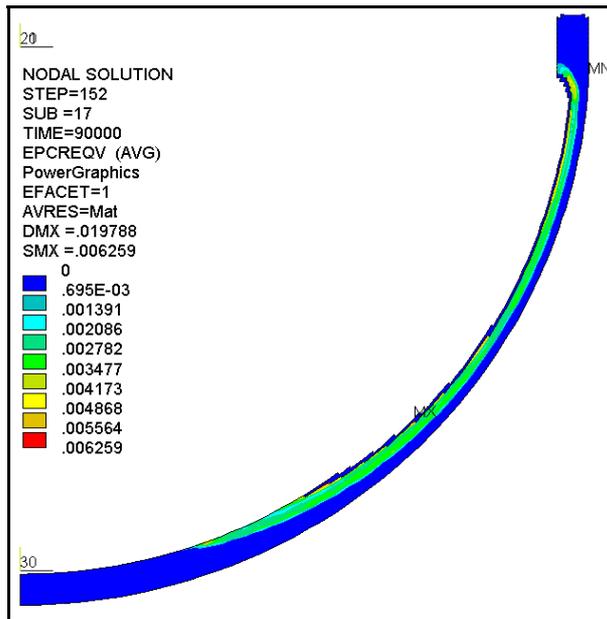


Bild 6.9: Kriechvergleichsdehnung [-] nach 25 h.

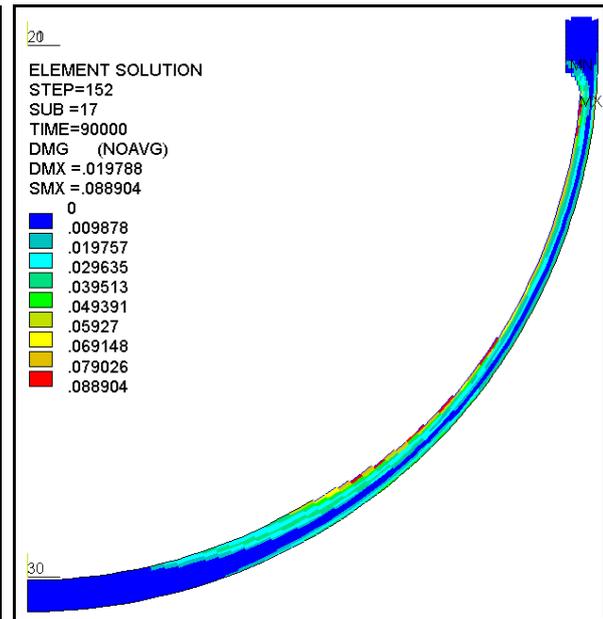


Bild 6.10: Schädigung [-] nach 25 h.

ximalen LIQ-Werte selbst zum Versagenszeitpunkt bei 0,6, was gleichzeitig bestätigt, dass es sich in den FOREVER-Tests um einen Kriechbruch handelt.

In Bild 6.8 sind die Kriechvergleichsdehnungen nach 600 s dargestellt. Aufgrund der Temperaturverteilung findet Kriechen nur im Bereich der Behälterinnenseite statt. Auf der Außenseite liegen die Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur für Kriechen. Der auf der Innenseite ablaufende Kriechvorgang ist ein Relaxationsvorgang: Sobald die Spannungen aus dem Bereich mit hohen Temperaturen umgelagert sind in die kühleren Außenwandbereiche mit hoher Festigkeit, findet kein weiterer nennenswerter Kriechvorgang statt. Bild 6.9 zeigt zum Vergleich die Kriechdehnungen 25 Stunden nach Beginn der Belastung der Bodenkalotte durch die Kernschmelze. Zusammen mit der Analyse der in Bild 6.10 dargestellten Schädigungsverteilung nach 25 Stunden lässt sich festhalten, dass für das KONVOI-Szenario mit Außenflutung und einem konstanten Differenzdruck von 25 bar eine erfolgreiche Schmelzerückhaltung in der Bodenkalotte möglich ist. Die Maximaltemperatur in den mechanisch relevanten Behälterwandbereichen ist nach 25 Stunden von anfänglich 1620 K auf 1100 K abgesunken. Erstarrungsvorgänge auf der Innenseite der Behälterwand werden für die mechanische Festigkeit nicht berücksichtigt.

6.3.2 Hochdruckszenario mit Außenflutung

Für das Hochdruckszenario wird unterstellt, dass keine Druckabsenkung erfolgt und im RDB ein Druck von 163 bar vorliegt. Dieser Druck wird konservativ als Differenzdruck aufgebracht. Ebenso wie im Niederdruckszenario wird auch der hydrostatische Druck der Wasservorlage auf der Außenseite des Behälters vernachlässigt.

Das Hochdruckszenario stellt für das numerische Modell einen Grenzfall dar; deswegen sind die auf der Grundlage der erhaltenen Ergebnisse getroffenen Aussagen vorsichtig zu bewerten. Aufgrund der hohen Plastifizierung und der damit einhergehenden numerisch ungünstigen Spannungs-Dehnungs-Beziehung (vgl. Bild 4.6 auf Seite 66, insbesondere den Spannungs-Dehnungs-Verlauf zwischen den Stützpunkten des ANSYS-Materialmodells in der Hochspannungslage) war es schwierig, in den einzelnen Lastschritten Konvergenz zu erreichen.

Selbst bei einem Druck von 163 bar wurde in den gekoppelten Rechnungen kein Versagen erreicht, sofern eine Lösung erreicht wurde. Allerdings wird die folgende Diskussion zeigen, dass keine Beanspruchungsreserven verbleiben und ein Versagen wahrscheinlich ist, falls das Modell teilweise nicht-konservativ ist oder geringfügig höhere Belastungen auftreten.

Bild 6.11 zeigt die aufgebrachte Druckbelastung inklusive hydrostatischer Komponente und die sich nach 600 s einstellenden Vergleichsspannungen in der Bodenklotte. Die Maximalspannung von 571 MPa liegt nahe der Zugfestigkeit des Materials in der betrachteten Zone. Der äußere Wandbereich im heißen Fokus hat nur noch eine geringe Beanspruchungsreserve, wie an der Verteilung des Belastungsintensitätsquotienten LIQ in Bild 6.12 zu erkennen ist. Die innen liegende Wandschicht weist zwar nominal noch Beanspruchungsreserven auf, aber die absoluten Spannungswerte, die hier aufgrund der hohen Temperaturen noch zur Verfügung stehen, sind vernachlässigbar im Vergleich zu den Spannungen im äußeren Wandbereich. In Bild 6.13 ist die nach 600 s erreichte Schädigung dargestellt. Die größte Schädigung von ca. 30 % wird an der Behälteraußenseite im Bereich des heißen Fokus erreicht und ist auf plastische Deformation zurückzuführen.

Wegen der weiter innen stattfindenden Kriechvorgänge und der damit einhergehenden Spannungsumverteilung zur äußeren Wandschicht steigen die Spannungen in der äußeren Schicht weiter an. Die Analyse der zeitlichen Entwicklung des LIQ ergab, dass der maximale LIQ von 0,968 nach 1410 s erreicht wird. Bild 6.14 gibt die Verteilung des Belastungsintensitätsquotienten im Bereich des heißen Fokus für diesen Zeitpunkt wieder. Danach sinkt der jeweilige Maximalwert in den weiteren Lastschritten langsam ab, weil die Temperaturen aufgrund der nachlassenden Nachzerfallswärme abnehmen und damit die Festigkeit der Struktur wieder zunimmt.

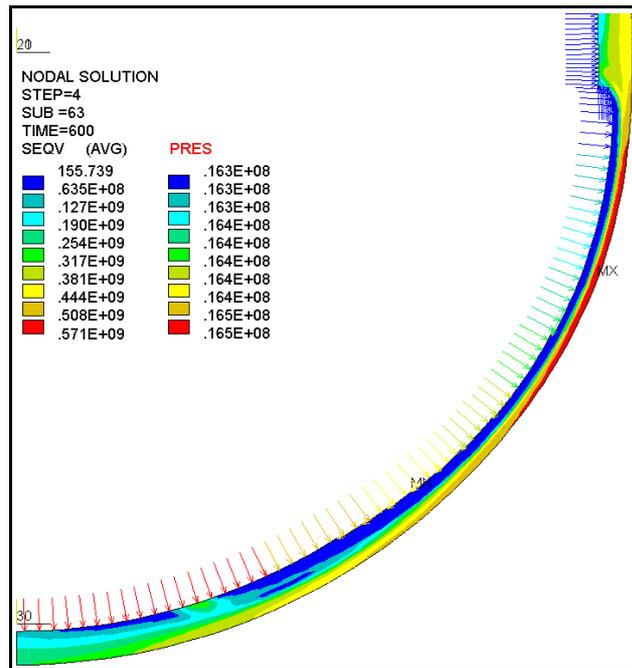


Bild 6.11: Vergleichsspannungen und Druckbelastung im Hochdruckszenario.

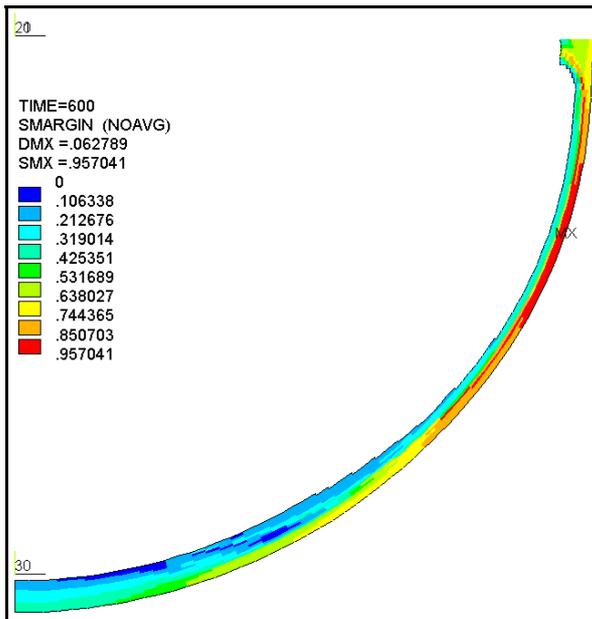


Bild 6.12: Verteilung des LIQ [-] nach 600 s.

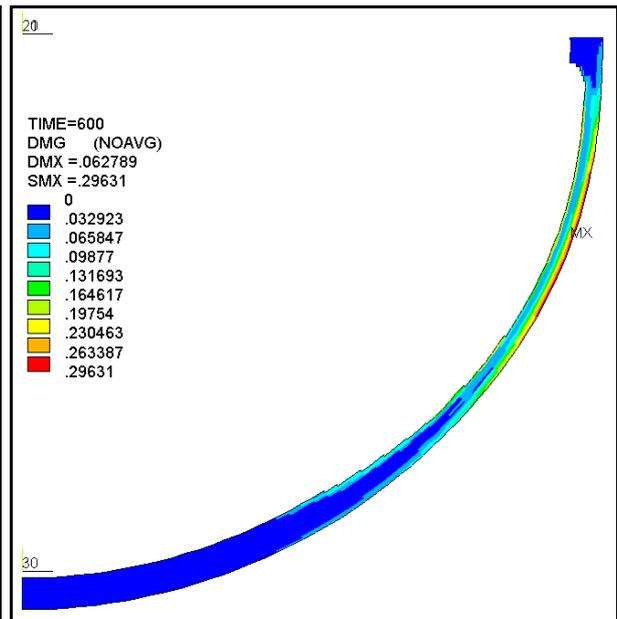


Bild 6.13: Schädigungsverteilung [s] nach 600 s.

Der Effekt sinkender Temperaturen aufgrund der nachlassenden Nachzerfallswärme hat nach etwa 3600 s spürbar zu einer „Entschärfung“ der Spannungssituation geführt, wie in Bild 6.15 zu erkennen ist. Der kritische Zeitpunkt in der Rechnung liegt damit zwischen 1.200 s und 1.500 s.

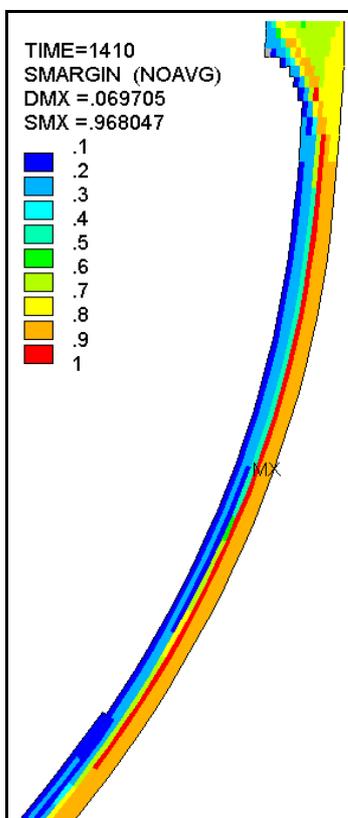


Bild 6.14: Verteilung des LIQ nach 1410 s.

Die maximale Schädigung nimmt hingegen weiter zu (vgl. Bild 6.16), allerdings nicht im kritischen äußeren Wandbereich, sondern in dem durch Relaxation, d.h. dem durch Dehnungszuwachs bei gleichzeitiger Spannungsabnahme gekennzeichneten Innenwandbereich. Nach Abschluss der Relaxation findet also keine weitere Schädigung in diesem Bereich statt.

Werden die Schädigungsverteilungen in FOREVER und im ND- und HD-Szenario verglichen, fällt auf, dass die höchste Schädigung bei FOREVER (Bild 5.20) und im frühen HD-Szenario (nach 600 s, Bild 6.13) jeweils an der Außenseite auftritt, während im ND-Szenario (Bild 6.6 und Bild 6.10) die maximale Schädigung auf der Innenseite auftritt. Ursache hierfür ist, dass das Material an der Außenseite aufgrund seiner niedrigeren Temperatur in der Regel eine kleinere Bruchdehnung aufweist als das Material auf der Innenseite. Gleichzeitig ist der Spannungszustand an der Außenseite ungünstiger bezüglich des Schädigungszuwachses bei einem Dehnungszuwachs (höhere Triaxialität, s. Gleichung (4.23) und Abschnitte 4.3.3 und 5.4.2.3). Wird die Behälterwand nun so belastet, dass an einer bestimm-

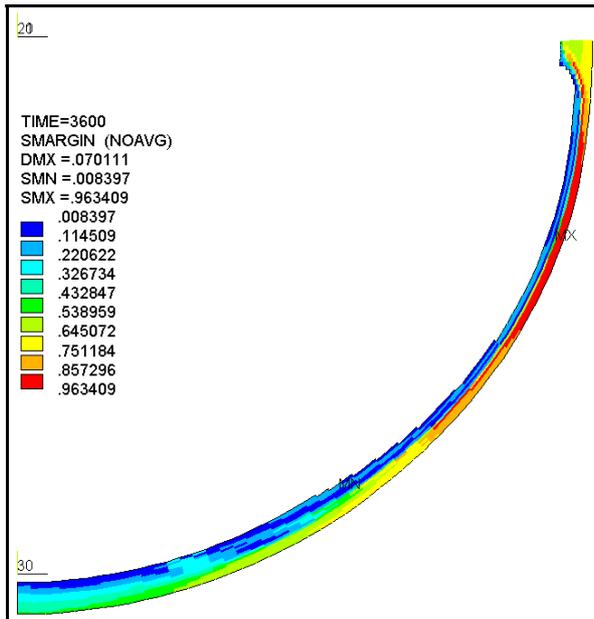


Bild 6.15: Verteilung des LIQ [-] nach einer Stunde.

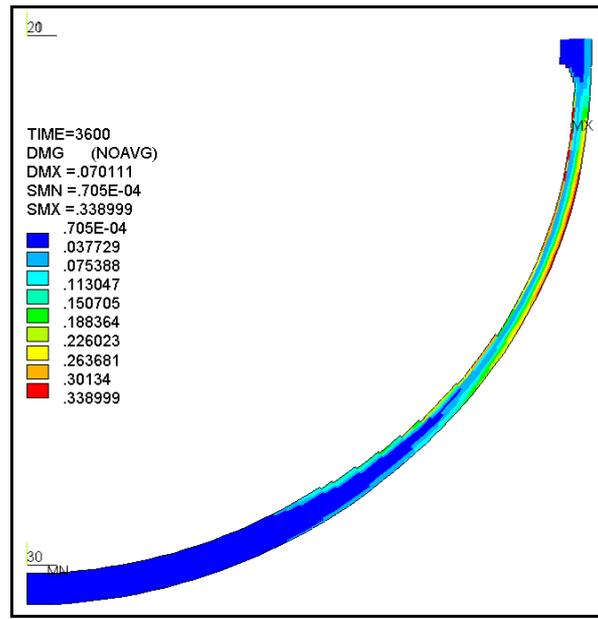


Bild 6.16: Verteilung der Schädigung [-] nach einer Stunde.

ten Höhenposition über der gesamten Wanddicke keine oder nahezu keine Beanspruchungsreserven verbleiben, wird die Wand über ihrem gesamten Querschnitt gedehnt. Also muss aufgrund der oben dargestellten Zusammenhänge die maximale Schädigung an der Außenseite auftreten. Dieser Fall ist in den FOREVER-Experimenten und im prototypischen HD-Szenario gegeben.

Tritt demgegenüber eine Belastung ein, bei der noch erhebliche Beanspruchungsreserven vorhanden sind, so zwingt die Bauteilzone mit der höheren Festigkeit, also die Außenseite, der Bauteilzone mit der geringeren Festigkeit eine Verformung auf. Diese Verformung bzw. Dehnung kann zu höheren Schädigungen führen. Dieser Fall trifft auf das prototypische Niederdruckszenario zu.

Nach der hier diskutierten Simulation ist eine Rückhaltung der Kernschmelze im RDB möglich. Der kritische Zeitpunkt liegt etwa zwischen 15 und 30 Minuten nach Beginn der Simulation, die von einem quasistationären Temperaturfeld mit bereits teilweise abgeschmolzener Wand ausgeht. Effekte wie Vibrationen durch den Siedevorgang an der Außenseite oder die von Bui /BUI 2004/ beobachteten Pulsationen eines komplexen Strömungskreislaufs an der Außenseite des RDB bzw. innerhalb des Containments sind allerdings nicht berücksichtigt.

An dieser Stelle sei nochmals darauf hingewiesen, dass für diese Analyse unterstellt wurde, dass mindestens der Wärmestrom gemäß der Nukijama-Kurve an der RDB-Außenseite abgeführt werden und der entstehende Dampfmassenstrom aus der Reaktorgrube entweichen kann.

Das Hochdruckszenario mit 163 bar stellt einen Grenzfall dar; ein Versagen kann nicht ausgeschlossen werden, insbesondere falls der Kernschmelzesee früher in der Kalotte ausgebildet wird als nach den angenommenen drei Stunden. Im Hinblick auf

Leichtwasserreaktoren großer Leistung ($P_{el} > 1300$ MW, z.B. APR1400-Konzept) kann jedoch festgestellt werden, dass eine Kernschmelzerückhaltung im RDB bei einer Außenflutung prinzipiell möglich ist. Dies gilt insbesondere für Druckentlastungsszenarien.

7 Schlussfolgerungen und Empfehlungen

In diesem Kapitel werden die in den Experimenten und in den numerischen Simulationen beobachteten Vorgänge und Ergebnisse zusammenfassend analysiert und Schlussfolgerungen gezogen. Davon ausgehend werden mögliche mitigative Maßnahmen für existierende und zukünftige Leichtwasserreaktoren vorgeschlagen und diskutiert. Abschließend werden Schwerpunkte für zukünftige Analysen empfohlen, die die in dieser Arbeit beobachteten Unsicherheiten in der thermischen und mechanischen Simulation verringern werden bzw. eine Berücksichtigung von bisher nicht modellierten Vorgängen ermöglichen.

7.1 Analyse der Experimente und Rechnungen

Im Folgenden werden die wichtigen Erkenntnisse aus der Beobachtung und Analyse der FOREVER-Experimente, deren numerischer Simulation und der Simulation der prototypischen Szenarien festgehalten:

- Ein Kriechprozess tritt in den FOREVER-Tests nur auf, wenn gleichzeitig hohe Temperaturen ($>600\text{ °C}$) und ein Innendruck von mindestens 1 MPa vorliegen; wenn nur hohe Temperaturen vorliegen, kommt es lediglich zu einer thermischen Ausdehnung, da die Gewichtskräfte keine für einen signifikanten Kriechprozess notwendigen Spannungen verursachen.
- Im prototypischen Szenario mit Ausbildung eines großen Kernschmelzesees in der Bodenkalotte ist ohne Außenflutung des RDB von einem frühen thermischen Versagen (Durchschmelzen) des RDB auszugehen.
- Beim Szenario für einen LWR vom Typ KONVOI mit hohem Abbrand besteht lediglich bei einer Behälteraußenkühlung mit Wasser die Möglichkeit einer erfolgreichen Schmelzerückhaltung.
- Im prototypischen Szenario mit Außenflutung wird aufgrund der großen Wärmeströme im Bereich des heißen Fokus ein Teil der RDB-Innenwand abgeschmolzen, während gleichzeitig an der Außenseite so niedrige Temperaturen vorherrschen, dass hier kein Kriechen stattfindet, sondern bei entsprechenden Innendrücken eine Plastifizierung stattfindet.
- Für die FOREVER-Experimente und das prototypische Szenario gilt: Wenn der Kriechprozess bzw. die Plastifizierung einsetzt, ist der Bereich des heißen Fokus die Schwachstelle des Behälters. Im Falle der FOREVER-Anordnung kommt es in diesem Bereich infolge der Wanddickenabnahme zu einer geometrisch bedingten Beschleunigung des Kriechens. Im prototypischen Fall ist dieser Bereich durch den Abschmelzvorgang und die hohen Temperaturen besonders belastet.

- Das Temperaturniveau und das Druckniveau haben für beide Anordnungen einen signifikanten Einfluss auf die Versagenswahrscheinlichkeit bzw. auf die Versagenszeit, aber kaum einen Einfluss auf die Versagensposition. Diese ist vor allem von der Höhe des vorliegenden bzw. angenommenen homogenen Schmelzesees abhängig. Falls ein Versagen eintritt, ist es im Bereich der höchsten Wandtemperaturen zu erwarten, d.h., im oberen Drittel des Schmelzesees bzw. der Bodenkalotte.
- Wenn der heiße Fokus nahe an den zylindrischen Bereich heranreicht oder sogar im zylindrischen Bereich liegt, versagt der Behälter schneller, weil im Zylinder die Primärspannungen höher sind als im sphärischen Bereich.
- Unterhalb des heißen Fokus gibt es einen großen kugelsegmentförmigen Bereich, in dem aufgrund der niedrigeren Temperaturen eine höhere Festigkeit vorliegt. Dieses Behältersegment bewegt sich mehr oder weniger unverformt senkrecht nach unten.
- Für das prototypische Szenario mit Außenflutung gilt, dass ein Versagen des Behälters unter der Annahme gleichbleibender äußerer Randbedingungen innerhalb der ersten Stunde am wahrscheinlichsten ist. Später führt die sinkende Nachzerfallswärme zu sinkenden Temperaturen und damit zu einer signifikanten Erhöhung der Strukturfestigkeit.

Aus den oben angeführten Beobachtungen können folgende Schlüsse gezogen werden:

- Soll die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Schmelzerückhaltung im RDB erhöht werden, so muss der höchstbeanspruchte Bereich entlastet werden.
- Dies kann durch eine Reduktion der thermischen Belastung erreicht werden: Hierfür sollte nach Möglichkeit der Zeitpunkt des Beginns der Schmelzerückhaltung in der Kalotte hinausgezögert werden und/oder das Schmelzeseevolumen sollte vergrößert werden, um geringere Wärmeflussdichten zu erreichen. Beide Maßnahmenziele könnten beispielsweise durch vorhandenes Opfermaterial erreicht werden.
- Andererseits kann die mechanische Belastung durch Absenken des Innendrucks reduziert werden.
- Durch konstruktive Maßnahmen sollte versucht werden, die Belastung des hochbeanspruchten Fokus-Bereichs zu reduzieren, indem Kräfte bzw. Spannungen in Bereiche mit höherem Festigkeitspotenzial umgelenkt werden. (Eine Möglichkeit hierzu wird im folgenden Abschnitt dargelegt.)
- Die Tatsache, dass sich das Zentrum der Bodenkalotte nach den gewonnenen Erkenntnissen im Wesentlichen senkrecht nach unten bewegt, kann auch aufgrund der großen Kräfte zur passiven Steuerung von Sicherheitseinrichtungen

genutzt werden. (Eine Möglichkeit hierzu wird im folgenden Abschnitt dargestellt.)

Die in den beiden folgenden Abschnitten dargestellten Einrichtungen sind aus diesen Schlussfolgerungen hervorgegangen und haben zur Anmeldung und Erteilung von zwei Patenten geführt /WIL 2002a/ /WIL 2003a/.

7.2 Einführung eines Kriechschemas

Eine konstruktive Einrichtung, die zu einer Verlängerung der Versagenszeit bzw. sogar zur Verhinderung des Behälterversagens führt, ist der sogenannte „Kriechschema“. Eine mögliche Anordnung eines Kriechschemas zeigt Bild 7.1. Im linken Teil des Bildes ist der Behälter zu Beginn des Kriech- bzw. Plastifizierungsvorgangs – unmittelbar nach der Schmelzeseebildung – dargestellt. Eine Anordnung von drei oder mehr Stützplatten befindet sich zwischen Behälter und Fundament. Zwischen den Platten und der Behälteroberfläche befindet sich ein Spalt, damit während des normalen Betriebs kein Kontakt vorliegt. Wenn die Plastifizierung stattfindet bzw. der Kriechprozess voranschreitet, bewegt sich der untere Behälterteil abwärts, bis der Spalt geschlossen ist (rechter Teil im Bild). Das führt dazu, dass ein signifikanter Teil der vertikalen Kräfte von den Platten des Kriechschemas aufgenommen wird, die aus der Druckbelastung der Fläche resultieren, die der vertikalen Projektion des unteren Kalottensegments mit hoher Festigkeit entspricht. Damit ist eine Entlastung des kritischen Bereichs im heißen Fokus verbunden.

Um den Nutzen eines Kriechschemas beurteilen zu können, wurden zwei vergleichbare FOREVER-Szenarien gerechnet: eines mit und eines ohne Kriechschema /WIL 2003b/. Das 2D FE-Modell betrachtet den Kriechschema als 360° umlaufende Unterstützung. Diese Näherung ist gerechtfertigt, da wegen der hohen Festigkeit der Behälterwand im unteren Bereich die Zwischenräume in azimuthaler Richtung zwischen den einzelnen Platten überbrückt werden können.

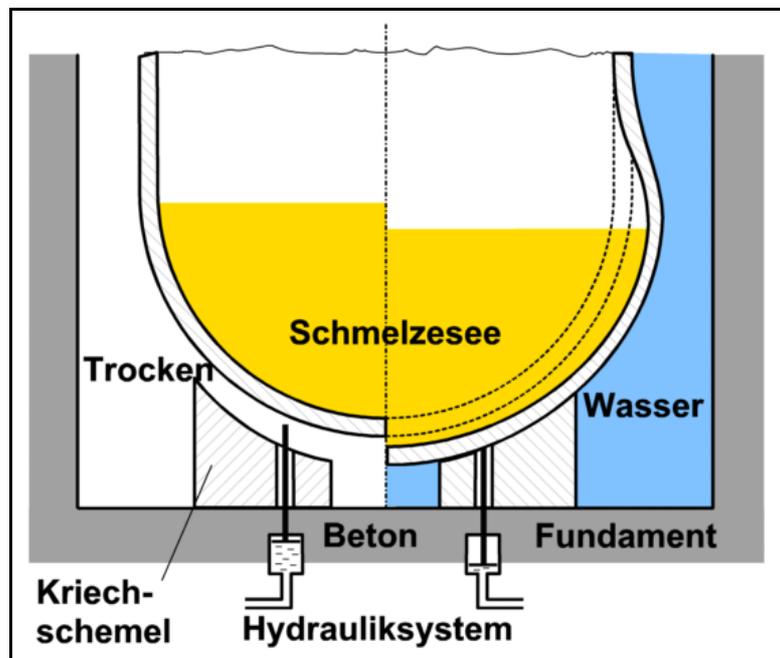


Bild 7.1: Mögliche Anordnung eines Kriechschemas und einer Einrichtung für eine passive Flutungsauslösung im Falle einer Schmelzeseebildung in der Bodenkalotte.

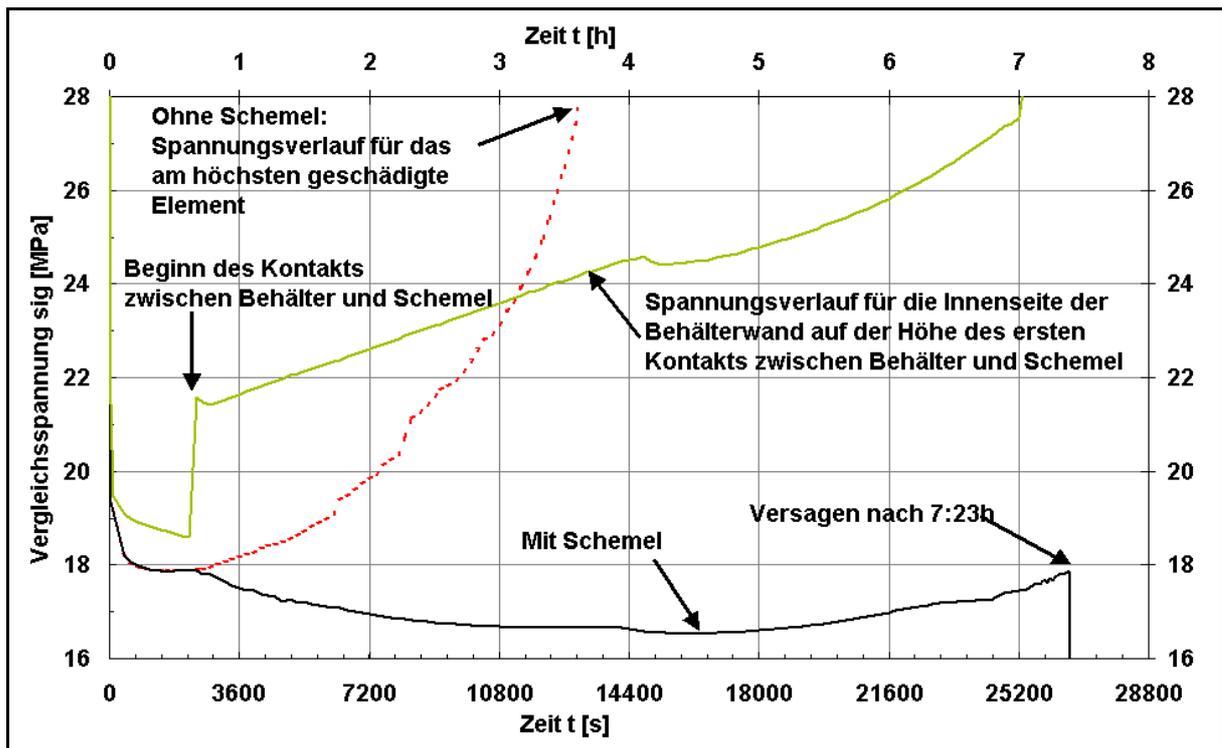


Bild 7.2: Verlauf der Vergleichsspannung in den am höchsten geschädigten Elementen zweier FOREVER-Szenarien mit und ohne Kriecheschemel. (Zusätzlich dargestellt für die Rechnung mit Schemel: Vergleichsspannung des Elements, das zuerst Kontakt mit dem Schemel bekommt.

In sphärischen Koordinaten wird bezogen auf den kalten Ausgangszustand ein radialer Spalt von 7 mm zwischen Behälterwand und Kriecheschemelplatte modelliert. Die modellierte Stützwirkung der Platte erstreckt sich über einen Polarwinkelbereich von 5° bis 45° , wobei 0° der Südpolposition entspricht. Es wird Kontakt mit Reibung modelliert, d.h., in tangentialer Richtung ist eine Relativbewegung zwischen Behälter und Kriecheschemelplatte möglich.

Einen Vergleich der Ergebnisse der beiden Szenarien zeigt Bild 7.2. Dargestellt ist jeweils die von-Mises-Vergleichsspannung der Elemente mit der höchsten Schädigung. Interessanterweise ändert sich die Position der maximalen Schädigung nicht, d.h., die erwartete Versagensposition bleibt die gleiche.

Die rote, gestrichelte Linie ist die Rechnung ohne Kriecheschemel, es ergibt sich eine Versagenszeit von 3:37 h. Die Rechnung zeigt eine Abnahme der Spannung in den ersten 30 Minuten der Rechnung, was eine Folge der Lastumverteilung durch die viskoplastische Verformung ist. Danach kommt es zu einem stetigen Anstieg der Vergleichsspannung aufgrund der Einschnürung im heißen Fokus bis zum Versagen. Demgegenüber zeigt die schwarze Kurve den Verlauf für die Rechnung mit Kriecheschemel. Es ist eine stetige Abnahme der Spannung über 4 h zu sehen, erst danach kommt es zu einem leichten Anstieg. Das Behälterversagen tritt nach 7:23 h ein. Der Grund für die Abnahme der Spannung an der Versagensposition lässt sich an Hand der grünen Kurve erklären. Hier ist für die Rechnung mit Kriecheschemel der Verlauf

der Spannung für die Position des ersten Kontakts mit der Kriechschemelplatte gezeigt. Zum Kontaktzeitpunkt nach 2400 s steigt die Spannung sprunghaft an. Die Belastung verlagert sich also mehr auf den Bereich der Behälterwand, der in Kontakt mit der Platte ist. Dieser Bereich kann aber aufgrund der niedrigeren Temperaturen die höheren Spannungen ertragen, weswegen das Versagen später eintritt.

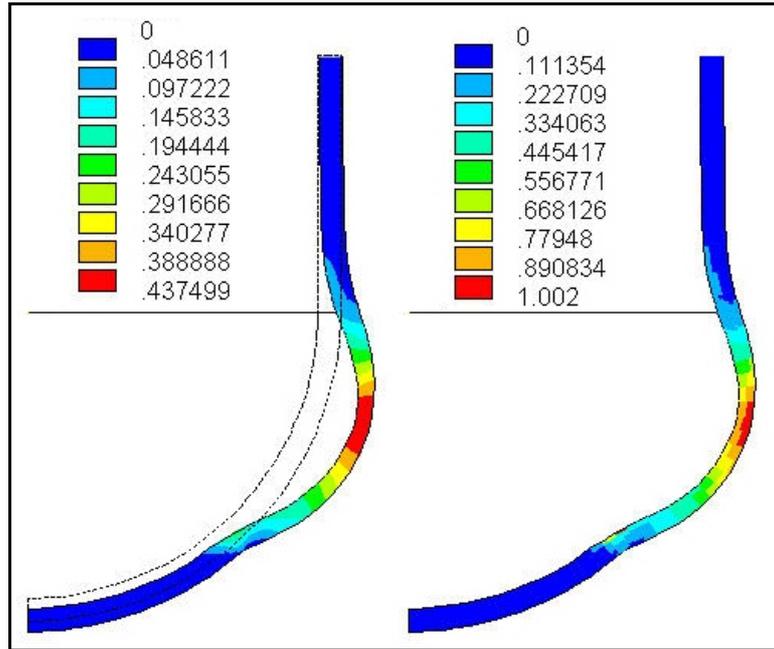


Bild 7.3: Verteilung von Vergleichsdehnung (rechts, [-]) und Schädigung (links, [-]) im FOREVER-Szenario mit Kriechschemel.

Diese einfache Rechnung zeigt, dass mit Hilfe des Kriechschemels eine Verdopplung der Versagenszeit erreicht wird, wobei eine mögliche Außenflutung nicht in Betracht gezogen wurde. Den Effekt der Umverteilung der Beanspruchung durch den Kriechschemel zeigen auch Bild 5.19 und Bild 7.3. Dargestellt sind Kriechdehnung und Materialschädigung zur jeweiligen Versagenszeit.

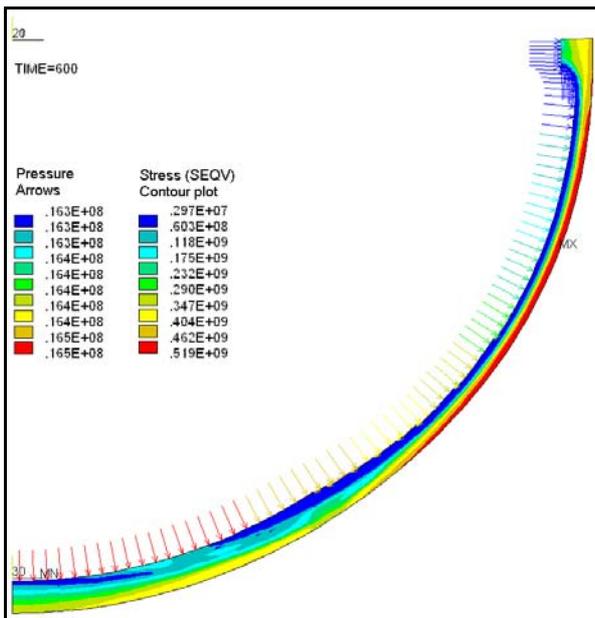


Bild 7.4: Spannungs- [Pa] und Druckverteilung [Pa] im prototypischen Hochdruckszenario mit Kriechschemel.

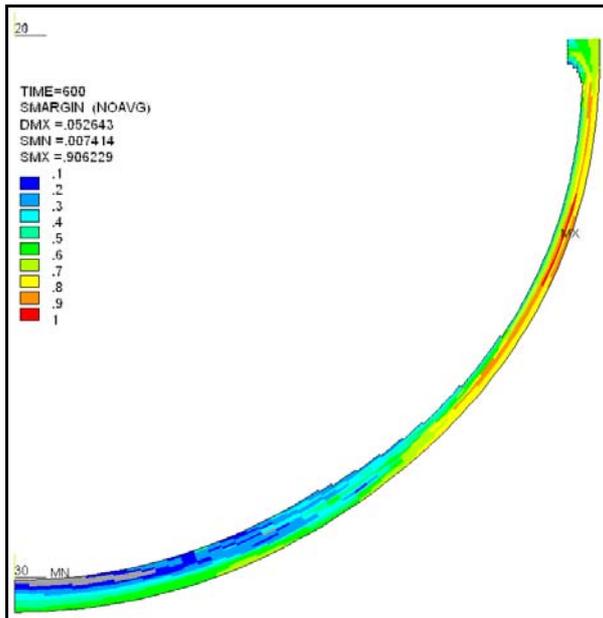


Bild 7.5: Verteilung des LIQ im prototypischen Hochdruckszenario mit Kriechschemel.

Für das prototypische Hochdruck-Szenario mit 163 bar und Außenflutung wurde ebenfalls eine Simulation mit Kriechschemel durchgeführt. Die Bedingungen wurden analog zum FOREVER-Szenario gewählt, wobei der radiale Abstand im kalten Zustand mit 15 mm vorgegeben wurde. Bild 7.4 zeigt analog zu Bild 6.11 die Druckbelastung und die Verteilung der Vergleichsspannung im Behälter nach 600 s. Die Maximalspannung liegt mit 519 MPa deutlich niedriger als ohne Kriechschemel, wo 571 MPa berechnet wurden. Dies ist insbesondere unter dem Aspekt der vorliegenden Spannungs-Dehnungs-Beziehung erheblich. In Bild 7.5 ist der Belastungsintensitätsquotient für den gleichen Zeitpunkt dargestellt. Der Maximalwert von 0,906 deutet auf eine signifikant stabilere Situation hin als im Szenario ohne Schemel (0,957). Der zeitliche Verlauf der Größen verhält sich im Szenario mit Schemel ähnlich zum Szenario ohne Schemel. Allerdings bleiben die kritischen Bezugsgrößen durchgängig unter den Werten des Szenarios ohne Schemel.

Unter den modellierten Bedingungen erscheint es damit sinnvoll, die Wahrscheinlichkeit eines Behälterversagens durch die Installation eines Kriechschemels zu reduzieren. Die konkrete Ausführung kann wahrscheinlich noch optimiert werden, wodurch das Potenzial für eine erfolgreiche Schmelzerückhaltung weiter steigen wird.

7.3 Passive Steuerungseinrichtung für eine Flutung

Eine weitere Möglichkeit, den Verlauf der späten Phase eines Kernschmelzunfalls in der Bodenkalotte des RDB zu beeinflussen, ergibt sich mit der Ausnutzung der Abwärtsbewegung des unteren Kalottensegments. Werden an geeigneter Stelle unterhalb der Kalotte beispielsweise Stäbe angeordnet (vgl. Bild 7.1), so kann die Kraft der sich verlagernden Behälterwand genutzt werden, um über einen entsprechenden Mechanismus eine passive Flutung der Reaktorgrube auszulösen. Das Wasser kann dann z.B. aus dem Containment-Wassertank (In-Containment Refueling Water Storage Tank – IRWST) in die Reaktorgrube fließen und steht dann dem Kühlkreislauf innerhalb des Sicherheitsbehälters zur Verfügung.

Eine Installation dieser Einrichtung ist allerdings nur sinnvoll, wenn die Zeit zwischen der Auslösung der Flutung und der Wirkung der vollständigen Flutung ausreicht, um ein thermisches Versagen des Behälters zu verhindern bzw. im weiteren Verlauf noch eine ausreichende mechanische Festigkeit gegeben ist. Die Möglichkeit einer Dampfexplosion durch ein Versagen des Behälters mit Schmelzeaustritt in eine Wasservorlage muss ausgeschlossen werden.

Die Erkenntnis, dass sich das Kalottenzentrum vertikal nach unten bewegt, kann auch zur Auslösung anderer Mechanismen genutzt werden. Soll beispielsweise sichergestellt werden, dass ein möglicherweise noch vorherrschender hoher Druck im Kühlkreislauf abgebaut wird, so könnte eine passive Steuerung, angetrieben durch die oben genannten Stäbe, ein Druckentlastungsventil öffnen.

Die hier beschriebenen Steuerungen können durch eine geeignete Ausführung so ausgelegt werden, dass eine ungewollte Auslösung des konzipierten Mechanismus beispielsweise durch Redundanz vermieden wird. Eine im entsprechenden Patent /WIL 2002a/ beschriebene Ausführungsform schlägt hierzu vor, dass eine Flutung erst erfolgt, wenn beispielsweise 2 von 3 Verschiebungssensoren eine Absenkung der Bodenkalotte mit bestimmtem Ausmaß registrieren.

7.4 Empfehlungen für zukünftige Arbeiten

Die fortschreitende Leistungsfähigkeit sowohl der zur Verfügung stehenden Hardware als auch der Software wird in Zukunft wesentliche Modellerweiterungen erlauben. Insbesondere im Bereich der Software wird die Neu- und Weiterentwicklung von Analysewerkzeugen und der bereitgestellten Metasprachen wie APDL in noch größerem Umfang den Zugriff auf die Entwicklungsarbeit von vielen Mannjahren ermöglichen. Als Beispiele seien hier die automatische Netzgestaltänderung (mesh morphing), neue Turbulenzmodelle und die direkte - also nicht sequenzielle - Koppelung genannt.

Wie sich allerdings in dieser Arbeit gezeigt hat, liegt das Problem der Modellierung komplexer Vorgänge häufig nicht in den zur Verfügung stehenden Modellen, sondern in den anzunehmenden Materialeigenschaften und den grundsätzlich auftretenden und zu berücksichtigenden Vorgängen. Deswegen werden hier Vorschläge für zukünftige Experimente, numerische Analysen und Untersuchungen zu wichtigen Materialeigenschaften gemacht.

7.4.1 Freisetzung gasförmiger Spaltprodukte

Eine Fragestellung für zukünftige Arbeiten betrifft die Freisetzung der gasförmigen Spaltprodukte und ihre Berücksichtigung im integralen Modell (vgl. Abschnitt 3.3.1). Welcher Anteil wird bereits im Laufe der Kernzerstörung und Verlagerung in die Bodenkalotte freigesetzt und verbleibt im Kernbereich bzw. im oberen Plenum? Ist es sinnvoll, für eine erfolgreiche Schmelzerückhaltung die Freisetzung der gasförmigen Spaltprodukte aus dem Corium zu begünstigen und damit den Wärmeeintrag in die RDB-Wand zu vermindern? Oder ist es aus radiologischer Sicht besser, möglichst viele Spaltprodukte im Corium zu halten? Können diese Vorgänge beeinflusst werden?

7.4.2 Chemische Wechselwirkungen

Zusätzlich zu den in dieser Arbeit modellierten Abschmelzvorgängen kann die RDB-Wand durch Diffusionsvorgänge, chemische Wechselwirkungen oder die Bildung von Eutektika erodiert bzw. geschwächt werden. Die Untersuchung dieser Vorgänge ist bereits Gegenstand der aktuellen Forschung. Experimentelle Programme wie

METCOR /BEC 2004/ oder MASCA /MUL 2003/ sollen Aufschluss über mögliche Phänomene und Zusammenhänge liefern. Die gefundenen Ergebnisse und Korrelationen können dann in das integrale Modell implementiert werden.

7.4.3 Kontaktwärmeübergangswiderstand

In dieser Arbeit wurde ein idealer Wärmeübergang zwischen eventuell vorliegenden Krusten und angrenzenden Strukturen modelliert. Die Berücksichtigung des Kontaktwiderstands zwischen zwei Flächen ist in den Codes durch die Angabe eines Kontaktwärmeübergangskoeffizienten möglich. Bisher fehlen jedoch experimentelle Ergebnisse, die zumindest eine Abschätzung des Koeffizienten für die hier betrachteten Vorgänge ermöglichen.

7.4.4 Emissionskoeffizient

Der Emissionskoeffizient bzw. die damit korrelierten Absorptions- und Reflexionskoeffizienten stellen eine wesentliche Materialeigenschaft dar. Welche Auswirkungen unterschiedliche Emissionskoeffizienten bei fest aufgeprägten flächenspezifischen Wärmeströmen haben, wird in Abschnitt 3.3.3 diskutiert. Auch in den gekoppelten FOREVER-Nachrechnungen zeigte sich, welchen Einfluss geringe Änderungen der Emissivität haben.

Der Emissionskoeffizient ist temperatur- und zeitabhängig /BAU 2003/. Oxidation und Reduktion der Oberflächen führen zu einer deutlichen Veränderung der Emissivität und damit der Strahlungswärmeübertragung sowohl innerhalb des Behälters als auch außerhalb (im Falle der trockenen Szenarien). In den Rechnungen wurde jeweils eine konstante Emissivität angenommen. Für eine Verbesserung des Modells sind nachvollziehbare Einzeleffektexperimente notwendig.

7.4.5 Berücksichtigung der Neutronenversprödung

Die Berücksichtigung der Neutronenversprödung des RDB-Stahls ist wahrscheinlich von geringerer Bedeutung für das Verhalten des RDB. Einerseits findet die Neutronenversprödung im Wesentlichen im zylindrischen Teil des RDB statt, der thermisch und mechanisch weniger belastet ist als die Kalotte. Andererseits finden in den thermisch hochbeanspruchten Bereichen Umwandlungen statt, die vergleichbar sein können zu den Ausheilverfahren, die bereits heute zur Lebensdauererlängerung von Druckbehältern angewendet werden.

Sollten die Festigkeitseigenschaften von Zylinder und Bodenkalotte sich jedoch signifikant unterscheiden, so erscheint eine detaillierte Modellierung sinnvoll.

8 Schlussbetrachtung

Ausgehend von einem unwahrscheinlichen schweren Unfall in einem Leichtwasserreaktor mit Kernschmelze und Bildung eines Schmelzesees in der Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters wird in dieser Arbeit ein integrales Modell entwickelt, das das Verhalten des unteren Plenums beschreibt. Das Modell erlaubt die Berechnung der Versagenszeit und des Versagensmodus der Bodenkalotte, die durch einen Schmelzesees mit inneren Wärmequellen und möglichem Innendruck belastet wird. Es sind zwei prinzipielle Modellbereiche zu unterscheiden: Die Ermittlung des sich einstellenden Temperaturfelds erfolgt mit einem thermischen Modell, während für die Strukturanalyse ein mechanisches Modell verwendet wird. Die einzelnen Modellbereiche werden soweit möglich an Experimenten validiert, bevor sie auf ein prototypisches Szenario übertragen werden.

Im Vorfeld der Modellentwicklung werden die Ausgangssituation des betrachteten Unfallszenarios und die bisher in den letzten drei Dekaden weltweit durchgeführten analytischen, experimentellen und numerischen Untersuchungen betrachtet. Anschließend werden die auftretenden physikalischen Vorgänge analysiert und Einzeleffekte betrachtet. Gleichzeitig werden Skalierungsunterschiede und -effekte zwischen den in dieser Arbeit betrachteten Experimenten und einem prototypischen Szenario herausgearbeitet.

Unter Berücksichtigung der im Vorfeld festgestellten Eingangsgrößen wird ein integrales Modell entwickelt und sukzessive erweitert. Mit dem thermischen Modell wird das transiente Temperaturfeld in Schmelze und Behälterwand berechnet. Dies kann mit dem Modell der effektiven Wärmeleitfähigkeit oder im Falle einer einfachen Kopplung mit einem CFD-Modell erfolgen. Mit dem mechanischen Modell wird die viskoplastische Verformung der Behälterwand simuliert. An Hand der ermittelten Materialschädigung können Versagenszeit und Versagensposition bestimmt werden. Das thermische und das mechanische Modell können rekursiv sequenziell gekoppelt werden, d.h., für jeden Zeitschritt wird eine thermische und eine mechanische Lösung berechnet, wodurch eine wechselseitige Rückwirkung beachtet wird. Insbesondere werden damit neben der Temperaturabhängigkeit der Materialparameter und den thermisch induzierten Spannungen im mechanischen Modell auch die Rückwirkungen der Behälterverformung auf die Temperaturfeldberechnung erfasst (Veränderung der Schmelzeseegeometrie, Schmelzespiegelabsenkung, Veränderung des Wärmeleitwiderstands bei Reduzierung der Behälterwanddicke, Vergrößerung der effektiven Fläche für Wärmeabstrahlung und Konvektion).

Im Bereich der Kriech- und Schädigungssimulation wurden in dieser Arbeit neue Verfahren angewendet. Durch die Anwendung einer von Temperatur, Spannung und Dehnung abhängigen Kriechdatenbasis konnte die bei sehr unterschiedlichen Temperaturen, Spannungen und Dehnungen ungeeignete Verwendung einzelner Kriechgesetze umgangen werden. Die Entwicklung einer konsistenten Kriechdatenbasis ist

ein wesentlicher Aspekt dieser Vorgehensweise. In dieser Arbeit wurde aufbauend auf umfangreichen experimentellen Untersuchungen Dritter eine Kriechdatenbasis für einen RDB-Stahl entwickelt und an Hand von Kriechversuchen verschiedener Geometrie und Dimension validiert.

Das gekoppelte thermomechanische Modell zur Beschreibung des Behälterverhaltens wurde für Voraus- und Nachrechnungen der FOREVER-Experimente der KTH Stockholm verwendet. Der Vergleich zwischen den geometrisch-mechanischen experimentellen Befunden und den Berechnungsergebnissen weist eine hohe Übereinstimmung auf. Das an die viskoplastische Berechnung gekoppelte Schädigungsmodell ist in der Lage, qualitativ und quantitativ übereinstimmende Ergebnisse der Versagensposition im Vergleich zu den zur Verfügung stehenden Experimenten sowie deren metallographischer Analyse bereitzustellen. Das FE-Modell kann für mittelskalige Anordnungen als validiert angesehen werden. Unsicherheiten bestehen bezüglich der Versagenszeit und resultieren im Wesentlichen aus nicht exakt bekannten Materialparametern und Randbedingungen.

In einem weiteren Schritt wurde das Modell für die Simulation prototypischer Szenarien erweitert. Dies betrifft hauptsächlich den Vorgang der Behälterwandablation, der in den Experimenten aufgrund der niedrigeren Temperaturen nicht auftrat. Die Rechnungen wurden für einen DWR vom Typ KONVOI durchgeführt. Hierzu wurden Niederdruck- und Hochdrucksznarien mit einer Außenkühlung der RDB-Wand durch eine Wasservorlage simuliert.

Die wichtigsten Erkenntnisse aus der Beobachtung und Analyse der FOREVER-Experimente, deren numerischer Simulation und der Simulation der prototypischen Szenarien lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- In klein- bis mittelskaligen Experimenten tritt eine viskoplastische Deformation der Behälterwand nur auf, wenn gleichzeitig hohe Temperaturen und ein ausreichender Differenzdruck vorliegen.
- In einem prototypischen Szenario für einen LWR mit hohem Abbrand ist lediglich bei einer Behälteraußenkühlung mit Wasser von der Möglichkeit einer erfolgreichen Schmelzerückhaltung im RDB auszugehen.
- Für beide Anordnungen gilt, dass der Bereich des heißen Fokus die Schwachstelle des Behälters darstellt. Im Falle der FOREVER-Anordnung kommt es in diesem Bereich infolge der Wanddickenabnahme zu einer geometrisch bedingten Beschleunigung des Kriechens. Im prototypischen Fall ist dieser Bereich durch den Abschmelzvorgang auf der Innenseite besonders belastet.
- Das Temperaturniveau und das Druckniveau haben für beide Anordnungen einen signifikanten Einfluss auf die Versagenswahrscheinlichkeit bzw. auf die Versagenszeit, aber nur einen begrenzten Einfluss auf die Versagensposition. Diese ist vor allem von der Höhe des Schmelzesees abhängig. Falls ein Versa-

gen eintritt, ist es im Bereich der höchsten Wandtemperaturen zu erwarten, d.h., im oberen Drittel der Bodenkalotte.

- Unterhalb des heißen Fokus gibt es einen großen kugelsegmentförmigen Bereich, in dem aufgrund der niedrigeren Temperaturen eine höhere Festigkeit vorliegt. Dieses Behältersegment bewegt sich nahezu unverformt nach unten.
- Für das prototypische Szenario mit Außenflutung gilt, dass ein Versagen des Behälters unter der Annahme gleichbleibender äußerer Randbedingungen innerhalb der ersten Stunde nach Ausbildung des Schmelzesees am wahrscheinlichsten ist. Danach führt die nachlassende Nachzerfallswärme zu sinkenden Temperaturen, was mit einer signifikanten Erhöhung der Strukturfestigkeit einher geht. Damit sinkt die Versagenswahrscheinlichkeit zu späteren Zeitpunkten.
- Die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Schmelzerückhaltung im RDB kann durch geeignete Maßnahmen erhöht werden, indem der höchstbeanspruchte Bereich entlastet wird. Einerseits kann dies durch eine Reduktion der thermischen Belastung erfolgen: Erstens sollte der Zeitpunkt des Beginns der Schmelzerückhaltung in der Kalotte so weit wie möglich hinausgezögert werden. Zweitens sollte das Schmelzeseevolumen nach Möglichkeit vergrößert werden, um geringere Wärmeflussdichten zu erreichen. Andererseits würde eine Absenkung des Innendrucks die mechanische Belastung reduzieren. Zusätzlich kann durch konstruktive Maßnahmen versucht werden, die Belastung des hochbeanspruchten Bereichs zu verringern, indem die auftretenden Kräfte in Bereiche mit höherem Festigkeitspotenzial umgelenkt werden.
- Aus der Tatsache, dass sich das Zentrum der Bodenkalotte nach den gewonnenen Erkenntnissen im Wesentlichen senkrecht nach unten bewegt, kann eine passive Steuerung für Sicherheitseinrichtungen abgeleitet werden, die beispielsweise der Auslösung einer Flutung dient.
- Zwei gültige Patente wurden aus den während dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen abgeleitet. Die beiden vorgeschlagenen Einrichtungen können die passive Sicherheit der Anlage im Falle einer Kernschmelze erhöhen: Die erste reduziert die Maximalspannungen im hochbeanspruchten Bereich des heißen Fokus und kann damit ein Versagen verhindern oder zumindest verzögern. Die zweite Einrichtung ermöglicht eine passive Steuerung zur Auslösung einer Flutung der Reaktorgrube oder anderer, einer erfolgreichen Schmelzerückhaltung dienender Vorgänge.

Auch im Hinblick auf die Entwicklung zukünftiger Baulinien kann festgehalten werden, dass eine Kernschmelzerückhaltung im Reaktordruckbehälter auch für Reaktoren großer Leistung möglich ist. Somit bliebe im Falle einer Kernschmelze weiterhin die wichtige Barriere des Reaktordruckbehälters innerhalb des Containments erhalten.

9 Literatur

- /ALT 2003/ E. Altstadt: Extension of the ANSYS[®] creep, plasticity and damage simulation capabilities. User's manual for the customized ANSYS code, Customization Revision: 3.3. Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany, 2003.
- /ANS 2001/ ANSYS[®], Programmer's Manual, ANSYS[®], Inc., 2001.
- /ANS 2002/ ANSYS[®], Theory Reference, ANSYS[®], Inc., 2002.
- /ANS 2003/ ANSYS[®], User's Manual, ANSYS[®], Inc., 2003.
- /ASF 1996/ F.J. Asfia, V.K. Dhir: An experimental study of natural convection in a volumetrically heated spherical pool bounded on top with a rigid wall. Nucl. Eng. Des., vol 163, pp 333-348, 1996.
- /AZO 1996/ D. Azodi, P. Eisert, P. Gruner, U. Jendrich, W.M. Kuntze: Verifizierung und internationaler Vergleich von Strukturanalysemethoden zur Beschreibung des Verhaltens des Reaktordruckbehälters bei Belastungen jenseits der Auslegungsgrenzen. Report GRS-A-2338, 1996.
- /BAE 1994/ Baehr, H. D., Stephan, K.: Wärme- und Stoffübertragung. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1994.
- /BAU 2003/ W. Bauer, H. Oertel, M. Rink: Spectral Emissivities of Bright and Oxidized Metals at High Temperatures. Proceedings of the Fifteenth Symposium on Thermophysical Properties, Boulder, USA, June 22-27, 2003.
- /BEC 2004/ Bechta, S.V., V.B. Khabensky, V.S. Granovsky, E.V. Krushinov, S.A. Vitol, V.V. Gusarov, V.I. Almiyashev, D.B. Lopukh, W. Tromm, D. Bottomley, M. Fischer, G. Cognet, O. Kymäläinen: New Experimental Results on the Interaction of Molten Corium with Reactor Vessel Steel, Paper 4114, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.
- /BER 1998/ L. Bernaz: Etude du transfert de chaleur à la frontière supérieure d'un bain fluide avec dissipation volumique de puissance. Dissertation, L'Université Joseph Fourier De Grenoble, 1998.
- /BET 1993/ J. Betten: Kontinuumsmechanik, Elasto-, Plasto- und Kriechmechanik. Springer, Berlin, 1993.
- /BOL 2001/ L.A. Bolshov, P.S. Kondratenko, V.F. Strizhov: Natural convection in heat-generating fluids. Physics - Uspekhi 44 (10), 999-1016, 2001.
- /BOY 1988/ H.E. Boyer: Atlas of Creep and Stress-Rupture Curves. Report, ASM International, Metals Park, Ohio, USA, 1988.
- /BRO 1995/ U. Brockmeier: Programmsysteme zur Analyse schwerer Störfälle in Kernkraftwerken mit Leichtwasserreaktoren. Habilitationsschrift, Ruhr-Universität Bochum, 1995.
- /BUI 1998/ V.A. Bui: Phenomenological and mechanistic modelling of melt-structure-water interactions in a light water reactor (LWR) severe accident. Dissertation Kungl Tekniska Högskolan, Stockholm, 1998.
- /CHA 1994/ S. A. Chavez, J.L. Rempe: Finite element analyses of a BWR vessel and penetration under severe accident conditions. Nucl. Eng. Des., vol 148, pp 413-435, 1994.
- /CHU 1999/ T.Y. Chu, M.M. Pilch, J.H. Bentz, J.S. Ludwigsen, W.Y. Lu, L.L. Humphries: Lower Head Failure Experiments and Analyses. Report,

- NUREG/CR-5582, SAND98-2047, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, USA, 1999.
- /CON 2004/ K.G. Condie, J.L. Rempe, D. Knudson, K.Y. Suh, F.-B. Cheung, S.-B. Kim: Design and Evaluation of an Enhanced In-Vessel Core Catcher. Paper 4122, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.
- /DIN 1997/ T.N. Dinh, R.R. Nourgaliev: Turbulence modelling for large volumetrically heated liquid pools. Nucl. Eng. Des., vol 169, pp 131-150, 1997.
- /DIN 2004a/ T.N. Dinh, Y.Z. Yang, J.P. Tu, R.R. Nourgaliev, T.G. Theofanous: Rayleigh-Bénard Natural Convection Heat Transfer: Pattern Formation, Complexity and Predictability. Paper 4241, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.
- /DIN 2004b/ T.N. Dinh, J.P. Tu, T.G. Theofanous: Two-Phase Natural Circulation Flow in AP-1000 In-Vessel Retention-Related ULPU-V Facility Experiments Paper 4242, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.
- /ELG 1999/ M.S. El-Genk, C. Gao: Experiments on Pool Boiling of Water from Downward-Facing Hemispheres. Nuc. Tech., vol 125, pp 52-69, 1999.
- /ESM 2004/ H. Esmaili, M. Khatib-Rahbar: Analysis of In-Vessel-Retention and Likelihood of Lower Head Failure. Paper 4090, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.
- /FTG 2003/ KTG Fachtag "Fortschritte bei der Beherrschung und Begrenzung der Folgen auslegungsüberschreitender Ereignisse". 25./26. September 2003. Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6935, Dezember 2003.
- /GRS 1989/ Gesellschaft für Reaktorsicherheit mbH (GRS), Köln: Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke Phase B. Hrsg.: Der Bundesminister für Forschung und Technologie (BMFT), Verlag TÜV Rheinland GmbH, Köln, 1990.
- /GRU 2003/ U. Grundmann, FZR, Dresden. Persönliche Mitteilungen. Berechnung der Zeitabhängigen Nachzerfallswärmeleistung eines KONVOI-Reaktors mit konservativen Randbedingungen. Bereitstellung eines Ergebnisfiles aus DYN3D, 2003.
- /HEI 1999/ H. Heinrich: Warmfeste Stähle in Kraftwerken. Ingenieur Werkstoffe, vol 3, pp 55-59, 1991.
- /HEL 1998/ M. Helle, O. Kymäläinen: Crust Effect in the COPO II-Experiments. Report 2_EU-MVI(98)-FORTUM-35, IVO Power Engineering, Vantaa, Finland, 1998.
- /HIR 1997/ H. Hirschmann: CORVIS, State of Progress – December 1996, Report No. 7, February 1997, Paul Scherrer Institute, Laboratory for Safety and Accident Research, Würenlingen und Villigen, Schweiz, 2003.
- /HUM 2000/ L.L. Humphries, T.Y. Chu, J.H. Bentz: Data report for OLHF-1 experiment. Sandia National Laboratories, 07/31/00. 2000.
- /IKO 1999/ K. Ikonen: Creep Model Fitting Derived from REVISA Creep, Tensile and Relaxation Measurements. Technical Report MOSES-4/99, VTT-Energy, Espoo, Finland, 1999.

- /JAH 1975/ M. Jahn: Holographische Untersuchung der freien Konvektion in volumetrisch beheizten Fluiden. Dissertation Universität Hannover, 1975.
- /KOC 2003/ M. K. Koch, M. Steinbrück: F&E Arbeiten zu schweren Störfällen: Unfallablauf im Primärsystem In: Fortschritte bei der Beherrschung und Begrenzung der Folgen auslegungsüberschreitender Ereignisse, FZKA 6935, 2003.
- /KOL 1996/ N.I. Kolev: External cooling of a pressurized water reactor vessel during a sever accident. Kerntechnik, vol 61, pp 67-76, 1996.
- /KOL 1999/ N.I. Kolev, I. Roloff-Bock: Potential for external cooling of boiling water reactors during postulated severe accidents with melt relocation. Tagungsbericht Jahrestagung Kerntechnik 1999, Karlsruhe, pp 287-295, 1999.
- /KRI 1999/ R. Krieg: Reactor pressure vessel under severe accident loading (RPVSA). Bericht FZKA 6358, Forschungszentrum Karlsruhe, 1999.
- /KTA 1996/ Sicherheitstechnische Regel des KTA, KTA 3201.2 Komponenten des Primärkreises von Leichtwasserreaktoren. Teil 2: Auslegung, Konstruktion und Berechnung. Fassung 6/96, 1996.
- /KUC 1993/ B. Kuczera: Innovative Trends in der Leichtwasserreaktor-Technik. KfK-Nachrichten Jahrg. 25, S. 219-249, 1993.
- /KYM 1994/ O. Kymäläinen, H. Tuomisto, O. Hongisto, T.G. Theofanous: Heat Flux Distribution from a Volumetrically Heated Pool with High Rayleigh Number. Nucl. Eng. Des., vol 149, pp 401-408, 1994.
- /KYM 1997/ O. Kymäläinen, H. Tuomisto, T.G. Theofanous: In-vessel retention of corium at the Loviisa plant. Nucl. Eng. Des., vol 169, pp 109-130, 1997.
- /LAR 1952/ F.R. Larson, J. Miller: A time-temperature relationship for rupture and creep stresses. Trans. ASME, pp 765-775, 1952.
- /LEE 2004/ K.H. Lee, S.D. Dong, K.Y. Suh, J.L. Rempe, F.-B. Cheung, S.B. Kim: Prandtl Number Dependent Natural Convection With Internal Heat Sources. Paper 4066, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.
- /LEM 1996/ J. Lemaitre: A Course on Damage Mechanics. ISBN 3-540-60980-6, 2nd edition Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1996.
- /LOE 2003/ H. Löffler: Containment Event Tree: Freisetzungspfade und deren Bedeutung. In: Fortschritte bei der Beherrschung und Begrenzung der Folgen auslegungsüberschreitender Ereignisse, FZKA 6935, 2003.
- /MAS 2002/ Ph. Le Masson, T. Loulou, E. Artioukhine: Experimental and Numerical Estimations of a Two-Dimensional Convection Heat Transfer Coefficient During a Metallurgical „Jominy End-Quench“ Test. 4th International Conference on Inverse Problems in Engineering, Rio de Janeiro, Brazil, 2002.
- /MER 2002/ G. Merkert: Anwendung und Weiterentwicklung von schädigungsmechanischen Ansätzen zur Simulation des Versagensverhaltens von Thermoschockproben. Dissertation MPA Universität Stuttgart, 2002.
- /MON 1999/ Ph. Mongabure, M. Desmet: RUP THER Test#14 - Rupture test at 1000°C and variable pressure 8 then 6 bars. Report SEMT/LISN/RT/99-003/A, CEA, France, 1999.

- /MON 2000/ Ph. Mongabure: Creep tests on LHF and OLHF SA533B1 steel. RAPPORT DM2S SEMT/LISN/RT/00-060/A, CEA, France, 2000.
- /MUL 1991/ S. Müller, W. Kuhn: Ermittlung von Festigkeits- und Verformungskennwerten des Stahls 20 MnMoNi 55 von Raumtemperatur bis 900°C. Primärbericht KfK 18-06-01 P 08A, 1991.
- /MUL 2000/ G. Müller, J. Böhmert: Metallographic Post Test Investigations for the Scaled Core-Meltdown-Experiments FOREVER C1 and C2. Report, FZR-298, Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany, 2000.
- /MUL 2001/ G. Müller, J. Böhmert: EC-FOREVER-2 Experiment, Metallographic Post Test Investigations of the Pressure Vessel Material. Arbeitsbericht, FZR/FWSM - 03/2001, Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, 2001.
- /MUL 2003/ W. Ch. Müller: Bericht über OECD RASPLAV und OECD MASCA Projekte und verfügbare Unterlagen. Arbeitstreffen, GRS Garching, 29. August 2003.
- /MUL 2004/ W. Ch. Müller, GRS Garching. Persönliche Mitteilungen.
- /NIC 2003/ L. Nicolas, M. Durin, V. Koundy, E. Mathet, A. Bucalossi, P. Eisert, J. Sievers, L. Humphries, J. Smith, V. Pistora, K. Ikonen: Results of benchmark calculations based on OLHF-1 test. Nucl. Eng. Des., vol 223, pp 263–277, 2003.
- /NOU 1997/ R.R. Nourgaliev, T.N. Dinh, B.R. Sehgal: Effect of fluid Prandtl number on heat transfer characteristics in internally heated liquid pools with Rayleigh numbers up to 10^{12} . Nucl. Eng. Des., vol 169, pp 165-184, 1997.
- /NUR 1992/ NUREG/CR-5856 "Identification and Evaluation of PWR In-Vessel Severe Accident Management Strategies," U.S. Nuclear Regulatory Commission, March 1992.
- /OBS 1988/ V.-D. Obst, A. Klenk, P. Julisch, K. Maile: Versuche zum Versagen einer Hauptkühlmittelleitung infolge Kriechbruch unter hohem Systemdruck. Bericht MPA 1500 771, Stuttgart, 1988.
- /OBS 1989/ V.-D. Obst, K. Maile: Versuche zur Schaffung einer Datenstruktur für die inelastische Berechnung von Kriechvorgängen in thermisch belasteten Komponenten. Bericht MPA 1500 785, Stuttgart, 1989.
- /PAR 1992/ H. Park, V.K. Dhir: Effect of Outside Cooling on the Thermal Behaviour of a Pressurized Water Reactor Lower Head. Nuc. Tech., vol 100, pp 331-346, 1992.
- /REM 1993/ J.L. Rempe, S.A. Chávez, G.L. Thinnes, C.M. Allison, G.E. Korth, R.J. Witt, J.J. Sienicki, S.K. Wang, L.A. Stickler, C.H. Heath, S.D. Snow: Light Water Reactor Lower Head Failure Analysis. Report NUREG/CR-5642, Idaho Falls, 1993.
- /RUO 1996/ H. Ruoff, K.-H. Katerbau: Einfluß hoher Temperaturen (>650 °C) auf Gefüge und Festigkeit von Reaktordruckbehälter-Werkstoffen. Bericht MPA 1500 966, Stuttgart, 1996.
- /SAI 1998/ C. Sainte Catherine: Tensile and creep tests material characterization of pressure vessel steel (16MND5) at high temperatures (20 up to 1300°C). Rapport SEMT/LISN/RT/98-009/A, CEA, France, (experimental data files), 1998.
- /SAT 1981/ Einführung in die Werkstoffwissenschaft, Herausgeber: W. Schatt. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1981.

- /SCO 2003/ J.H. Scobel: The Potential for AP1000 Reactor Vessel Failure Induced by a Stratified Debris Bed with a Bottom Metal Layer during IVR. International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2003), Cordoba, Spain, May 13-17, 2003.
- /SEH 2003/ B.R. Sehgal, A. Theerthan, A. Giri, A. Karbojian, H.G. Willschütz, O. Kymäläinen, S. Vandroux, J.M. Bonnet, J.M. Seiler, K. Ikkonen, R. Sairanen, S. Bhandari, M. Bürger, M. Buckg, W. Widmann, J. Dienstbier, Z. Techy, P. Kostka, R. Taubner, T. Theofanous, T.N. Dinh: Assessment of reactor vessel integrity (ARVI). Nucl. Eng. Des., vol 221, pp 23-53, 2003.
- /SEI 2003/ J. M. Seiler, A. Latrobe, B. R. Sehgal, H. Alsmeyer, O. Kymäläinen, B. Turland, J.-L. Gramge, M. Fischer, G. Azarian, M. Bürger, C.J. Cirauqui, A. Zurita: Analysis of corium recovery concepts by the EUROCORE group. Nucl. Eng. Des., vol 221, pp 119-136, 2003.
- /SMI 1979/ D. Smidt: Reaktor-Sicherheitstechnik, Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- /SMI 1997/ M. Schmidt, M. Wörner, G. Grötzbach: Direkte numerische Simulation der Konvektion in einer Fluidschicht mit interner Wärmequelle. FZKA 5916, 1997.
- /SMI 2004/ H. Schmidt: Large Scale Verification of External RPV Cooling in Case of Severe Accident. Paper 4206, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.
- /SON 2003/ M. Sonnenkalb: Kernschmelzablauf In- und Ex-Vessel. In: Fortschritte bei der Beherrschung und Begrenzung der Folgen auslegungsüberschreitender Ereignisse, FZKA 6935, 2003.
- /STE 1997/ W. Steinwarz, N. Dyllong, W. Koller, G. Langer, W. Häfner, M. Geiß, A.M. Hurtado, T. Manderbach, H. Kolb, A. Ulbrich, M. Fischer, S. Hellmann, R. Wittmaack: Theoretische Untersuchungen und Großversuche zum Nachweis der Wirkungsweise und Wirksamkeit von Reaktorsicherheitselementen, Teilvorhaben COMAS und INKA zum Thema Beherrschung von Kernschmelzunfällen. Technischer Fachbericht, Siempelkamp Krefeld, 1997.
- /THF 1996/ T.G. Theofanous, C. Liu, S. Additon, S. Angelini, O. Kymäläinen, T. Salmassi: In-vessel coolability and retention of a core melt. Report DOE/ID-10460 Vol. 1 + 2, Center for Risk Studies and Safety, University of California, 1996.
- /THF 1997/ T.G. Theofanous, C. Liu, S. Additon, S. Angelini, O. Kymäläinen, T. Salmassi: In-vessel coolability and retention of a core melt. Nucl. Eng. Des., vol 169, pp 1-48, 1997.
- /UNG 1998/ H. Unger, M. K. Koch, Th. Linnemann, Th. Steinrötter, Chr. Weißelmann: Key Phenomena of Late Phase Core Melt Progression, Accident Management Strategies and Status Quo of Severe Fuel Damage Codes. OECD/CSNI Workshop on In-Vessel Core Debris Retention and Coolability, Munich, 1998.
- /VDI 2002/ Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Wärmeatlas, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang, Neunte Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2002.
- /WAG 1993/ W. Wagner: Wärmeübertragung. 4. Auflage, Vogel-Verlag, Würzburg, 1993.

- /WAS 1957/ WASH 740, US Atomic Energy Commission: Theoretical Possibilities and Consequences of Major Accidents in Nuclear Power Plants. Reactor Safety Study. 1957.
- /WIL 1995/ H.-G. Willschütz: Modelle zur Simulation des Wärmestrahlungsaustausches in hochaufgeheizten Reaktor-brennstab-bündeln. Studienarbeit, Ruhr-Universität Bochum, RUB E-D-184, 1995.
- /WIL 2001/ H.-G. Willschütz, E. Altstadt, B.R. Sehgal, and F.-P. Weiss: Coupled thermal structural analysis of LWR vessel creep failure experiments, Nucl. Eng. Des., vol 208, pp 265-282, 2001.
- /WIL 2002a/ Patent DE 100 41 779 C1, Steuereinrichtung für einen Kühlkreislauf.
- /WIL 2002b/ Willschütz, H.-G., E. Altstadt: Generation of a High Temperature Material Data Base and its Application to Creep Tests with French or German RPV-steel. Wissenschaftlich-Technische Berichte, Forschungszentrum Rossendorf; FZR-353, ISSN 1437-322X, August 2002.
- /WIL 2003a/ Patent DE 100 41 778 C2, Abstützvorrichtung für Stahlbehälter.
- /WIL 2003b/ H.-G. Willschütz, E. Altstadt, B. R. Sehgal, and F.-P. Weiss: Simulation of Creep Tests with French or German RPV-steel and investigation of a RPV-support against failure. Ann. Nucl. Energy, vol 30, 10, pp 1033-1063.
- /WIL 2004/ H.-G. Willschütz: Simulation of scaled vessel failure experiments and investigation of a possible support against failure, Nucl. Eng. Des., vol 228, pp 401-414, 2004.
- /YAN 2004/ J. Yang, M.B. Dizon, F.B. Cheung, J.L. Rempe, K.Y. Suh, S.B. Kim: CHF Enhancement by Vessel Coating for External Reactor Vessel Cooling. Paper 4041, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2004), Pittsburgh, USA, June 13-17, 2004.

10 Anhang

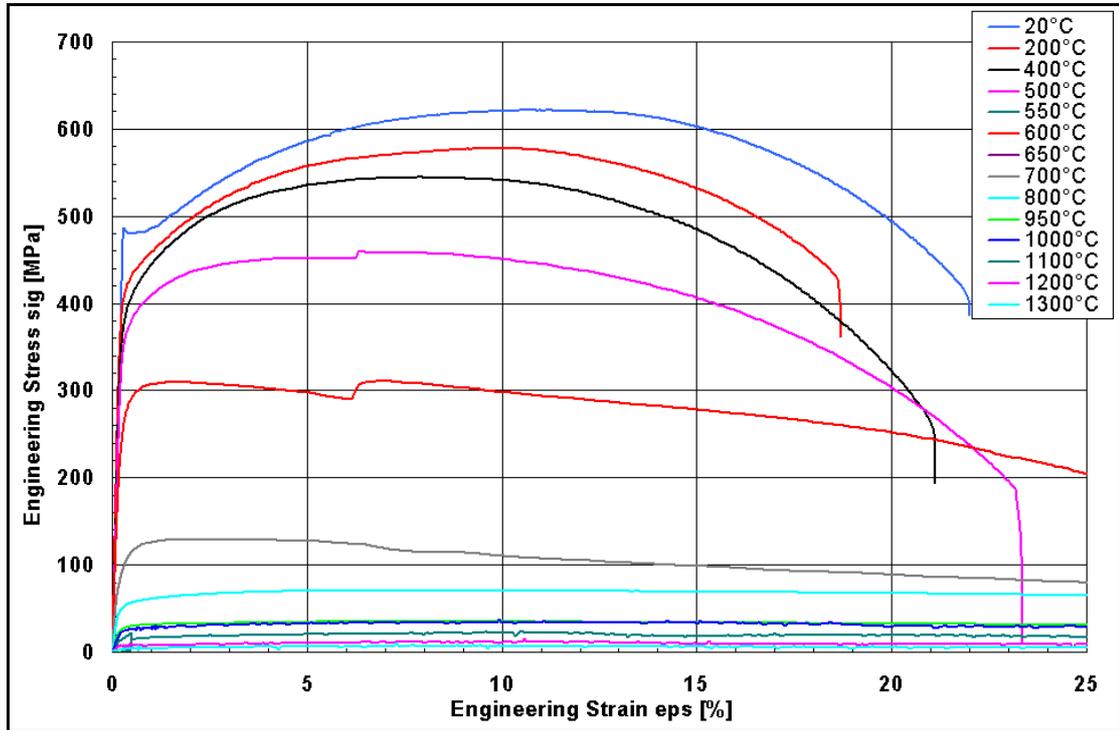


Bild 10.1: Spannungs-Dehnungs-Kurven (Nominalwerte) des RDB-Stahls 16MND5 bei verschiedenen Temperaturen (CEA-Messung).

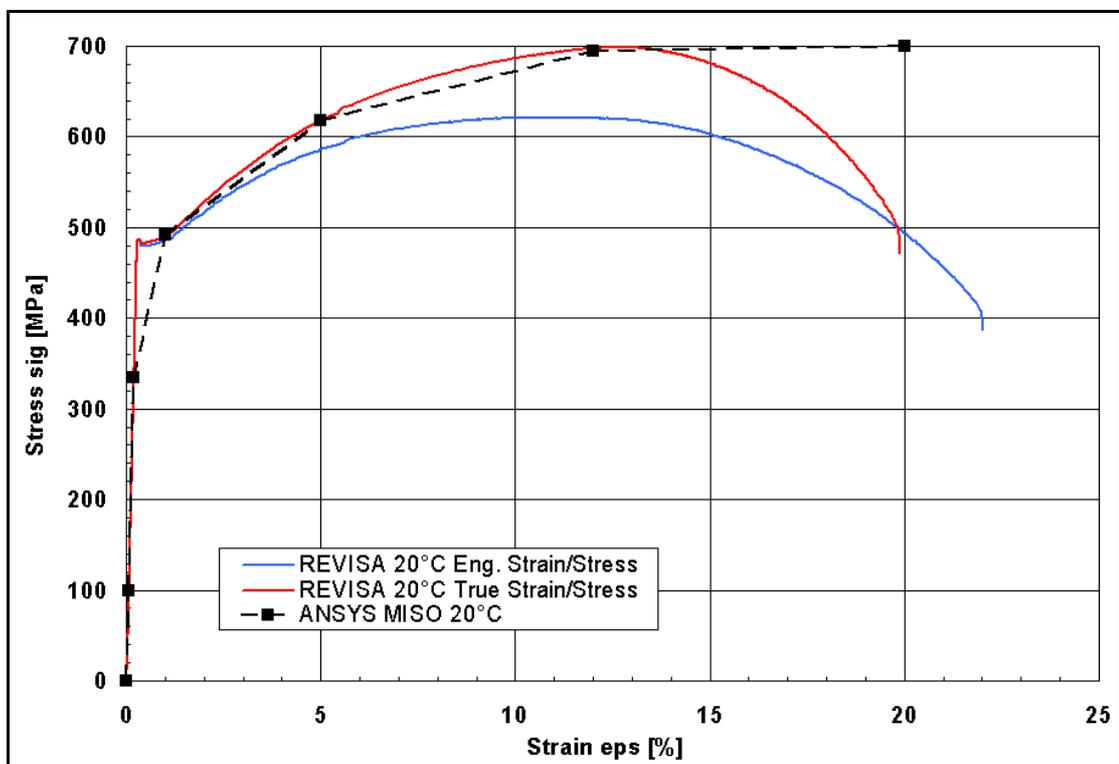


Bild 10.2: Spannungs-Dehnungs-Kurven von 16MND5 bei 20 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.

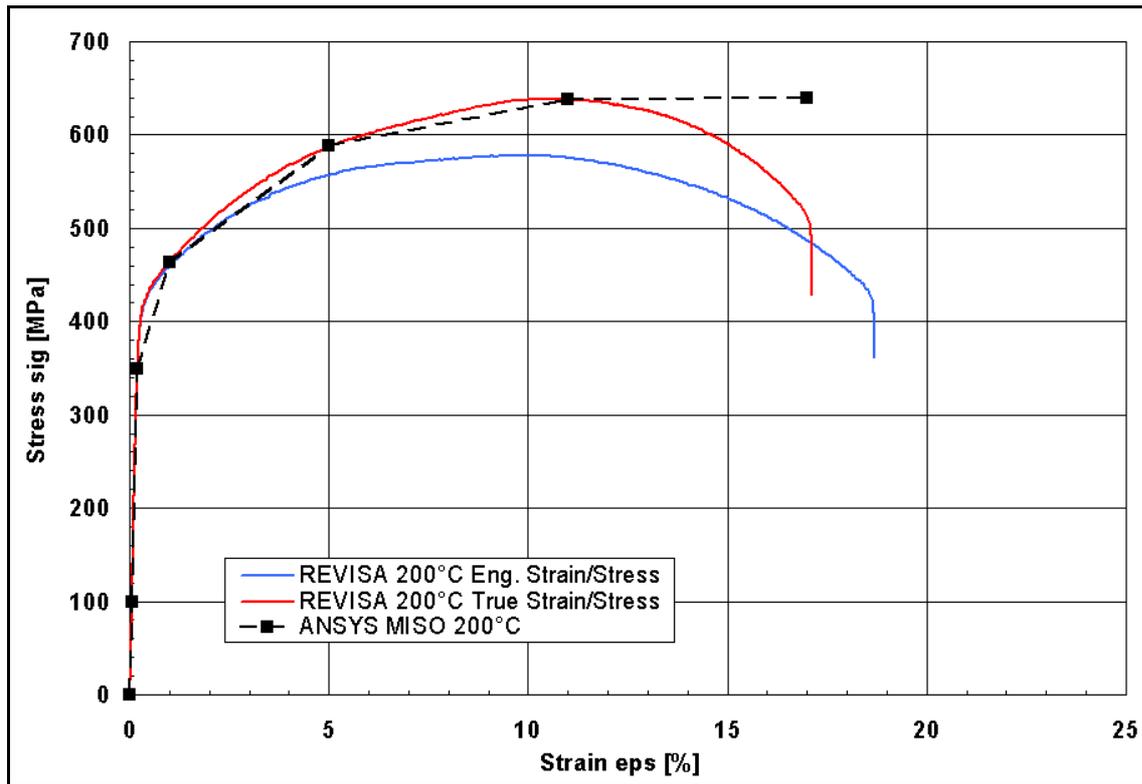


Bild 10.3: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 200 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.

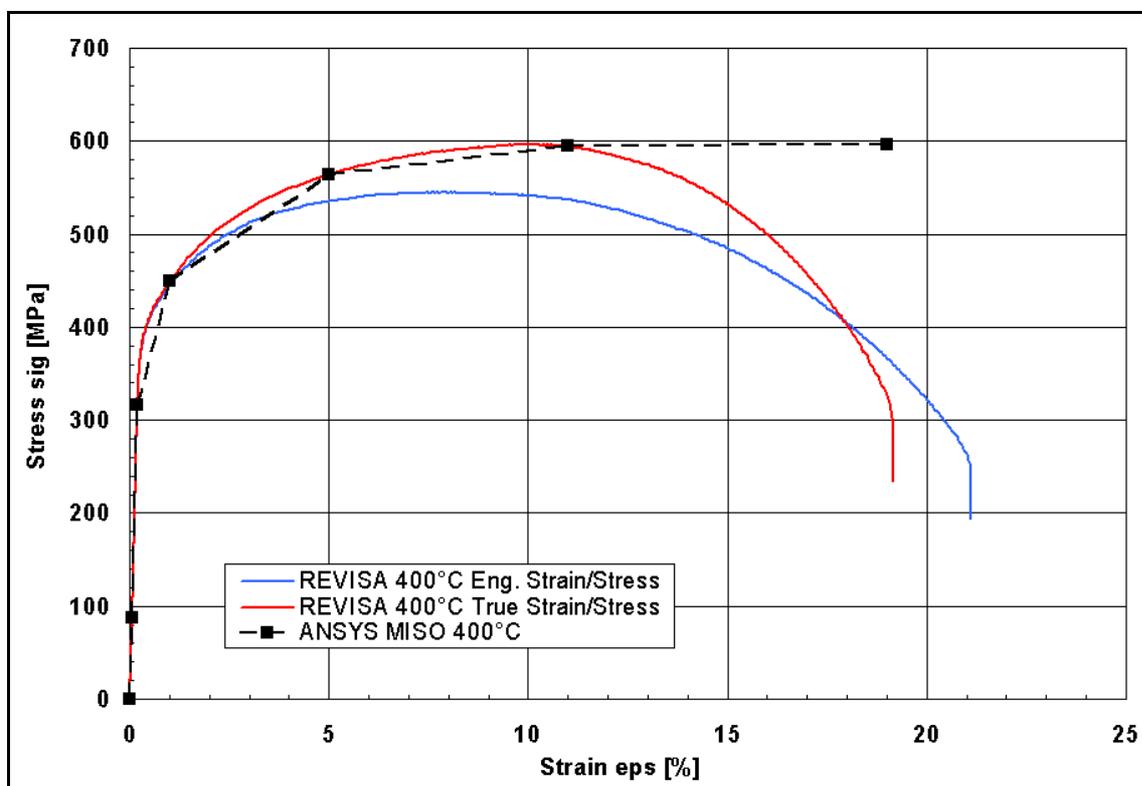


Bild 10.4: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 400 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.

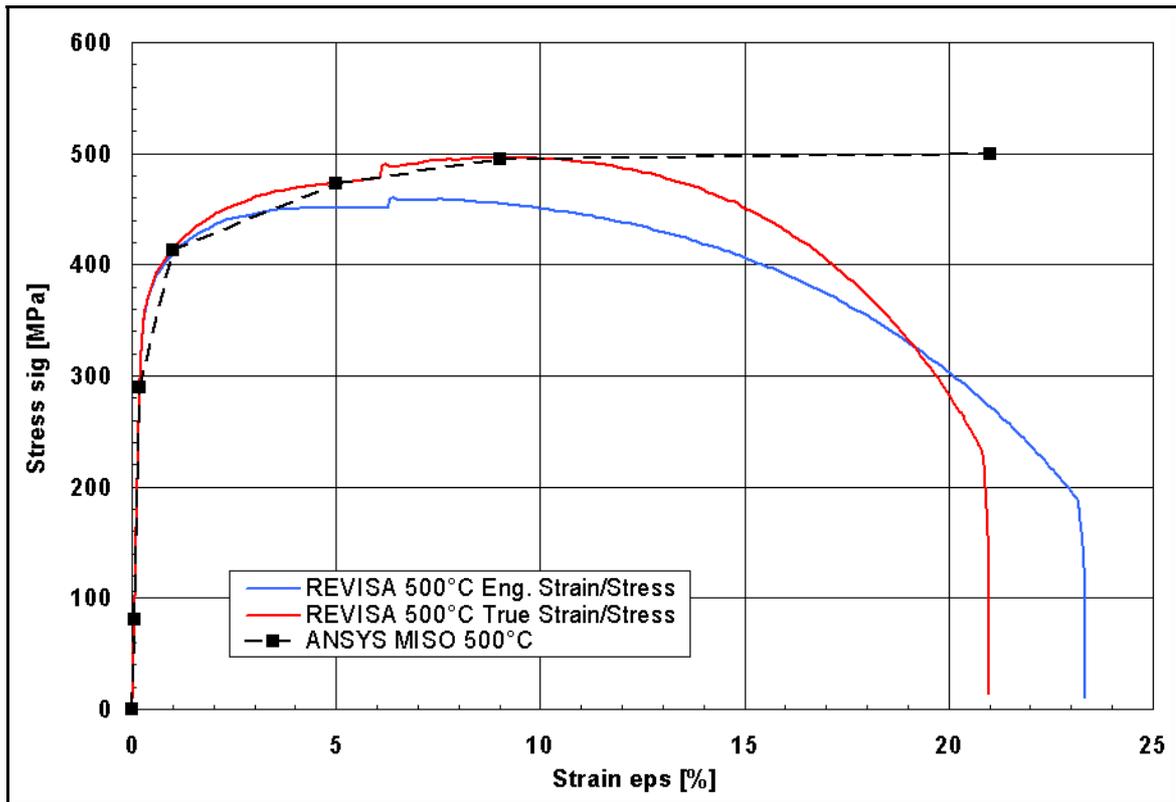


Bild 10.5: Wahre Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 500 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS.

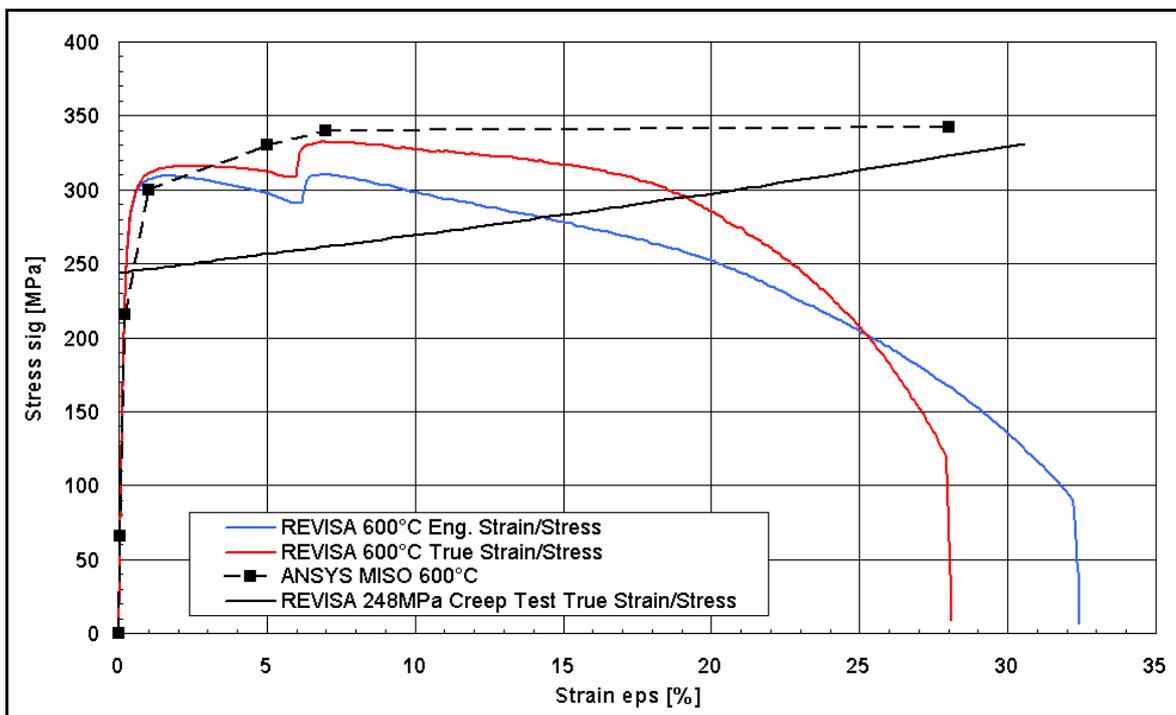


Bild 10.6: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 600 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz: Werte aus Kriechversuch.

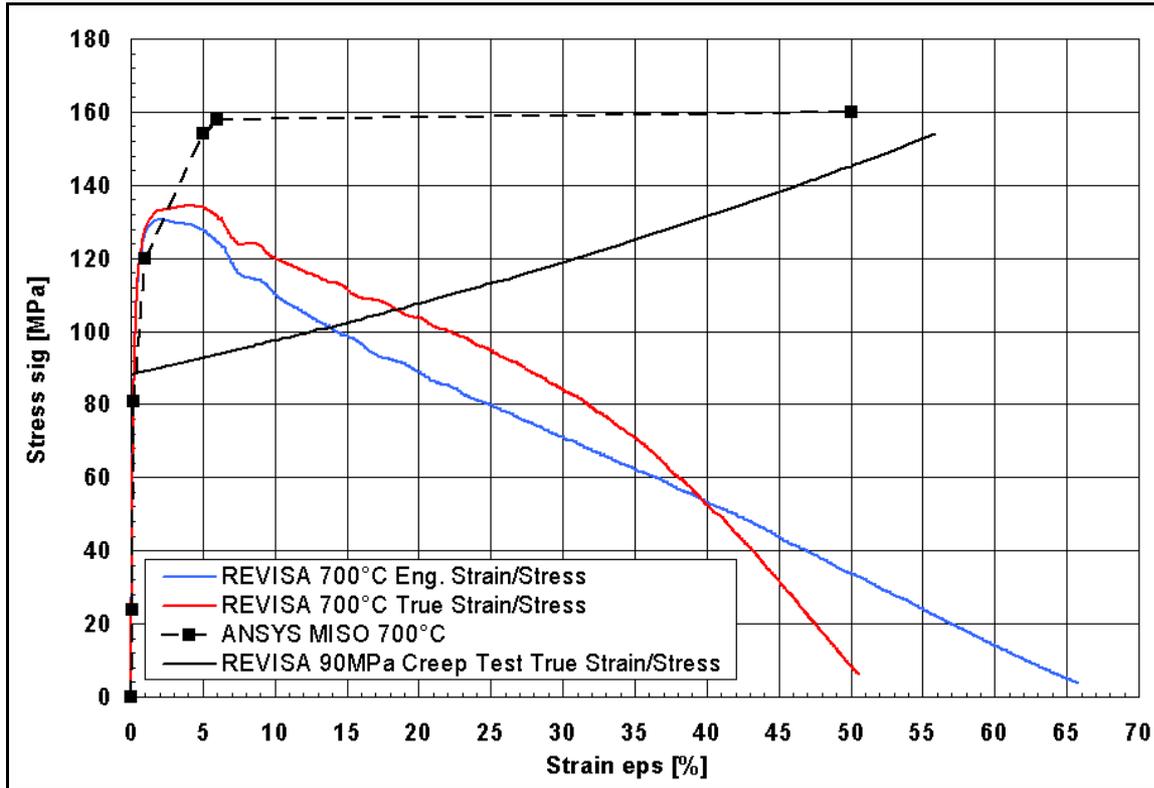


Bild 10.7: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 700 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz durchgezogen: Kriechversuch.

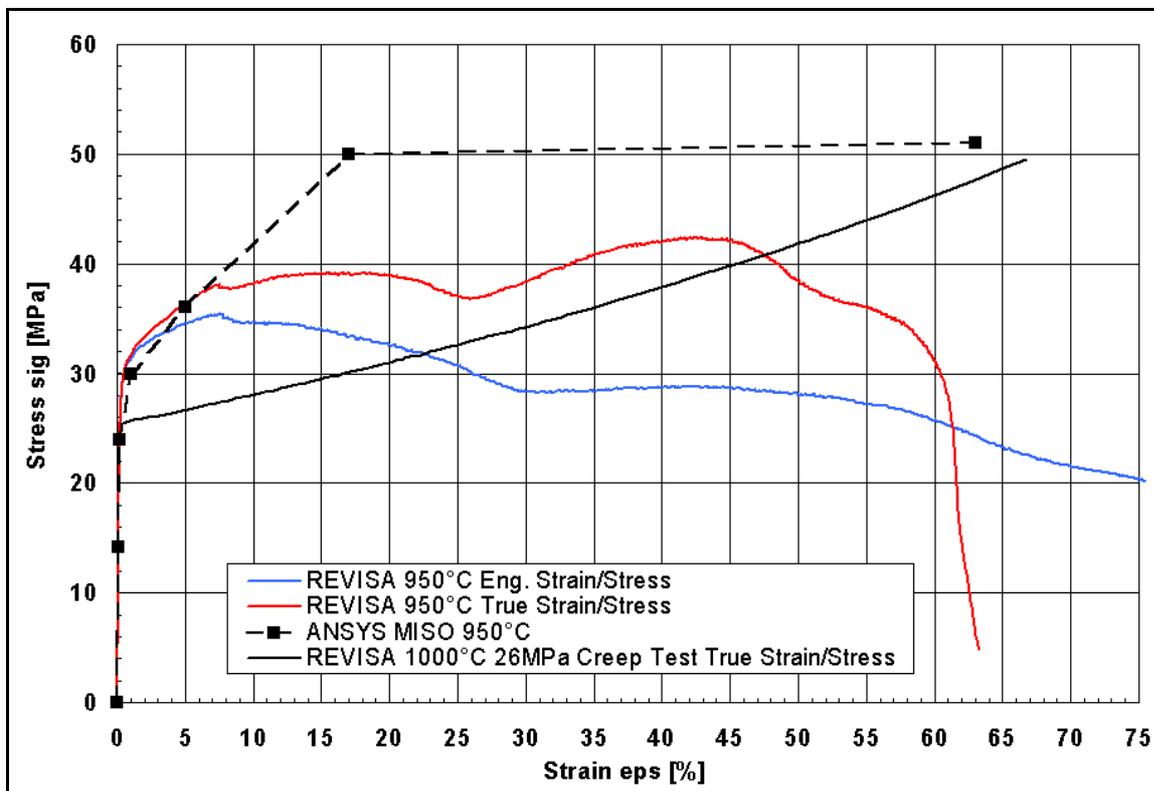


Bild 10.8: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 950 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz: Kriechversuch bei 1000 °C.

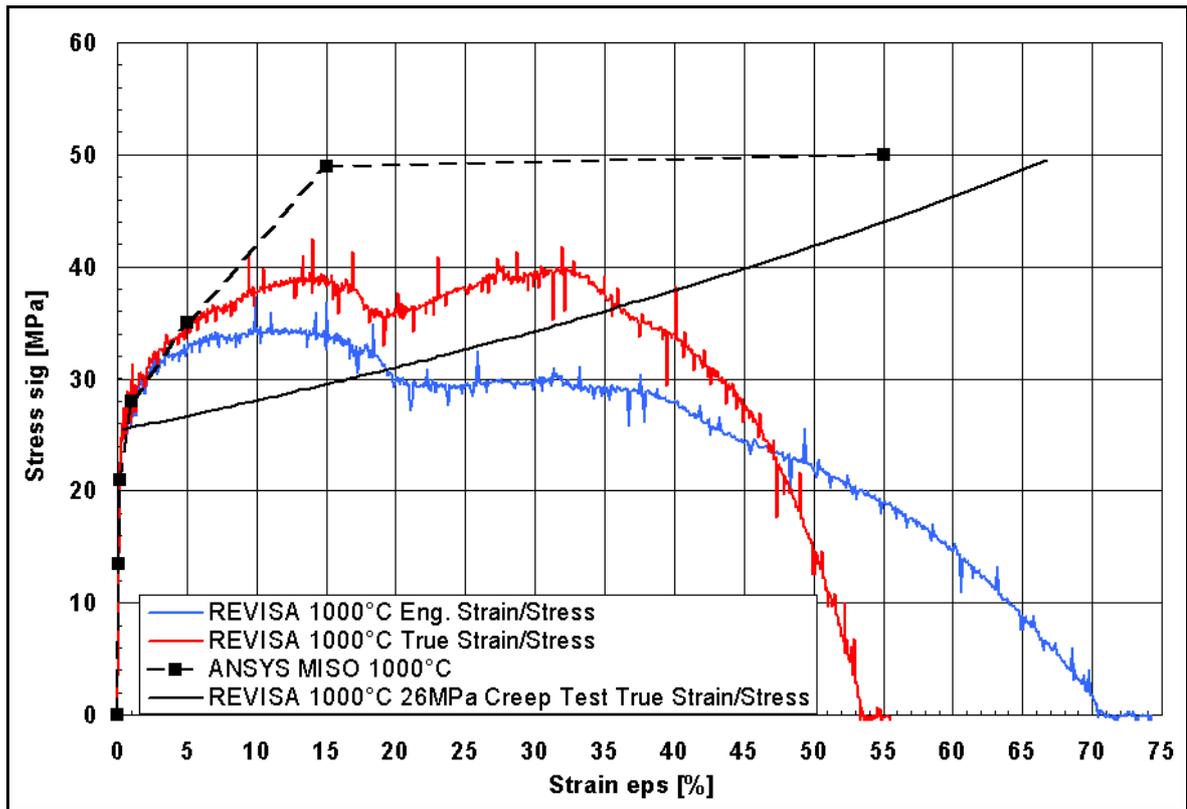


Bild 10.9: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1000 °C; CEA-Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz durchgez: Kriechversuch.

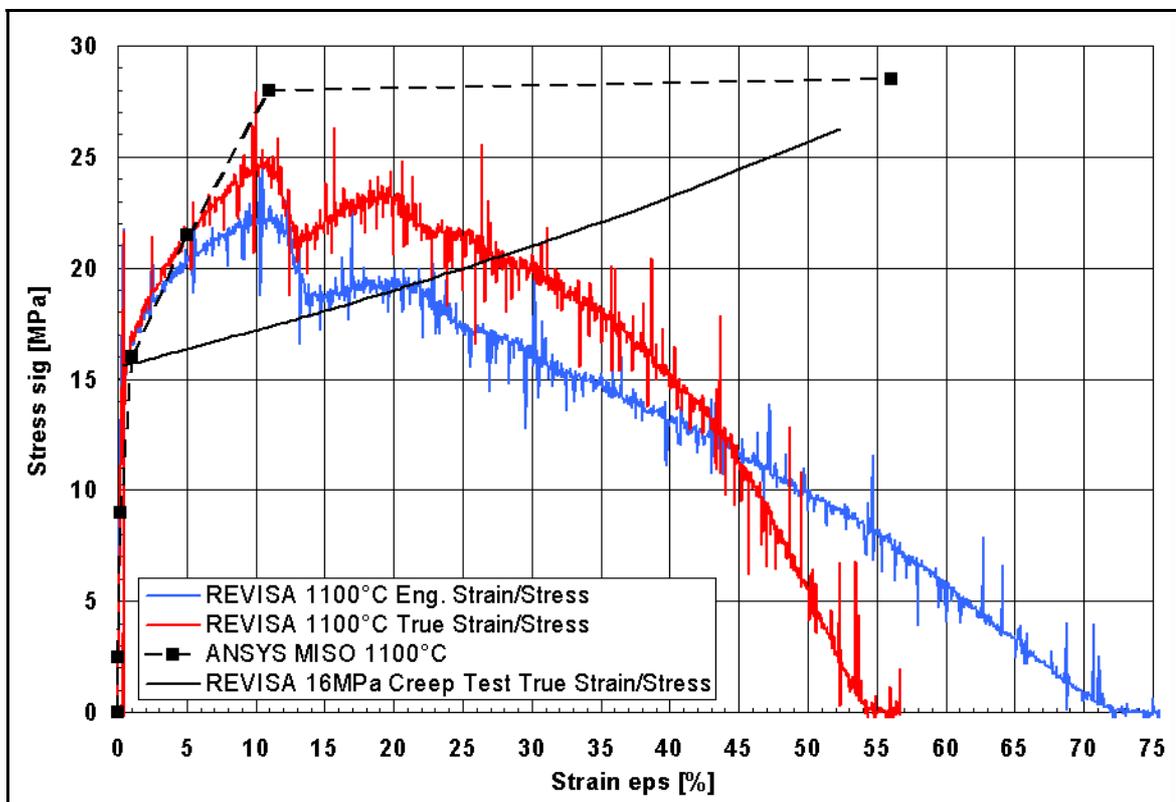


Bild 10.10: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1100 °C; Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz durchgez: Kriechversuch

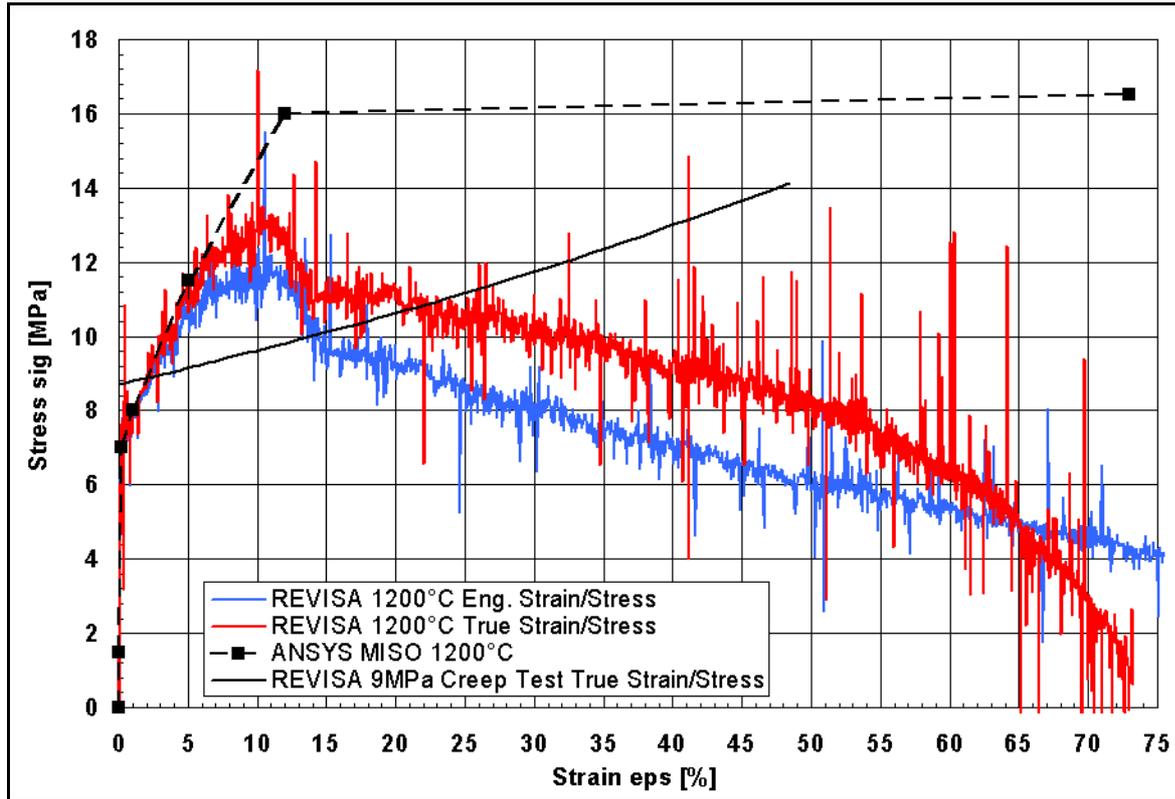


Bild 10.11: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1200 °C; Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz durchgezogen: Kriechversuch.

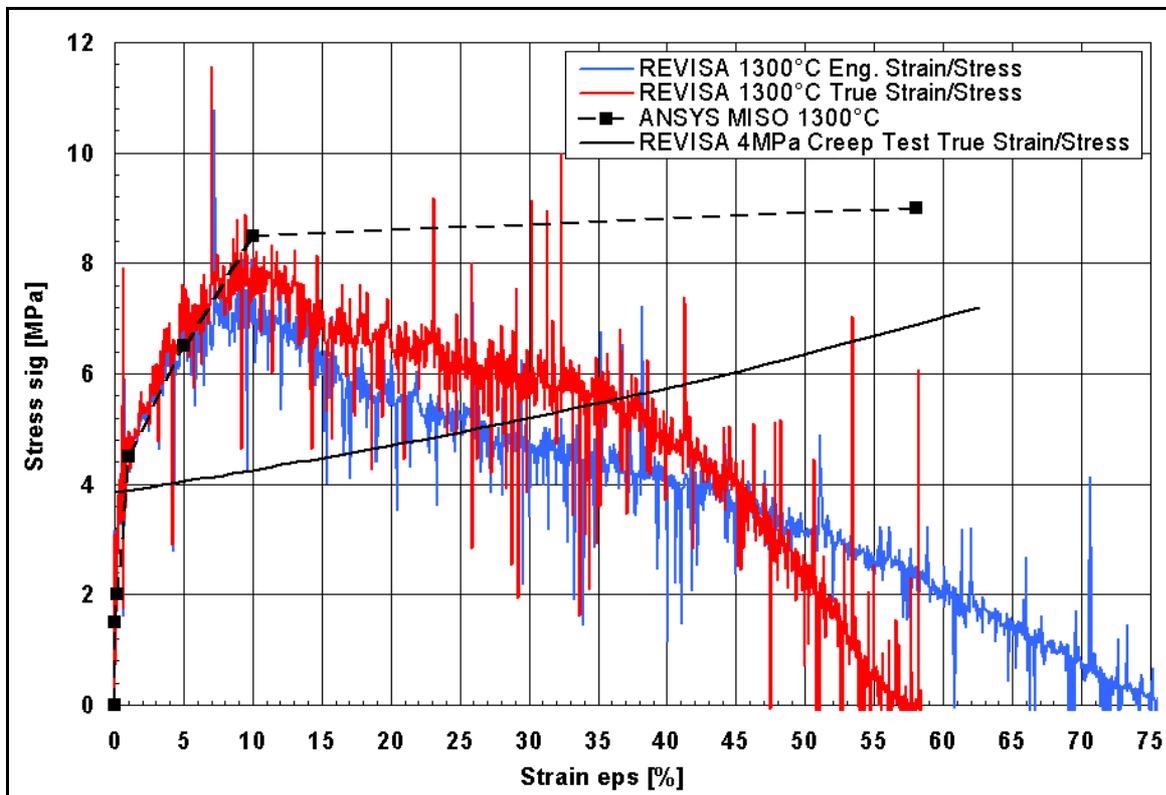


Bild 10.12: Spannungs-Dehnungs-Kurve von 16MND5 bei 1300 °C; Messung und Modellierung in ANSYS (gestrichelt); schwarz durchgezogen: Kriechversuch.

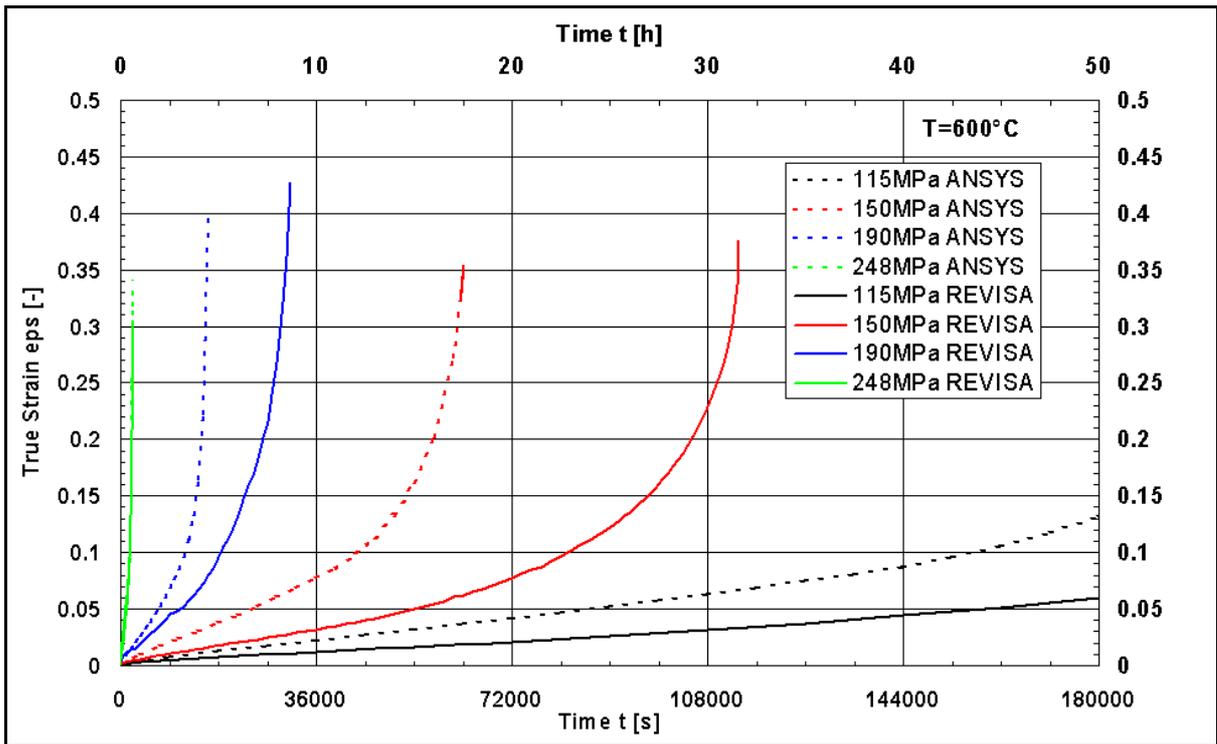


Bild 10.13: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T=600^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.

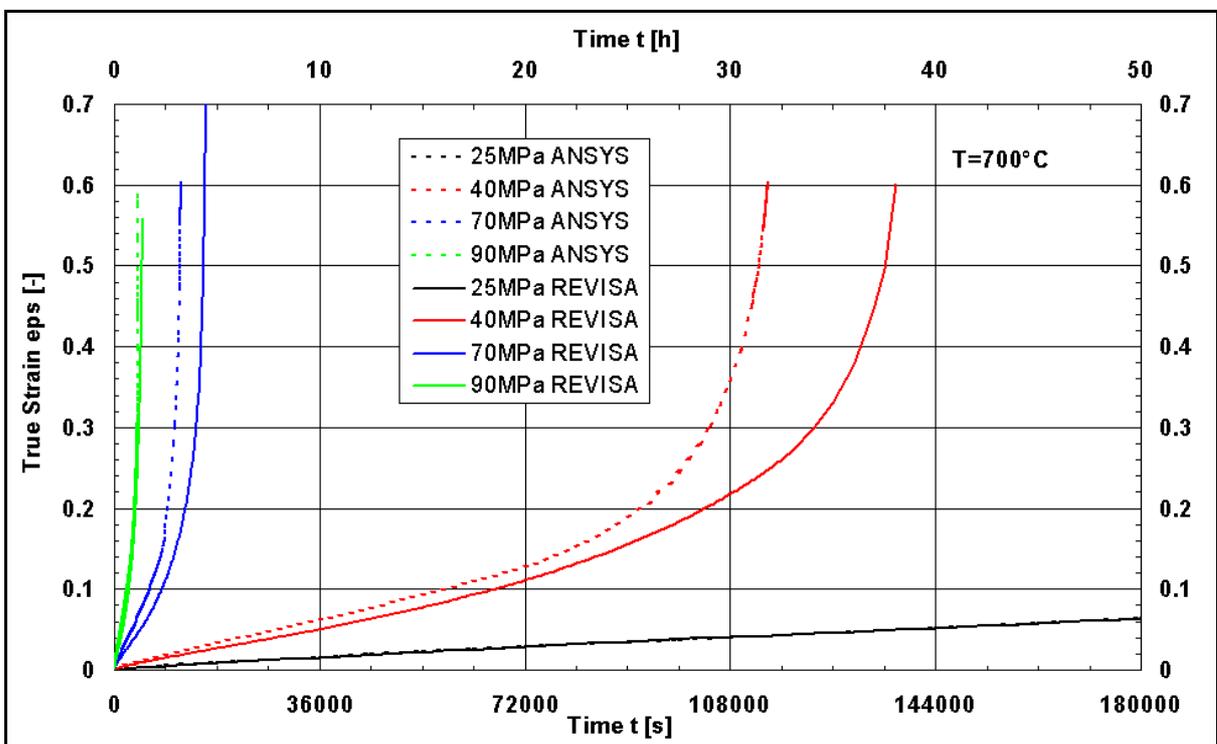


Bild 10.14: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T=700^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.

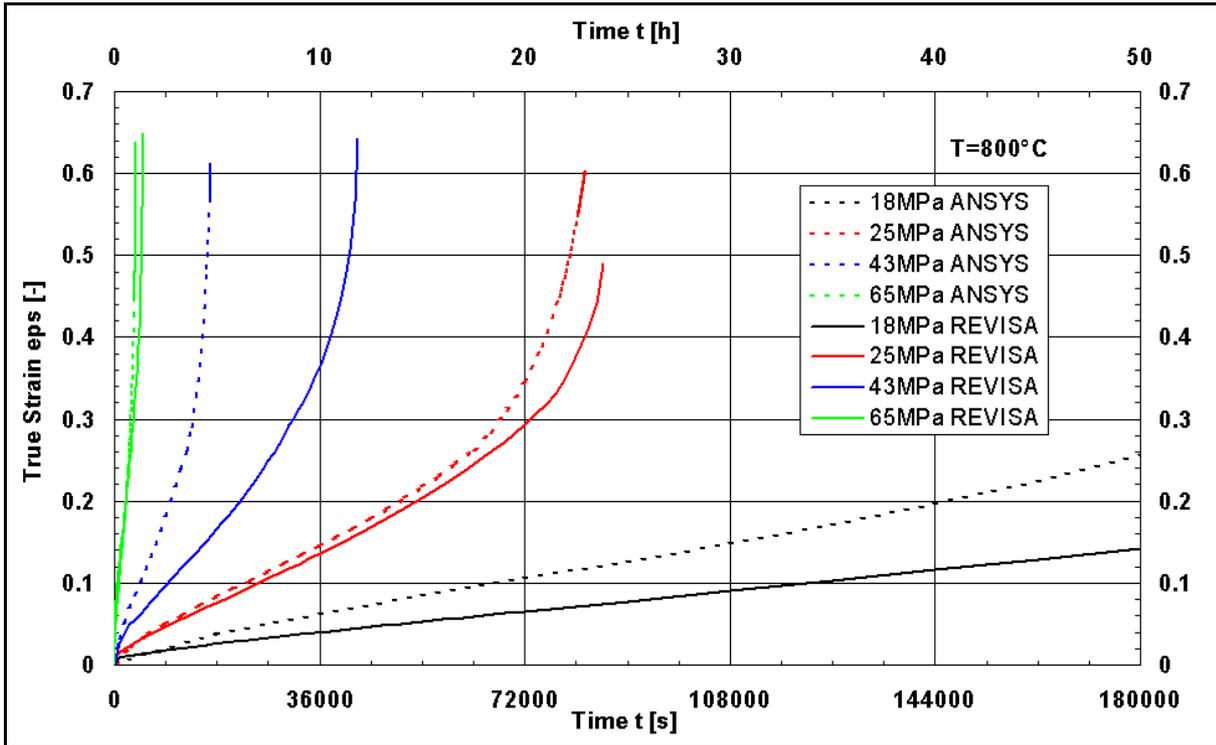


Bild 10.15: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T= 800^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.

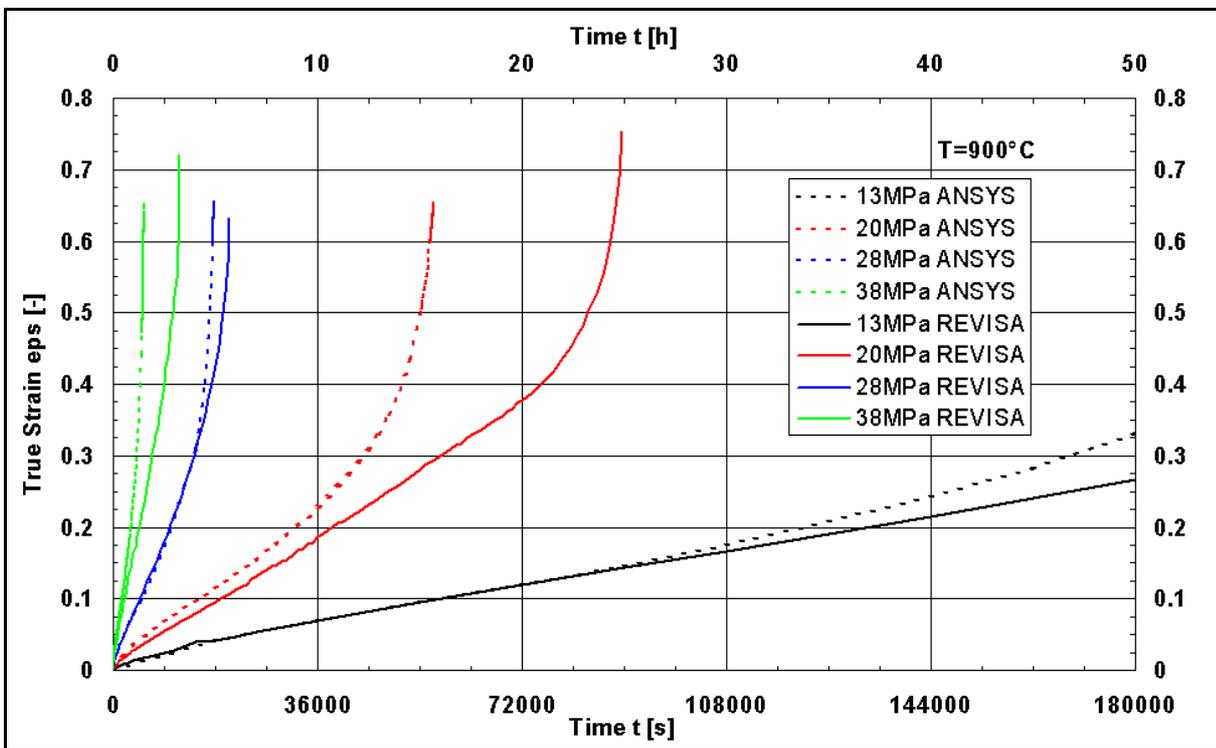


Bild 10.16: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T= 900^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.

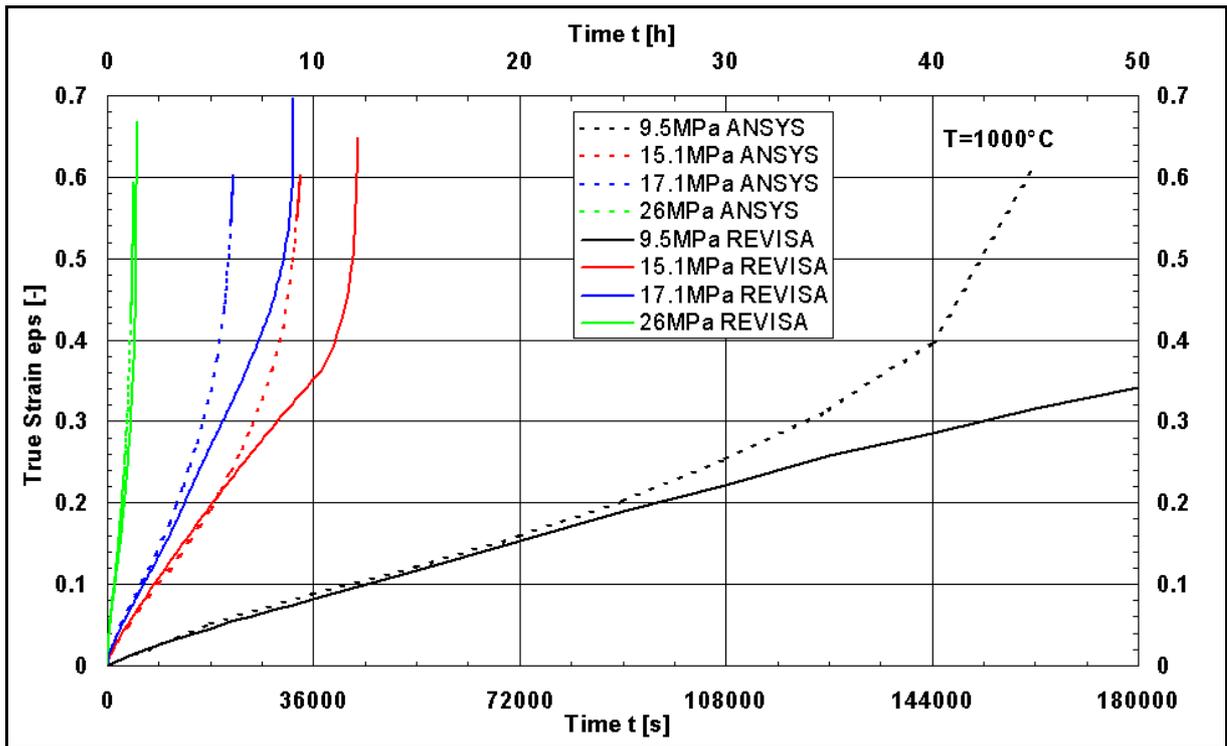


Bild 10.17: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T= 1.000^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.

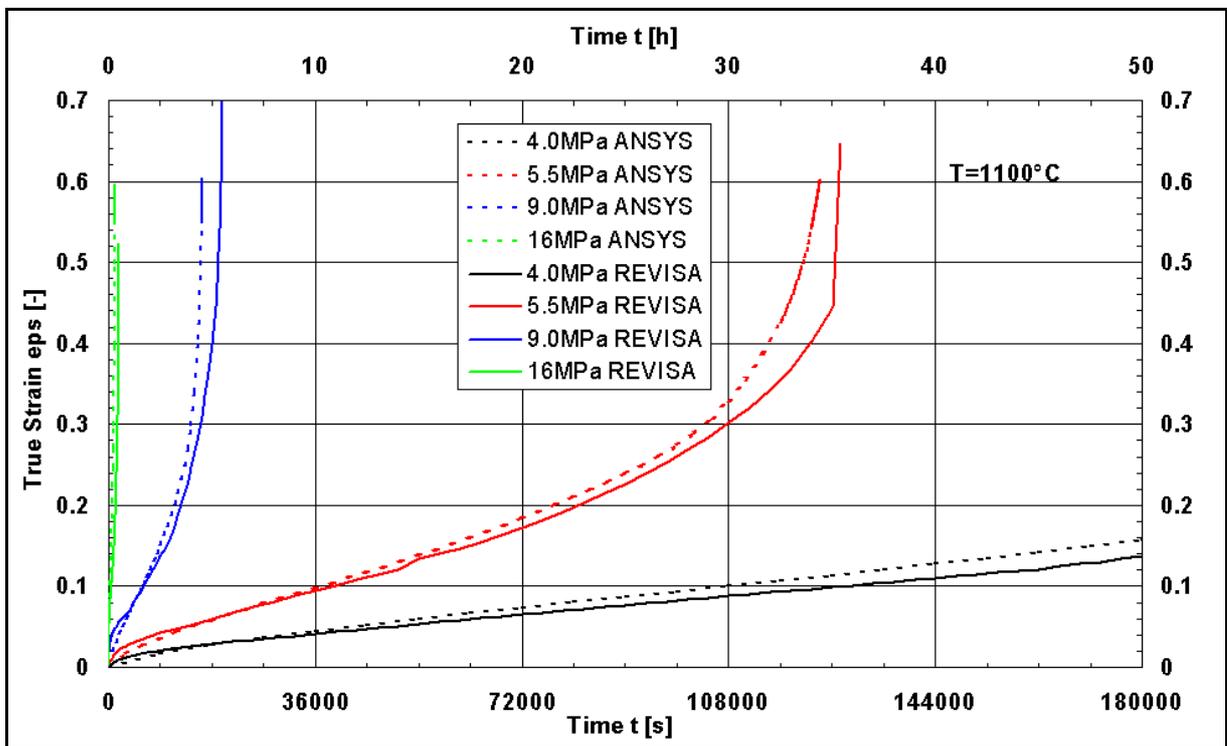


Bild 10.18: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T= 1.100^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.

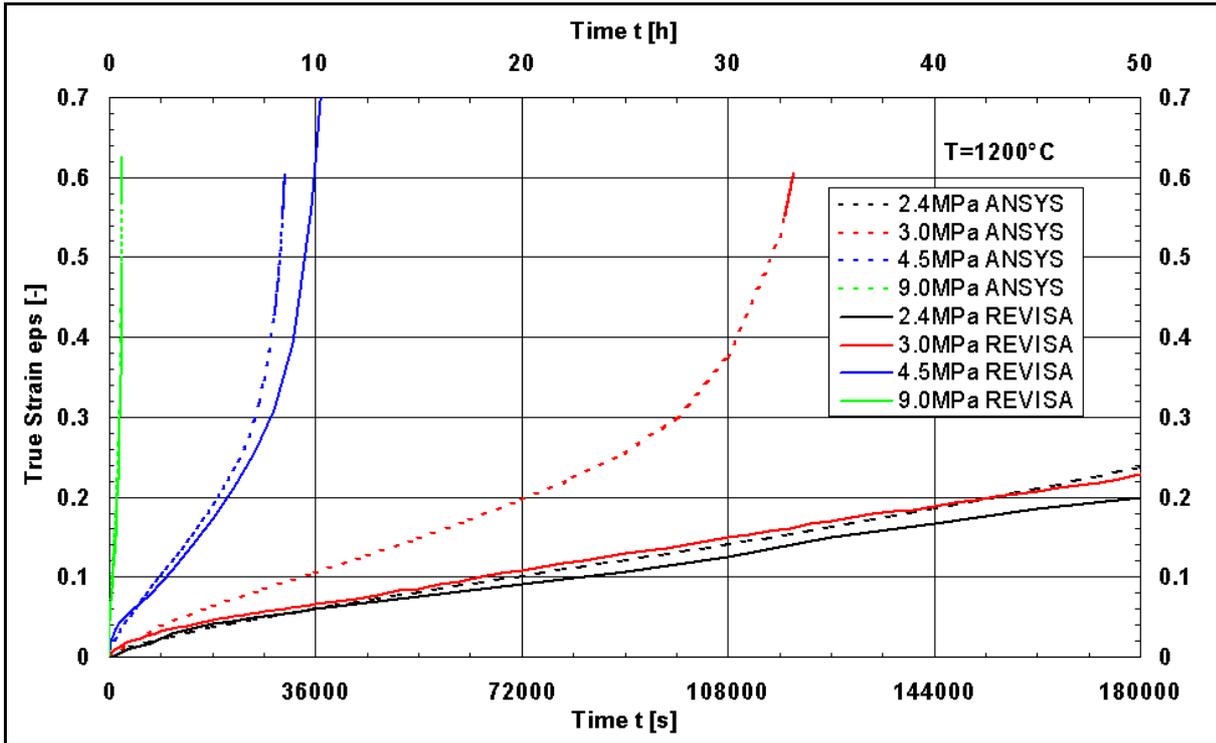


Bild 10.19: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T = 1.200\text{ }^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.

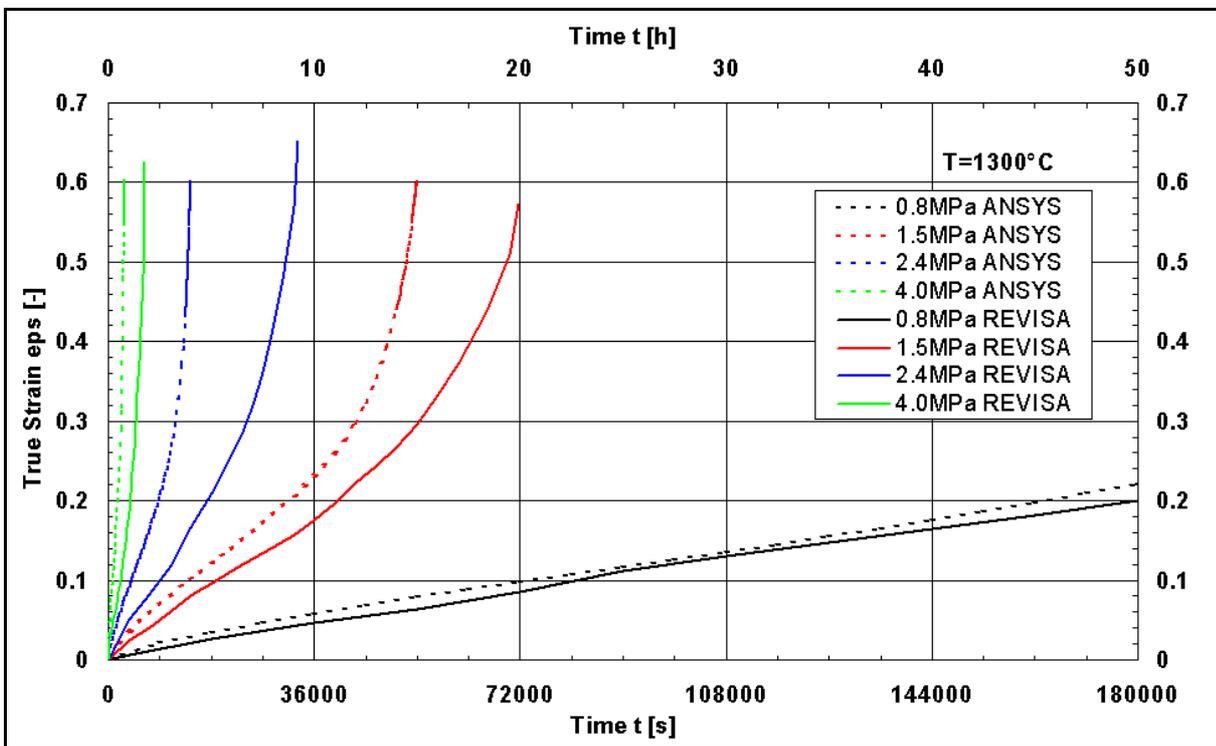


Bild 10.20: Kriechversuche mit verschiedenen Nominalspannungen bei $T = 1.300\text{ }^{\circ}\text{C}$: Messung und Simulation mit Kriechdatenbasis.