

# **Numerische Untersuchungen zum Leckageverhalten gerissener Stahlbetonwände**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

**DOKTOR-INGENIEURS**

von der Fakultät für  
Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften  
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

genehmigte

**DISSERTATION**

von  
Dipl.-Ing. Christoph Niklasch  
aus Mannheim

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Februar 2007

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Lothar Stempniewski  
Korreferent: Prof. Dr. ir. Klaas van Breugel

Karlsruhe 2007



# Kurzfassung

Containments bilden bei schweren Störfällen in Kernkraftwerken die letzte Barriere vor dem Austritt umweltgefährdender Stoffe in die Umgebung. Daher ist die Dichtigkeit des Containments für die Sicherheit und den Schutz der Umgebung vor den Folgen eines schweren Störfalls von großer Bedeutung.

Als Alternative zu Stahlbetoncontainments mit dichtendem Stahl liner wurde in den letzten Jahren das Konzept von zweischaligen Containments mit einem inneren Spannbetoncontainment ohne Liner als Schutz vor dem Austritt umweltgefährdender Stoffe sowie einem äußeren Stahlbetoncontainment als Schutz vor Einwirkungen von außen entwickelt.

Die ungewollte Durchlässigkeit des Spannbetoncontainments unter verschiedenen Beanspruchungen, auch Leckage genannt, wurde in den vergangenen Jahren mit unterschiedlich komplexen und realitätsnahen Versuchsaufbauten untersucht. Bei vielen Versuchen zeigte sich jedoch ein großer Variationsbereich der Ergebnisse. Das Leckageverhalten unter Berücksichtigung der Kondensation von Dampf innerhalb von Rissen wurde bis jetzt nur mit wenigen Versuchsaufbauten untersucht. Für ein besseres Verständnis der in der Containmentwand ablaufenden Vorgänge bei einer Beaufschlagung mit Luft-Dampfgemischen unter erhöhter Temperatur und Druck sind jedoch auch numerische Simulationen des Leckageverhaltens notwendig.

Zur Untersuchung des Leckageverhaltens von gerissenen Stahlbetonwänden wird daher ein numerisches Modell auf Basis der Finite-Elemente-Methode entwickelt, das eine iterative Lösung der Rissdurchströmung und des Strukturverhaltens durchführt. Für die Berechnung des Strukturverhaltens unter der mechanisch-thermischen Beanspruchung wird ein Betonstoffgesetz an die Erfordernisse angepasst und ein Verbundelement für die Modellierung des nachgiebigen Verbundes zwischen Beton und Bewehrung implementiert.

Für die Berechnung der Rissdurchströmung wird ein Fluidmodell verwendet, das die bei der Kondensation der Dampfkomponente eines Luft-Dampfgemischs frei werdende latente Wärme und anschließende Zweiphasenströmung eines Luft-Wassergemischs berücksichtigt. Zur Verifikation des Kondensations- und Zweiphasenmodells werden einfache Versuche des SIMIBE-Versuchsaufbaus [16] zur Durchflussuntersuchung an idealisierten Spalten zwischen zwei Glasplatten herangezogen.

## II

Ergebnisse von experimentellen und numerischen Untersuchungen weisen auf turbulente Durchströmungen von Rissen in Beton hin. Die Parameter des implementierten Turbulenzmodells werden an kleinen Versuchskörpern mit einem unbewehrten Einzelriss bei einer Beaufschlagung mit Luft bestimmt. Die Übertragbarkeit auf Versuche mit geänderten Fluidrandbedingungen wird überprüft.

Angewendet wird das entwickelte Modell auf die Berechnung komplexer Versuche zum Dampf- und Luft-Dampfleckageverhalten gerissener Stahlbetonwände. Vergleiche mit experimentellen Werten bestätigen die Anwendbarkeit des entwickelten Modells für eine qualitative Vorhersage des Leckageverhaltens.

Mit den Ergebnissen von experimentellen Versuchen wie auch numerischen Berechnungen zum Leckageverhalten gerissenen Stahlbetonwänden werden zum Abschluss der Arbeit Empfehlungen für weitere Untersuchungen dieser speziellen Thematik gegeben.

# Abstract

In the case of severe accidents in nuclear power plants containments are the last barrier to prevent the release of environmentally hazardous substances. Therefore the leaktightness of the containment is of decisive importance for the safety and protection of the environment in case of an accident.

The concept of double wall containments has been developed as an alternative to reinforced concrete containments with steel liner during the last years. The prestressed inner containment wall without liner acts as an barrier against the release of environmentally hazardous substances while the reinforced outer containment wall guarantees protection against impacts from outside.

The leakage behaviour of prestressed concrete containment walls was investigated with several test setups at different levels of both complexity and representation. Most of the experimental test setups showed a large variation of obtained results. The influence of steam condensation inside the cracks was taken into account by only a few experiments. For a better understanding of the leakage behaviour of cracks through reinforced concrete walls which are subjected to air-steam mixtures at elevated temperatures and pressures it is necessary to perform numerical simulations.

A numerical model based on the Finite-Element-Method has been developed to calculate the leakage behaviour of reinforced concrete walls. The leakage flow and the structural response are solved iteratively. For the solution of the structural response under a thermo-mechanical loading a concrete material model has been enhanced. A bond element was implemented for the soft connection between reinforcement and concrete elements.

For the calculation of the leakage flow a fluid model has been used which takes the condensation of the steam part within the air-steam mixture into account. Both, the release of the latent heat in the case of condensation and the following two-phase flow of air and water will be considered, too. Tests with the SIMIBE-Experimental facility are used for verification of the condensation and the two-phase flow models.

Related to experimental and numerical investigations a turbulent flow inside concrete cracks seems to be possible. Therefore a simple turbulence model was implemented. The parameter of the turbulence model was determined at small specimen with one predefined single concrete crack subjected to air pressure.

## IV

It has been checked, if it is possible to transfer this parameter to changed fluid boundary conditions.

The developed model is used to simulate complex steam and air-steam tests at representative reinforced concrete structures. In Comparison to the experimental results the applicability for the qualitative prediction of the leakage behaviour of reinforced concrete walls has been proved.

The results of experimental and numerical investigations of the leakage behaviour of reinforced concrete walls are used to give recommendations for further investigations of this special topic.

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH) und wurde mit Mitteln des Verbandes der Elektrizitätswirtschaft – VDEW – e.V. finanziell unterstützt.

Herrn Professor Dr.-Ing. Lothar Stempniewski möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit, die kritischen Anmerkungen und wertvollen Diskussionen, sowie für die Übernahme des Hauptreferats danken.

Für die Übernahme des Korreferats möchte ich mich bei Herrn Professor Klaas van Breugel von der Delft University of Technologie bedanken.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Kollegen des Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie für die gute Zusammenarbeit, für die offenen Diskussionen und die Anregungen für die Erstellung dieser Arbeit.

Ganz besonders danke ich meiner Familie und meinen Freunden für ihre Unterstützung bei dieser Arbeit.

Meiner Frau Sandra danke ich für ihre große Geduld, ihr Verständnis und ihre Aufmunterungen, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Karlsruhe, im Juni 2007

Christoph Niklasch



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Problemstellung . . . . .	1
1.2	Zielsetzung . . . . .	3
1.3	Vorgehensweise . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Stand der Forschung</b>	<b>9</b>
2.1	Untersuchungen zum Leckageverhalten von Wasser . . . . .	9
2.1.1	Berechnung nach Hagen/Poiseuille . . . . .	9
2.1.2	Clear . . . . .	10
2.1.3	Ripphausen . . . . .	11
2.1.4	Edwardsen . . . . .	12
2.2	Untersuchungen zum Leckageverhalten von Gasen . . . . .	16
2.2.1	Näherungsformel nach Rizkalla . . . . .	16
2.2.2	Luftleckageversuche von Greiner und Ramm . . . . .	18
2.2.3	Suzuki . . . . .	23
2.2.4	Riva . . . . .	24
2.2.5	Mivelaz . . . . .	26
2.3	Untersuchungen zum Dampfleckageverhalten . . . . .	27
2.3.1	MAEVA-Modellcontainment . . . . .	27
2.3.2	SIMIBE-Experiment . . . . .	28
2.3.3	Laghcha/Debicki . . . . .	29
2.4	Numerische Berechnungen des Leckageverhaltens . . . . .	32
2.4.1	Boussa . . . . .	32
2.4.2	EDF . . . . .	32
2.4.2.1	Berechnung der Temperaturverteilung . . . . .	35
2.4.2.2	Berechnung des Strukturverhaltens des ersten Versuchs . . . . .	35
2.4.3	CEA/IRSN . . . . .	37
2.5	Zusammenfassung . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Experimentelle Grundlagen</b>	<b>43</b>
3.1	Untersuchungen am Einzelriss - Kaiserslautern . . . . .	43

3.1.1	Versuchskörper für ungerissenen Beton . . . . .	43
3.1.2	Versuchskörper mit Einzelriss . . . . .	44
3.2	Dampfleckageversuche an Wandsegmenten - Karlsruhe . . . . .	51
3.2.1	Konzeption der Versuche . . . . .	51
3.2.2	Unfallszenario . . . . .	51
3.2.3	Versuchsaufbau . . . . .	53
3.2.3.1	Mechanischer Versuchsaufbau . . . . .	53
3.2.3.2	Versuchskörper . . . . .	57
3.2.4	Versuchsdurchführung . . . . .	58
3.2.5	Versuchsprogramm . . . . .	60
3.2.5.1	Erzeugen des Rissmusters . . . . .	60
3.2.5.2	Leckageversuche . . . . .	60
3.2.5.3	Versuch VK2/2 . . . . .	63
3.2.5.4	Versuch VK3/2 . . . . .	63
3.3	Luft-Dampfleckage-Versuche an Wandsegmenten . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Strukturmechanik</b>	<b>71</b>
4.1	Betonstoffgesetz . . . . .	71
4.1.1	Darwin/Pecknold-Modell . . . . .	72
4.1.2	Zweiachsige Beanspruchung . . . . .	75
4.1.3	Einachsige Zugbelastung . . . . .	79
4.1.4	Einachsige Druckbelastung . . . . .	83
4.1.5	Rissmodell . . . . .	88
4.1.5.1	Feste Rissrichtung . . . . .	88
4.1.5.2	Rotierender Riss . . . . .	89
4.1.6	Integrale nichtlokale Berechnung - Einführung und Übersicht	90
4.1.7	Integrale nichtlokale Berechnung - Implementierung . . . . .	92
4.1.7.1	Einflussfunktion . . . . .	92
4.1.7.2	Ansatz der nichtlokalen Schädigung . . . . .	93
4.1.8	Linearisierung des Betonstoffgesetzes . . . . .	95
4.1.9	Temperaturabhängige Betoneigenschaften . . . . .	95
4.1.9.1	Implementierung im Betonstoffgesetz . . . . .	98
4.1.10	Inhomogene Verteilung der Betonzugfestigkeit . . . . .	98
4.1.11	Verifikationsbeispiele . . . . .	100
4.1.11.1	Zugstab . . . . .	100
4.1.11.2	Biegebalken . . . . .	101
4.2	Verbund . . . . .	103
4.2.1	Verbundversagen . . . . .	104
4.2.2	Beschreibung des Verbundverhaltens . . . . .	105
4.2.3	Monoton wachsende Belastung . . . . .	105

4.2.3.1	Spaltzugversagen . . . . .	106
4.2.3.2	Auszugversagen . . . . .	109
4.2.4	Verhalten bei Ent- und Wiederbelastung . . . . .	114
4.2.5	Verbundelemente . . . . .	116
4.2.6	Verifikationsbeispiel . . . . .	120
<b>5</b>	<b>Strömungsmechanik</b>	<b>125</b>
5.1	Charakterisierung von Strömungen . . . . .	125
5.1.1	Strömungsverhalten . . . . .	126
5.1.2	Fluidverhalten . . . . .	127
5.2	Beschreibung der Strömung: Euler- und Lagrange-Methode . . .	128
5.2.1	Übergang von der Lagrangeschen auf die Eulersche Betrachtungsweise . . . . .	129
5.3	Grundgleichungen der Strömungsmechanik . . . . .	130
5.3.1	Kontinuitätsgleichung . . . . .	130
5.3.2	Impulsgleichung . . . . .	131
5.3.3	Energieerhaltung . . . . .	132
5.3.4	Konstitutive Gleichungen . . . . .	133
5.3.4.1	Konstitutive Gleichungen für den Spannungstensor	133
5.3.4.2	Konstitutive Gleichung für den Wärmestrom . . .	135
5.4	Analytische Lösung: Stationäre Spaltströmung . . . . .	135
5.4.1	Stationäre Strömung eines kompressiblen Fluids . . . . .	138
5.5	Numerische Strömungssimulation . . . . .	140
5.5.1	Fluid-Modell . . . . .	141
5.5.2	Zwei-Phasen-Modell . . . . .	142
5.5.3	Definitionen für Zweiphasenströmungen . . . . .	145
5.5.4	Homogeneous Equilibrium Model . . . . .	146
5.5.5	Bestimmung der Partialdrücke . . . . .	147
5.5.6	Eigenschaften der Luftkomponente der Gasphase . . . . .	148
5.5.7	Eigenschaften des Wassers und des Dampfes . . . . .	149
5.5.7.1	Optimierung der Geschwindigkeit der Berechnung der Wasser-Dampf-Eigenschaften . . . . .	151
5.5.8	Phasenwechsel der Wasser-Dampf-Komponente . . . . .	152
5.5.9	Fluideigenschaften des Gemisches aus Luft/Dampf/Wasser	154
5.5.10	Lokalisierungsbegrenzung des Kondensationsvorgangs . .	156
5.5.10.1	Integrale nichtlokale Berechnung des Dampfanteils	157
5.6	Verifikationsbeispiele . . . . .	159
5.6.1	Konvergenzeigenschaften . . . . .	159
5.6.1.1	Wasserleckage . . . . .	160
5.6.1.2	Luftleckage . . . . .	162

5.6.2	Zwei-Phasen-Modell und Kondensation . . . . .	164
5.6.2.1	SIMIBE-SB73 Experiment . . . . .	164
5.6.2.2	SIMIBE-SB74 Experiment . . . . .	170
5.7	Berücksichtigung der Geometrie der Risswandungen . . . . .	175
5.7.1	Beschreibung der Rauigkeit von Bruchflächen . . . . .	175
5.7.2	Einfluss der Rissrauigkeit auf die Leckage . . . . .	177
5.7.3	Möglichkeiten zur Berücksichtigung der Rauigkeit . . . . .	178
5.7.4	Strömungscharakterisierung der Durchströmung eines Trennrisses . . . . .	178
5.7.5	Turbulenzmodell . . . . .	180
5.7.5.1	Prandtlsche Mischungsweghypothese . . . . .	181
5.7.5.2	Implementierung . . . . .	183
5.8	Zusammenfassung . . . . .	184
<b>6</b>	<b>Numerische Untersuchungen</b>	<b>185</b>
6.1	Vergleichbarkeit gemessener und berechneter Werte . . . . .	185
6.2	Luftleckage durch Einzelriss . . . . .	189
6.3	Dampfleckage durch Einzelriss . . . . .	196
6.4	Luftleckage durch Wandsegment . . . . .	203
6.5	Dampfleckage durch Wandsegment . . . . .	218
6.6	Luft-Dampfleckage durch Wandsegment . . . . .	223
6.6.1	Berechnung des 1. Luft-Dampfversuchs am 3. Versuchskörper . . . . .	225
6.6.2	Berechnung des 1. Luft-Dampfversuchs am 1. Versuchskörper . . . . .	235
6.7	Zusammenfassung . . . . .	238
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>241</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>245</b>

# 1 Einleitung

Für den Betrieb von Nuklearanlagen ist es unbedingt erforderlich, auch im Falle von schweren Störfällen den Austritt von radioaktiv belasteten Stoffen aus der Anlage in die Umwelt zu verhindern. Als letzte Barriere vor dem Austritt von umweltgefährdenden Stoffen ist dabei das Leckageverhalten der Containmentwand von entscheidender Bedeutung.

Bei schweren Störfällen in Nuklearanlagen können im Inneren eines Containments (siehe Abbildung 1.1) gleichzeitig hohe Drücke und Temperaturen auftreten. Durch während der Störfälle entstehende Trennrisse in der Containmentwand kann mit Aerosolen versetzter Wasserdampf in die Umwelt gelangen und diese in hohem Maße kontaminieren. Die Hauptaufgabe des Containments im Falle eines schweren Störfalls ist es, diesen, mit Aerosolen versetzten, Wasserdampf zurückzuhalten. In den letzten Jahren wurden vor diesem Hintergrund verschiedene Versuchseinrichtungen entwickelt und das Leckageverhalten von gerissenen Stahlbetonwänden experimentell untersucht.

Im Rahmen dieser Arbeit wird versucht, das Leckageverhalten einer gerissenen Containmentwand numerisch zu simulieren und genauere Erkenntnisse zu erhalten.

Die Hauptprobleme sind dabei in dem geometrischen Größenmaßstab der Rissbreite im Bereich von wenigen Mikrometern bis wenigen 100 Mikrometern im Vergleich zu Wandstärken von über einem Meter, der komplexen, unregelmäßigen Geometrie der Risse aufgrund der Heterogenität des Betons und der Kondensation des Dampfes innerhalb der Risse zu suchen.

## 1.1 Problemstellung

Im Rahmen der Entwicklung des „Europäischen Druckwasser-Reaktors“ EPR wurde angestrebt, Unfälle nicht nur zu vermeiden, sondern auch ihre Auswirkungen auf das Reaktorgebäude zu beschränken. Geht man vom Ausfall des Kühlsystems in Kernkraftwerken mit Druckwasserreaktor (loss of coolant accident, LOCA) aus, so kann es zur Kernschmelze gefolgt von Versagen des Reaktordruckbehälters durch Durchschmelzen des Bodens des Reaktordruckbehälters kommen. Durch freierwerdendes Kühlmittel und gezieltes Abkühlen der Kern-

schmelze entstehen dabei große Mengen an Wasserdampf und Wasserstoff. Hierdurch werden Dampfexplosionen und Wasserstoffdeflagrationen möglich, die erhöhte statische Drücke und hohe Temperaturen im Containment bewirken. Die Atmosphäre im Containment besteht dann aus einem Luft-Wasserdampfgemisch mit verteilten radioaktiven Edelgasen und Aerosolen [15], [87].

Während der Entwurfsphase des EPR wurden zwei verschiedene, konkurrierende Containment-Konzepte untersucht: Zum einen ein Stahlbeton-Containment mit innenliegendem Stahlliner als Weiterentwicklung des Containments der deutschen Reaktoren des Convoy-Typs und zum anderen ein zweischaliges Containment mit innenliegendem Spannbeton-Containment ohne Liner als Weiterentwicklung des Containments der französischen PWR-1300 und 1400 MWe Serie (siehe Abbildung 1.1). Bei den zweischaligen Containments ohne Li-

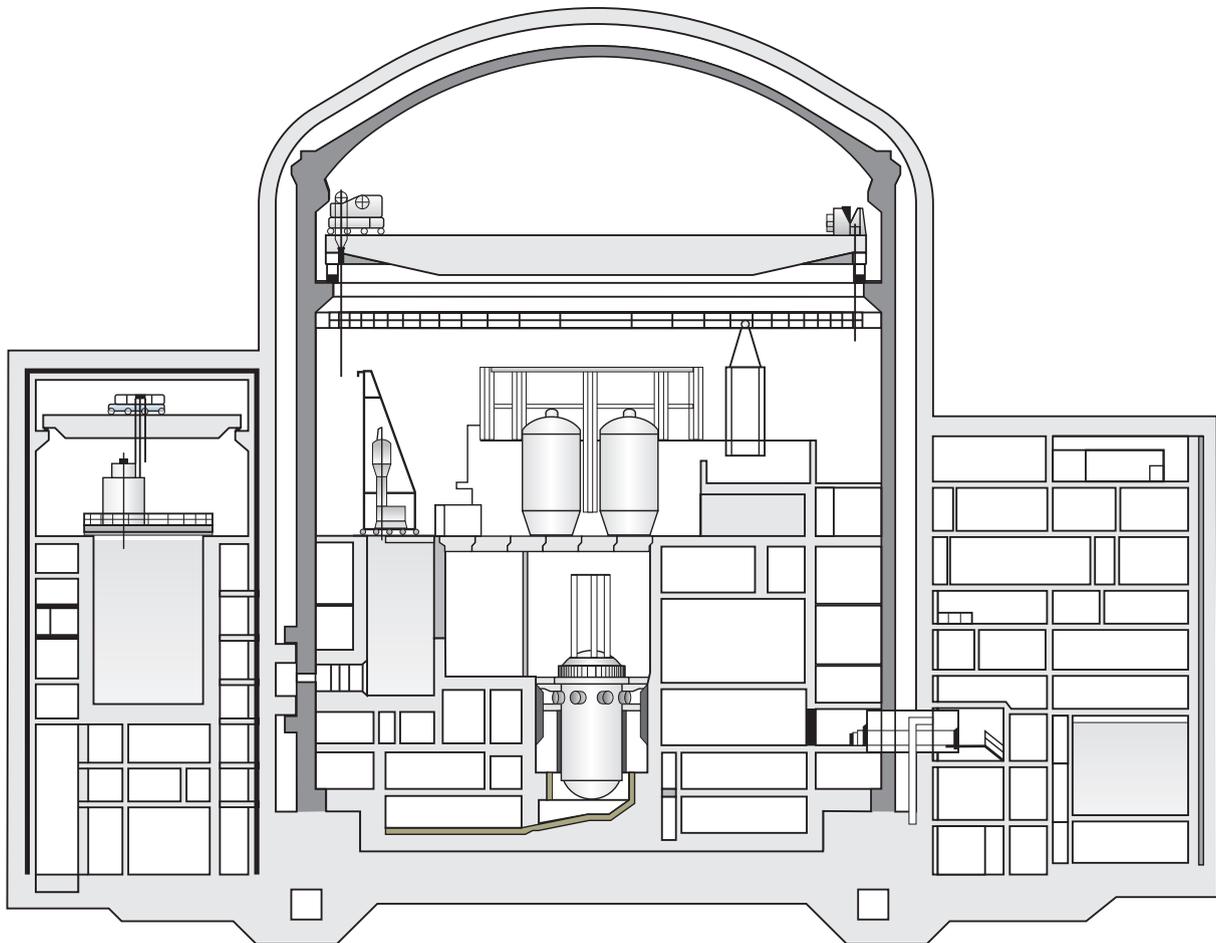


Abbildung 1.1: Containmententwurf EPR

ner würde die Abdichtung des Containments gegen das Austreten radioaktiver Substanzen durch das innenliegende Spannbetoncontainment erfolgen. Da zu diesem Zeitpunkt nur wenige Kenntnisse über das Leckageverhalten von Luft-

Dampfgemischen durch gerissene Stahlbeton bzw. Spannbetonwände vorlagen, wurden am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH) Versuche an repräsentativen Wandsegmenten als Entscheidungshilfe durchgeführt [26]. Weitere in dieser Zeit entwickelte Versuchsaufbauten waren das MAEVA-Modellcontainment in Frankreich und der SIMIBE-Versuchsaufbau mit einem idealisierten Glatten Riss zwischen zwei Glasplatten.

Ziel dieser Untersuchungen war es, Leckageraten für Luft-Wasserdampfgemische durch gerissene Stahlbeton- bzw. Spannbetonwände unter Berücksichtigung der Wasserdampfkondensation im Rissverlauf zu erhalten. Mit diesen Leckageraten kann anschließend abgeschätzt werden, ob die Anforderungen an die maximal zulässigen Leckageraten einzuhalten sind.

Infolge der zum Teil sehr teuren und aufwendigen Versuchsaufbauten war es jedoch nur begrenzt möglich, Parameterstudien durchzuführen. Bei der Auswertung vieler Versuche hat sich auch gezeigt, dass es sehr schwierig ist, das Verhalten der Versuchskörper und die während der Versuchsdurchführung auftretenden Effekte zu interpretieren.

## 1.2 Zielsetzung

Bei den bisher durchgeführten Versuchen für die Dichtigkeit von Spannbetoncontainments ohne Liner wurde eine große Variation der Versuchsergebnisse festgestellt. Zudem sind realitätsnahe Versuche sehr aufwendig in der Durchführung, wie zum Beispiel das Modellcontainment MAEVA (siehe Abschnitt 2.3.1) zeigt.

Bei Versuchen am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie wurde zudem festgestellt, dass sich das Leckageverhalten von Trennrissen im Beton während eines simulierten Störfalls mit einer Beaufschlagung durch ein heißes Luft-Dampfgemisch verändert [91]. Werden Luftleckageversuche sowohl an einem neuen, noch nicht mit Dampf beaufschlagten Riss, als auch am selben Versuchskörper nach einem Dampfversuch durchgeführt, so fällt die Luftleckagerate dieses zweiten Luftversuchs stets deutlich niedriger aus als die Luftleckagerate des ersten Luftversuchs vor einer Dampfbeaufschlagung der Risse.

Aus diesem Grund ist nur der erste durchgeführte Luft-Dampfversuch an einem Versuchskörper oder einem Modellcontainment repräsentativ für das Verhalten eines Containments während eines schweren Störfalls, was die Versuchsdurchführung noch weiter erschwert und verteuert.

Die ersten durchgeführten Arbeiten zur numerischen Untersuchung des Leckageverhaltens, die in Abschnitt 2.4 vorgestellt werden, weisen noch große Einschränkungen auf und sind nur eingeschränkt in der Lage, das komplexe me-

mechanische Verhalten der Versuche und des Leakageverhaltens des gerissenen Betons abzubilden.

Aufgrund der Komplexität der Versuche zum Leakageverhalten vorgespannter Containments ohne Liner und der bis jetzt beschränkten Möglichkeiten der numerischen Simulationen bei einer gleichzeitig sehr großen Bedeutung der Dichtigkeit dieser inneren Containments für den Schutz der Umgebung vor dem Austritt radioaktiver Substanzen erscheint es daher unbedingt notwendig, die numerischen Simulationen zu verbessern.

Ein für die Berechnung der durchgeführten Leakageversuche an den gerissenen, repräsentativen Wandsegmenten geeignetes numerisches Modell soll im Rahmen dieser Arbeit entwickelt werden.

### 1.3 Vorgehensweise

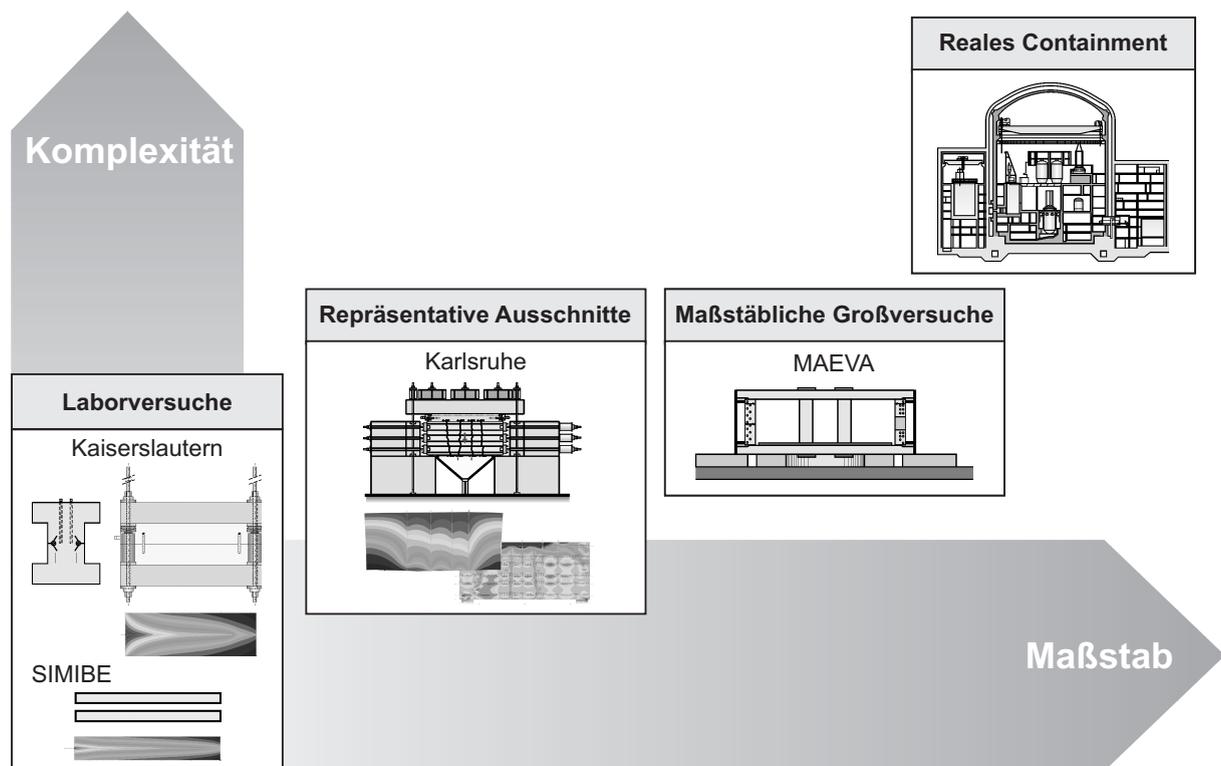


Abbildung 1.2: Einordnung der Versuche und Simulationen für die Leakageuntersuchungen von Stahlbetoncontainments ohne Liner

Als Vorgriff auf die Ergebnisse des Überblicks über den aktuellen Stand des Wissens und der experimentellen Grundlagen wird versucht, die Anforderungen an ein zu entwickelndes numerisches Modell zur Berechnung des Leakageverhaltens gerissener Stahlbetonwände zu definieren.

In Abbildung 1.2 werden die experimentellen Versuche in Hinsicht auf die Komplexität und auf die Repräsentativität in Bezug auf ein reales Containment eingeordnet.

Am aufwendigsten und mit den meisten Einflussparametern sind maßstäbliche Großversuche mit originaler Wandstärke wie das MAEVA-Containment oder das NUPEC und NRC PCCV-Modellcontainment in Sandia [3]. Von einer vergleichbaren Komplexität sind die Versuche an Wandsegmenten mit einer originalen Wandstärke, Bewehrung und frei entwickelbarem Rissbild mit einer vom Druck weitestgehend unabhängigen mittleren Rissbreite, wie sie am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH) durchgeführt wurden.

Deutlich einfacher, aber für eine Verifizierung numerischer Modelle ebenfalls sehr wichtig sind die Versuche an Einzelrissen, die an der Universität Kaiserslautern und von der CEA Saclay in Frankreich durchgeführt wurden.

Numerische Untersuchungen und Vergleiche mit experimentellen Ergebnissen werden im Rahmen dieser Arbeit sowohl an den Einzelrissen wie auch an den repräsentativen Wandsegmenten durchgeführt.

In Folge der zu erwartenden Komplexität der numerischen Simulationen und des Einflusses sowohl des Strukturverhaltens unter erhöhter Temperatur als auch des gekoppelten Verhaltens mit der Durchströmung der Trennrisse und des Einflusses der in die Risse eingebrachten Energie auf die Temperaturverteilung innerhalb des Betons wird es als wichtig erachtet, sowohl die Durchströmung des Risses als auch das Strukturverhalten numerisch abzubilden und gemeinsam zu lösen. Eine sequentielle Berechnung des Strukturverhaltens und eine anschließende Berechnung des Leckageverhaltens ohne Rückkopplung auf die Struktur wird als nicht zielführend angesehen, da eine Erwärmung des Betons infolge einer Dampfkondensation im Inneren von Rissen nicht bei der Berechnung der Rissbreiten berücksichtigt werden kann.

Aufgrund des großen Einflusses der Bewehrung auf das Strukturverhalten von Beton und den Rissbreitenverlauf über die Wanddicke erscheint es zudem wichtig, dies in einem zu entwickelnden Strukturmodell zu berücksichtigen. Voruntersuchungen mit empirischen Näherungslösungen haben zudem zu der Entscheidung geführt, dass es ebensowenig zielführend zu sein scheint, nur die Struktur mit allen Feinheiten zu modellieren, und dann die Rissströmung mit Näherungsformeln zu berechnen [26].

Um den Rechenaufwand in einem vertretbaren, auf den heute gängigen Computern lösbaren Rahmen zu halten und in Anbetracht der teilweise nur unzureichend bekannten Randbedingungen und der großen Streuungen der Versuchsergebnisse wird darauf verzichtet, die einzelnen Teilaspekte mit den komplexe-

sten Modellen und zahllosen zu bestimmenden Parametern zu modellieren, da infolge des inhomogenen Werkstoffs Beton stets große Streubreiten der Ergebnisse zu erwarten sind. Stattdessen wird versucht, alle Teilbereiche jeweils mit robusten, bewährten Modellen und möglichst wenigen, einfach zu bestimmenden Parametern abzubilden.

Aus diesem Grund wird im folgenden versucht werden, sowohl das Strukturverhalten als auch das Fluidverhalten in einer gekoppelten Berechnung in jedem Zeitschritt iterativ zu lösen.

Zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit konnte das Finite-Element-Programm ADINA diese Anforderungen am besten erfüllen. Der Strukturteil dieses Programmpakets bietet die Möglichkeit, Erweiterungen wie Verbundelemente für eine Verbindung zwischen Bewehrung und Beton über benutzerdefinierte Schnittstellen einzubinden. Ebenso ist es möglich, benutzerdefinierte Materialmodelle für Werkstoffe wie Beton hinzuzufügen.

Im Abschnitt 4 werden die für die numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit verwendeten und dafür in ADINA neu implementierten Verbundelemente und das ebenfalls neu implementierte Betonstoffgesetz beschrieben. Für beides werden bewährte und robuste Modelle als Grundlage verwendet, die für die Berechnung unter erhöhter Temperatur ergänzt werden. Um die Implementierung zu überprüfen, werden zudem jeweils Verifikationsbeispiele berechnet.

Die Möglichkeiten des strömungsmechanischen Teils von ADINA sind im Vergleich zu spezialisierten Strömungsprogrammen wie FLUENT nicht so ausgeprägt. Die Möglichkeit, Problemstellungen iterativ mit dem Strukturteil zu berechnen, wird jedoch als entscheidend für die Berechnung des Leckageverhaltens von Containments bei einer Beanspruchung mit Luft-Dampfgemischen angesehen. Einige Einschränkungen im Fluidbereich von ADINA werden daher in Kauf genommen.

Das für eine Berechnung der Zweiphasenströmung des Flüssigkeits-Gasgemisches aus kondensiertem Wasser und nichtkondensierbarer Luft benötigte Fluidmodell wurde im Rahmen dieser Arbeit komplett neu auf Basis bewährter, robuster Beziehungen implementiert und mit einem einfachen volumenbasierten Kondensationsmodell kombiniert.

Durch die Einschränkung von ADINA, dass derartige, selbstdefinierte Fluidmodelle nicht mit den vorhandenen Turbulenzmodellen kombiniert werden können, ist es zudem erforderlich, ein Turbulenzmodell zusätzlich in das Fluidmodell mit zu implementieren.

Nach der Beschreibung der Implementierung des Fluidmodells werden auch für das Fluidmodell einige Verifikationsbeispiele berechnet, um die durchgeführte Implementierung zu überprüfen.

Im letzten Abschnitt dieser Arbeit werden dann die entwickelten und implementierten Modelle zunächst auf einfache Luftleckageversuche angewendet. Diese bieten eine einfache Möglichkeit, die Parameter des entwickelten Fluidmodells zu kalibrieren, bevor Dampfversuche an einem Einzelriss simuliert werden.

Zum Abschluss der Arbeit werden die entwickelten Modelle auf die in Karlsruhe durchgeführten Versuche an repräsentativen Wandsegmenten angewendet und damit die Eignung überprüft, auch komplexe, realitätsnahe Strukturen und deren Leckageverhalten im Falle einer Beaufschlagung mit einem heißen Luft-Dampfgemisch zu untersuchen.

Schließen wird die vorliegende Arbeit mit einer kurzen Zusammenfassung mit einer Wertung der erzielten Ergebnisse und Vorschlägen für Weiterentwicklungen.



## 2 Stand der Forschung

In den vergangenen 30 Jahren wurden bereits verschiedene Untersuchungen zum Leckageverhalten von gerissenem Beton, Stahlbeton bzw. Containments durchgeführt. Im Folgenden wird ein Überblick über den Stand der Forschung gegeben.

### 2.1 Untersuchungen zum Leckageverhalten von Wasser

Zu Beginn wird ein Überblick über den Wissensstand zur Durchlässigkeit von Beton bei Beaufschlagung mit Wasser zu geben.

Viele dieser Untersuchungen versuchen empirische Näherungslösungen für die Berechnung der Durchflussmenge zu geben, die häufig auf der analytischen Lösung nach Hagen/Poiseuille für die laminare Durchströmung eines rechteckigen Kanals mit glatten Wänden beruhen.

#### 2.1.1 Berechnung nach Hagen/Poiseuille

Für eine laminare Strömung eines inkompressiblen Fluides durch einen rechteckigen Kanal mit glatten Wänden wurde von Hagen/Poiseuille (nach Gotthilf Heinrich Ludwig Hagen, 1797-1884; Jean Louis Marie Poiseuille, 1797-1869) eine analytische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen gefunden:

$$q = \frac{W^3 \cdot (p_1 - p_2) \cdot B}{12 \cdot \mu \cdot L} \quad (2.1)$$

Für eine Vergleichsrechnung mit den Näherungsformeln kann noch ein Beiwert zur Berücksichtigung der Rauigkeit des Risses eingefügt werden. Die meisten der nachfolgend angeführten Näherungsformeln basieren auf der analytischen Lösung nach Hagen/Poiseuille. Eine Herleitung der Gleichung 2.1 als analytische Lösung der Navier-Stokes-Gleichung erfolgt in Kapitel 5.4.

Tabelle 2.1: Eingabeparameter der Gleichung nach Hagen/Poiseuille

$q$	$[m^3/s]$	Leckagerate
$p_1$	$[Pa] = [N/m^2]$	Druck auf der Einlassseite
$p_2$	$[Pa] = [N/m^2]$	Druck auf der Auslassseite
$W$	$[m]$	Rissbreite
$L$	$[m]$	Risslänge in Strömungsrichtung
$B$	$[m]$	Breite des Risses
$\mu$	$[kg \cdot s/m]$	dynamische Viskosität

### 2.1.2 Clear

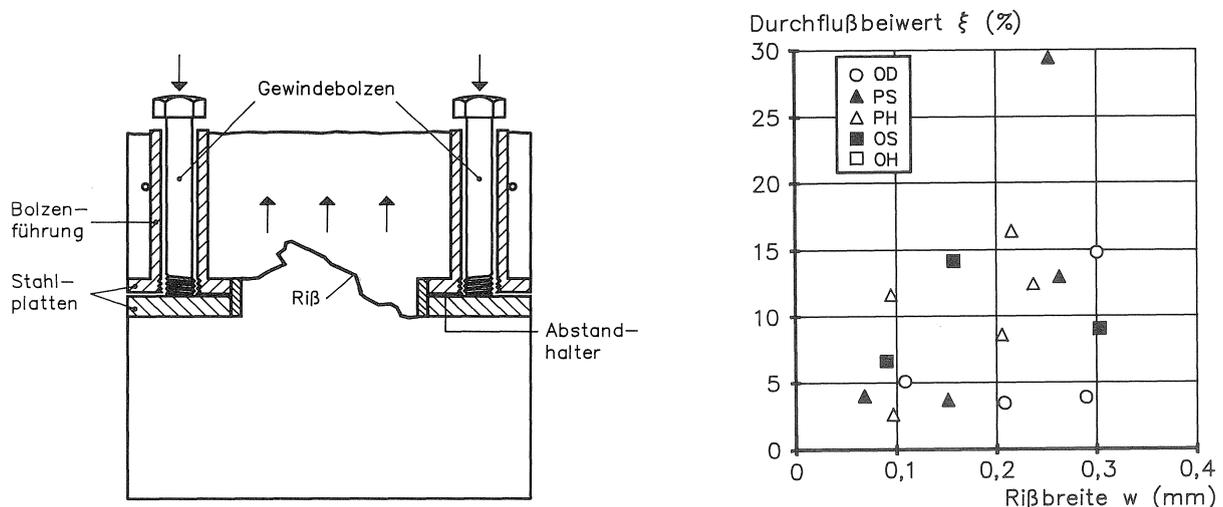


Abbildung 2.1: Versuchsaufbau nach Clear[19] und Durchflussbeiwert

Clear [19] führte experimentelle Untersuchungen zur Leckage und zur Selbstheilung von Rissen durch.

Bei seinen Versuchen verwendete er Betonwürfel mit einer effektiven Risseintrittslänge von 6,7 cm und einer Durchflusslänge von 15 cm. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Clear bestimmte für verschiedene Rissbreiten Durchflussbeiwerte  $\xi$ , die den Einfluss der Rauigkeit der Risswandungen auf den Durchfluss nach Hagen-Poiseuille abbilden (siehe Abbildung 2.1). Die ermittelten Durchflussbeiwerte  $\xi$  streuen sehr stark und liegen zwischen 0,04 und 0,3 und mindern so den Durchfluss auf das 0,04 bis 0,3-fache des Durchflusses nach Hagen-Poiseuille ab:

$$q_{\text{rauh}} = \xi \cdot q_{\text{Hagen-Poiseuille}} \quad (2.2)$$

### 2.1.3 Ripphausen

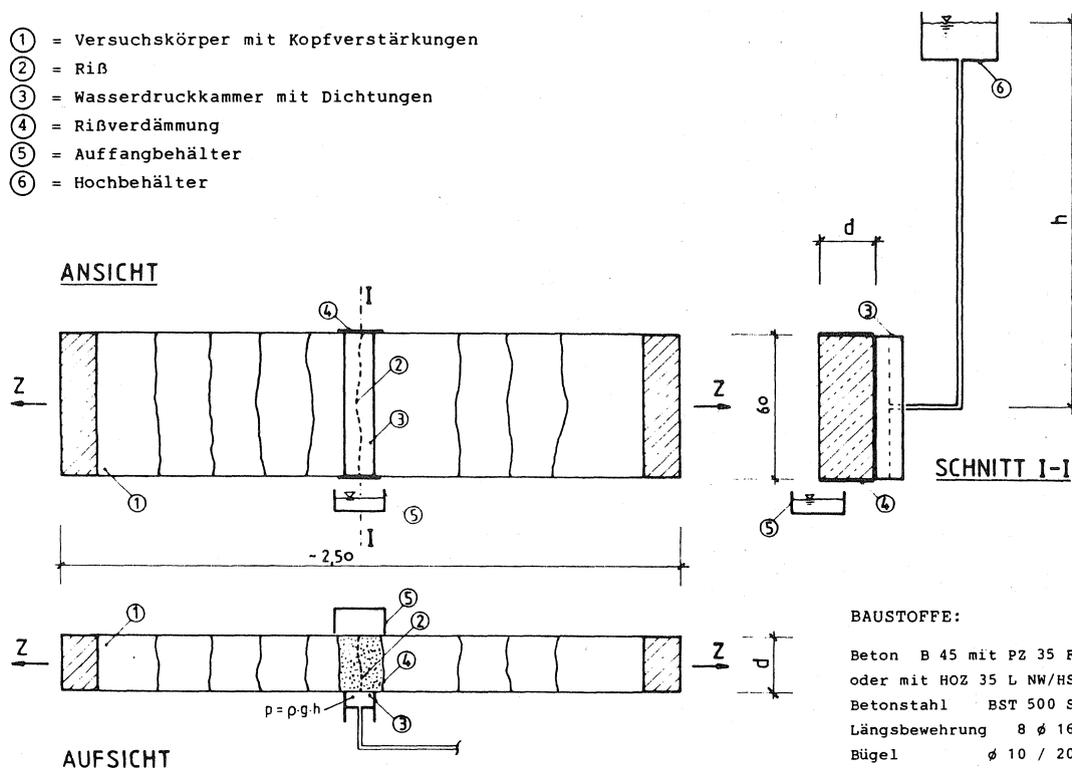


Abbildung 2.2: Versuchsaufbau von Ripphausen [79]

Ripphausen [79] untersuchte Wasserdurchlässigkeit von Stahlbetonplatten mit Trennrissen.

Er ermittelte den Durchflussbeiwert  $\xi$  in Abhängigkeit von der Rissbreite und Zuschlagskorndurchmesser.

Seine Versuchskörper (siehe Abbildung 2.2) hatten eine Abmessungen von 250x60cm bei einer Dicke zwischen 10 und 30 cm. Beaufschlagt wurden die Versuchskörper mit Wasser unter einem maximalen Wasserdruck von 3 bar. Obwohl mehrere Risse entlang des Versuchskörpers erzeugt wurden, wurde der Durchfluss an einzelnen Rissen bestimmt (siehe Abbildung 2.3).

Für den Durchflussbeiwert  $\xi$  stellte Ripphausen eine Abhängigkeit von der Rissbreite  $w$ , der Plattenbreite und des Größtkorndurchmessers fest. Als mittleren Durchflussbeiwert gibt Ripphausen

$$\xi = \frac{1}{1 + 2.5 \cdot 10^{-3} \cdot (d/w)^{1.5}} \quad (2.3)$$

an. Mit steigendem Größtkorndurchmesser nahm die Durchflussrate ab, eine formelmäßige Erfassung dieses Einflusses war jedoch infolge der stark schwankenden Versuchsergebnisse nicht möglich.

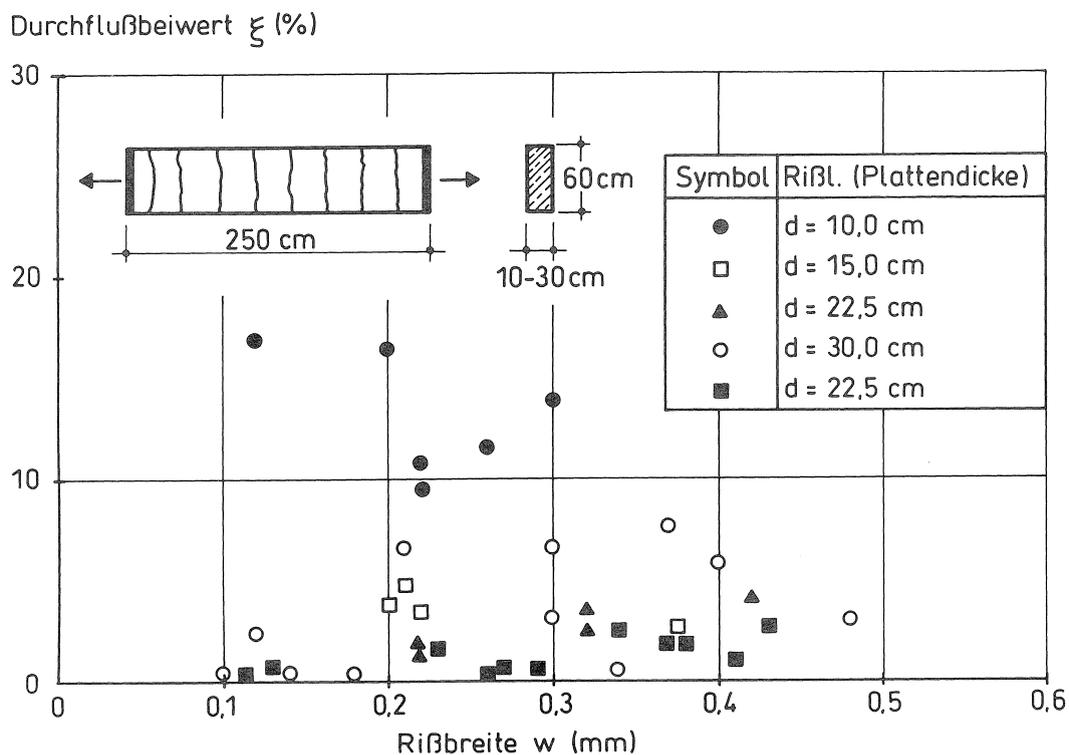


Abbildung 2.3: Durchflußbeiwerte in Abhängigkeit der Rissbreite nach Ripphausen [79]

Betrachtet man die von Ripphausen ermittelten Durchflußbeiwerte in Abbildung 2.3, so erkennt man auch bei ihm eine starke Streuung der Durchflußbeiwerte im Bereich bis etwa  $\xi = 0.2$ . Für Rissbreiten  $w \geq 0.1$  mm hingen die von Ripphausen gemessenen Durchflußraten annähernd linear vom Druckgradienten ab. Für Rissbreiten unter 0.1 mm war die Durchflußrate annähernd null.

### 2.1.4 Edvardsen

Edvardsen [25] untersuchte die Wasserdurchlässigkeit und Selbstheilung von Trennrissen im Beton anhand zahlreicher Kleinkörper. Neben 80 Versuchen an ruhenden Einzelrissen wurden Versuche an sich bewegenden Trennrissen, Versuche mit Zusatzstoffen sowie ergänzend Großversuche an zentrisch gezogenen Stahlbetonplatten durchgeführt. Die Kleinkörper hatten eine Fläche von 20x20 cm und waren 40 cm lang. Auf Grund der Kerben zur Rissvorgabe ergab sich ein durchströmter Querschnitt von ca. 12 cm Breite und 40 cm Länge (siehe Abbildung 2.4).

Edvardsen untersuchte den Durchfluß bei Rissbreiten von 0.1 mm, 0.2 mm und 0.3 mm und variierte den Überdruck zwischen 0.25 bar und 1.0 bar. Die gemessenen Anfangsdurchflußraten sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Abbil-

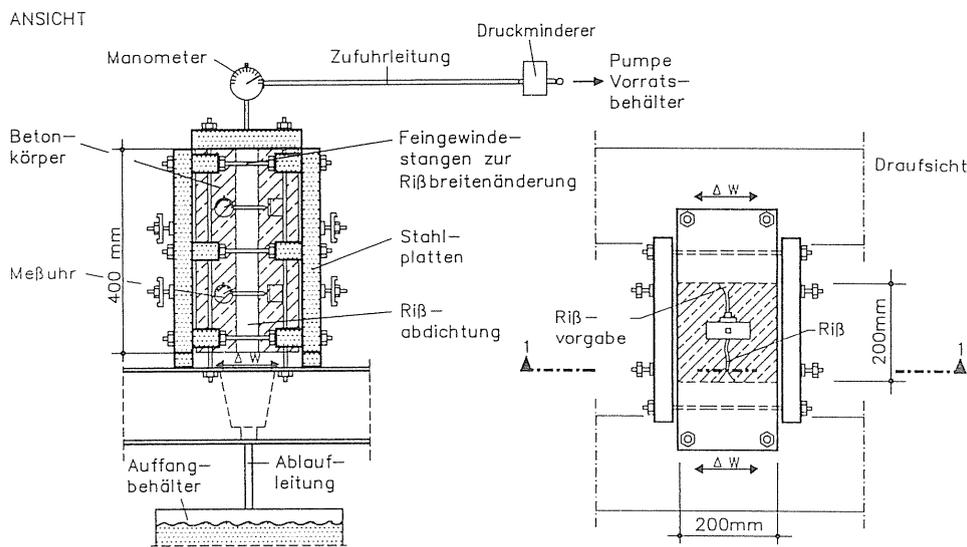


Abbildung 2.4: Versuchsaufbau nach Edvardsen [25]

Abbildung 2.6 zeigt die daraus bestimmten Durchflusskoeffizienten.

Wie bei anderen Untersuchungen zeigt sich auch hier eine große Streuung der Durchflusskoeffizienten. So wurden zum Teil bei zwei vergleichbaren Versuchskörpern mit derselben messtechnisch ermittelten Rissbreite bei einem Körper eine Durchflussrate gemessen, die 50% über der Durchflussrate des anderen Körpers lag. Edvardsen begründete dies mit der Unregelmäßigkeit von Betonrissen und der damit verbundenen Streuung der Rissbreite in Strömungsrichtung. Trotz der Streuungen konnte Edvardsen bei einer Vergrößerung der Rissbreite eine überproportionale Zunahme des Durchflusses feststellen.

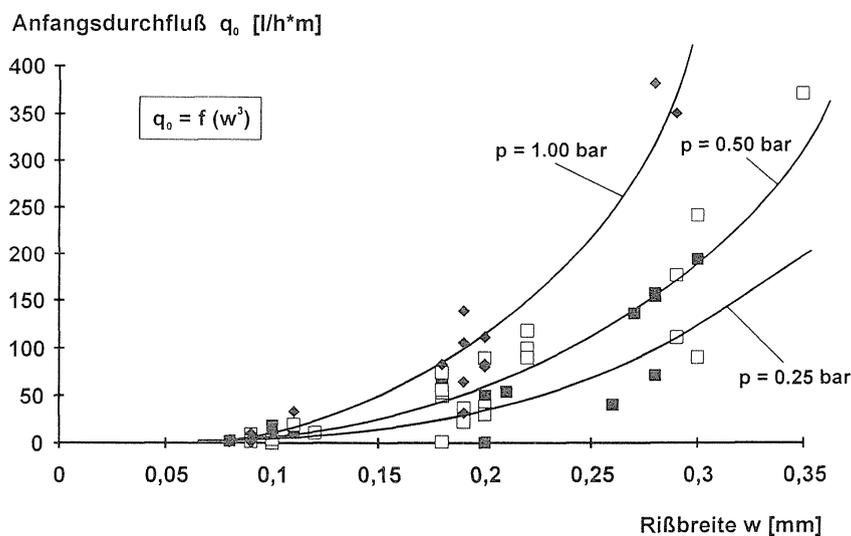


Abbildung 2.5: Gemessene anfängliche Durchflussraten [25]

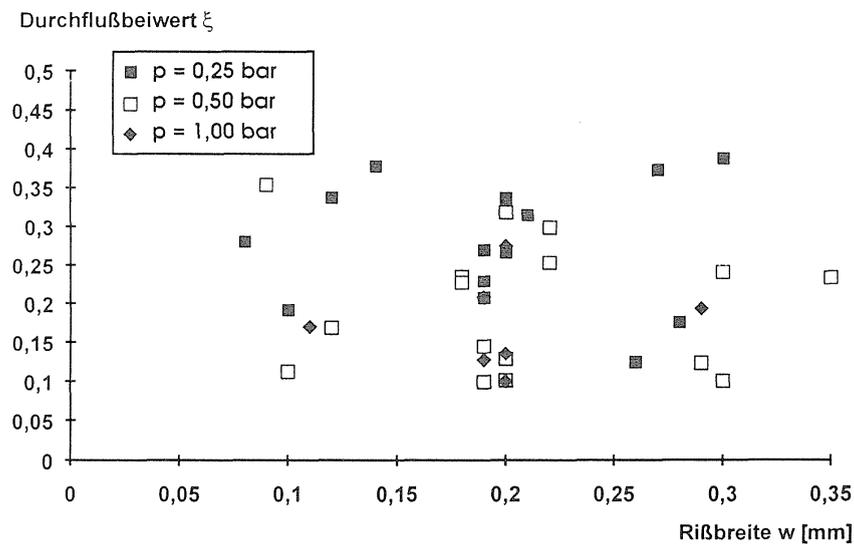


Abbildung 2.6: Durchflusskoeffizienten nach Edvardsen [25]

Im Gegensatz zu Ripphausen konnte Edvardsen keine Abhängigkeit des Durchflussparameters  $\xi$  von der Rissbreite  $w$  feststellen. Edvardsen führt dies darauf zurück, dass Ripphausen die Rissbreite stufenweise am selben Versuchskörper änderte, während Edvardsen für verschiedene Rissbreiten jeweils neue Probekörper verwendete.

Für eine Abschätzung des Durchflussbeiwertes für die untersuchten Rissbreiten schlägt Edvardsen einen einheitlichen Durchflussbeiwert  $\xi$  von  $\xi = 0,25$  mit einer oberen Grenze von  $\xi = 0,4$  vor.

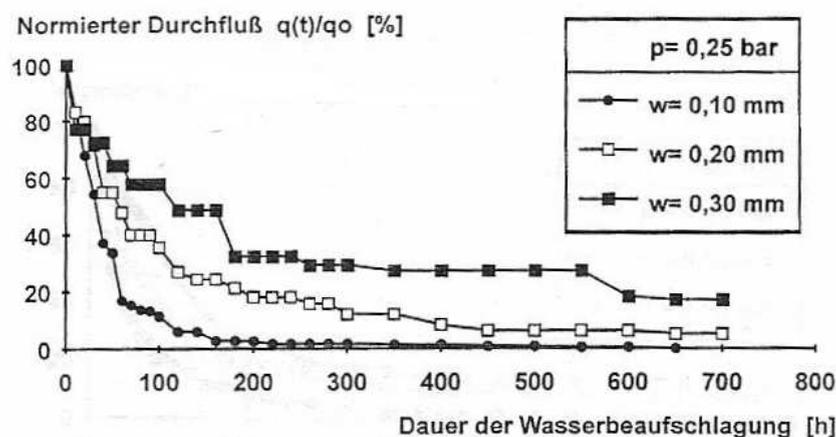


Abbildung 2.7: Verlauf des normierten Durchflusses  $\frac{q(t)}{q_0}$  für verschiedene Rissbreiten über die Zeit [25]

Als Ursache für die zu beobachtende Selbstheilung von Trennrissen in Beton, die zu einer Abnahme der zu beobachtenden Durchflussraten bei zunehmender

Wasserbeaufschlagungsdauer führt, konnte Edvardsen die Calcitbildung identifizieren. In Abbildung 2.7 wird der von Edvardsen bestimmte Mittelwert der normierten Durchflussraten  $\frac{q(t)}{q_0}$  aller von ihr durchgeführten Versuche gezeigt.

Auch bei großen Rissbreiten von etwa 0.3 mm und Wasserdrücken von  $p = 1$  bar konnte sie die Bildung von kristallinem  $\text{CaCO}_3$  im Riss nachweisen und die beobachtete Selbstheilung der Calcitbildung zuschreiben. Die beobachtete Durchflussreduzierung war unabhängig von der Wasserart, Zementart, Zuschlagart und Mehlkornart. Eine Verstärkung der Selbstheilung durch die Wahl eines Zementes mit größerem  $\text{Ca(OH)}_2$  Gehalt oder die Verwendung eines Kalksteinzuschlags konnte von Edvardsen nicht beobachtet werden.

## 2.2 Untersuchungen zum Leckageverhalten von Gasen

### 2.2.1 Näherungsformel nach Rizkalla

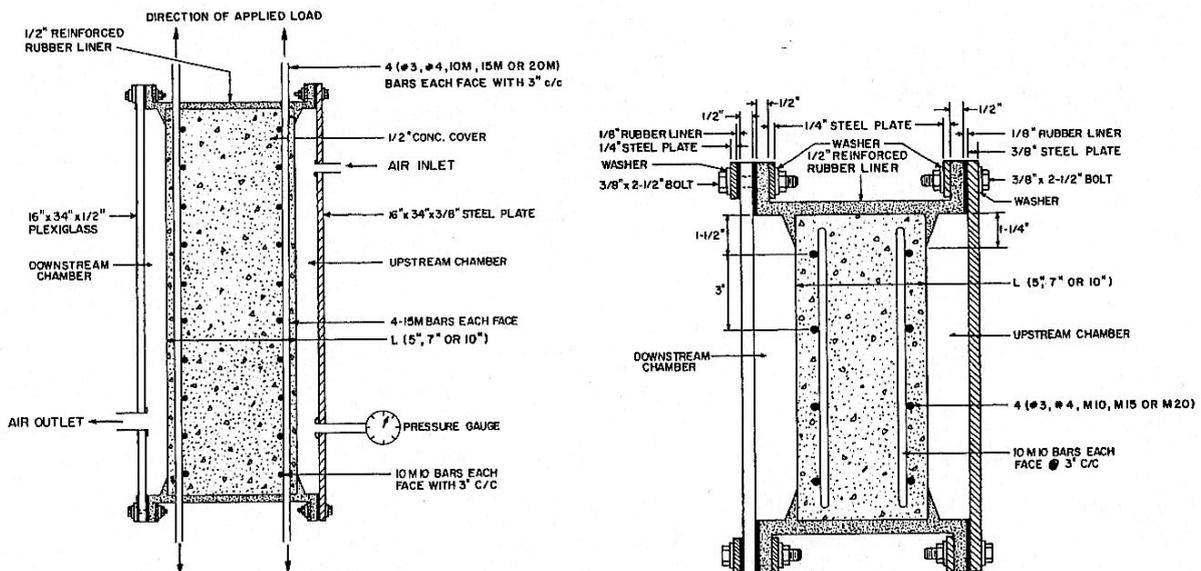


Abbildung 2.8: Schnitt durch die Versuchskörper von Rizkalla mit Druckkammern auf der Einlass- und Auslassseite [81]

Rizkalla [81] führte Versuche zur Luftleckage an bewehrten Stahlbetonwandsegmenten durch und entwickelte darauf aufbauend eine empirische Formel. Der maximal aufgebrachte Luftdruck war mit 0.207 MPa jedoch vergleichsweise niedrig. Bei der Versuchsdurchführung wurde der Membranspannungszustand infolge Innendrucks in einem zylindrischen Containment durch das schrittweise Aufbringen einer Zugkraft auf die Längsbewehrung simuliert. Beendet wurden die Versuche, sobald die Bewehrung ins Fließen kam. Eine Durchbiegung der Versuchskörper infolge des aufgebrachten Luftdrucks wurde als vernachlässigbar klein angesehen.

Für die Entwicklung der Näherungsformel machte Rizkalla die Annahme einer isothermen Strömung zwischen zwei Seitenflächen mit konstanter Reibung. Leider sind die empirischen Faktoren der Näherungsformel noch für das SI-System

Tabelle 2.2: Eingabeparameter der Leckageformel von Rizkalla

$q$	$\left[\frac{ft^3}{s}\right]$	Durchfluss
$p_1$	$\left[\frac{lb}{ft^2}\right]$	Druck auf der Einlassseite
$p_2$	$\left[\frac{lb}{ft^2}\right]$	Druck auf der Auslassseite
$L$	$[ft]$	Länge des Durchflusses
$\mu$	$\left[\frac{lb \cdot s}{ft}\right]$	Dynamische Viskosität
$R$	$\left[\frac{ft}{K}\right]$	Gaskonstante
$T$	$[K]$	Temperatur des Fluid
$W$	$[ft]$	Rissbreite/Rissöffnung
$B$	$[ft]$	Breite des Risses

Tabelle 2.3: Einheitenrechnung für die Leckageformel von Rizkalla

Länge	$ft$	$1 m = 3.281 ft$
Masse	$lb$	$1 kg = 2.2046 lb$
Druck	$lb/ft^2$	$1 bar = 2087.76 lb/ft^2$

umzurechnen.

$$\frac{p_1^2 - p_2^2}{L} = \left(\frac{k^n}{2}\right) \left(\frac{\mu}{2}\right)^n (R \cdot T)^{n-1} \left|\frac{p_2 \cdot q_2}{B}\right|^{2-n} \frac{1}{W^3} \quad (2.4)$$

$$q_2 = \left[ \frac{p_1^2 - p_2^2}{L} \left(\frac{2}{k^n}\right) \left(\frac{2}{\mu}\right)^k (R \cdot T)^{n-1} \cdot W^3 \right]^{\frac{1}{2-n}} \cdot \frac{B}{p_2} \quad (2.5)$$

mit

$$k = 2.907 \cdot 10^7 \left(\sum W_i^3\right)^{0.428} \quad \text{Rauigkeit der Risswandung}$$

$$n = \frac{0.133}{\left(\sum W_i^3\right)^{0.081}} \quad \text{Fließbeiwert}$$

Für die Anwendung der Luftleckageformel auf Rissysteme mit mehreren Rissen mit jeweils unterschiedlichen Rissbreiten kann die jeweilige Rissbreite durch eine einzige äquivalente Rissbreite ersetzt werden. Angaben für die Bestimmung dieser äquivalenten Rissbreite finden sich ebenfalls in [81].

Wendet man die Leckageformel von Rizkalla nur im untersuchten Druckbereich mit einem Druckunterschied von 2 bar und nur für Risse mit einer über die

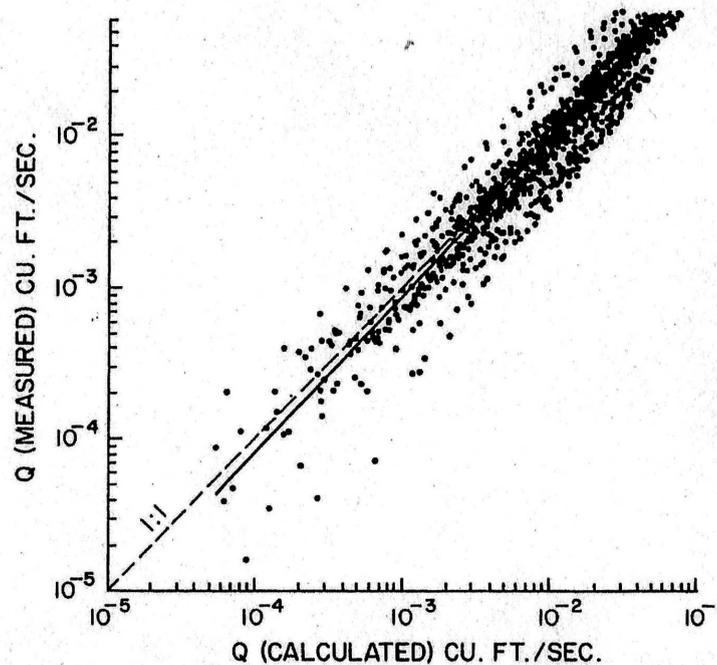


Abbildung 2.9: Vergleich der gemessenen mit der von Rizkalla berechneten Leckagerate [81]

gesamte Risslänge konstanten Rissbreite an, so erhält man eine gute Übereinstimmung zwischen Experimenten und Rechnung (siehe Abbildung 2.9).

## 2.2.2 Luftleckageversuche von Greiner und Ramm

Greiner und Ramm [35] führten zahlreiche Versuche zur Luftleckage von Rissen an einem „provozierten Einzelriss“ (siehe Abbildung 2.10) und an einem gerissenen, bewehrten Wandelement durch [37], [36], [77]. Tabelle 2.4 fasst die durchgeführten Versuche mit den wichtigsten Parametern zusammen.

Als Ergebnis aus den Versuchen an den vordefinierten Einzelrissen geben Greiner/Ramm an, dass die Leckagerate unabhängig von der Risslänge, dem Überdruck und der Rissbreite in starkem Maße von der Größtkörnung abhängt. Sie stellten dabei eine deutliche Abnahme der Durchflussrate mit einem zunehmenden Größtkorndurchmesser fest.

Das zweite wichtige Ergebnis ihrer Arbeiten ist eine empirische Formel für die

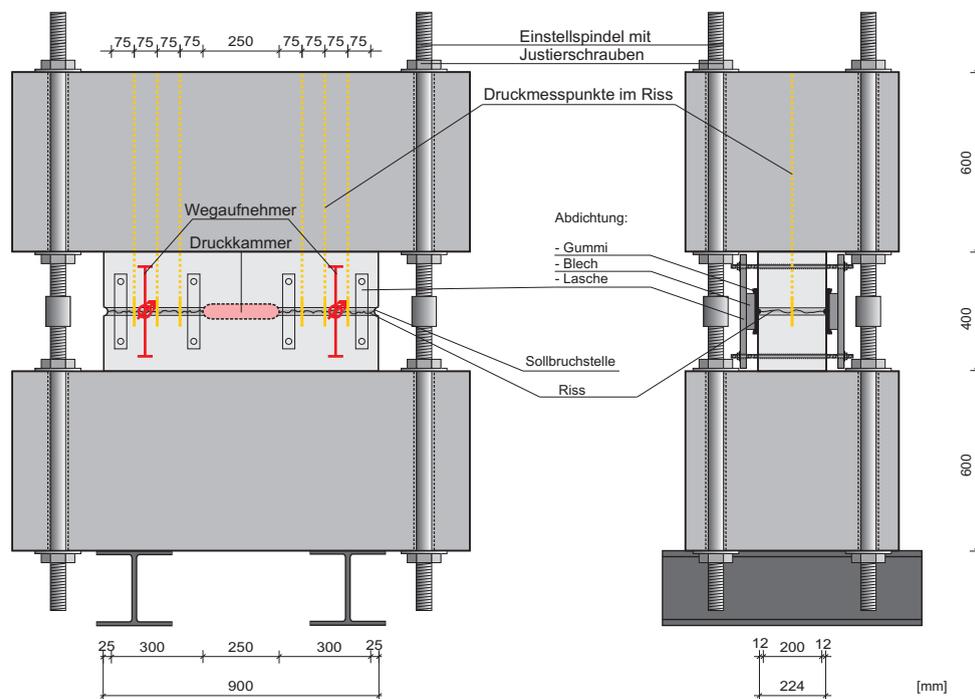


Abbildung 2.10: Versuchsaufbau für die Versuche am definierten Einzelriss [35]

Gasleckage:

$$q_2 = \sqrt{(p_1^2 - p_2^2) B^2 W^2 \frac{RT}{p_2^2} \frac{2W}{\lambda L}} \quad (2.6)$$

mit

$$\lambda = \left( \frac{0.105k^{0.409}}{W [mm]} \right)^{\frac{1}{1.739} \ln\left(\frac{k}{0.414}\right)} + 0.20k^{0.3043} - 0.024 \quad (2.7)$$

Die zur Berechnung der Gasleckagerate nach den Gleichungen 2.6 und 2.7 benötigten Eingabewerte sind in der Tabelle 2.5 zusammengefasst.

In Abbildung 2.11 ist der von Greiner/Ramm bestimmte Reibungsbeiwert  $\lambda$  für Größtkorndurchmesser von 8 mm, 16 mm und 32 mm in Abhängigkeit der Rissbreite aufgetragen. Insbesondere für kleine Rissbreiten unter 0.5 mm wird der Reibungsbeiwert groß und strebt für Rissbreiten gegen null gegen unendlich. Experimentell bestimmt wurde der Reibungsbeiwert von Greiner/Ramm nur für Rissbreiten größer 0.3 mm.

Da es sich bei der Leckageformel von Greiner/Ramm um eine empirische Formel auf der Basis der Versuche am vordefinierten Einzelriss handelt, ist sie nur für den Versuchsbereich aus Tabelle 2.4 gültig. Für diesen Bereich zeigt sie jedoch eine sehr gute Übereinstimmung (Abbildung 2.12) zwischen Versuchen und Berechnungen.

Tabelle 2.4: Versuchsparameter Luftleckageversuche von Greiner/Ramm [37]

Körnung	Risslänge $L$ [mm]	Rissbreite $W$ [mm]	Überdruck $\Delta P$ [MPa]	Rissmuster
AB 8	300	0.2-1.3	0.1-0.8	vordefiniert
AB 16	150	0.2-1.3	0.1-0.8	vordefiniert
AB 16	300	0.2-1.3	0.1-0.8	vordefiniert
AB 16	450	0.2-1.3	0.1-0.8	vordefiniert
AB 32	300	0.2-1.3	0.1-0.8	vordefiniert
AB 8	300	0.1-0.4	0.1-0.4	einachsiger Zug
AB 16	300	0.1-0.4	0.1-0.4	einachsiger Zug
AB 32	300	0.1-0.4	0.1-0.4	einachsiger Zug

Tabelle 2.5: Eingabeparameter der Gasleckageformel von Greiner/Ramm

$q_2$		Volumen der Leckagerate auf der Austrittsseite
$p_1$	[Pa]	Absoluter Druck im Risseinlass
$p_2$	[Pa]	Absoluter Druck im Rissauslass
$L$	[m]	Risslänge
$B$	[m]	Breite des durchströmten Risses
$W$	[m]	Rissbreite oder Rissöffnung
$R$		Gaskonstante
$T$	[K]	Temperatur
$\lambda$	[-]	Reibungsbeiwert
$k$	[mm]	Größtkorndurchmesser

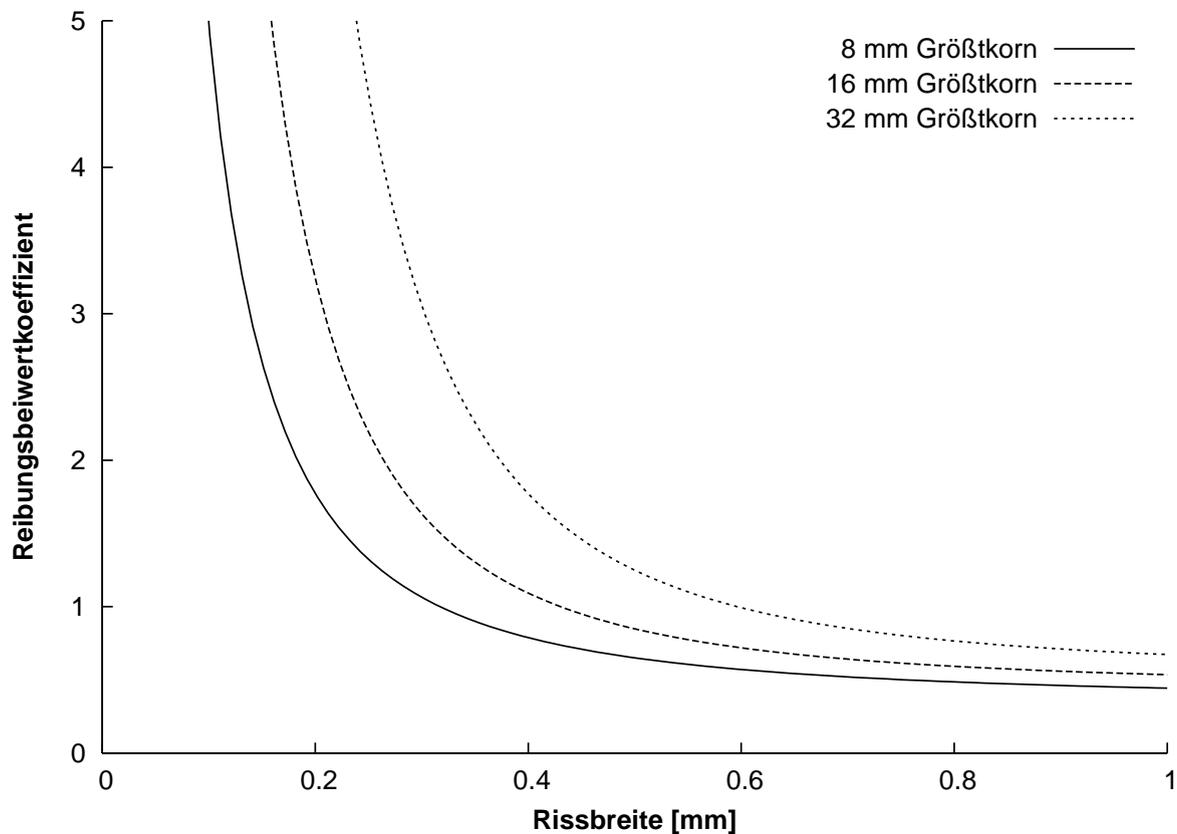


Abbildung 2.11: Reibungsbeiwert  $\lambda$  für verschiedene Größtkorndurchmesser in Abhängigkeit von der Rissbreite

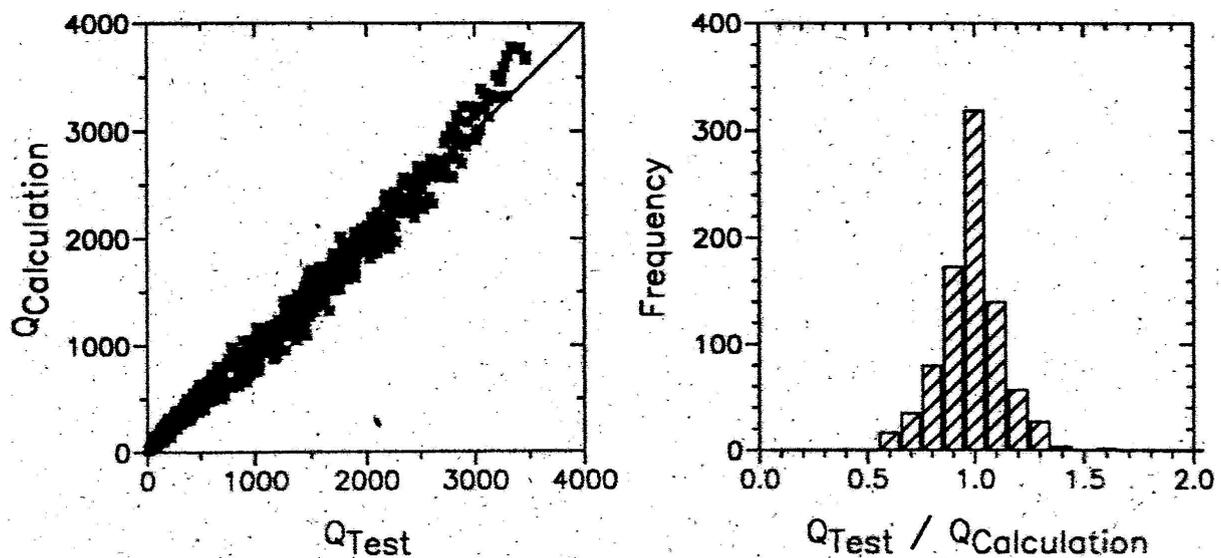


Abbildung 2.12: Vergleich der gemessenen mit der von Greiner/Ramm berechneten Leckagerate für einen Einzelriss [37]

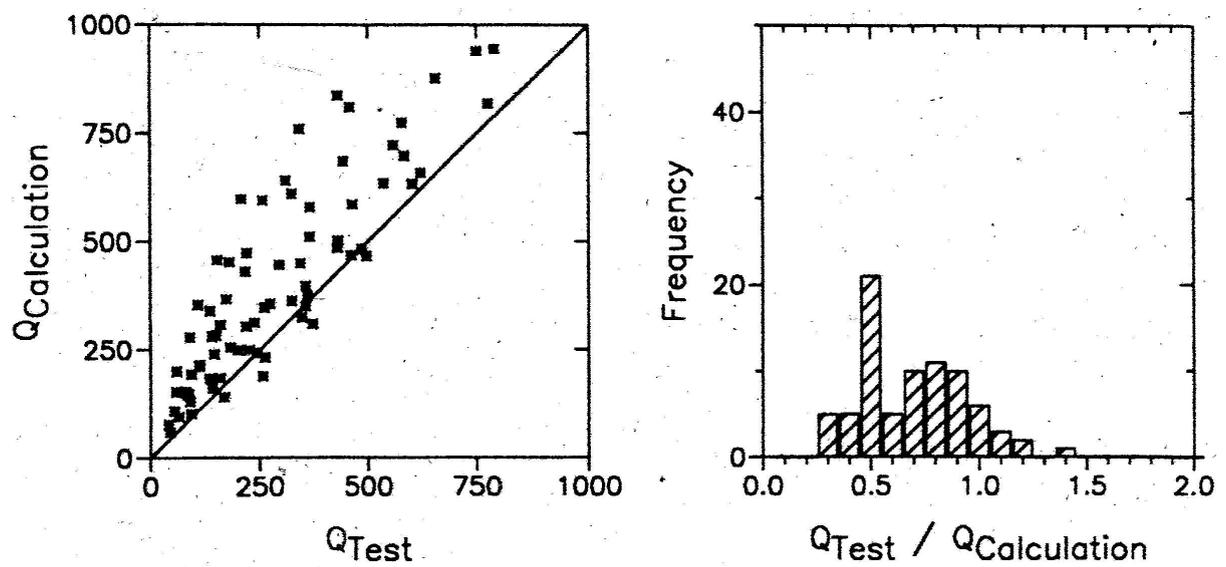


Abbildung 2.13: Vergleich der gemessenen mit der von Greiner/Ramm berechneten Leckagerate für einen bewehrten Versuchskörper [37]

Greiner/Ramm haben die Formel auch auf die Versuche mit dem Rissmuster aus einachsiger Beanspruchung angewendet (siehe Abbildung 2.13). Hierbei überschätzten sie jedoch die gemessene Leckagemenge und konnten zudem im Gegensatz zu den Untersuchungen am Einzelriss keinen Einfluss der Größtkörnung auf die Leckage feststellen [37]. Ursache hierfür ist die risseinschnürende Wirkung der Bewehrung im Inneren der Versuchskörper, die einen großen Einfluss auf die Durchflussraten hat und diese um etwa 30% reduziert.

### 2.2.3 Suzuki

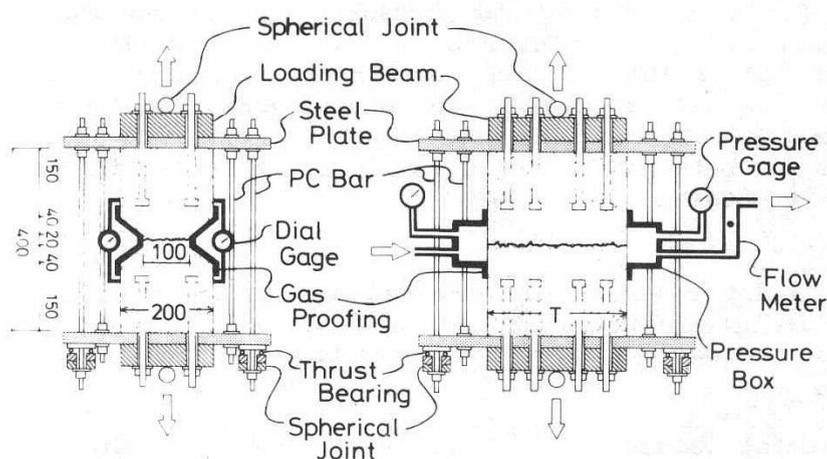


Abbildung 2.14: Versuchsaufbau Suzuki [97]

Suzuki [97] untersuchte unter anderem den Einfluss von verschiedenen Gasen, der Betonzuschläge und der Bewehrung auf das Gasleckageverhalten von gerissenem Beton. Bei den im Jahre 1989 durchgeführten Versuchen wurden bewehrte und unbewehrte Betonkörper mit einem Trennriss untersucht. Die Risslänge hatte einen konstanten Wert von 300 mm, während die Rissbreite zwischen „0“ und 0.5 mm variiert wurde. Als Betonzuschläge wurden gebrochener Kies mit einem Korndurchmesser  $d$  von  $d \leq 10\text{mm}$  bzw.  $10\text{mm} \leq d \leq 20\text{mm}$  und Sand mit  $d \approx 2.5\text{mm}$  bzw.  $0.1\text{mm} \leq d \leq 0.3\text{mm}$  verwendet. Die Beaufschlagung mit Sauerstoff erfolgte bei einem maximalen Druckunterschied zwischen Rissein- und Rissausgang von  $\Delta p = 2.5\text{bar}$ . Abbildung 2.14 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau.

Die Versuchsergebnisse zeigten, dass der Einfluss der Zuschlagsgröße auf die Durchflussrate im Vergleich zum Einfluss der Rissbreite unbedeutend ist. Der Einsatz von Bewehrung verminderte den Durchfluss um rund 20%. Dieser Effekt

lässt sich zum einen mit der Rissbreitenreduzierung im Einflussbereich der Bewehrungsstäbe begründen, zum anderen sind die Bewehrungsstäbe selbst Hindernisse, die den Gasdurchfluss stören. Unter Berücksichtigung der Versuchsergebnisse für unbewehrte Betonkörper leitete Suzuki eine Formel zur Berechnung der Durchflussrate her. Er ging dabei von einer isothermen kompressiblen Gasströmung zwischen zwei parallelen Platten aus. Die Rauigkeit von Betonrissern berücksichtigte er durch die empirisch ermittelten Werte  $\bar{a}(w)$  und  $b(w)$ .

$$Q = \frac{\sqrt{a^2(w) + 4b(w) \cdot C \cdot w} - a(w)}{2b(w)} \quad (2.8)$$

mit

$$C = \frac{p_1^2 - p_2^2}{2\rho_0 \cdot p_0 \cdot L}$$

$$a(w) = \bar{a}(w) \cdot 12 \frac{\mu_0}{\rho_0}$$

$$\bar{a}(w) = \frac{4.33 \cdot 10^{-5}}{w^{1.5}} + 1$$

$$b(w) = \frac{3.41 \cdot 10^{-4}}{w}$$

$\rho_0$  ist dabei die Dichte und  $\mu_0$  die dynamische Viskosität des getesteten Gases bei Standardatmosphärendruck und 20°C.

## 2.2.4 Riva

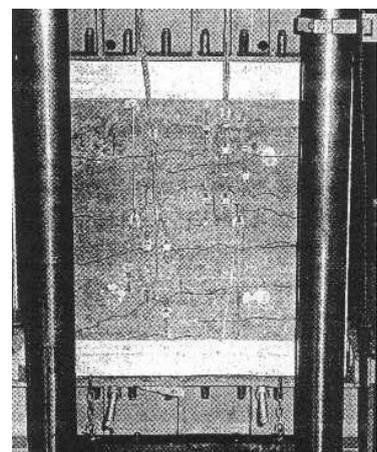
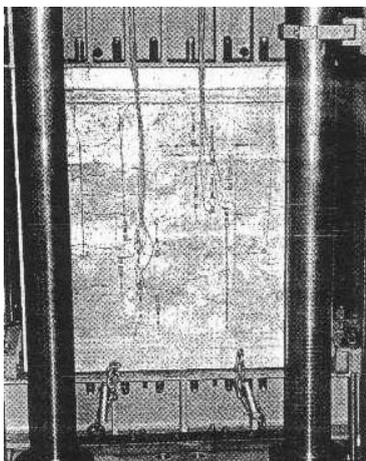


Abbildung 2.15: Vorder- und Rückansicht des Versuchsaufbaus von Riva [80]

Riva [80] untersuchte die Anwendbarkeit bekannter Formeln zur Berechnung der Leckagerate auf gerissene Stahlbetonplatten bei einer Beaufschlagung mit Luft bzw. einem Luft-Dampf-Gemisch. Dabei sollten die nach Rizkalla, Greiner-Ramm, Suzuki und Poiseuille berechneten Leckageraten mit gemessenen Werten verglichen werden. Dafür wurde eine mit 8+8 Bewehrungsstäben  $\varnothing 14$  bewehrte Stahlbetonplatte der Größe  $1.3 \times 1.3 \times 0.16$  m hergestellt. Für die Risszeugung wurde eine Zugkraft von maximal 800 kN über die Bewehrungsstäbe in die Stahlbetonplatte eingeleitet. Um die Leckagerate von Luft bzw. Dampf messen zu können, wurde an beiden Seiten der Platte eine  $1.0 \times 1.0$  m große Druckkammer montiert. Der maximale Druckunterschied zwischen den Kammern betrug 0.8 bar. Abbildung 2.15 zeigt die Vorder- bzw. Rückseite des Versuchskörpers. An der linken und rechten Seite der Platte sind die Druckkammern deutlich zu erkennen.

Als problematisch erwies sich die für eine Vergleichsrechnung notwendige Erfassung des komplizierten Rissmusters der Stahlbetonplatte. Aus diesem Grund wurde der Versuchskörper in einem Finite-Element-Modell abgebildet, um die Rissbreiten numerisch zu bestimmen. Es stellte sich jedoch heraus, dass bei der aufgetragenen einachsigen Zugbeanspruchung alle Elemente aufrissen. Da mit dem verwendeten „smeared-crack“-Ansatz keine Aussagen über einzelne Rissbreiten gemacht werden können, wurden die berechneten Rissdehnungen integriert und einzelnen Rissen zugewiesen. Als alternativen Ansatz für die Berechnung der Rissbreite wird die Einführung von Imperfektionen und/oder das Aufbringen eines Biegemomentes für die Rissberechnung angesehen.

Bei den Versuchen mit einem Luft-Dampf-Gemisch ergaben sich deutlich geringere Leckageraten als bei der Verwendung von reiner Luft. Riva begründete dies mit der Kondensation des Dampfes innerhalb des Risses. Ein Dampfaustritt konnte nicht beobachtet werden, da sich während der vergleichsweise kurzen Versuchsdauer kein stationärer Zustand einstellte und ein großer Teil des Risses Umgebungstemperatur hatte.

Unter denen zur Vergleichsrechnung herangezogenen Formeln stimmte die nach Rizkalla berechnete Durchflussrate mit denen im Versuch gemessenen Werten am besten überein. Die Formel von Greiner-Ramm wurde für Druckgradienten zwischen 1.0 und 8.0 bar entwickelt und überschätzt deshalb die Leckagerate. Da Poiseuille von einem glatten Riss ausgeht, war die berechnete Durchflussrate deutlich zu hoch. Suzukis Formel lieferte nur für Druckgradienten unter 0.2 bar eine gute Übereinstimmung. Die geringsten Abweichungen von den gemessenen Werten ergaben somit die Formeln von Rizkalla, deren Randbedingungen mit denen der Versuche am besten übereinstimmten.

## 2.2.5 Mivelaz

Mivelaz [67] führte Leakageversuche an bewehrten Betonprobekörpern mit Wasser und Luft durch. Die Versuchskörper hatten Abmessungen von 5 x 1 x 0.42 m und wurden, wie in Abbildung 2.16 dargestellt, in Längsrichtung auf Zug beansprucht. Dadurch stellten sich Risse mit Rissbreiten von maximal 0.3 mm ein. Mivelaz testete zwei Betonsorten (Normalbeton und hochfesten Beton), drei Bewehrungsgrade (0.57%, 0.86% und 1.15%) und zwei unterschiedliche Bewehrungsanordnungen. Im Probekörper befanden sich Rohrleitungen, die das jeweilige Beaufschlagungsmedium mit einem Druck von 0.5 bar in den Riss injizierten. Die Leckageraten wurden in Abhängigkeit von der Rissbreite gemessen. Mivelaz stellte fest, dass eine Leakage erst oberhalb einer Mindestrissbreite

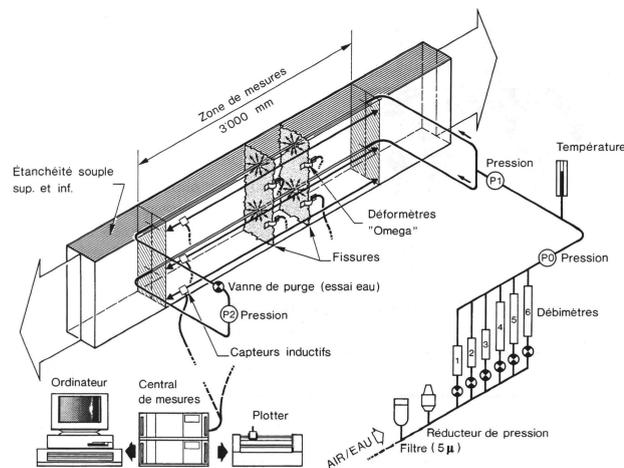


Abbildung 2.16: Versuchsaufbau von Mivelaz [67]

festzustellen ist. Mit steigendem Bewehrungsgrad sank die Durchflussrate, wobei die Anordnung der Bewehrung das Ergebnis beeinflusste. Anhand der Versuchsergebnisse schlug Mivelaz die in Abbildung 2.17 dargestellte Abhängigkeit des Durchflussbeiwertes  $\xi$  von der Rissbreite  $w$  vor. Mit steigender Rissbreite wird der Durchflussbeiwert  $\xi$  und damit die Leckagerate größer und nähert sich asymptotisch einem von der Betonsorte abhängigen Maximalwert an.

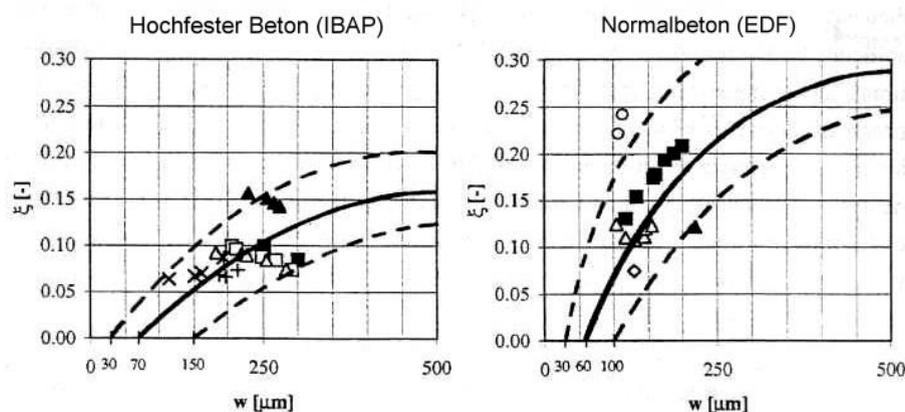


Abbildung 2.17: Durchflussbeiwert  $\xi$  in Abhängigkeit der Rissbreite  $w$  nach Mi-velaz [67]

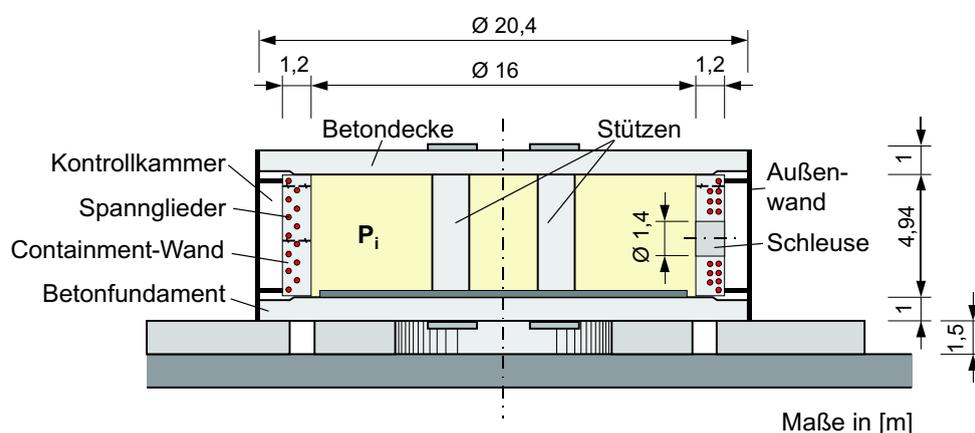


Abbildung 2.18: Querschnitt durch das MAEVA-Modellcontainment

## 2.3 Untersuchungen zum Dampfleckageverhalten

### 2.3.1 MAEVA-Modellcontainment

Um das Verhalten von vorgespannten Containments ohne Liner in Bezug auf das mechanische Verhalten und die Dichtigkeit für Beanspruchungen innerhalb der Auslegungslasten und für Lasten darüber hinaus experimentell zu untersuchen wurde von EDF ein Containment-Modell im Maßstab 1:3 gebaut: Das Maquette echange vapeur/air oder kurz MAEVA. In Abbildung 2.18 wird eine Prinzipskizze des Modellcontainments gezeigt.

Die Containments der französischen 1300 MWe und 1400 MWe Kernkraftwerke bestehen aus zwei konzentrischen Containments. Das äußere Stahlbetoncontainment dient zum Schutz für Einwirkungen von außen, das innere, zweiachsig vorgespannte und 1.2 m Dicke Spannbetoncontainment ist dafür ausgelegt,

den Auslegungstörfall (LOCA) mit einem Innendruck von 5 bar und einer Temperatur von 140 °C zu widerstehen [34]. Zur Sicherstellung der Dichtheit wird kein Stahl liner verwendet, wie er bei einschaligen Containments in der Regel verwendet wird. Statt dessen wird die Dichtheit durch ein inneres Spannbetoncontainment gewährleistet, das so ausgelegt ist, dass es im Auslegungstörfall überdrückt bleibt. Der Raum zwischen den beiden Containments wird zudem unter leichtem Unterdruck ( $>15$  mbar) gehalten, um eventuelle Leckagen des inneren Containments aufzufangen und zu filtern [34].

Die Dichtigkeit und das mechanische Verhalten des inneren Containments wird mit einem Dichtigkeitstest unter Luft-Überdruck nach der Fertigstellung, nach 4 Jahren und dann alle 10 Jahre getestet.

Ziel des MAEVA-Containments war es, das tatsächliche Leckageverhalten einer heißen Mischung aus Luft und Dampf mit einer Kondensation des Dampfes innerhalb der Wand und den Einfluss der Kondensation auf das Leckageverhalten des Containments im Vergleich zum Luftleckageverhalten realitätsnah zu untersuchen. Von großer Bedeutung für die Untersuchungen war dabei die Dichtigkeit des ungerissenen Betons. Zusätzliche Untersuchungen zum Leckageverhalten des ungerissenen Betons wurden an der INSA de Lyon durchgeführt (siehe auch Abschnitt 2.3.3), Untersuchungen zum Leckageverhalten von gerissenen, repräsentativen Wandsegmenten am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH).

### **2.3.2 SIMIBE-Experiment**

Das Hauptziel des SIMIBE-Experimentes [16] war die Untersuchung des Einflusses von Dampf-Kondensation auf die Leckagerate durch Mikro-Kanäle.

Im SIMIBE-Experiment wurde ein glatter Riss durch zwei parallele Glasplatten in einem vorgegebenen Abstand simuliert. Zwischen die zu Beginn des Experiments kalten Glasplatten wurde ein heißes Luft-Dampf-Gemisch eingeleitet. Die in Tabelle 2.6 zusammengefassten Versuchsparameter für Druck, Rissbreite und relative Luftfeuchte wurden während den Versuchen variiert. Die Auswertung der Versuche zeigte, dass sich am Rissbeginn eine Kondensationsfront bildete, gefolgt von einer Zone der Tröpfchenbildung und -strömung. Das Gewicht des kondensierten Wassers nahm linear mit der Zeit zu, was auf eine konstante Wasserdurchflussrate schließen lässt. Im Vergleich zur Durchströmung mit trockener Luft erhitzen sich die Platten bei einer Beaufschlagung mit Dampf viel schneller. Dies lässt sich mit der Erhöhung des thermischen Flusses infolge der Dampf-Kondensation begründen. Bei geringen Durchflussraten nahm die Fluidtemperatur am Kanalausgang in Relation zum Kanaleingang stark ab, während

Tabelle 2.6: Versuchsparameter des SIMIBE-Experiments

Versuchsparameter	Wert
Absoluter Druck	2 - 3 bar
Relative Feuchtigkeit	0-60 %
Rissbreite	0.12 - 0.37 mm
Reynolds-Zahl	380 - 4625

sie sich bei hohen Durchflussraten kaum veränderte.

Durch die Verwendung von Glasplatten wurde ein sehr glatter, gleichmäßiger Spalt erzeugt und die Beobachtung des Kondensationsverhaltens ermöglicht. Für die Leckage durch gerissene Betonelemente ist das SIMIBE-Experiment jedoch nur als wenig repräsentativ anzusehen. Dennoch werden einige Ergebnisse dieses Versuchsaufbaus in Abschnitt 5.6.2 zur Validierung des Mehrphasenmodells und des Kondensationsmodells verwendet.

### 2.3.3 Laghcha/Debicki

An der INSA de Lyon wurde von Abdeslam Laghcha und Gerard Debicki [58] die Luft- und Dampfdurchlässigkeit geschädigter Betonwände an unbewehrten Betonzylindern mit einer Höhe von 1.3 m und einem Durchmesser von 0.5 m untersucht.

Zwei verschiedene Versuchskörper wurden dabei verwendet: Ein Versuchskörpertyp A wurde mit einer Druckbelastung mechanisch geschädigt, der zweite Versuchskörpertyp B wurde mit einer simulierten Betonierfehlstelle in Form eines dünnen, sandgefüllten Spaltes in Längsrichtung versehen. Bevor eine Schädigung der Versuchskörper erfolgte, wurde die Luftleckagemenge bei einem Überdruck von 4.2 bar getestet. Für die drei Versuchskörper vom Typ A wurde eine Gasleckagerate zwischen  $2.1 \cdot 10^{-9} \frac{l}{h \cdot m^2}$  und  $34.8 \cdot 10^{-9} \frac{l}{h \cdot m^2}$  gemessen. Bei dem mit einer Schädigung in Fließrichtung versehenen Versuchskörper vom Typ B wurde eine Luftleckagerate von  $938 \cdot 10^{-9} \frac{l}{h \cdot m^2}$  gemessen. In einem weiteren Versuch wurden die Versuchskörper mit einem Luft-Dampf-Gemisch von 141 °C bei einem Absolutdruck von 5.2 bar und einem Massenverhältnis von Luft/Dampf=0.38/0.62 über eine Dauer von 100 Stunden beaufschlagt. Das selbe Szenario wurde auch für die Luft-Dampf-Leckageversuche für EDF an repräsentativen Wandsegmenten verwendet (siehe auch Abschnitt 3.3).

In Abbildung 2.19 wird der gemessene Temperaturverlauf für eine Versuchskörper vom Typ A gezeigt. Die Wärmeleitfähigkeit des Betons berechnet Debicki

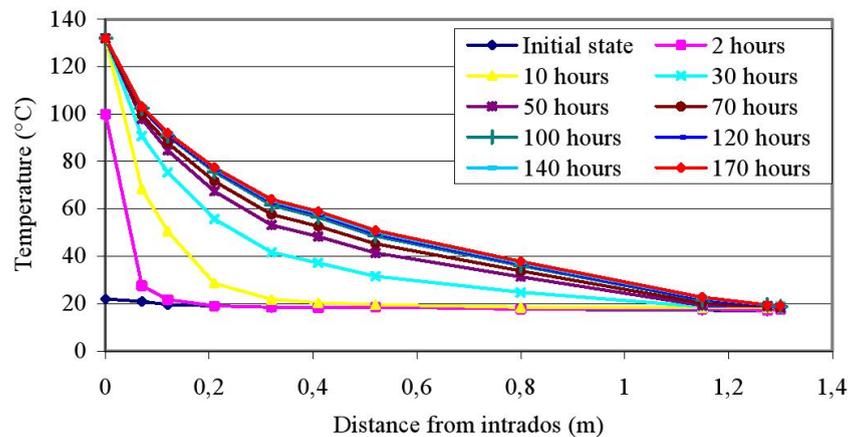
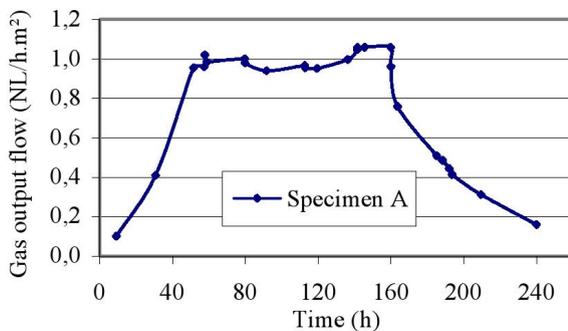
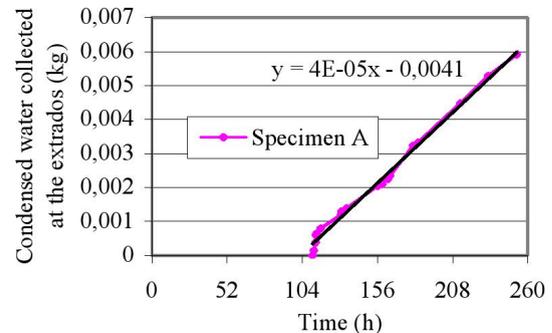


Abbildung 2.19: Temperaturverteilung für Versuchskörper Typ A, [58]



(a) Luftleckagerate



(b) Kumulierte Wasserleckage

Abbildung 2.20: Gemessene Luft- und Wasserleckage Versuchskörper Typ A [58]

zu  $\lambda = 0,27 \pm 0,02 \frac{W}{m \cdot K}$ .

In Abbildung 2.20 sind die gemessene Luftleckagerate und die aufgefangene Wasserleckagemenge für einen Versuchskörper des Typs A unter dem getesteten Unfallszenario gezeigt.

Durch die Verwendung des selben Unfallszenarios wie für die Luft-Dampf-Leckageversuche an gerissenen Wandsegmenten an der Universität Karlsruhe bieten die an der INSA de Lyon durchgeführten Luft-Dampf-Leckageversuche an ungerissenen Versuchskörpern derselben Wandstärke die Möglichkeit, den Anteil der Leckagemenge abzuschätzen, die durch die porositätsbedingte Permeabilität des Betons zustande kommt.

Rechnet man die gemessenen Leckageraten in den Versuchen von Laghcha/Debicki auf die Versuchskörperfläche der Versuche an der Universität Karlsruhe um, so erhält man eine Gasleckagerate zwischen  $2,1 \cdot 10^{-8} \frac{l}{h}$  und  $17 \cdot 10^{-8} \frac{l}{h}$ . Vergleicht man diese Leckagerate mit den Leckageraten, die in Karlsruhe

he an gerissenen Versuchskörpern gemessen wurden, so ist die porositätsbedingte Permeabilität in erster Näherung vernachlässigbar.

## 2.4 Numerische Berechnungen des Leckageverhaltens

### 2.4.1 Boussa

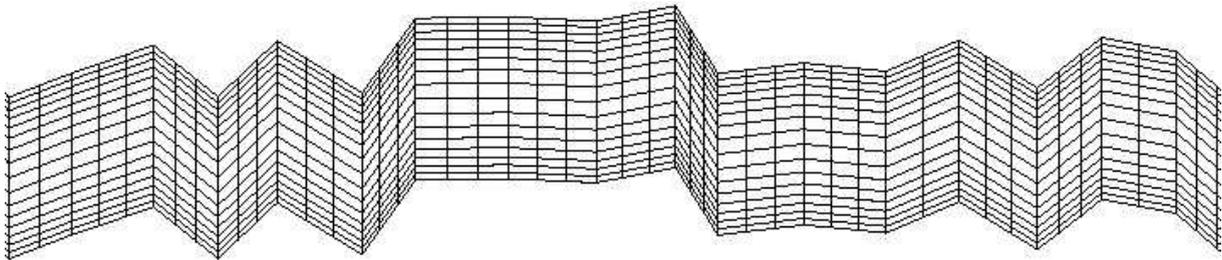


Abbildung 2.21: Repräsentativer, 8 mm langer Ausschnitt aus dem FE-Netz eines Risses mit 50 mm Länge. Der Riss wurde mit insgesamt 37696 Elementen modelliert [13]

Boussa [13] untersuchte in seiner Arbeit das strukturelle Verhalten des MAEVA-Modellcontainments für das geplante Versuchsprogramm numerisch. Zusätzlich untersuchte er das Leckageverhalten von Luft und Dampf durch Risse mit zweidimensionalen und dreidimensionalen numerischen Untersuchungen. Die raue Geometrie der Risswandungen bildete er diskret ab. Abbildung 2.21 zeigt einen Teilausschnitt aus dem Finite-Elemente-Netz zur Berechnung eines 50 mm langen Risses.

In der Abbildung 2.22 wird die Geschwindigkeitsverteilung über den Rissquerschnitt bei einer unterschiedlich feinen Diskretisierung gezeigt. Die von Boussa berechneten Durchflussbeiwerte für Luft für verschiedene Rissbreiten in Abhängigkeit der Reynoldszahl sind in Abbildung 2.23 dargestellt.

Boussa kommt zu dem Schluss, dass das Durchflussverhalten durch einen Riss selbst für relativ niedrige Reynoldszahlen sehr komplex ist und die Abbildung der Rissgeometrie ein sehr wichtiger Parameter für die Berechnung der Leckagerate durch Risse ist.

### 2.4.2 EDF

EDF entwickelte für die Berechnung ihrer am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie durchgeführten Versuche ein Modell, das die Struktur und Temperaturverteilung mit dem Finite-Element-Programm CODE ASTER® dreidimensional und die Strömung durch die Risse mit dem Programm ECREVISSE eindimensional berechnet [69]. Die Berechnung des Strukturmodells und des

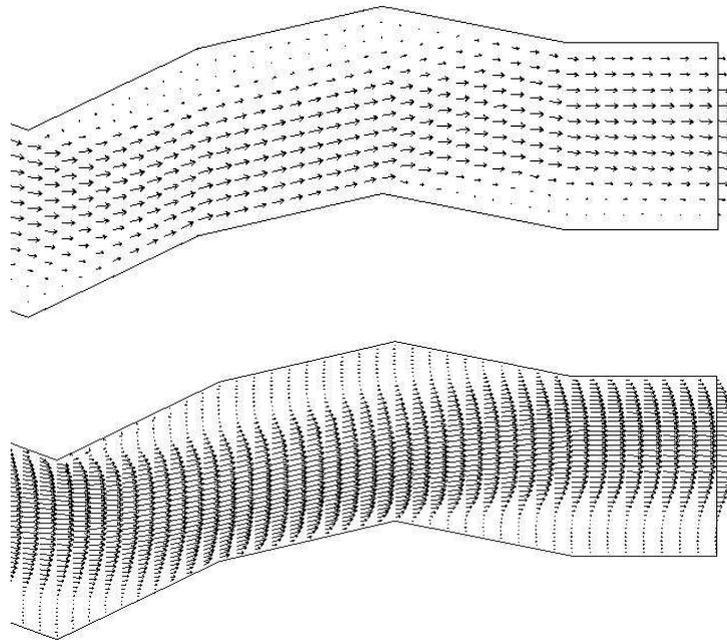


Abbildung 2.22: Geschwindigkeitsverteilung über den Riss bei grober und feiner Diskretisierung [13]

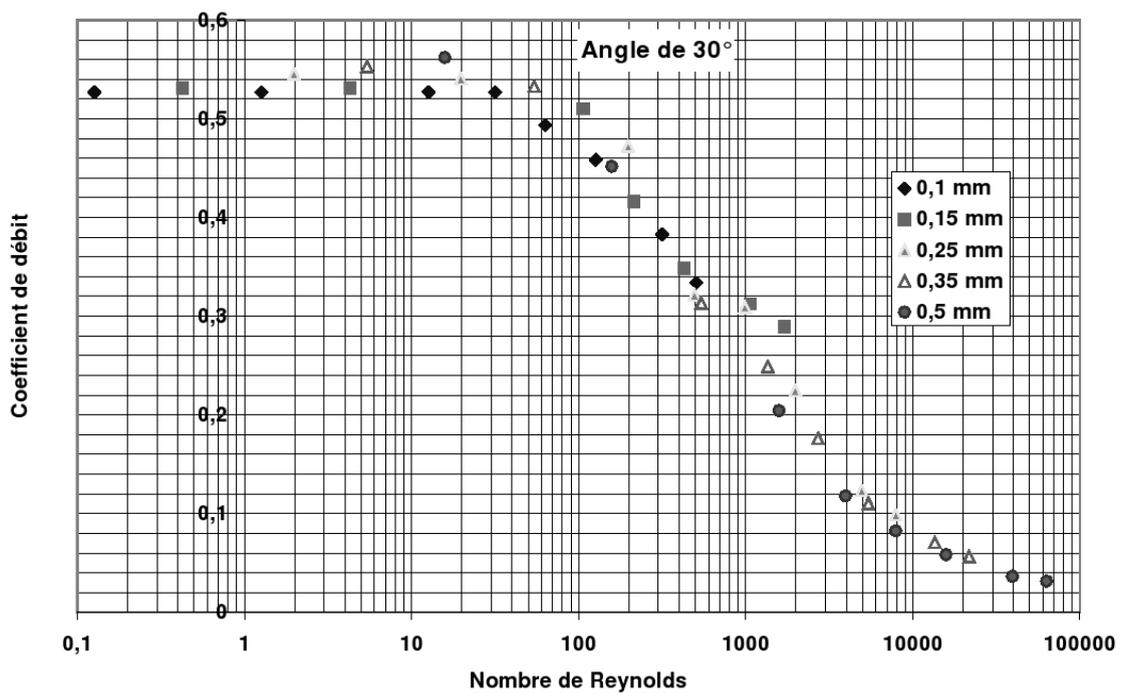


Abbildung 2.23: Einfluss der Rissbreite auf den Durchflussbeiwert in Abhängigkeit der Reynoldszahl [13]

Fluidmodells erfolgt sequentiell, das heißt, dass zuerst das Strukturmodell mit Temperaturverteilung berechnet wird. Anschließend erfolgt die Berechnung des Fluidmodells. Eine Rückkopplung aus dem Fluidmodell in das Strukturmodell erfolgt nicht. Das hat zur Folge, dass eine Erwärmung des Betons durch die Rissdurchströmung nicht berücksichtigt werden kann.

Der Versuchskörper mit einer Länge von 2.7 m, einer Breite von 1.8 m und einer Höhe von 1.2 m (siehe auch Abschnitt 3.2.3.2) wird von EDF unter Ausnutzung der Symmetrieebenen zu einem Viertel in einem 3D-Modell abgebildet. Die Höhe wird dabei im Originalzustand von 1.2 m belassen. Die Bewehrung wurde mit 1D-Balkenelementen modelliert. In Abbildung 2.24 wird das Strukturmodell dargestellt.

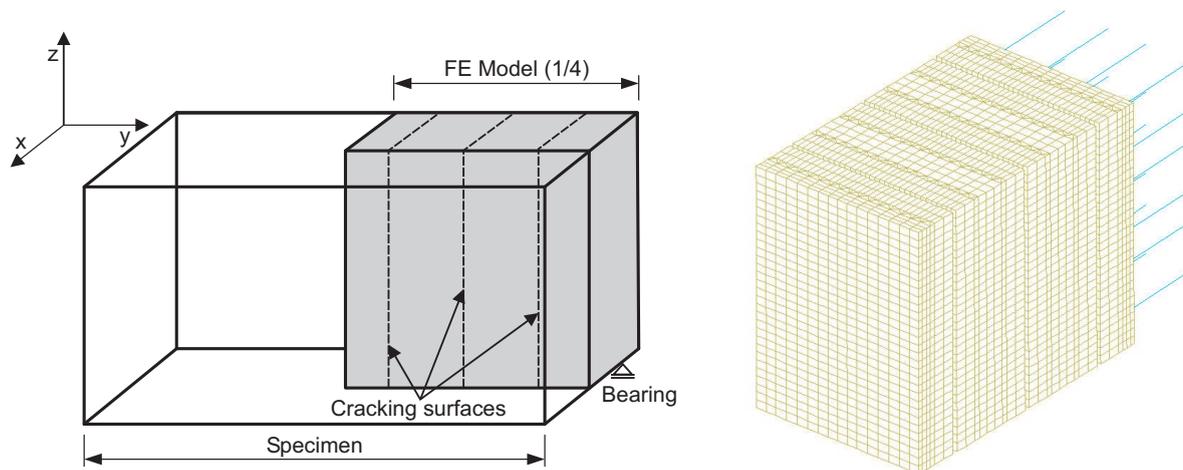


Abbildung 2.24: Strukturmodell von EDF mit diskreten Rissen

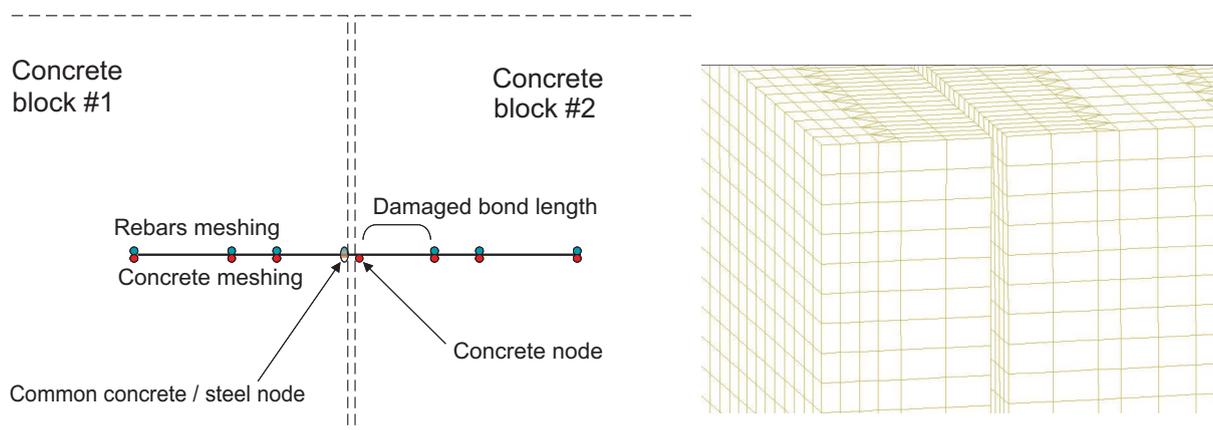


Abbildung 2.25: Detail der Modellierung der diskreten Risse

Bis auf den direkten Rissbereich wird von EDF die Annahme eines perfekten Verbundes zwischen Beton und Bewehrung getroffen. Die Verbundschädigung im Riss wird durch ein „Damaged Bond“-Modell abgebildet. Dabei wird innerhalb der „Damaged Bond“-Länge die Kopplung zwischen Beton- und Bewehrungsknoten aufgehoben (siehe Abbildung 2.25).

Die Kraft, die mit den Hydraulikzylindern auf der einen Seite auf die Bewehrungsstäbe aufgebracht wurde, wird mit einer Verschiebungsrandbedingung abgebildet.

### 2.4.2.1 Berechnung der Temperaturverteilung

Die Temperatur innerhalb der Druckkammer wird von EDF mit einer Konvektionsrandbedingung aufgebracht. Der Konvektionsbeiwert erhöht sich dabei von  $4 \frac{W}{m^2 \cdot K}$  während der ersten beiden Stunden linear auf  $75 \frac{W}{m^2 \cdot K}$  nach 4 Stunden Versuchsdauer und wird danach konstant gehalten. Die Wärmeleitfähigkeit wird entsprechend der Ergebnisse von Kleinversuchen mit  $2.3 \frac{W}{m \cdot K}$  und die spezifische Wärmeleitfähigkeit mit  $1240 \frac{J}{kg \cdot K}$  berücksichtigt.

Nahe der temperaturbeaufschlagten Oberfläche auf der Oberseite des Versuchskörpers sind die berechneten Temperaturen höher als die gemessenen Temperaturen (siehe Abbildung 2.26). Im Bereich zwischen 25 cm und 60 cm unterhalb der Oberfläche sind dagegen die gemessenen Temperaturen deutlich höher als die berechneten Temperaturen.

### 2.4.2.2 Berechnung des Strukturverhaltens des ersten Versuchs

Aufgrund der Wärmeausdehnung des Betons schließen sich Risse im Beton. Die mit CODE ASTER berechneten Rissbreiten sind in Abbildung 2.27 für verschiedene Zeitpunkte dargestellt. Die Risse schließen sich von der Versuchskörperoberseite bei einer Tiefe von „0 m“ ausgehend zunehmend. Nach 26 Stunden sind die obersten 18 cm geschlossen. An den infolge der Temperaturerhöhung geschlossenen Bereich angrenzend ist die Rissbreite am größten und verringert sich zur Unterseite des Versuchskörpers hin allmählich auf etwa 0.1 mm. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die berechneten Rissprofile stark nichtlinear sind.

Für die spätere Berechnung der Leckage ging EDF aufgrund von Berechnungen mit Luft von der Annahme aus, dass auch bei „geschlossenen“ Rissen eine hydraulische Restrißbreite von  $40 \mu m$  bestehen bleibt.

Die mit CODE ASTER berechneten Rissprofile und Temperaturen wurden mit der zusätzlichen Annahme einer minimalen verbleibenden Rissbreite von  $40 \mu m$

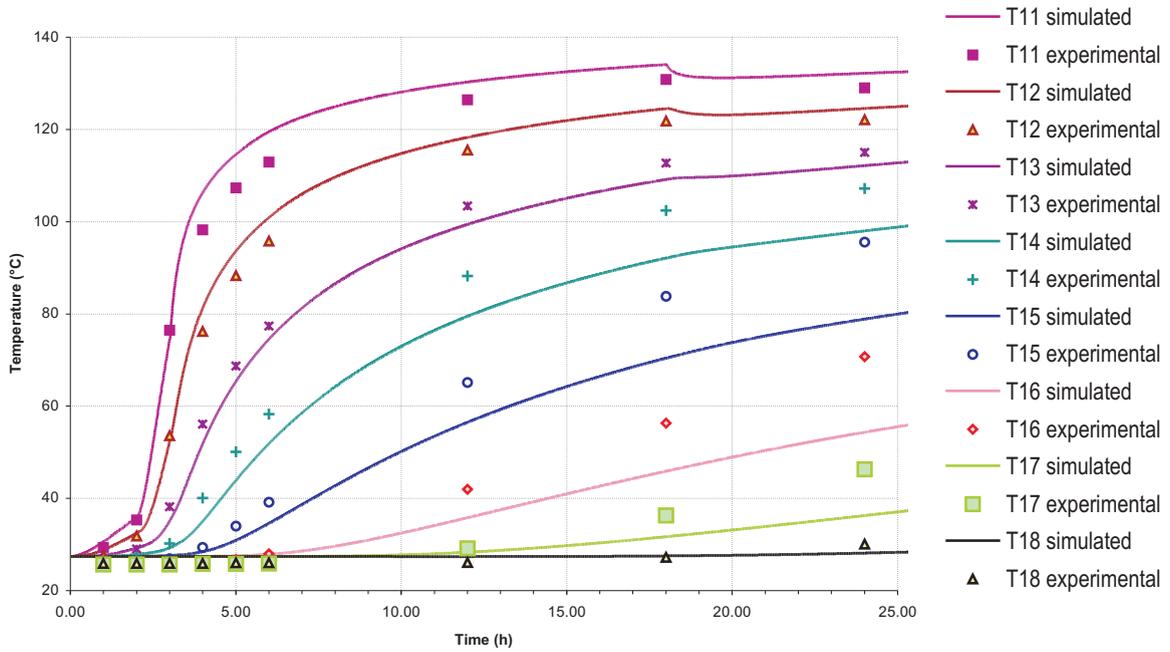


Abbildung 2.26: EDF: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen [69]

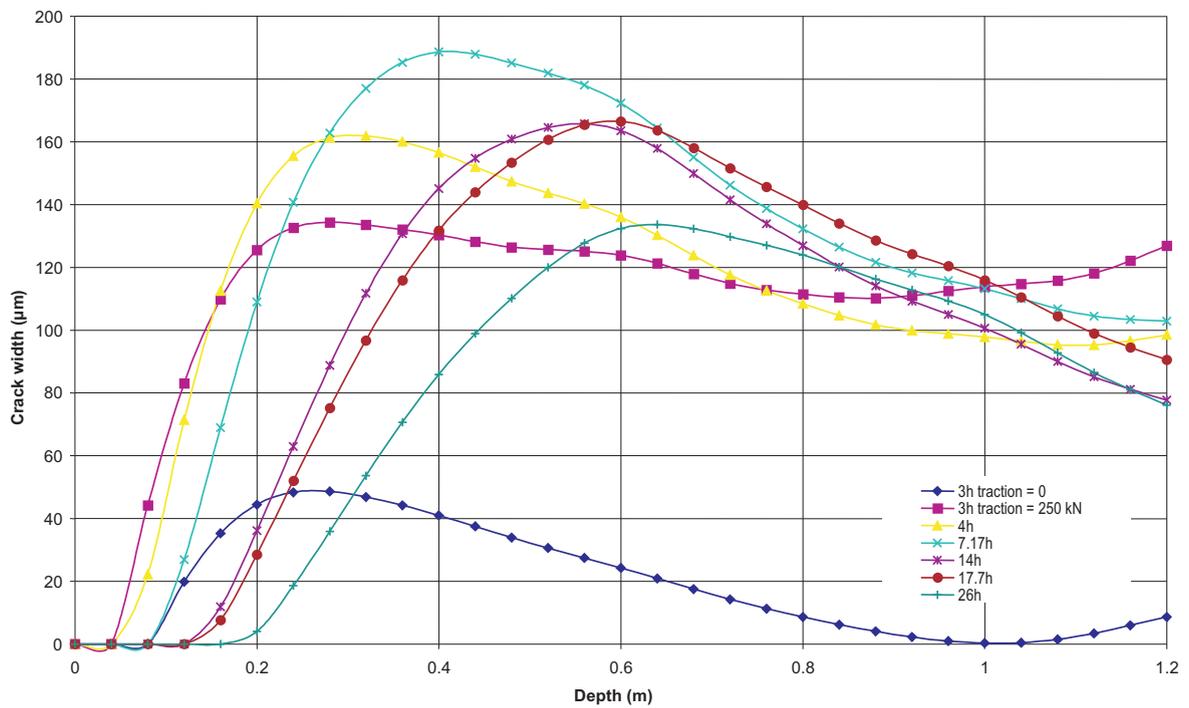


Abbildung 2.27: Mit CODE ASTER berechnete Rissprofile für Versuch 1 [69]

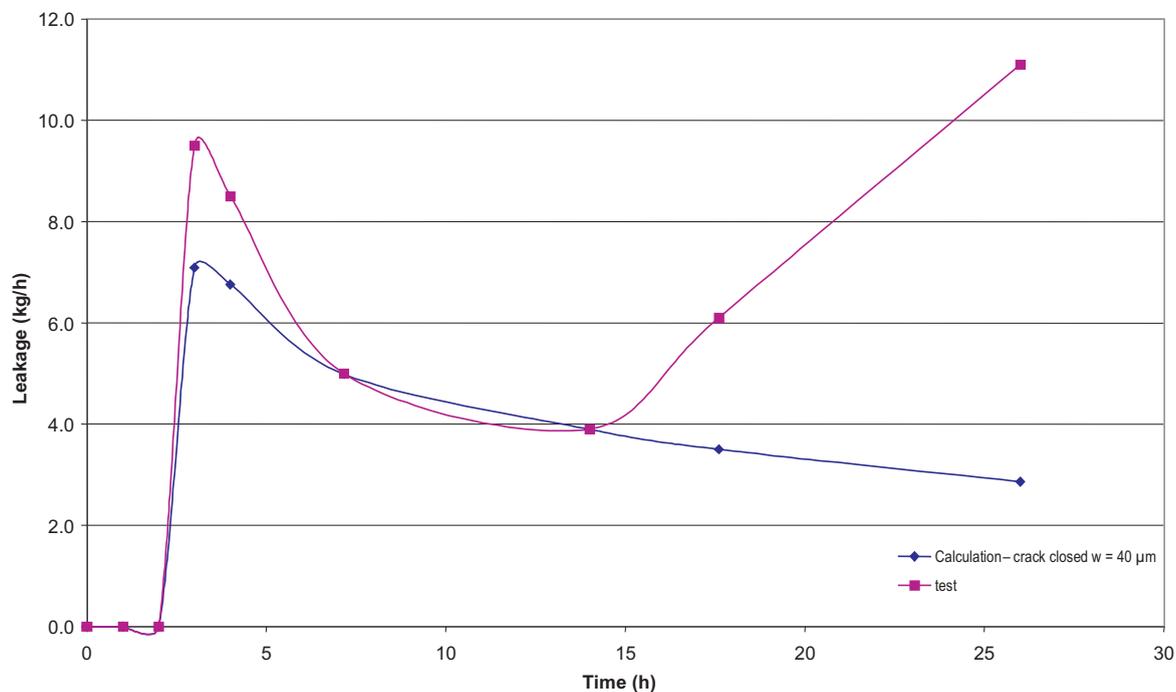


Abbildung 2.28: Vergleich zwischen mit ECREVISSE berechneter und im Versuch gemessener Wasserleckage [69]

als Eingangsparameter für die 1D-Leckageberechnung mit ECREVISSE verwendet. ECREVISSE macht dabei die Annahme, dass die Strömung stationär und in jedem betrachteten Querschnitt senkrecht zur Fließrichtung homogen ist. Phasenwechsel entlang der Fließrichtung sind möglich: Wasser kann verdampfen beziehungsweise Dampf kann kondensieren. Ein Vergleich der von ECREVISSE berechneten Wasserleckagemenge mit der gemessenen Wasserleckagemenge beim ersten in Karlsruhe durchgeführten Dampfversuch für EDF wird in Abbildung 2.28 gezeigt. Für die ersten 14 Stunden der berechneten 25 Stunden des 72-stündigen Versuches erreicht EDF eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten. Danach wurde jedoch im Versuch eine stark steigende Leckagerate gemessen, während die von EDF berechnete Leckagerate weiter sinkt. Als Ursache dafür sieht EDF die Abweichung der berechneten von den gemessenen Temperaturen, die die berechneten Rissprofile beeinflusst.

### 2.4.3 CEA/IRSN

Um die Ergebnisse des SIMIBE-Experiments und des MAEVA-Experiments simulieren zu können, entwickelte die französische CEA/IRSN [90] ein numeri-

sches Modell für das Finite-Element-Programm CAST3M. Für die Berechnung

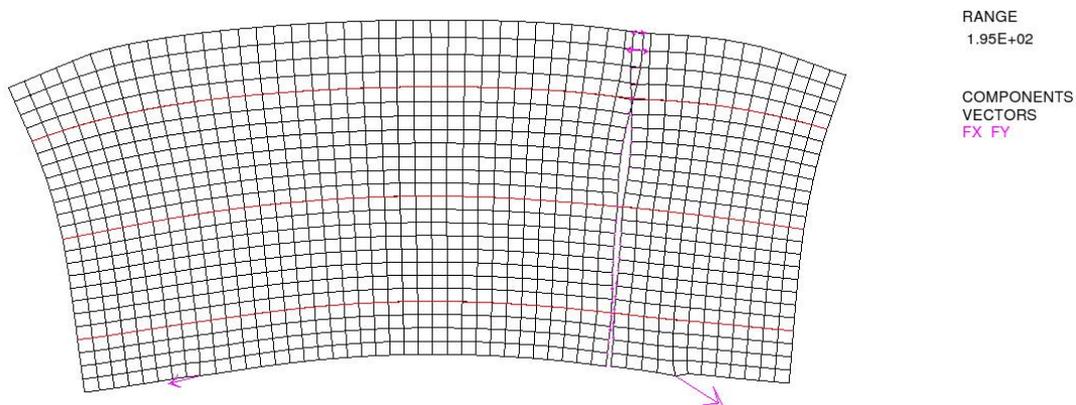


Abbildung 2.29: Mit CAST3M berechnete Verformung des Wandsegments des zweiten Dampfversuchs in Karlsruhe nach 8 Stunden [90]

des Leckageverhaltens wird von der CEA/IRSN der durchgehende Trennriss im Beton als rechteckiger Spalt angesehen. Die Strömung durch den Spalt wird mit einem 1-dimensionalen Strömungs-Modell unter der Annahme einer homogenen Zweiphasenströmung mit Kondensation und rauen Spaltwandungen berechnet. Es wird zudem die Annahme getroffen, dass der Zeitmaßstab des Spaltströmung sehr viel kleiner ist als der der Wärmeströmung in der Wand. Aus diesem Grund wird die Berechnung in jedem Zeitschritt quasi-statisch durchgeführt, was heißt, dass die Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen für die Spaltströmung unter der Annahme eines stationären Zustandes gelöst werden. Der dabei berechnete Wärmeübergangskoeffizient und die Fluidtemperatur dienen als Randbedingung für die Berechnung der Temperaturverteilung innerhalb der Wand. Die dabei berechnete Temperatur der Spaltwände dient wiederum als Randbedingung für die Berechnung der Spaltströmung. Für die Kondensation des Dampfes wird ein Volumenkondensationsmodell verwendet. Für die Beschreibung der Rauigkeit wird die Colebrook-Formulierung mit einem empirisch bestimmten Multiplikator verwendet, um den Einfluss der großen Rauigkeit der Trennrisse durch den Beton numerisch abbilden zu können. Validiert wurde das entwickelte Fluidmodell an Versuchen mit dem SIMIBE-Versuchsaufbau. In [90] wurde das entwickelte Modell für die Berechnung des zweiten Dampfleckageversuchs an einem repräsentativen Wandsegment, der am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH) für die GRS durchgeführt wurde, verwendet. Eine der auftretenden Schwierigkeiten bestand in der Berechnung des komplexen Verhaltens der Risse während der Versuche. Abbildung 2.29 zeigt die berechnete, überhöhte Verformung des Versuchskörpers nach 8 Stunden. In Abbildung 2.30 ist das berechnete Rissprofil abgebildet.

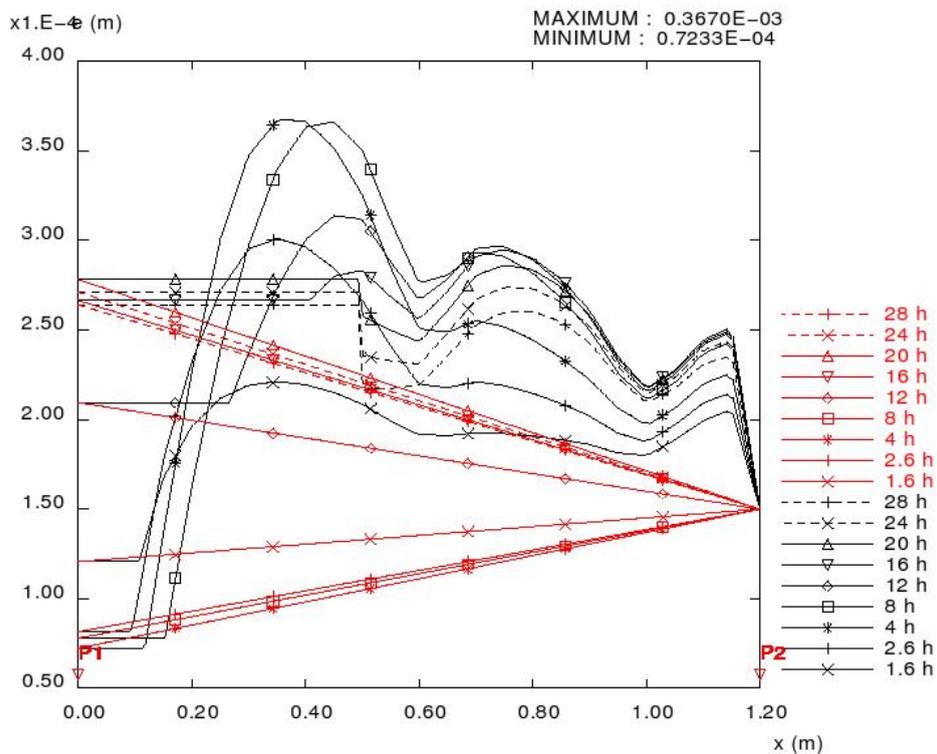


Abbildung 2.30: Mit CAST3M berechnete Rissprofile für den zweiten Dampfversuch in Karlsruhe [90]

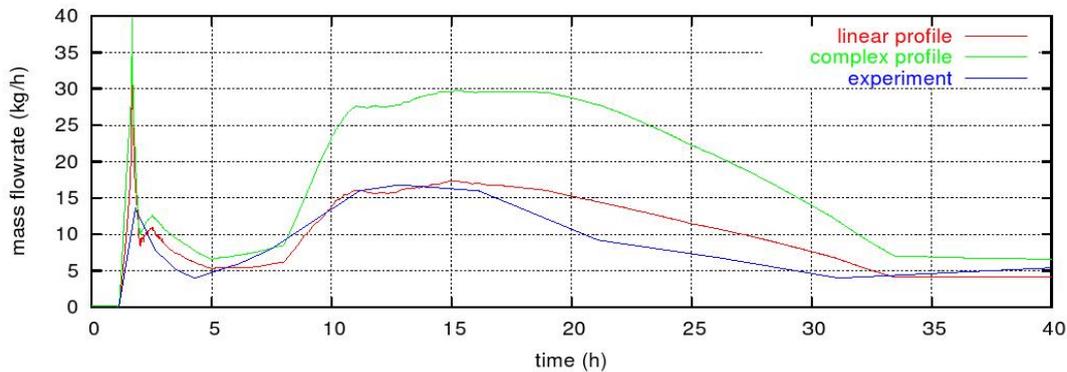


Abbildung 2.31: Vergleich der von der CEA/IRSN berechneten Leckageraten mit der gemessenen Leckagerate für den zweiten Dampfversuch in Karlsruhe [90]

Die durchgeführte Berechnung ist in der Lage, die experimentell bestimmte Wasserleckagemenge abzuschätzen (siehe Abbildung 2.31), wenn auch die berechneten Rissprofile mit experimentell bestimmten Werten ergänzt und korrigiert wurden. Für die Anpassung der berechneten Leckageraten an die experimentell bestimmten Leckageraten wurde ein empirisch bestimmter Parameter für die Anpassung des Reibbeiwertes verwendet. Das Rissprofil über die Höhe des Versuchskörpers wird als sehr großer Einflussfaktor auf die berechneten Leckagewerte angesehen.

## 2.5 Zusammenfassung

Die auf experimentellen Untersuchungen basierenden Formeln zur Berechnung der Durchflussrate setzen sich in der Regel aus einem analytischen und einem empirischen Teil zusammen. Für den analytischen Teil wird meistens die Annahme getroffen, dass eine Durchströmung eines glatten Spaltes zwischen zwei parallelen Platten stattfindet.

Zur Berücksichtigung der durchflussreduzierenden Eigenschaften von realen Betonrissen, wie Wandrauigkeit oder Rissbreitenunregelmäßigkeiten, enthalten die Formeln einen empirischen Durchflussbeiwert, der unter bestimmten Randbedingungen (Druckgradient, Rissbreite, Betonzusammensetzung) durch Versuche an einfachen Betonprobekörpern ermittelt wird. Die unterschiedlichen Randbedingungen führen zu einer uneinheitlichen Beschreibung des Beiwertes.

Greiner/Ramm stellen eine Abhängigkeit der Leckagerate von der Betonzusammensetzung fest und berücksichtigen dies durch die Einbindung des Größtkorndurchmessers in ihrer Formulierung zur Durchflussberechnung. Mivelaz bestätigt Greiner/Ramms Feststellung, ermittelt aber unabhängig vom Größtkorndurchmesser für jede von ihm benutzte Betonsorte einen eigenen Durchflussbeiwert. Die Versuchsergebnisse von Suzuki zeigen ebenfalls einen Einfluss der Betonzusammensetzung auf die Durchflussrate. Er hält ihn jedoch im Vergleich zum Einfluss der Rissbreite für unbedeutend und lässt ihn bei seiner Formel außer Acht. Da Rizkalla bei seinen Versuchen die Betonzusammensetzung nicht veränderte, bleiben mögliche Einflüsse bei der Berechnung unberücksichtigt. Ripphausen kann den von ihm festgestellten Einfluss der Betonzuschläge wegen der Streuung der Versuchsergebnisse nicht in einer Näherungsformel berücksichtigen. Übereinstimmend wird von einem Einfluss der Rissbreite auf den Durchflussbeiwert ausgegangen. Selbst Edvardsen, deren Versuchsergebnisse stark gestreut haben, bestätigt diesen Zusammenhang.

Da die unterschiedlichen Berechnungsansätze von einem versuchstechnisch bestimmten Beiwert abhängen, liefern die Formeln nur in den Grenzen der Ver-

suchsparameter genaue Ergebnisse. Dies bestätigen Rivas Vergleichsrechnungen zu seinen Leckageversuchen. Die Formulierung von Rizkalla ist für lamina-re wie turbulente Strömungen gültig und sollte für Druckgradienten bis 2.0 bar sowie Rissbreiten bis 0.3 mm verwendet werden. Greiner/Ramms Formel ist unabhängig von der dynamischen Viskosität  $\mu$  und eignet sich daher nur zur Berechnung von Luftleckagen mit Druckgradienten zwischen 1.0 und 8.0 bar und Rissbreiten von 0.2 mm bis 1.3 mm. Die Anwendung von Suzukis Formel liefert bei Druckgradienten bis 2.5 bar und Rissbreiten bis 0.5 mm die verlässlichsten Ergebnisse. Bei einer Beaufschlagung mit Wasser kann eine Abschätzung der Durchflussrate über die Formel von Ripphausen oder Edvardsen erfolgen.

Der Einsatz von Bewehrung verursacht Rissverzweigungen und eine Rissbreitenverminderung, was zu einer erheblichen Durchflussreduzierung führt. Mit steigendem Bewehrungsgrad sinkt die Durchflussrate, wobei die Anordnung der Bewehrung das Ergebnis beeinflusst. Dies verdeutlichen die Versuche von Edvardsen, Greiner-Ramm und Mivelaz.

Die an der INSA de Lyon durchgeführten Dichtigkeitsversuche an unbewehrten, ungerissenen Betonversuchskörpern mit einer 1:1 Wanddicke liefern wichtige Anhaltspunkte für den Einfluss der ungerissenen Bereiche von Containmentwänden im Vergleich zur Leckage durch Trennrisse.

Das SIMIBE-Experiment liefert mit seiner Untersuchung des Kondensationsverhaltens von Luft-Dampf-Gemischen in schmalen, idealisierten glatten Spalten wertvolle Beiträge zur Entwicklung von Modellen für diesen sehr wichtigen Leckagefall. Infolge der sehr geringen Rauigkeit des idealisierten Spaltes ist es jedoch nur bedingt geeignet, Näherungsformeln für die Leckage von Luft-Dampf-Gemischen durch Stahlbetonwände zu entwickeln. Auch bei der Kalibrierung von numerischen Untersuchungen, die die Leckage durch Stahlbetonwände berechnen sollen, sind die SIMIBE-Experimente nur bedingt geeignet.

Numerische Untersuchungen zum Luftleckageverhalten wurden von Boussa durchgeführt. Seine diskrete Modellierung der Rauigkeit der Risswandungen könnte verwendet werden für die Charakterisierung der Strömung von Luft durch Risse. Für die geplanten eigenen numerischen Untersuchungen an Wandsegmenten erscheint der numerische Aufwand jedoch zu hoch.

Die numerischen Untersuchungen von EDF und CEA/IRSN an den in Karlsruhe getesteten Wandsegmenten verdeutlichen den benötigten Entwicklungsbedarf für die Entwicklung von numerischen Modellen für das Leckageverhalten bei einer Beaufschlagung mit heißen Luft-Dampf-Gemischen. Das von EDF entwickelte Modell führt nur eine sequentielle Berechnung der Struktur mit der Temperaturverteilung innerhalb der Wand und einer anschließenden Berechnung der Leckage mit der Temperatur als Eingangsrandbedingung durch. Eine Rückkopp-

lung der in den Riss eingetragenen und bei der Kondensation des Dampfes frei werdenden Energie vom Fluidmodell ins Strukturmodell erfolgt jedoch nicht.

Das numerische Modell von CEA/IRSN ist in dieser Hinsicht leistungsfähiger, ist jedoch noch nicht in der Lage, das komplexe Strukturverhalten des Versuchsaufbaus in Karlsruhe korrekt wiederzugeben. Die berechneten Rissbreiten werden deswegen mit gemessenen Versuchswerten für die Rissöffnung ergänzt und für die Berechnung des Leckageverhaltens verwendet.

# 3 Experimentelle Grundlagen

Die numerischen Untersuchungen zum Leckageverhalten von gerissenen Stahlbetonwänden in dieser Arbeit stützen sich auf experimentelle Untersuchungen, die an der Universität Kaiserslautern und am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe im Rahmen zweier Forschungsvorhaben durchgeführt wurden.

## 3.1 Untersuchungen am Einzelriss - Kaiserslautern

Im Rahmen des Forschungsvorhabens Untersuchungen zum Leckageverhalten von Stahlbetonwänden [26] wurden Vorversuche an Einzelrissen an der Universität Kaiserslautern durchgeführt. Es wurden dazu zwei verschiedene Sorten von Versuchskörpern verwendet: Ein ungerissener Versuchskörper und Versuchskörper mit einem vordefinierten Einzelriss ohne risskreuzende Bewehrung.

### 3.1.1 Versuchskörper für ungerissenen Beton

Um das Leckageverhalten von ungerissenem Beton bei einer Beaufschlagung mit Wasserdampf zu untersuchen, wurde von der Universität Kaiserslautern ein Versuchskörper ohne Risse getestet.

**Aufbau des Versuchskörpers** Für den Versuchskörper wurde ein runder Betonkörper aus B 35 mit einem Größtkorn von 16 mm, einer Länge von 1200 mm und einem Durchmesser von 180 mm in ein Stahlrohr mit einem Innendurchmesser von 200 mm eingebaut und mit einem hitzebeständigen Injektionsharz auf der ganzen Länge verklebt. Auf der einen Seite des Versuchskörpers befand sich eine Druckkammer, die andere Seite war dem normalen Atmosphärendruck ausgesetzt.

**Versuchsdurchführung** Die Druckkammer des Versuchskörpers wurde vor Versuchsbeginn mit Hilfe einer Bypassleitung vorgeheizt, um die Kondensatbildung zu reduzieren. Während des 12-stündigen Versuches wurde in regelmä-

Bigen Abständen anfallendes Kondensat mit der Bypassleitung aus der Druckkammer abgeleitet.

Beaufschlagt wurde der Versuchskörper mit Wasserdampf unter einem Überdruck von 5 bar und einer Temperatur von 160 °C.

**Versuchsergebniss** Bei dem Versuch mit ungerissenem Beton trat während der gesamten Versuchsdauer von 12 Stunden weder kondensiertes Wasser noch Dampf am nicht beaufschlagten Versuchskörperende aus.

Infolge dieses Versuchsergebnisses wird bei den numerischen Untersuchungen des Leckageverhaltens von gerissenen Betonbauteilen zunächst darauf verzichtet, die Durchlässigkeit des Betons zu berücksichtigen, da ihr Einfluss auf das Leckageverhalten bei den zu untersuchenden Bauteildicken gering ist.

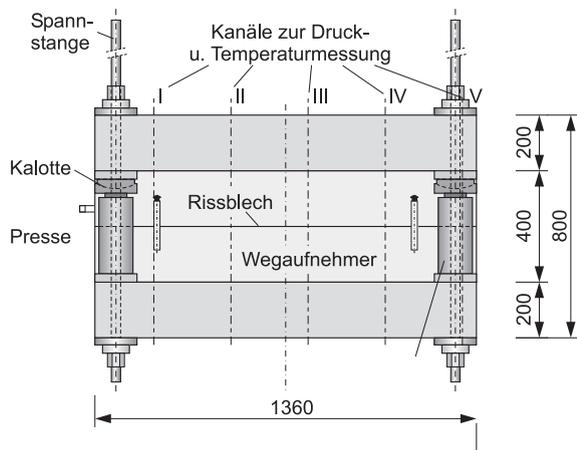
### 3.1.2 Versuchskörper mit Einzelriss



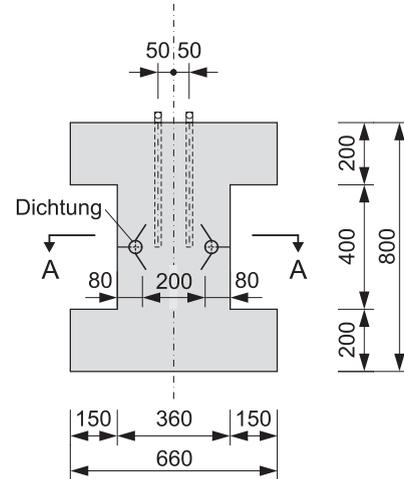
Abbildung 3.1: Leckageverhalten von ungerissenem Beton - Bild des Versuchskörpers [26]

Für die Untersuchung des Leckageverhaltens von unbewehrtem, gerissenem Beton wurde ein spezieller Versuchskörper entwickelt. Die Länge von 1,2 m entspricht dabei der geplanten Dicke des Containments des EPR. Die durchströmte Breite des Versuchskörpers wurde zu etwa 0,2 m gewählt. In der Abbildung 3.2 ist der für diese Tests entwickelte Versuchskörper mit Ansichten der Längs- und Stirnseiten und zwei Schnitten dargestellt.

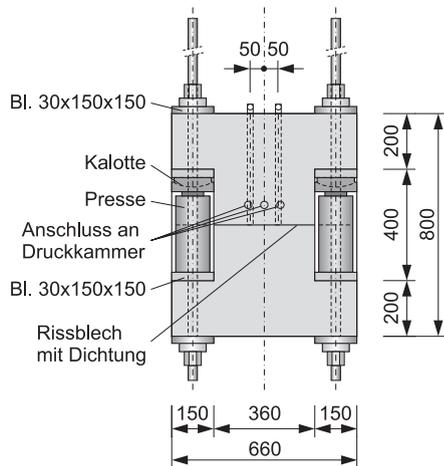
Ansicht der Längsseite



Querschnitt



Ansicht der Stirnseite



Schnitt A - A

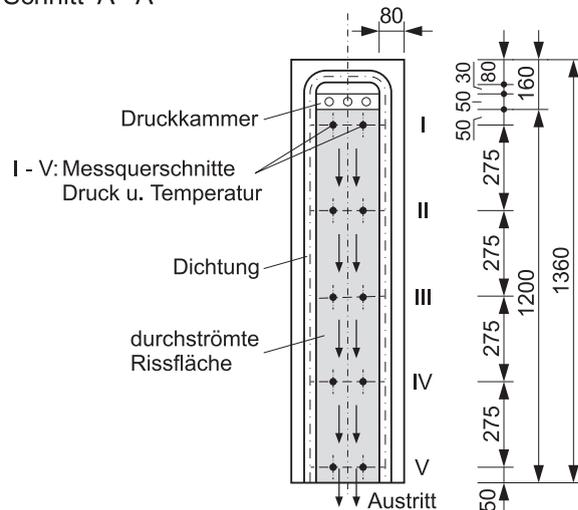


Abbildung 3.2: Versuchskörper für Untersuchungen am Einzelriss [26]

Tabelle 3.1: Alter und Druckfestigkeitswerte der Versuchskörper zum Zeitpunkt der Risserzeugung

Versuchskörper	t[d]	$f_{ck}$ [N/mm <sup>2</sup> ]
HPC 60	28	56
B35-GK32	28	50
B35-GK16-1	26	50
B35-GK16-2	26	48

### Aufbau des Versuchskörpers

Bei den Versuchskörpern der Universität Kaiserslautern zur Untersuchung der Leckage durch einen Einzelriss waren Rissbleche eingebaut, um die Rissbildung in einem vorher festgelegten Querschnitt zu erhalten. Durch die Rissbleche wurde der Betonquerschnitt in dieser Ebene reduziert und die Betonzugspannungen in dieser Ebene erhöht. Durch den zusätzlichen Verzicht auf Bewehrung in dieser Ebene wurden Risse ohne Rissverzweigungen und mit relativ konstanter Rissbreite erzeugt.

Die zur Risserzeugung benötigten Kräfte wurden mit 4 Hydraulikzylindern auf den Versuchskörper aufgebracht. Die Pressen waren jeweils mit einer Spann- stange kombiniert, um die Rissbreite durch verringerte Pressenkräfte reduzieren zu können. Kontrolliert wurde die erzeugte Rissbreite mit Wegaufnehmern und mit einer Risslupe an den Längsseiten.

Für Messungen waren in fünf Messquerschnitten jeweils 2 Röhrchen eingebaut. Die Messrohre waren jeweils mit einem Temperatur- oder Druckaufnehmer bestückt.

Für die Versuche wurden 4 Versuchskörper aus drei unterschiedlichen Betonen hergestellt:

- HPC 60
- B35-GK32
- 2x B35-GK16

Für den Beton aller 4 Versuchskörper wurden gebrochene Zuschläge verwendet. Einen Vergleich der erzielten Betonfestigkeiten am Tag der Risserzeugung zeigt Tabelle 3.1.

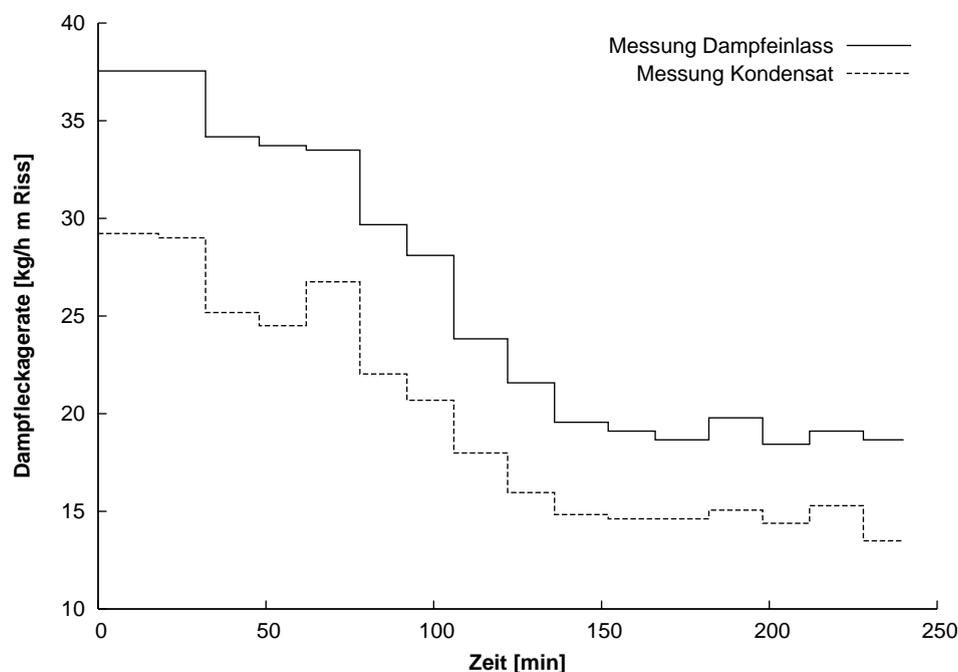


Abbildung 3.3: Dampfleckage bei 32 mm Größtkorn und einer Anfangsrissbreite von  $w = 0.3 \text{ mm}$

### Versuchsdurchführung

Zu Versuchsbeginn wurden zunächst die Zuleitungen zur Druckkammer über eine Bypassleitung vorgeheizt, um eine Kondensation von Wasserdampf in den Zuleitungen zu vermeiden. Da es beim ersten Versuchskörper zu Kondensation in der Druckkammer kam, wurde bei den weiteren Versuchskörpern auch die Druckkammer mit einer Bypassleitung vorgewärmt.

Die Versuche wurden mit Satttdampf bei einem maximalen Druck von 6 bar und einer maximalen Temperatur von  $160 \text{ }^\circ\text{C}$  durchgeführt. Die Eingangszustände waren ungerregelt. Mit der Zeit kam es zu einem periodischen Druckabfall von etwa 1 bar, der durch Nachheizen des Dampferzeugers ausgeglichen wurde.

### Versuchsergebnisse

Aus der Fülle der Versuchsergebnisse wurden nur 3 repräsentative Diagramme dem Abschlussbericht zur Untersuchung des Leckageverhaltens von Stahlbetonwänden entnommen. Weitere Ergebnisse können

Abbildung 3.3 zeigt eine typische Entwicklung der Durchflussrate über die Zeit für die Versuche an Einzelrissen. Die anfänglich hohe Leckagerate reduziert sich in relativ kurzer Zeit auf etwa ein Drittel des Anfangswertes und bleibt anschließend weitestgehend konstant. Die Messungen der Durchflussrate aus der Mes-

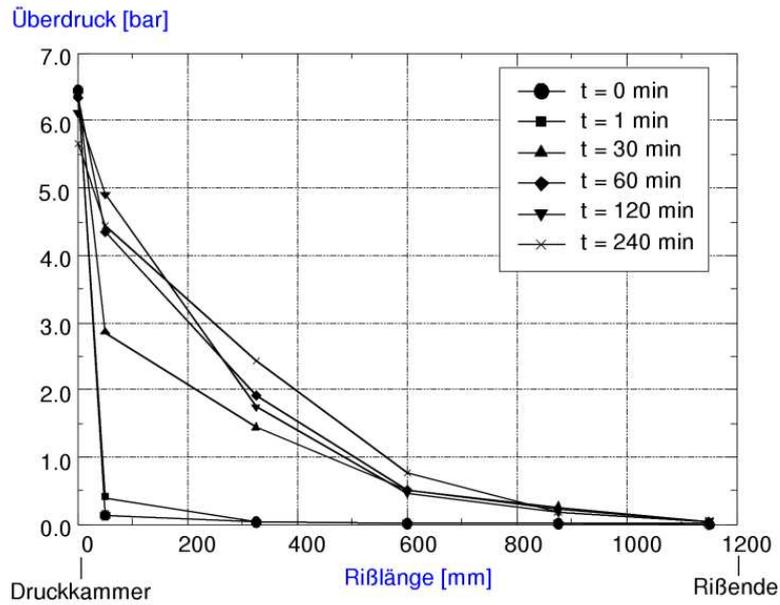


Abbildung 3.4: Überdruckverlauf entlang des Risses in Abhängigkeit von der Zeit, HPC 60,  $w=0,2$  mm

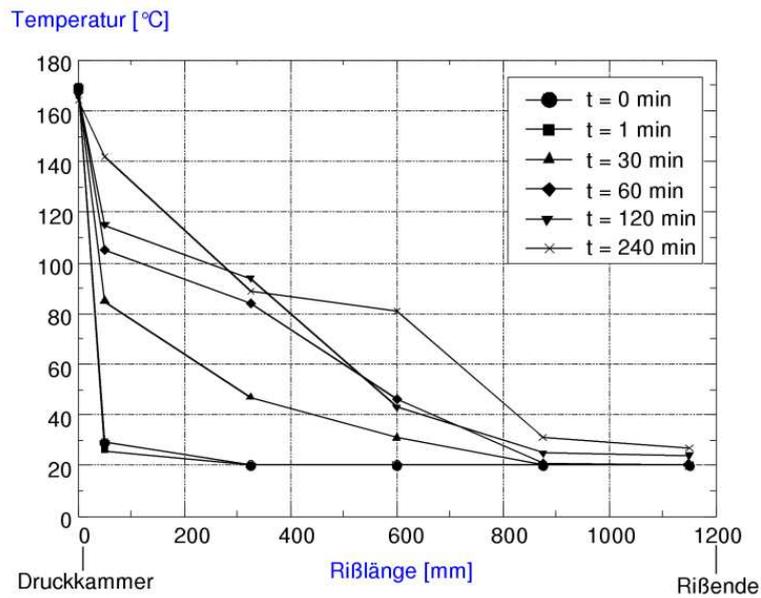


Abbildung 3.5: Temperaturverlauf entlang des Risses in Abhängigkeit von der Zeit, HPC 60,  $w=0,2$  mm

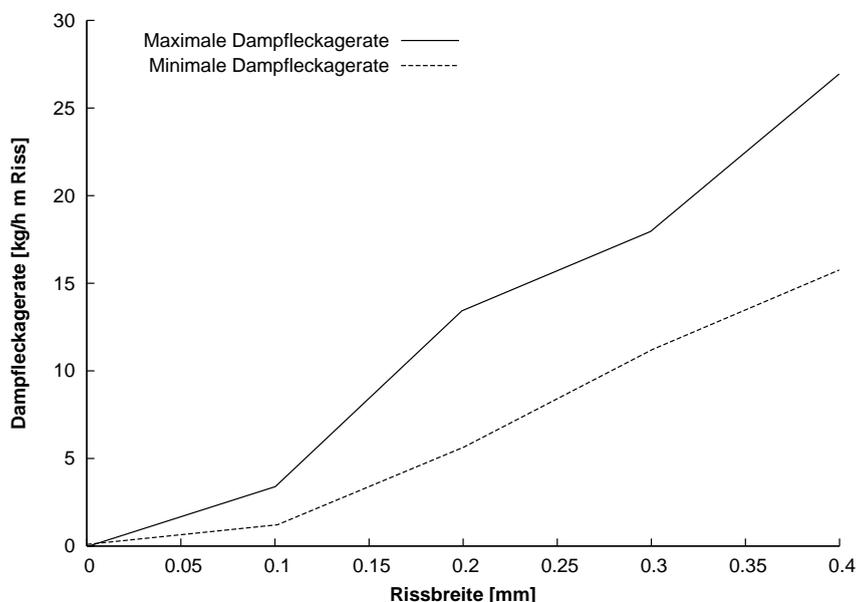


Abbildung 3.6: Minimale und maximale Durchflussraten in Abhängigkeit von der Rissbreite

sung des austretenden Kondensates ist zudem stets deutlich geringer als die Durchflussrate aus Messungen im Zulauf zur Druckkammer.

Ein typisches Verhalten für den Überdruckverlauf über die Risslänge für verschiedene Zeitpunkte zeigt Abbildung 3.4. Zu Beginn des Versuchs fällt der Druck direkt nach dem Risseintritt sehr stark ab und liegt nur noch bei etwa 0.5 bar Überdruck. Mit zunehmender Versuchsdauer erfolgt der Druckabfall langsamer. Nach 4 Stunden fällt der Überdruck so erst nach 60 cm Risslänge unter 0.5 bar ab. Ein linearer Überdruckverlauf wird jedoch nicht erreicht.

Im Temperaturverlauf in Abbildung 3.5 lässt sich analog zum Überdruckverlauf der anfangs schnelle Temperaturabfall direkt nach dem Risseintritt erkennen. Nach 60 Minuten ist der Riss soweit erwärmt, dass nach 5 cm Risslänge noch Temperaturen oberhalb der Kondensationstemperatur gemessen werden. Nach 4 Stunden Versuchsdauer liegt die gemessene Temperatur nach 30 cm Risslänge immer noch unterhalb der Kondensationstemperatur. Im Vergleich dazu ist bei einer größeren Rissbreite von  $w=0.3$  mm in Abbildung 6.16 auf Seite 202 die gemessene Temperatur infolge der höheren Leckageraten höher als bei einer Rissbreite von  $w=0.2$  mm in Abbildung 3.5.

Betrachtet man die in Abbildung 3.6 für Rissbreiten bis 0.4 mm dargestellten minimalen und maximalen gemessenen Dampf durchflussraten, so sieht man, dass die durchgeführten Versuche eine große Streubreite an Ergebnissen aufweisen.

Auch die in den einzelnen Schnitten für dieselbe Rissbreite gemessenen

Drücke und Temperaturen weisen eine große Streubreite auf. Zum einen ist dies eine Folge der unregelmäßigen Eingangszustände des Dampfes in der Druckkammer, zum anderen mit Sicherheit auch eine Folge des inhomogenen Werkstoffs Beton, der gerade beim Rissbild ein von stochastischen Prozessen abhängiges Verhalten aufweist.

## **3.2 Dampfleckageversuche an Wandsegmenten - Karlsruhe**

### **3.2.1 Konzeption der Versuche**

Bei den Leckageversuchen an gerissenen Wandelementen am Institut für Mas-sivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH) sollte ausschließ-lich der Durchströmungsvorgang durch existierende Risse untersucht werden.

Die Entstehung der Risse sollte in den thermo-hydraulischen Versuchen nicht untersucht werden, sondern ein vorab, unabhängig vom Innendruck innerhalb der Druckkammer erzeugtes, realitätsnahes Rissystem verwendet werden. Die Versuchskörper sollten einen „1:1“-Ausschnitt aus der Containment-Wand dar-stellen und relativ „einfach“ sein, um Versuche mit unterschiedlichen Parametern an jeweils neuen Versuchskörpern durchführen zu können. Untersucht werden sollte das Leckageverhalten von Luft-Wasserdampf-Gemischen durch Betonris-se mit unterschiedlicher, sich verändernder Gestalt infolge von Temperaturein-flüssen. Durch die daraus zu entwickelnden Gesetzmäßigkeiten sollte die Über-tragung auf Verhältnisse im Containment nach numerischer Ermittlung des rea-listischen Rissmusters des Containments ermöglicht werden [26].

### **3.2.2 Unfallszenario**

Die Untersuchungen auf dem Gebiet der Reaktorsicherheit beschäftigen sich nicht nur mit der Vermeidung von Unfällen sondern auch mit deren Auswir-kungen. Hierzu sind zunächst die möglichen Unfallursachen und Auswirkungen zu definieren [49]. Nimmt man den Ausfall des Kühlsystems in Kernkraftwer-ken mit Druckwasserreaktoren (loss of coolance accident, LOCA) an, so kann es zur Kernschmelze gefolgt von Versagen des Reaktordruckbehälters (RDB) durch Dampfexplosion im RDB oder Durchschmelzen des RDB-Bodens kom-men. Durch frei werdendes Kühlmittel und gezieltes Abkühlen der Kernschmel-ze entstehen dabei große Mengen an Wasserdampf und Wasserstoff. Hierdurch werden Dampfexplosionen und Wasserstoffdeflagrationen bzw. -detonationen möglich, die erhöhte statische Drücke und hohe Temperaturen im Contain-ment bewirken. Die Atmosphäre im Containment besteht dann aus einem Luft-Wasserdampf-Gemisch mit verteilten, radioaktiven Edelgasen und Aerosolen [15], [87].

Ziel der Sicherheitsbestrebungen ist es, die Folgen einer Kernschmelze, auch wenn deren Auftretenswahrscheinlichkeit gering ist, insoweit kontrollieren zu können, dass eine Evakuierung bzw. Umsiedlung der Bevölkerung im Bereich

des Kernkraftwerkes vermieden wird. Hierzu gehört insbesondere die Abdichtung des Containments gegen das Austreten radioaktiver Substanzen. In den den Versuchen zu Grunde liegenden doppelwandigen Containmententwürfen [49] (siehe auch Abbildung 1.1 auf Seite 2) wird hierbei von einer seitens der Filteranlagen maximal bewältigbaren Leckagerate von ungefähr 1 Volumenprozent/Tag durch die innere Containmentschale ausgegangen bezogen auf das durch das innere Containment eingeschlossene Volumen. Die im Containment als Folge des Unfalls auftretenden Atmosphärenzustände können einerseits zu einer Schädigung der Containmentschale führen, andererseits stellen sie die Randbedingungen für die thermo-hydraulischen Vorgänge einer Leckage dar. Der qualitative sowie quantitative Verlauf eines Unfallszenarios ist vom Reaktortyp abhängig. Beispiele für Unfallszenarien können in [15], [87] sowie in [6]. Hierbei spielen für die Untersuchung der vorliegenden Problematik nicht nur die Maximalwerte physikalischer Größen eine Rolle, sondern auch ihr zeitlicher Verlauf.

Den Leckageversuchen für die GRS [26] wurde das in Abbildung 3.7 dargestellte Unfallszenario zugrunde gelegt, welches auf folgenden Annahmen basiert:

1. Nach Schmelzen des Reaktordruckbehälters kommt es zur Wasserstoffdeflagration und lokalen Wasserstoffdetonationen, wodurch sofort global eine hohe Temperatur von  $240^{\circ}\text{C}$  und innerhalb kurzer Zeit (1 h) ein erhöhter, statischer Innendruck von 0.65 MPa absoluter Druck entstehen.
2. Durch Verdampfen großer Mengen von Wasser in der Auffang- und Kühlkonstruktion der Kernschmelze, dem core catcher, sättigt sich die Atmosphäre, was über 4 Stunden mit einer Temperaturabnahme bis zur Sättigungstemperatur bei einem Dampf-Partialdruck von 0.55 MPa verbunden ist.
3. Nach 8 Stunden bewirkt eine gezielte Kühlung der Atmosphäre eine lineare Temperaturabnahme und die damit verbundene Druckabnahme. Die Atmosphäre wird weiterhin als gesättigt betrachtet.
4. Nach 32 Stunden wird die Kühlung als abgeschlossen angesehen und der gesättigte Atmosphärenzustand stabilisiert sich bei  $100^{\circ}\text{C}$ .

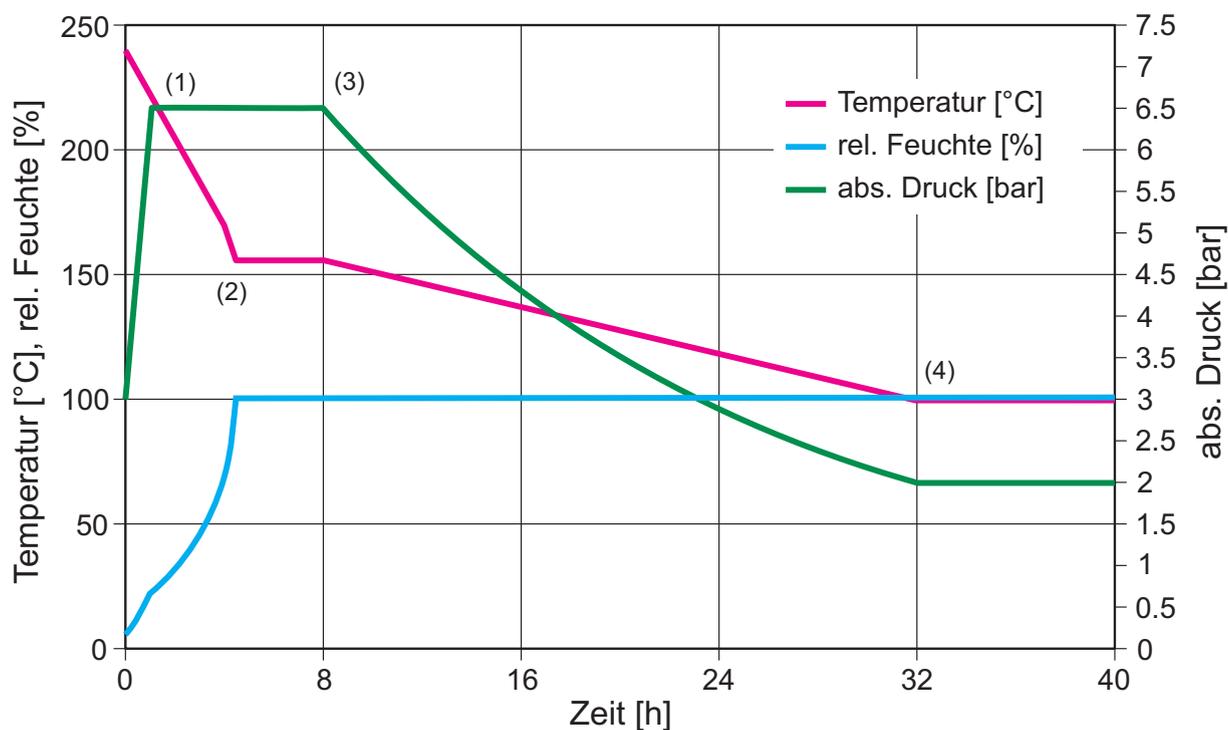


Abbildung 3.7: Soll-Szenario GRS [26]

### 3.2.3 Versuchsaufbau

#### 3.2.3.1 Mechanischer Versuchsaufbau

Der strukturelle Versuchsaufbau besteht aus einem Lastrahmen, zwei Widerlagern, 12 hydraulischen Pressen, einer Betondruckkammer oberhalb des Versuchskörpers und einer Kontrollkammer darunter. Ein Vertikalschnitt durch den Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.8 dargestellt, ein Horizontalschnitt in Abbildung 3.9.

Das Pressenwiderlager und das Verankerungswiderlager stützen sich auf dem Lastrahmen ab und formen mit diesem einen geschlossenen Lastpfad zwischen den Pressen und den Verankerungen der Bewehrungsstäbe auf der anderen Seite des Versuchskörpers. Zusätzlich hält der Lastrahmen den Stahlbetondeckel der Druckkammer zurück und dient als Widerlager für die Druckkissen der seitlichen Versuchskörperabdichtungen. Auf dem Versuchskörper liegt eine Stahlbetondruckkammer mit einer Fläche von etwa  $3\text{m}^2$  und einem Volumen von etwa  $1\text{m}^3$  auf, die gegen den Lastrahmen verspannt ist. Auf der linken Seite der Druckkammer wird das Luft-Wasserdampf-Gemisch eingeleitet. Um möglichst konstante Verhältnisse in der Druckkammer zu gewährleisten, wird mit Hilfe einer Bypassleitung eine Mindestdurchströmung der Druckkammer gewährleistet. Das durch den Versuchskörper hindurchströmende Gemisch aus Luft und Was-

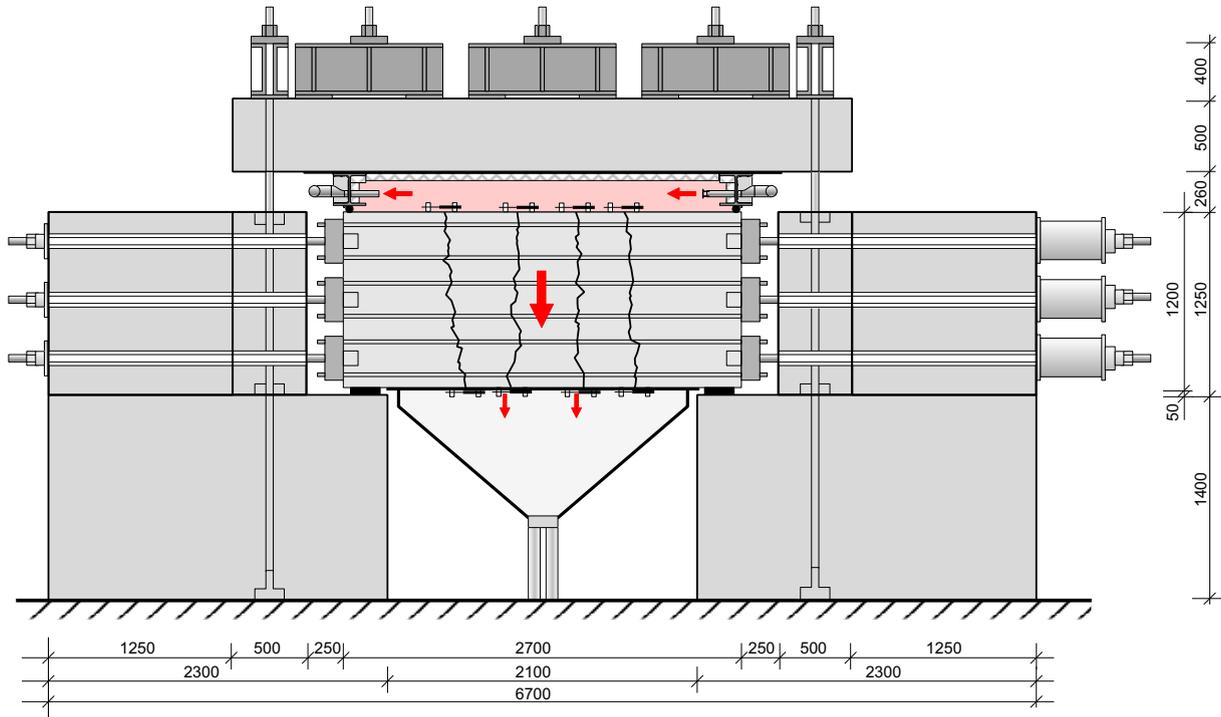


Abbildung 3.8: Vertikalschnitt durch den Versuchsaufbau

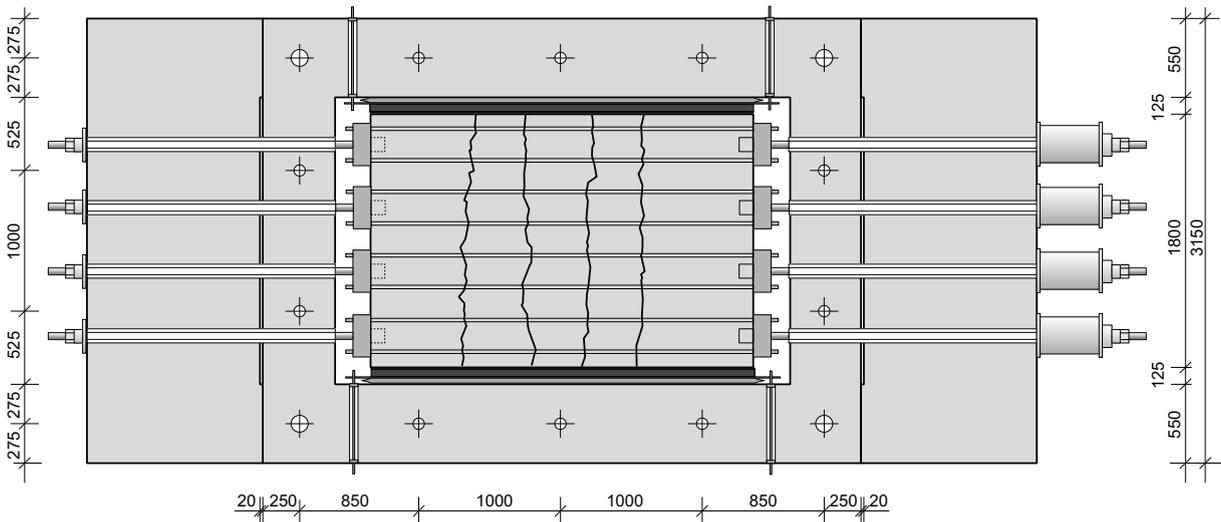


Abbildung 3.9: Horizontalschnitt durch den Versuchsaufbau

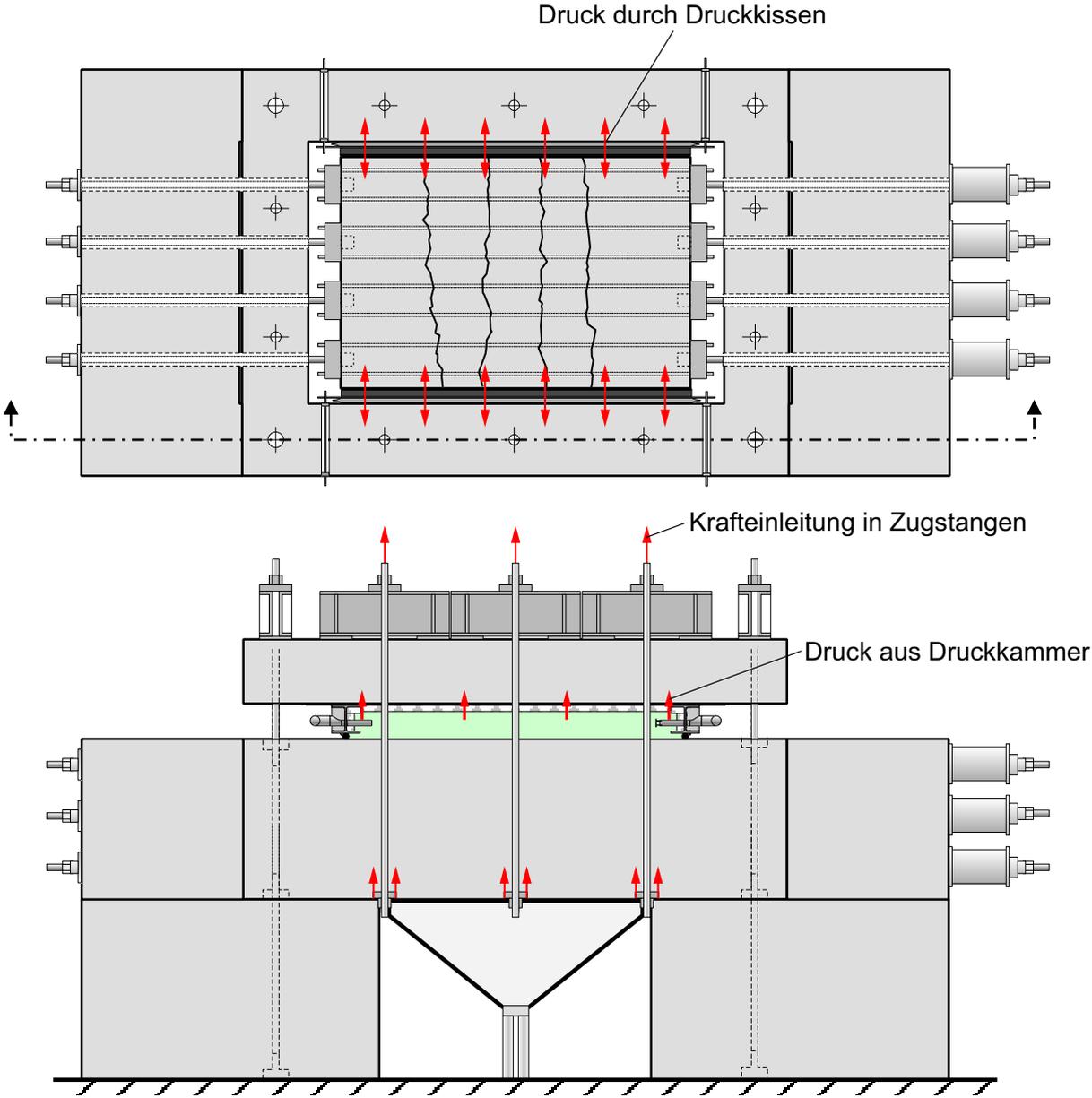


Abbildung 3.10: Dichtprinzip mit Seitenabdichtung und Druckkammerabdichtung

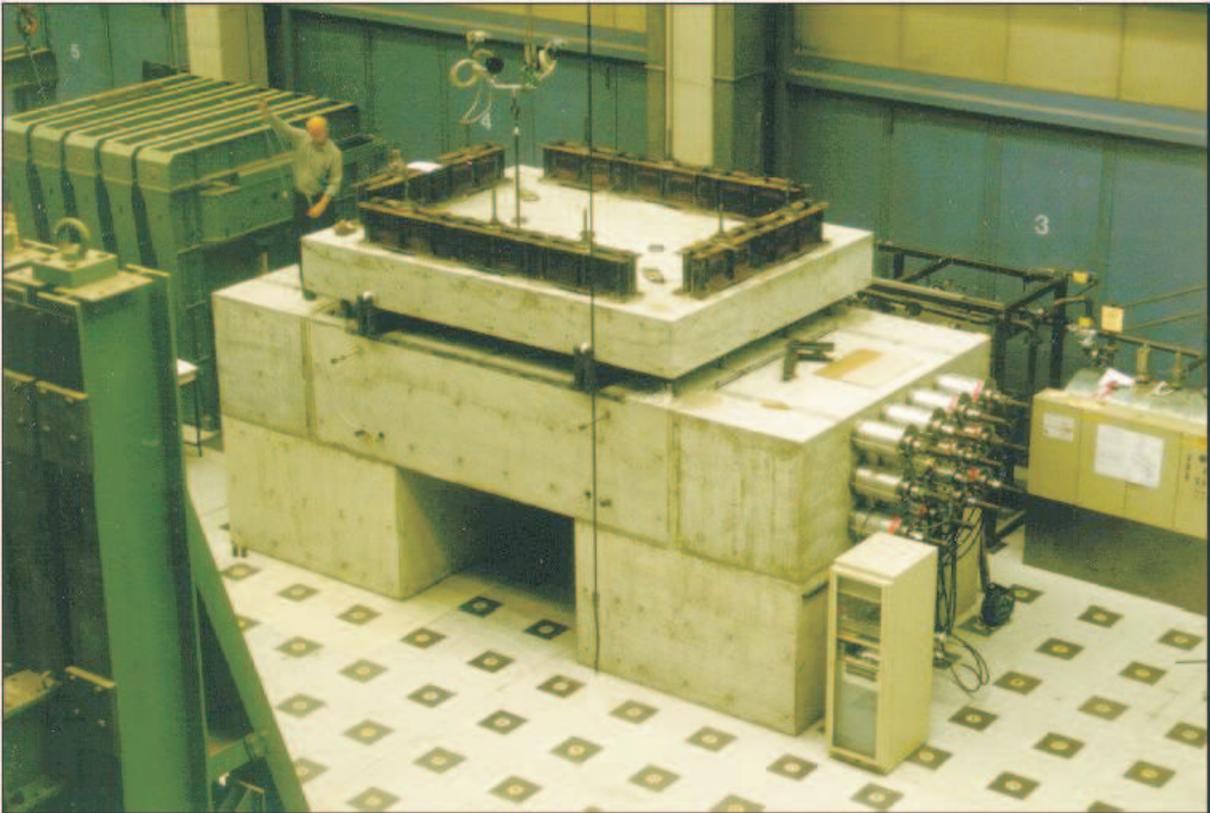


Abbildung 3.11: Gesamtansicht des Versuchsaufbaus

ser wird in der Kontrollkammer aufgefangen, getrennt und gemessen.

### 3.2.3.2 Versuchskörper

Als Versuchskörper dienten Stahlbetonquader mit einer Abmessung von 2.7 m x 1.8 m x 1.2 m. Die Abmessungen der Quader ergaben sich aus den folgenden Randbedingungen [26]:

- Die Dicke der Versuchskörper entspricht mit 1.2 m der geplanten Wanddicke des EPR. Durch dieselbe Wanddicke sollten Vergleiche mit dem 1:3 Containment Modell MAEVA [33], [38] und die Übertragung auf zu bauende Containments ermöglicht werden. Eventuelle Maßstabeffekte hinsichtlich der Leckageraten werden durch die 1:1 Wanddicke zudem vermieden.
- Die maximal zum zentrischen Aufreißen zur Verfügung stehende Pressenkraft von 12x1MN begrenzte die zu reißende Betonquerschnittsfläche und bedingte eine Breite von 1.8 m. Eine Vorspannung des Versuchskörpers wurde ausgeschlossen.
- Durch die Festlegung des Beobachtungsbereichs auf etwa 1.8 m x 2.0 m und durch den zur Einleitung der Zugkräfte aus den Bewehrungsstäben in den Beton benötigten Lasteinleitungsbereich von 0.35 m ergab sich eine Gesamtlänge von 2.7 m.

Bei einer Belastung eines Containments mit statischem Innendruck entsteht in den ungestörten Schalenbereichen primär ein Membranspannungszustand. Die Containmentwand wird dabei mit zentrischen Zugkräften belastet.

Zur Erzeugung des Rissbildes wurde auf die Versuchskörper eine zentrische Zugkraft aufgebracht. Diese wurde über 12 Hydraulikzylinder in 12 Bewehrungsstäbe mit 63.5 mm Durchmesser eingeleitet, die mittels Kopfplatten mit jeweils 4 Bewehrungsstäben mit 25 mm Durchmesser im Inneren des Versuchskörpers verbunden waren. Die Kraft aus den Bewehrungsstäben wurde über den Verbund in den Beton des Versuchskörpers eingeleitet und erzeugte die zum Aufreißen benötigten Betonzugspannungen. Da auf rissprovozierende Maßnahmen wie Rissbleche verzichtet wurde, konnten sich die Risse frei entwickeln. Durch die homogene Anordnung der Bewehrung wurde versucht, Risse gleicher mittlerer Rissbreite in etwa gleichen Abständen zu erzeugen. Angaben für die Berechnung der mittleren Rissabstände und Rissbreiten können z.B. [54], [70] oder [85] entnommen werden.

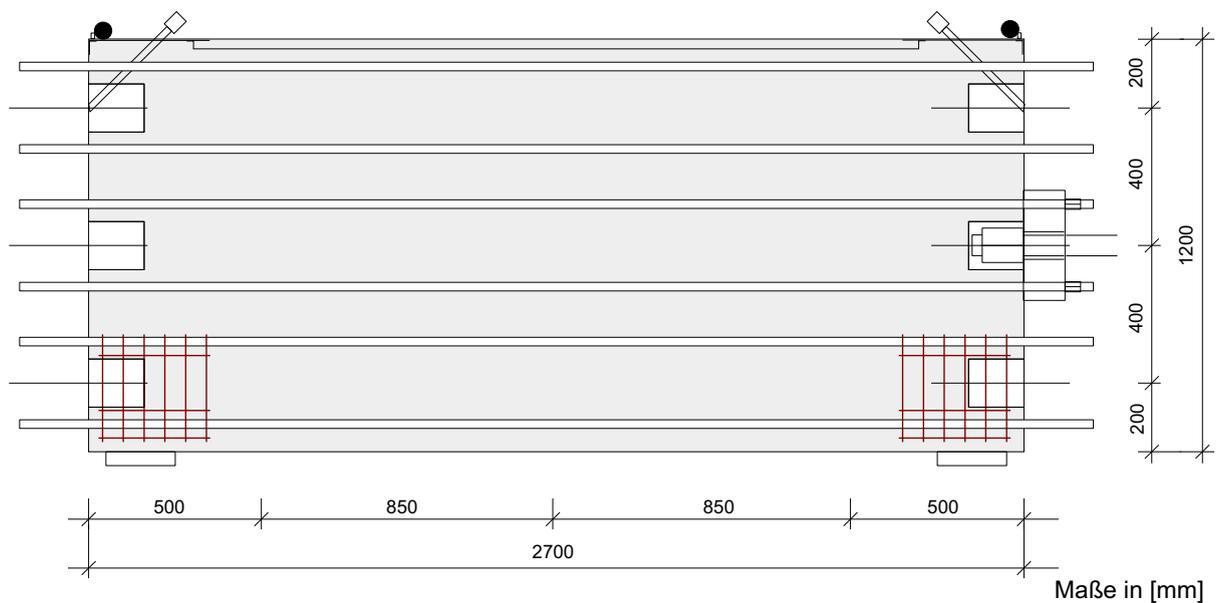


Abbildung 3.12: Vertikalschnitt durch den Versuchskörpertyp 1

Zwei verschiedene Versuchskörper mit denselben Abmessungen wurden entwickelt. Der erste Versuchskörpertyp hatte nur die zur Risserzeugung benötigte Längsbewehrung und eine leichte Auflagerbewehrung. Ein Schnitt durch den Versuchskörpertyp 1 ist in 3.12 dargestellt. Der zweite Versuchskörpertyp hatte zusätzlich Hüllrohre und Oberflächenbewehrung entsprechend dem damals geplanten EPR Containment-Entwurf (siehe Abbildung 3.13 und 3.14). Auf die unterschiedlichen Rissbilder infolge der zusätzlichen Hüllrohre und der oberflächennahen Netzbewehrung wird im Abschnitt 3.2.5.3 eingegangen.

### 3.2.4 Versuchsdurchführung

Im Rahmen der Leckageuntersuchungen am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH) für die GRS wurden insgesamt 3 Versuchskörper hergestellt. Der erste Versuchskörper VK1 vom Typ 1 diente ausschließlich dem Test und der Kalibrierung der Anlage. Der zweite Versuchskörper VK2 war ein Versuchskörper vom Typ 2 mit Hüllrohren und Oberflächenbewehrung. Der dritte Versuchskörper VK3 war wieder ein Versuchskörper vom Typ 1. Die [26] entnommenen Versuchskörperspezifikationen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

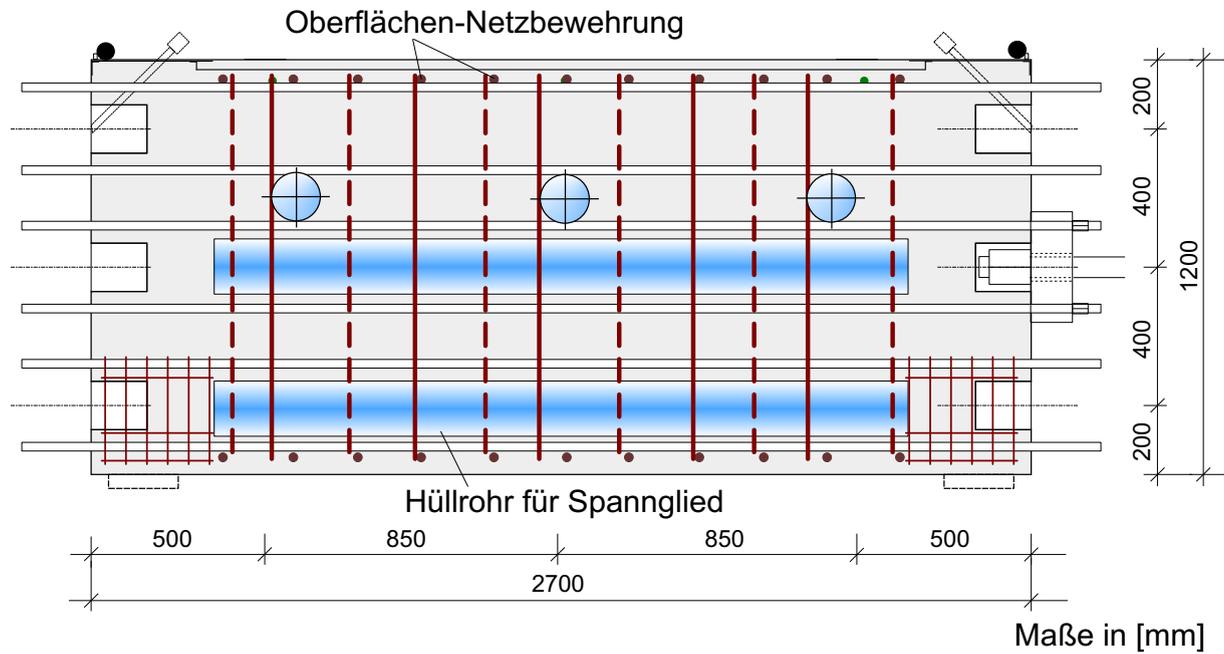


Abbildung 3.13: Vertikalschnitt durch den Versuchskörpertyp 2

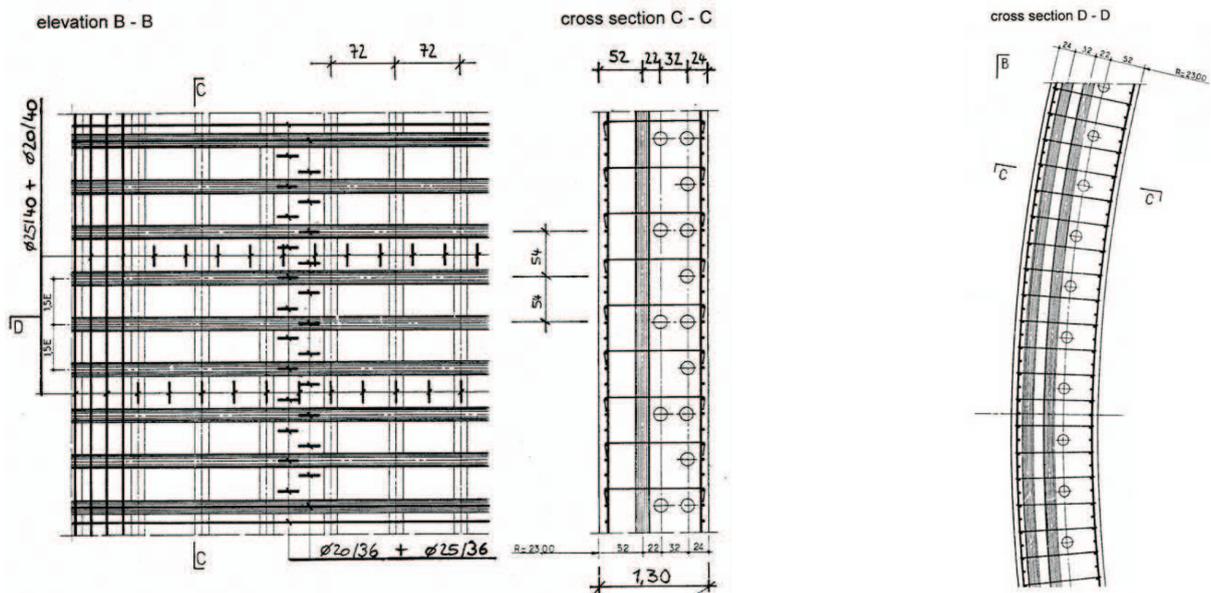


Abbildung 3.14: Bewehrungslayout EPR-Containment; Variante

Tabelle 3.2: Versuchskörperspezifikationen [26]

Versuchskörper	VK 1	VK 2	VK 3
28 Tage Spaltzugfestigkeit [ $N/mm^2$ ]	3.04	2.89	3.49
Alter beim Aufreißen [Tage]	28	139	225
Spaltzugfestigkeit beim Aufreißen [ $N/mm^2$ ]	3.06	3.39	3.86
Pressenkraft beim Erstriss [ $kN$ ]	5350	4600	4800
Pressenkraft beim abgeschlossenen Rissbild [ $kN$ ]	6150	7000	7000
bezogene Risslänge, Oberseite [ $m/m^2$ ]	2.11	2.62	2.51
bezogene Risslänge, Unterseite [ $m/m^2$ ]	2.32	4.57	2.23

### 3.2.5 Versuchsprogramm

#### 3.2.5.1 Erzeugen des Rissmusters

Bei allen Versuchskörpern wurden in einem ersten Schritt zunächst die Risse erzeugt. Die dazu nötigen Pressenkräfte für das Entstehen des Erstrisses, die maximal aufgebrauchten Pressenkräfte und die erhaltenen Risslängen auf der Ober- und Unterseite der Versuchskörper sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Bei den Versuchskörpern VK1 und VK3 ohne rissverteilende Oberflächennetzbelegung entstanden 4 bis 5 Risse, die als Trennrisse weitgehend über die gesamte Versuchskörperhöhe gelaufen sind.

Infolge der Oberflächennetzbelegung des Versuchskörpers VK2 wurde insbesondere auf der Versuchskörperunterseite ein fein verteiltes Rissmuster erzielt. Bei diesem Versuchskörper ist es wahrscheinlich, dass nicht alle Risse komplett als Trennrisse ausgebildet sind.

Das Rissmuster des dritten Versuchskörpers wird in Abbildung 3.15 gezeigt.

#### 3.2.5.2 Leckageversuche

Nach dem Erzeugen des Rissmusters wurden an den beiden Versuchskörpern VK2 und VK3 jeweils zwei Leckageversuche mit dem in Abbildung 3.7 dargestellten und in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Unfallszenario durchgeführt.

Aufgrund von Problemen mit der Feuchtemessung innerhalb der Druckkammer wurde das vorgegebene Szenario leicht verändert. Der Anteil an Luft innerhalb der Druckkammer wurde reduziert und die Temperatur zur Erzielung der gewünschten relativen Luftfeuchtigkeit innerhalb der Kammer erhöht. Dadurch ist jedoch leider keine genaue Aussage über den Luftanteil innerhalb der Druckkammer möglich, was Auswirkungen auf die numerische Simulation der Versu-

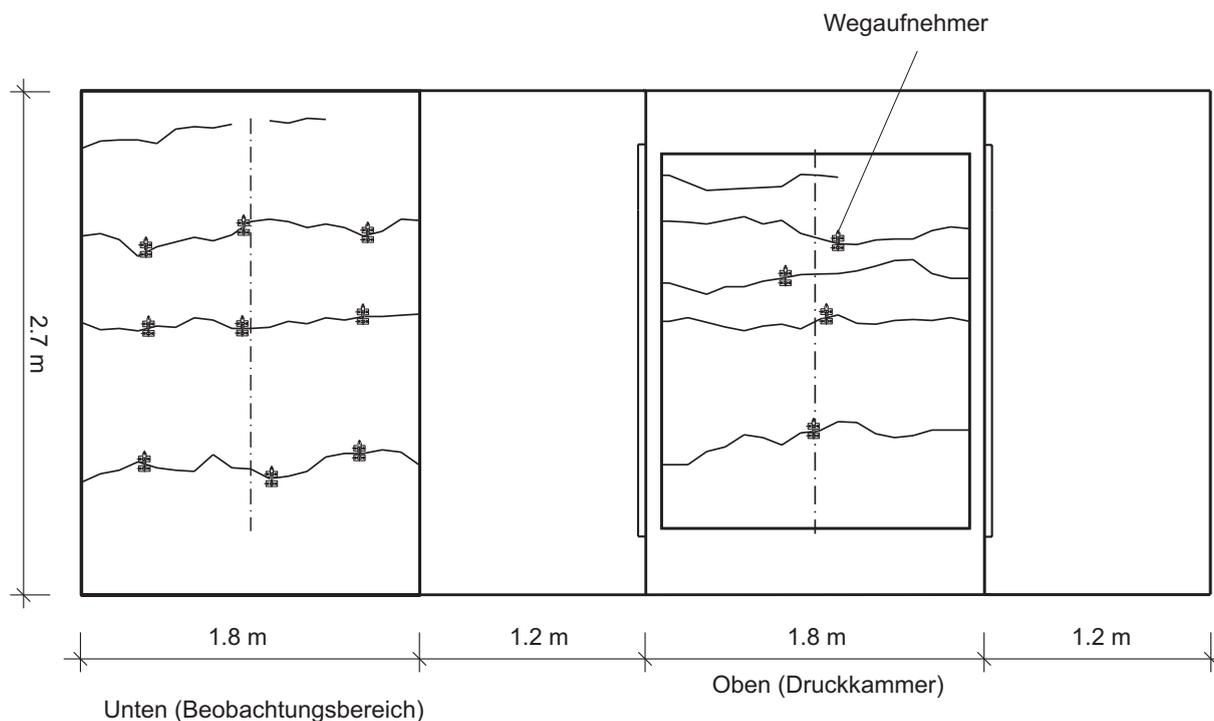


Abbildung 3.15: Rissbild des dritten Versuchskörpers VK3 [26]

che hat. Abbildung 3.16 zeigt einen Vergleich zwischen den Sollwerten und den tatsächlich gemessenen Werten innerhalb der Druckkammer.

Der jeweils erste Leckageversuch wurde mit „geschlossenen“ Rissen durchgeführt. Unter „geschlossen“ ist in diesem Fall die ohne äußere Zugkraft verbleibende Restrissweite nach dem Erzeugen des Rissmusters zu verstehen. Gemessen wurde in der Regel eine verbleibende Rissbreite von ungefähr 0.05 mm bis 0.06 mm. Der Bewehrungsgrad bei den Versuchskörpern ohne Oberflächenbewehrung betrug etwa 1.09 %. Weitere Versuche, die zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt wurden, haben die Größenordnung der verbleibenden Restrissweite bestätigt [91].

Tabelle 3.3 gibt eine Übersicht über die Ergebnisse der Leckagemessungen an den beiden Versuchskörpern VK2 und VK3.

Während der Leckageversuche wurden Temperatur und Druck in der Druckkammer gemessen. Über die relative Luftfeuchtigkeit liegen keine Angaben vor. Es wird davon ausgegangen, dass während der Versuche ausschließlich überhitzter Dampf verwendet wurde.

Innerhalb der Versuchskörper wurde der Temperaturverlauf über die Versuchskörperdicke aufgezeichnet.

Der Verlauf der Rissbreiten wurde mit vier Wegaufnehmern auf der Oberseite und bis zu 12 Wegaufnehmern auf der Unterseite der Versuchskörper gemessen. Die Anfangsrissweite der 16 Wegaufnehmer wurde bei den Versuchen für

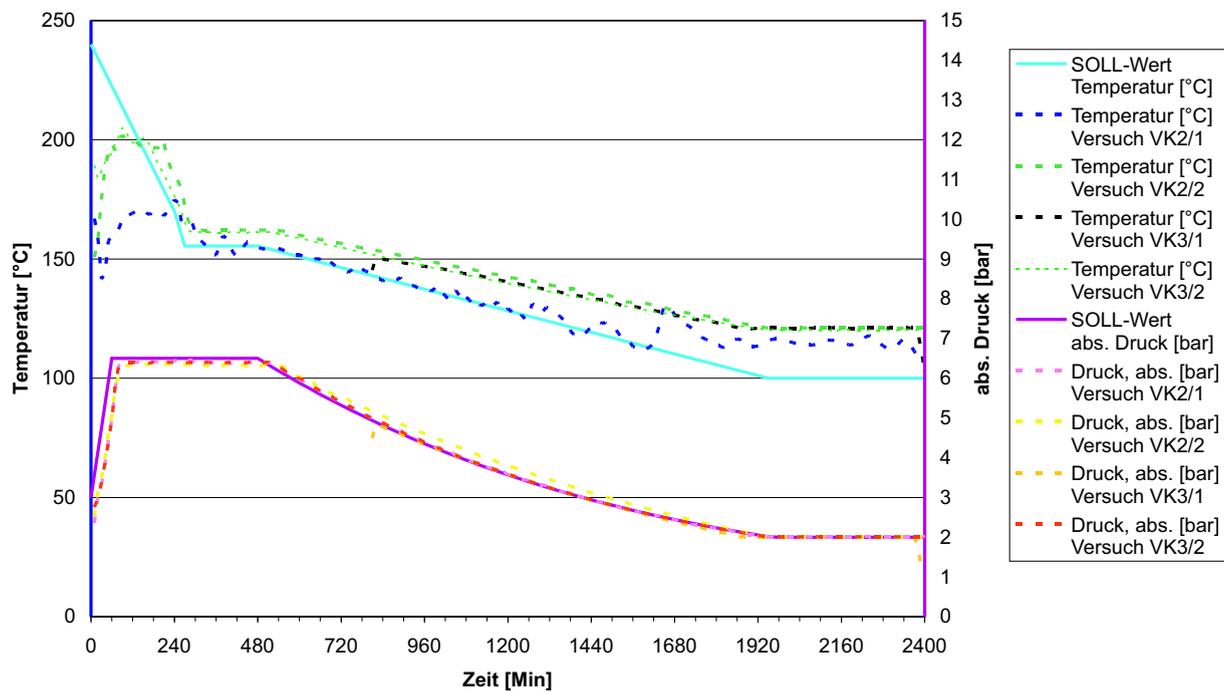


Abbildung 3.16: Vergleich zwischen Soll- und Ist-Werten während der Versuche VK2/1 bis VK2/2 [26]

Tabelle 3.3: Übersicht über die Leckagemessungen GRS [26]

Versuchsnummer	bezogene Risslänge [m/m <sup>2</sup> ]	eingestellte Rissbreite [mm]	minimale Rissbreite Versuchskörperoberseite [mm]	Rissbreite Versuchskörperunterseite [mm]	Gesamtleckagemenge [l. H <sub>2</sub> O]
VK2/1	ca. 3.15	"0"	≈ 0	≈ 0	0.1
VK2/2	ca. 3.15	0.15	≈ 0	0.15	≈ 200
VK3/1	ca. 2.75	"0"	≈ 0	≈ 0	1.9
VK3/2	ca. 2.75	0.30	0.11	0.30	≈ 440

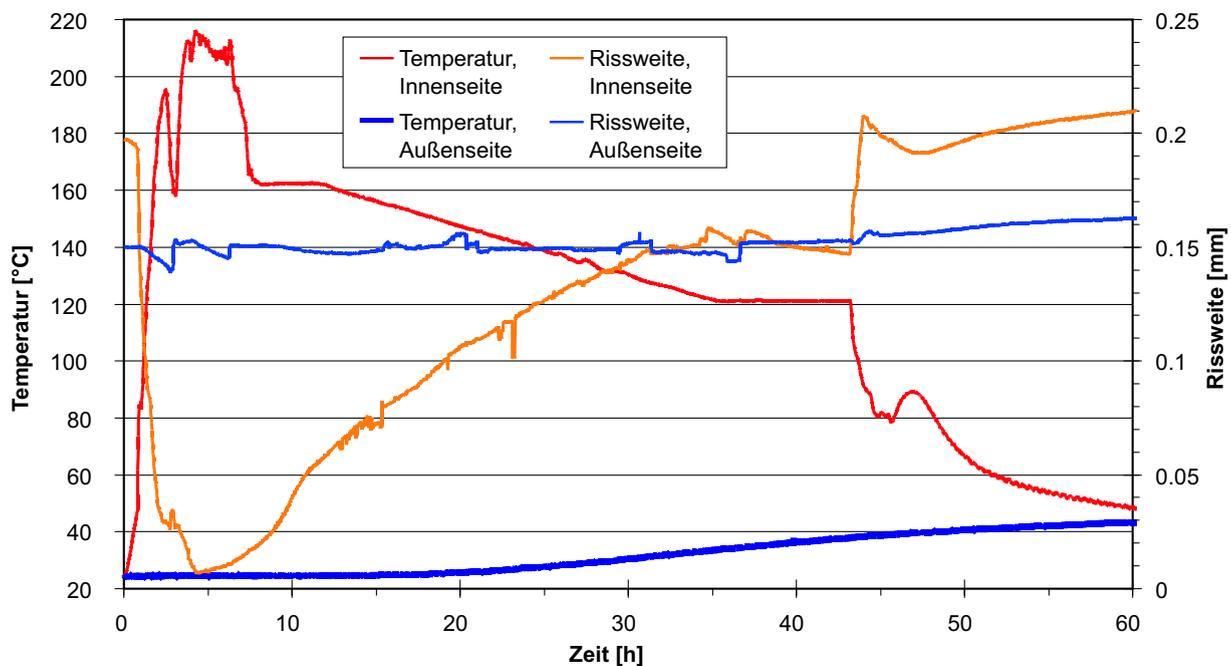


Abbildung 3.17: Temperatur- und Rissbreitenverlauf Versuch VK2/2 [41]

die GRS während der Montage auf die optisch gemessenen Rissbreiten eingestellt.

Die Messung der Leckagemenge erfolgte über die Messung des auf der Versuchskörperunterseite austretenden Kondensats.

### 3.2.5.3 Versuch VK2/2

Im Folgenden werden das Temperaturprofil im Versuchskörper, die gemessenen Rissbreiten und Leckageraten des Versuchs VK2/2 in den Abbildungen 3.17, 3.18 und 3.19 gezeigt. Bei diesem Versuch wurde die Rissbreite auf der Außenseite auf einen Wert von etwa 0,15 mm eingestellt und konstant gehalten.

Bei den Ergebnissen des Versuchs VK2/2 ist zu beachten, dass es zu einem Teilausfall der seitlichen Versuchskörperabdichtung gekommen war. Dadurch ist es möglicherweise während der ersten 12 Stunden zu einer nicht aufgefangenen Leckage durch die nicht richtig abgedichtete Seite des Versuchskörpers gekommen.

### 3.2.5.4 Versuch VK3/2

Der Versuch VK3/2 wurde mit einer konstanten Rissbreite von 0,3 mm auf der Außenseite durchgeführt. Abbildung 3.20 zeigt den Verlauf der Rissbreiten und Leckageraten des Versuchs VK3/2.

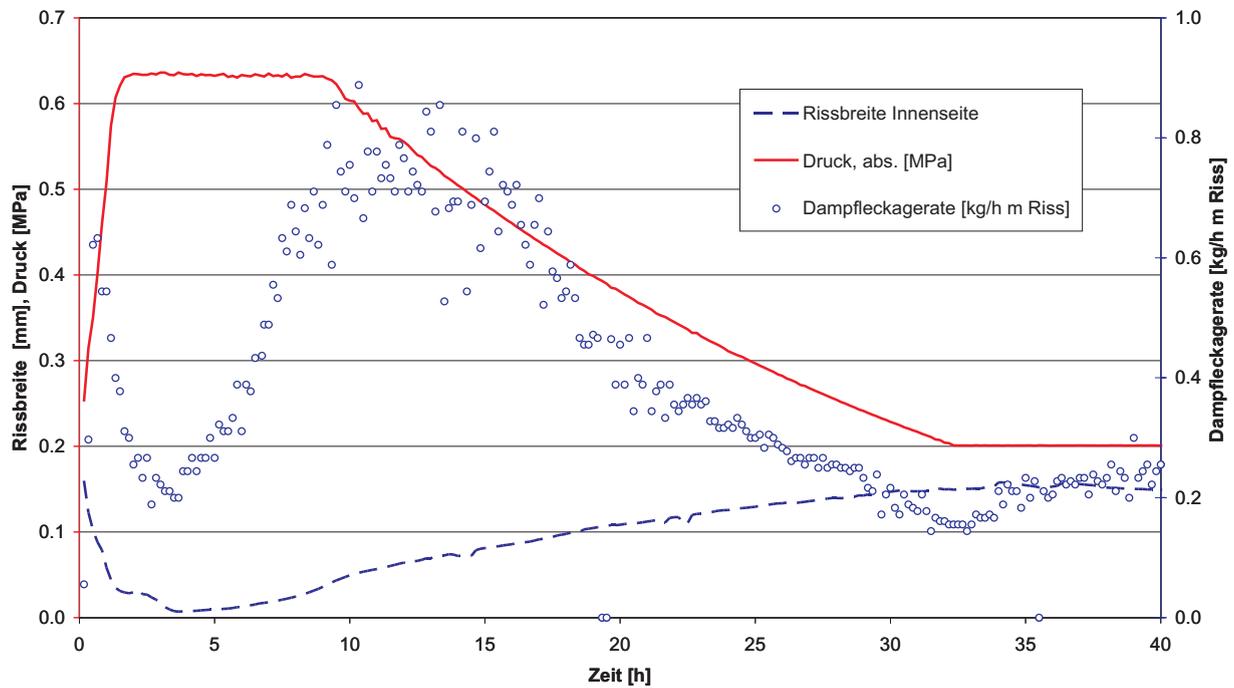


Abbildung 3.18: Leckageratenverlauf Versuch VK2/2 [41]

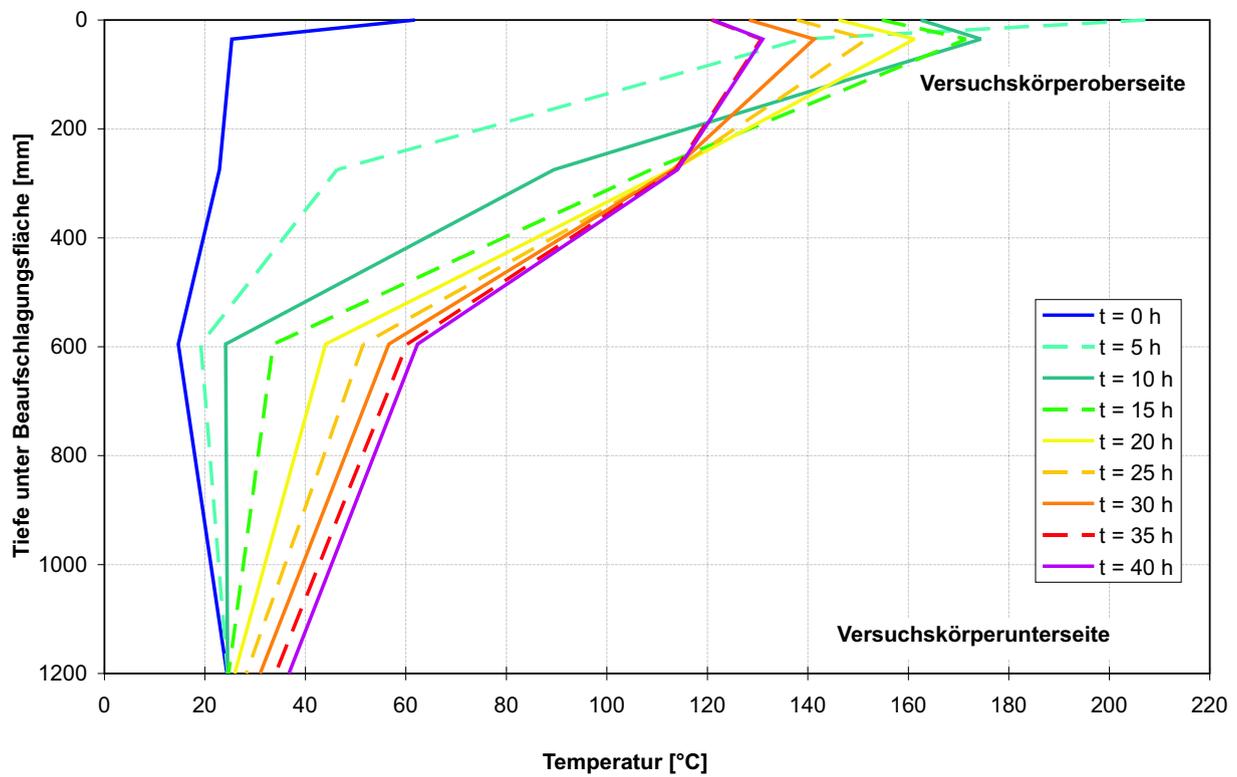


Abbildung 3.19: Temperaturverlauf Versuch VK2/2 [26]

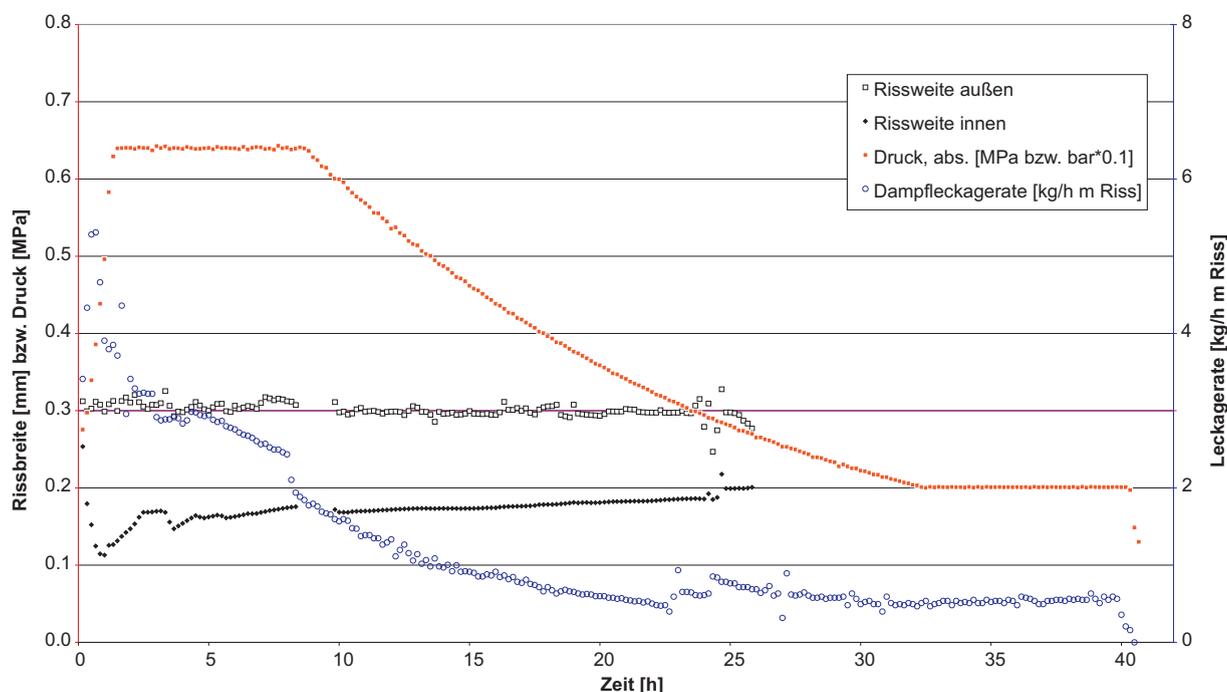


Abbildung 3.20: Leckageratenverlauf Versuch VK3/2 [41]

### 3.3 Luft-Dampfleckage-Versuche an Wandsegmenten

In einer zweiten Versuchsserie wurden drei Versuchskörper für EDF mit einem veränderten Szenario, verbesserter Gemischsteuerung und verbesserter und ergänzter, einbetonierter Messtechnik getestet.

Details zu den Versuchen und den Ergebnissen finden sich in den drei Berichten [93], [94], [95] und dem Abschlussbericht [92] des Projektes. Weitergehende Auswertungen der durchgeführten Versuche werden in der Dissertation von Stegemann [91] enthalten sein, liegen zum Zeitpunkt des Erstellens dieser Arbeit jedoch noch nicht vor.

Die Lage der einbetonierten 32 Temperaturlaufnehmer PT100 und der 48 einbetonierten Dehnungsaufnehmer ist in den Abbildungen 3.21 und 3.22 dargestellt. Im Gegensatz zu der vorhergehenden Versuchsserie kam es zu keinen Ausfällen der Messaufnehmer. Einschränkend ist allerdings zu sagen, dass es durch die Anordnung mehrerer Säulen von Dehnungsaufnehmern, deren Abmessungen und der damit einhergehenden Schwächung des Betonquerschnitts häufig zu einer Rissbildung im Querschnitt der Dehnungsaufnehmer gekommen ist. Eine Verwendung der Dehnungsaufnehmer zur Bestimmung der Betondehnungen ist in diesen Fällen daher nicht mehr möglich gewesen. In [91] sollen diese Aufnehmer jedoch zu einer Bestimmung der Rissbreite über die Risstie-

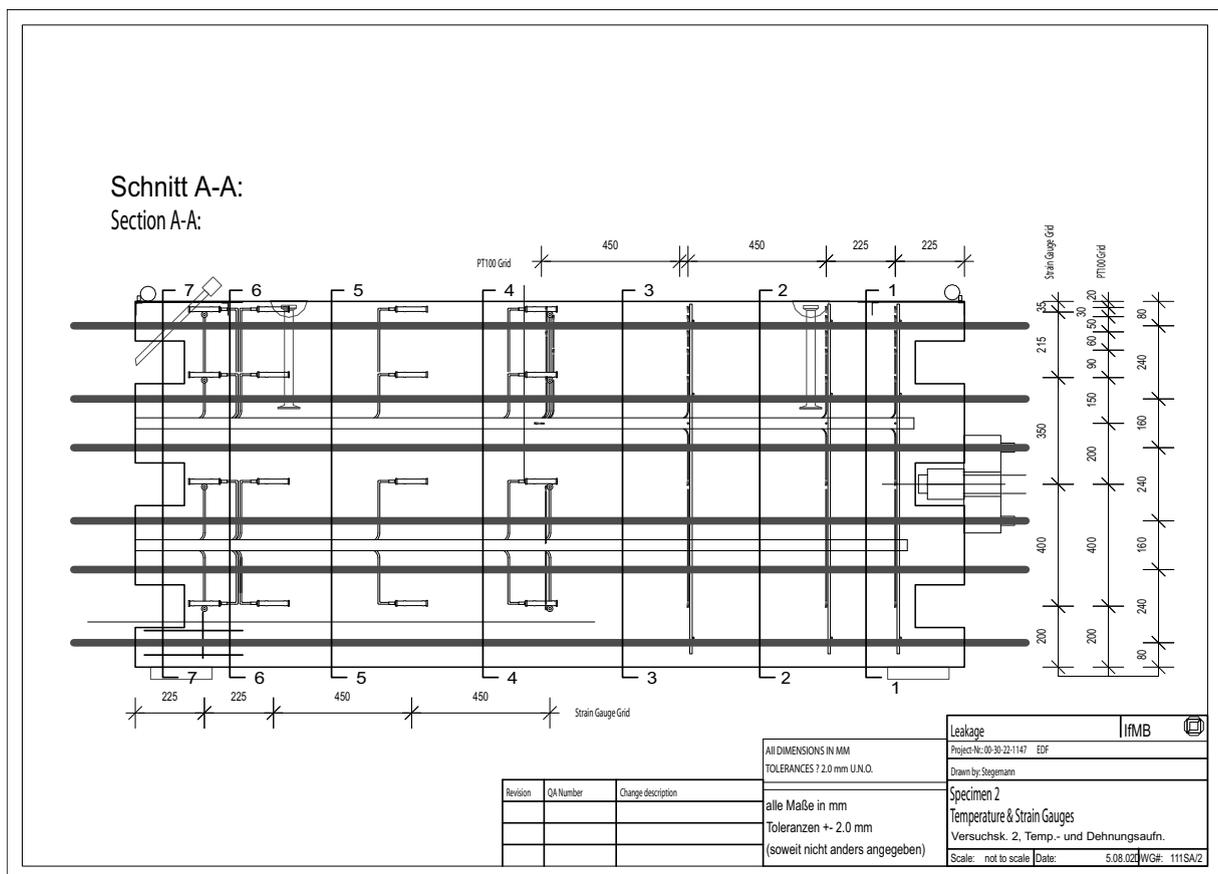


Abbildung 3.21: Aufnehmerpositionen der EDF-Versuchskörper in der Seitenansicht [92]

fe herangezogen werden, wodurch eine Kontrolle des berechneten Rissverlaufs über die Versuchskörpertiefe möglich werden würde.

Das für die Versuche von EDF verwendete Unfallszenario ist deutlich einfacher als das in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Unfallszenario, das den Versuchen für die GRS zugrunde lag. Es wird von einem konstanten Temperatur- und Druckzustand von  $141^{\circ}\text{C}$  bei 5.2 bar Absolutdruck und einem Massenverhältnis Dampf zu Luft von  $m_{\text{Dampf}} = 0.63\%$  und  $m_{\text{Luft}} = 0.37\%$  ausgegangen, was genau dem Taupunkt entspricht und 72 h lang konstant gehalten wurde.

Zusätzlich zu zwei Luft-Dampf-Tests mit diesem einfachen Szenario und Rissbreiten von  $0.1\text{ mm}$  und  $0.2\text{ mm}$  wurde für jeden Versuchskörper vor und nach jedem Dampftest ein Leakageversuch mit reiner Luft durchgeführt. Bei allen drei Versuchskörpern wurde dabei festgestellt, dass die Luftleckagerate bereits nach dem ersten Dampftest auf ungefähr 30 % des ursprünglichen Wertes abgesunken ist. Nach dem zweiten Dampftest wurde bei den dritten Lufttests eine nochmals geringere Luftleckagerate festgestellt. Für eine Rissbreite von  $0.1\text{ mm}$  sind in Abbildung 3.23 die Luftleckageraten aller drei Versuchskör-

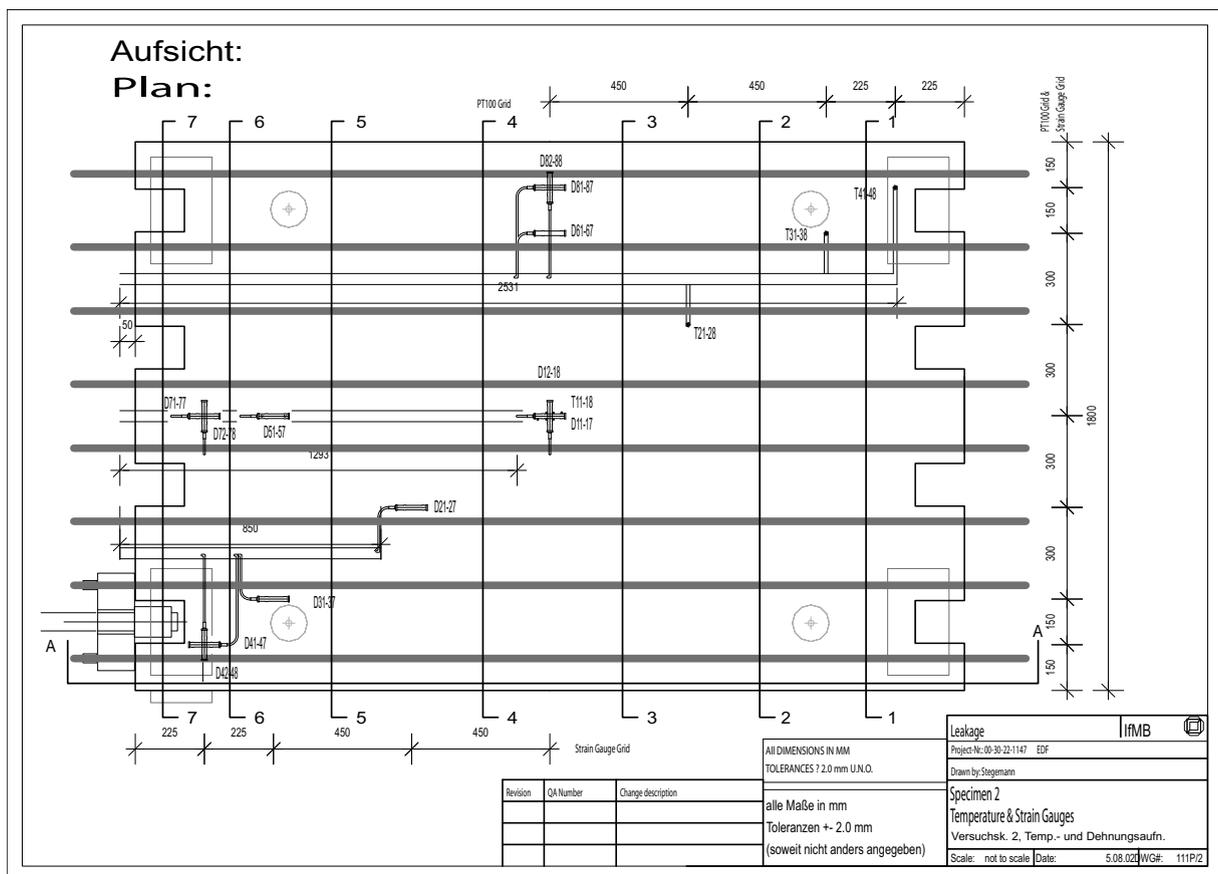


Abbildung 3.22: Aufnehmerpositionen der EDF-Versuchskörper in der Draufsicht [92]

per vor, zwischen und nach den Dampftests abgebildet. Aufgrund der starken Schädigung des Risses infolge eines 72-stündigen Dampftests wird bei den später durchgeführten numerischen Untersuchungen darauf verzichtet, einen der jeweils zweiten Dampfversuche zu berechnen

Exemplarisch für die gemessenen Leckageraten wird Abbildung 3.24 gezeigt. Während für die gemessenen Luftleckageraten die Schwankungen der Messwerte gering sind, weisen die gemessenen Wasserleckageraten eine große Schwankungsbreite auf. Aus diesem Grund ist in Abbildung 3.25 der geglättete Verlauf der Leckageraten und zusätzlich der zeitliche Verlauf der über die hydraulischen Pressen aufgebrauchten zentrischen Zugkraft aufgetragen.

Um eine größere Übersichtlichkeit und einen leichteren Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Leckageraten zu ermöglichen, werden in Abschnitt 6.6 die gemessenen Leckageraten geglättet. Dennoch sollte bei der Beurteilung der berechneten Leckageraten die Genauigkeit der Messungen stets berücksichtigt werden.

Weitere Ergebnisse der Luft-Dampfleckageversuche werden bei Vergleichen

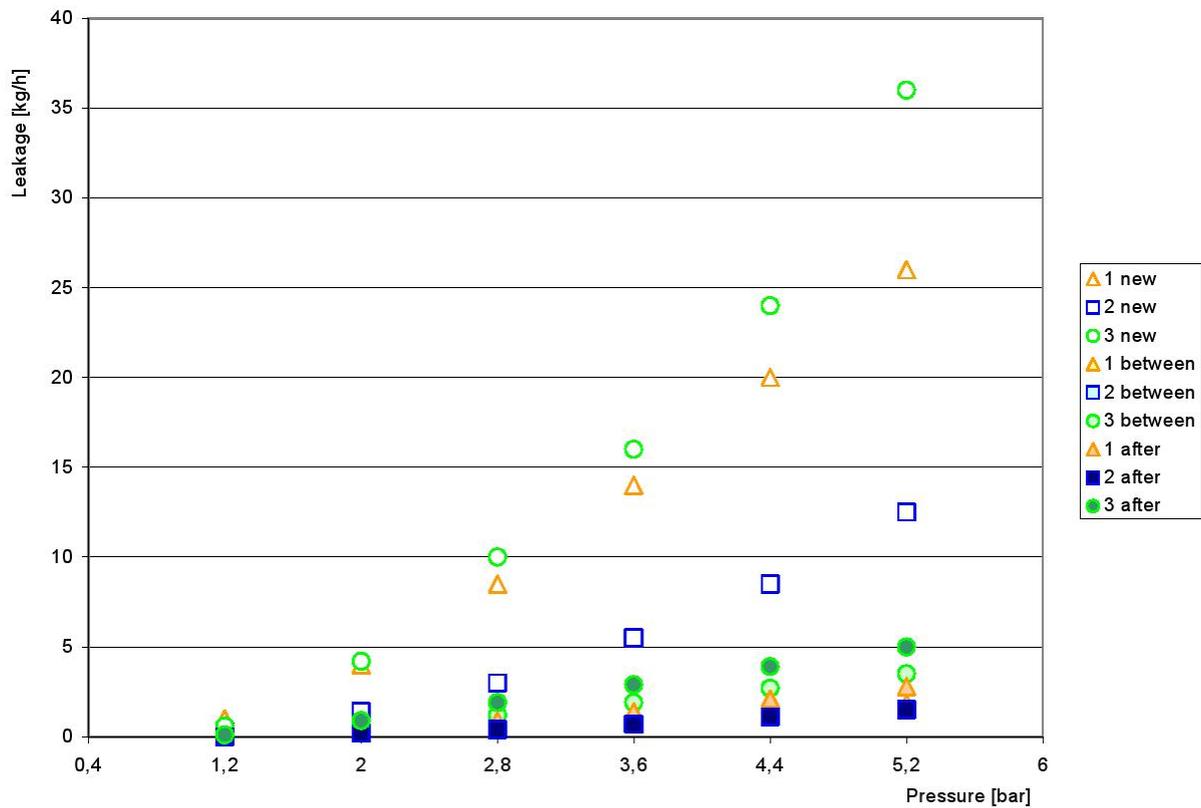


Abbildung 3.23: Vergleich der gemessenen Luftleckageraten vor und nach einem Dampftest für eine Rissbreite von 0.1 mm [92]

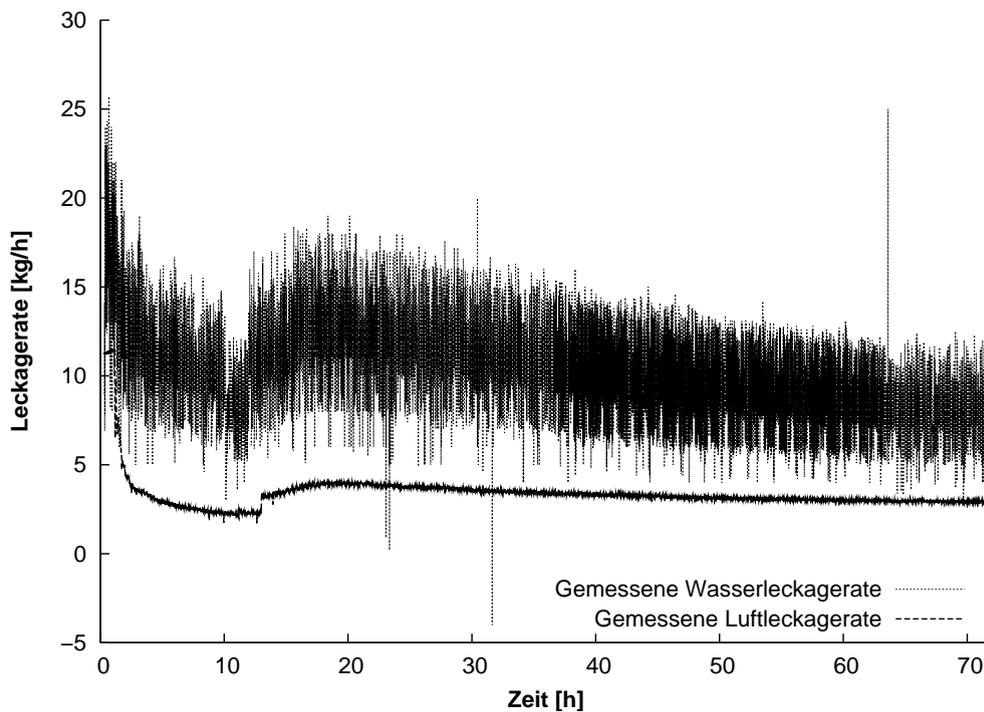


Abbildung 3.24: Gemessene Leckageraten für den Versuch EDF-VK3-1 mit einer Soll-Rissbreite von 0.1 mm [92]

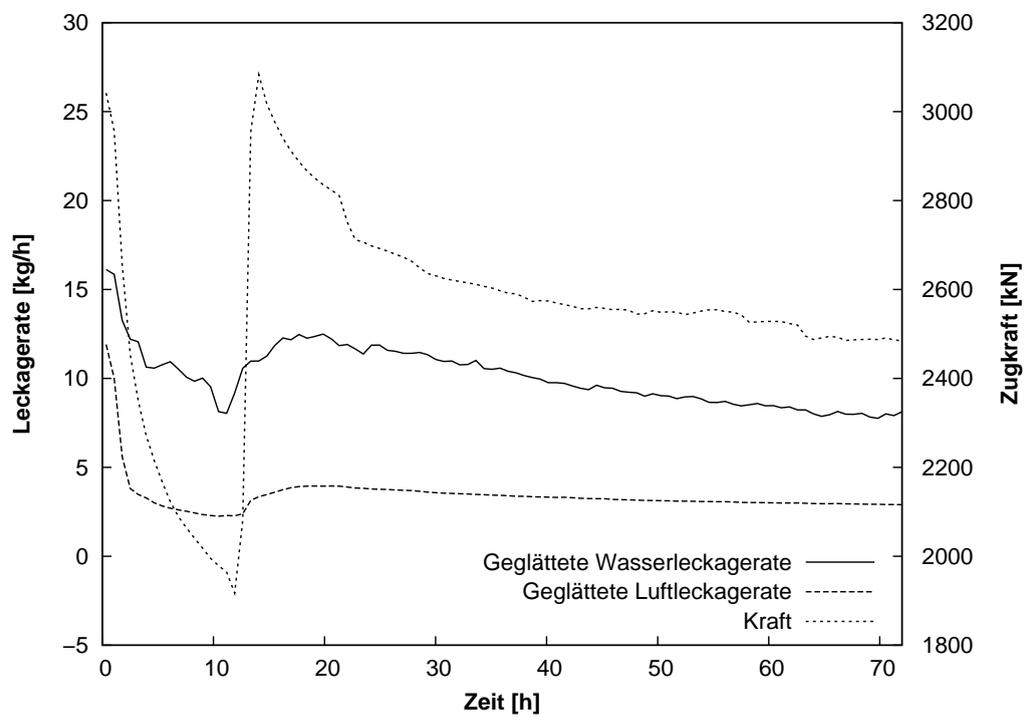


Abbildung 3.25: Vergleich geglättete Leckageraten und Verlauf der Zugkraft für den Versuch EDF-VK3-1 mit einer Soll-Rissbreite von 0.1 mm [92]

mit berechneten Ergebnissen in Abschnitt 6.6 gezeigt oder sind in [91] zu finden.



# 4 Strukturmechanik

## 4.1 Betonstoffgesetz

Beton ist ein Material mit einer inhomogenen Struktur bestehend aus grobkörnigen Zuschlägen und einer durchgehenden Matrix, die aus einer Mischung von Zementstein und feineren Sandpartikeln besteht [17]. Beton weist durch diese inhomogene Struktur ein hochgradig nichtlineares Verhalten unter mechanischer Beanspruchung auf. Sowohl die Festigkeit als auch das Verformungsverhalten sind sowohl von der Art der Belastung, der Belastungsgeschwindigkeit und der Belastungsdauer als auch von Umgebungsbedingungen wie Temperatur oder Feuchtegehalt des Betons abhängig. Darüber hinaus enthält jeder Betonkörper schon vor der Belastung Poren und Mikrorisse, die vor allem an der Grenze zwischen Mörtelmatrix und Zuschlagskörnern zu finden sind.

Das Materialverhalten von Beton lässt sich nur unter Berücksichtigung seiner inhomogenen Struktur beschreiben. Dabei können drei unterschiedliche Betrachtungsebenen definiert werden: Die Mikro-, Meso- und Makroebene [65]. Abbildung 4.1 zeigt am Beispiel der Rissentwicklung die drei verschiedenen Betrachtungsebenen. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Betonverhalten mit einem zweiachsigen Betonstoffgesetz auf der Makroebene untersucht. Dabei wird der Beton als homogener Werkstoff angesehen, da das globale Verhalten der Struktur von größerem Interesse ist als lokale Phänomene. Die zweiachsigen Spannungszustände werden mit Hilfe von äquivalenten Dehnungen in zwei Hauptspannungsrichtungen überführt und entkoppelt. Die Grundkonzepte des Stoff-

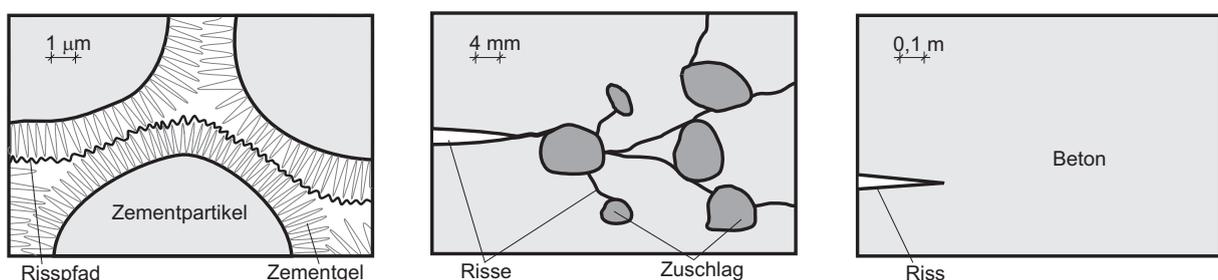


Abbildung 4.1: Rissentwicklung im Beton bei der Betrachtung auf der Mikroebene, der Mesoebene und der Makroebene, aus [65], in Anlehnung an [103]

gesetzes gehen auf die Arbeit von Darwin und Pecknold [22], [21] zurück. Nachdem das ursprüngliche Stoffgesetz nur für proportionale Spannungspfade gültig war, wurde es von Kompfner [53] um nichtproportionale Spannungspfade erweitert. Trotz oder gerade wegen seiner „Einfachheit“ wurde es in den ModelCode 90 aufgenommen und wird in modifizierten und erweiterten Versionen auch heute noch regelmäßig verwendet. Beispiele dafür bilden [96], [56], [71] und [104].

Das Verhalten von Beton ist am besten unter einachsigen Beanspruchungen bekannt. Standardversuche können hierfür günstig Materialkennwerte liefern. Unter einachsiger Druckbeanspruchung verhält Beton sich bis etwa 30% der Betondruckfestigkeit annähernd linear-elastisch. Bei anhaltender Belastung steigt die Nichtlinearität bis zu etwa 75%-90% langsam an, bevor die Nichtlinearität kurz vor dem Erreichen der Betondruckfestigkeit recht ausgeprägt ist.

#### 4.1.1 Darwin/Pecknold-Modell

Das dem implementierten Betonstoffgesetz zugrunde liegende Modell von Darwin/Pecknold [22] ist ein inkrementelles, nichtlineares, inelastisches und orthotropes Stoffgesetz. Insbesondere unter Zugbelastung mit Rissbildung weist Beton ein stark anisotropes Materialverhalten auf, so dass eine isotrope Betrachtung des Betons unter Zugbelastung eine zu starke Vereinfachung wäre.

Die inkrementelle Stoffgleichung des ebenen Spannungszustandes für orthogonal zueinander stehende Materialrichtungen 1 und 2 lautet wie folgt:

$$\begin{bmatrix} d\sigma_1 \\ d\sigma_2 \\ d\sigma_{12} \end{bmatrix} = \frac{1}{1 - \nu_1 \cdot \nu_2} \begin{bmatrix} E_1 & \nu_2 \cdot E_1 & 0 \\ \nu_1 \cdot E_2 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & (1 - \nu_1 \cdot \nu_2)G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d\epsilon_1 \\ d\epsilon_2 \\ d\epsilon_{12} \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Um Gleichung 4.1 zu verwenden müssen  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\nu_1$  sowie  $\nu_2$  für jeden Lastschritt bestimmt werden. Zur Vereinfachung von Gleichung 4.1 führen Darwin/Pecknold die „äquivalente“ Querdehnzahl  $\nu$  ein, die vom Spannungs- und Dehnungszustand des Materials abhängig ist. Sie wird definiert zu:

$$\nu^2 = \nu_1 \cdot \nu_2. \quad (4.2)$$

Unter der Annahme, dass

$$\nu_1 \cdot E_2 = \nu_2 \cdot E_1 \quad (4.3)$$

ist und unter der Verwendung von Gleichung 4.2 formen Darwin/Pecknold Gleichung 4.1 um in Gleichung 4.4 :

$$\begin{bmatrix} d\sigma_1 \\ d\sigma_2 \\ d\sigma_{12} \end{bmatrix} = \frac{1}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} E_1 & \nu\sqrt{E_1 \cdot E_2} & 0 \\ \nu\sqrt{E_1 \cdot E_2} & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & (1-\nu^2)G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d\epsilon_1 \\ d\epsilon_2 \\ d\epsilon_{12} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Vereinfacht lässt sich Gleichung 4.4 schreiben als:

$$d\sigma = C d\epsilon \quad (4.5)$$

Die beiden Gleichungen 4.4 und 4.5 sind in den beiden Hauptrichtungen 1,2 geschrieben, die in der Regel in einem Winkel  $\theta$  gegenüber einem Referenzsystem gedreht sind. Um nun die Gleichung 4.5 im Referenzsystem zu verwenden, muss sie mit der Transformationsmatrix  $T$  transformiert werden.

$$T = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin^2 \theta & \sin \theta \cdot \cos \theta \\ \sin^2 \theta & \cos^2 \theta & -\sin \theta \cdot \cos \theta \\ -2 \sin \theta \cdot \cos \theta & 2 \sin \theta \cdot \cos \theta & \cos^2 \theta - \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

Als neue Steifigkeitsmatrix  $C'$  im Referenzsystem erhält man

$$C' = T^T \cdot C \cdot T. \quad (4.7)$$

Darwin/Pecknold machten für die Bestimmung des Schubmoduls  $G$  die Annahme, dass er von der Hauptrichtung unabhängig ist. Mit dieser Annahme erhalten sie für den Schubmodul  $G$  die folgende Beziehung:

$$(1-\nu^2) \cdot G = \frac{1}{4}(E_1 + E_2 - 2\nu\sqrt{|E_1 \cdot E_2|}) \quad (4.8)$$

Für die lokalen Elementkoordinaten erhält man damit die Beziehung

$$\begin{bmatrix} d\sigma_r \\ d\sigma_s \\ d\sigma_{rs} \end{bmatrix} = D \cdot \begin{bmatrix} c^2 E_1 + s^2 E_2 & \nu\sqrt{E_1 \cdot E_2} & \frac{1}{2}s \cdot c(E_1 - E_2) \\ \nu\sqrt{E_1 \cdot E_2} & s^2 E_1 + c^2 E_2 & \frac{1}{2}s \cdot c(E_1 - E_2) \\ \frac{1}{2}s \cdot c(E_1 - E_2) & \frac{1}{2}s \cdot c(E_1 - E_2) & (1-\nu^2) \cdot G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d\epsilon_r \\ d\epsilon_s \\ d\epsilon_{rs} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

mit  $D = \frac{1}{1-\nu}$ ,  $c = \cos \theta$  und  $s = \sin \theta$ . Für die Hauptrichtungen ergeben sich die Beziehungen

$$\begin{bmatrix} d\sigma_{11} \\ d\sigma_{22} \\ d\sigma_{12} \end{bmatrix} = D \cdot \begin{bmatrix} E_1 & \nu\sqrt{E_1 \cdot E_2} & 0 \\ \nu\sqrt{E_1 \cdot E_2} & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & (1-\nu^2) \cdot G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d\epsilon_{11} \\ d\epsilon_{22} \\ d\epsilon_{12} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Die Steifigkeiten  $E_1$  und  $E_2$  sind während des Belastungsvorgangs im Allgemeinen veränderlich. Der Einfluss der Querdehnzahl soll darin nicht vorhanden sein. Erreicht wird dies durch die Einführung von so genannten „äquivalenten einachsigen Verzerrungen“. Gleichung 4.10 wird gemäß [18] folgendermaßen umgeschrieben:

$$\begin{bmatrix} d\sigma_{11} \\ d\sigma_{22} \\ d\sigma_{12} \end{bmatrix} = D \cdot \begin{bmatrix} E_1 \cdot B_{11} & E_1 \cdot B_{12} & 0 \\ E_2 \cdot B_{21} & E_2 \cdot B_{22} & 0 \\ 0 & 0 & G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d\epsilon_{11} \\ d\epsilon_{22} \\ d\epsilon_{12} \end{bmatrix}. \quad (4.11)$$

Die Koeffizienten  $B_{ij}$  in Gleichung 4.11 können durch Koeffizientenvergleich mit Gleichung 4.10 bestimmt werden. Multipliziert man Gleichung 4.11 aus, so erhält man die folgenden Beziehungen

$$d\sigma_{11} = E_1(B_{11}d\epsilon_{11} + B_{12}d\epsilon_{22})$$

$$d\sigma_{22} = E_2(B_{21}d\epsilon_{11} + B_{22}d\epsilon_{22})$$

$$d\sigma_{12} = Gd\epsilon_{12},$$

die in Matrixform als

$$\begin{bmatrix} d\sigma_{11} \\ d\sigma_{22} \\ d\sigma_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d\epsilon_{1u} \\ d\epsilon_{2u} \\ d\epsilon_{12u} \end{bmatrix}. \quad (4.12)$$

geschrieben werden können. Die Beziehungen in Gleichung 4.12 entsprechen einachsigen Spannungsbeziehungen. Der Dehnungsvektor auf der rechten Seite der Gleichung 4.12 wird daher als Vektor der „inkrementellen äquivalenten einachsigen Verzerrungen“ definiert. Diese können sehr einfach mit

$$d\epsilon_{iu} = \frac{d\sigma_i}{E_i} \quad (i = 1, 2) \quad (4.13)$$

berechnet werden. Die gesamten äquivalenten Verzerrungen ergeben sich durch die Addition aller Inkremente

$$\epsilon_{iu} = \sum d\epsilon_{iu} \quad (i = 1, 2). \quad (4.14)$$

Durch die Eliminierung des Querdehneffekts können nun für alle Richtungen  $i$  einachsige Spannungs-Dehnungs-Beziehungen verwendet werden. Der Querdehneffekt wird über die konstitutive Gleichung 4.11 berücksichtigt.

In der durchgeführten Implementierung wurde anstelle Gleichung 4.10 die folgende Beziehung gewählt:

$$\begin{bmatrix} d\sigma_{11} \\ d\sigma_{22} \\ d\sigma_{12} \end{bmatrix} = \frac{1}{1 - \nu_1 \cdot \nu_2} \cdot \begin{bmatrix} E_1 & \nu_2 \cdot E_1 & 0 \\ \nu_1 \cdot E_2 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & (1 - \nu_1 \cdot \nu_2) \cdot G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} d\epsilon_{11} \\ d\epsilon_{22} \\ d\epsilon_{12} \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

Die Querdehnzahl  $\nu_i$  soll abhängig sein von der entsprechenden Rissbreite:

$$\nu_i = \begin{cases} \nu_0 & w = 0 \\ 0 & w = w_1 \end{cases} \quad (4.16)$$

$w_1$  ist dabei die Rissbreite, ab der keine Spannungen mehr über den Riss übertragen werden können. Somit ergibt sich für die Querdehnzahl  $\nu_i$  die folgende Beziehung

$$\nu_i = \nu_0 \frac{E_{cs,i}}{E_{c0}} \quad (4.17)$$

in Abhängigkeit von der aktuellen Sekantensteifigkeit  $E_{cs,i}$  und der Anfangssteifigkeit  $E_i$  des ungeschädigten Betons.

Im Gegensatz zur anisotropen Betrachtung im Falle von Zugdehnungen wird für Druckdehnungen nur eine isotrope Druckschädigung betrachtet. Die dafür benötigte schädigungserzeugende äquivalente Druckdehnung  $\epsilon_{cu}$  erhält man vereinfachend aus der kleinsten äquivalenten Dehnung:

$$\epsilon_{cu} = \min[\epsilon_{1u}; \epsilon_{2u}] \leq 0 \quad (4.18)$$

### 4.1.2 Zweiachsige Beanspruchung

Ein Überblick über das zweiachsige Verhalten von Beton unter einer zweiachsigen Druckbeanspruchung, kombiniertem Zug und Druck und zweiachsigem Zug wird in [18] gegeben. Unter einer zweiachsigen Beanspruchung erhält man für Beton Spannungs-Dehnungs-Beziehungen, die denen im einachsigen Fall ähnlich sind. Abbildung 4.2 zeigt die Spannungs-Dehnungs-Beziehungen für verschiedene Verhältnisse zwischen den Spannungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$ . Aufgetragen ist die Spannung  $\sigma_1$  als Funktion der Dehnungen  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  für den Fall der zweiachsigen Belastung und als Funktion von  $\epsilon_1$  im Falle der einachsigen Belastung.

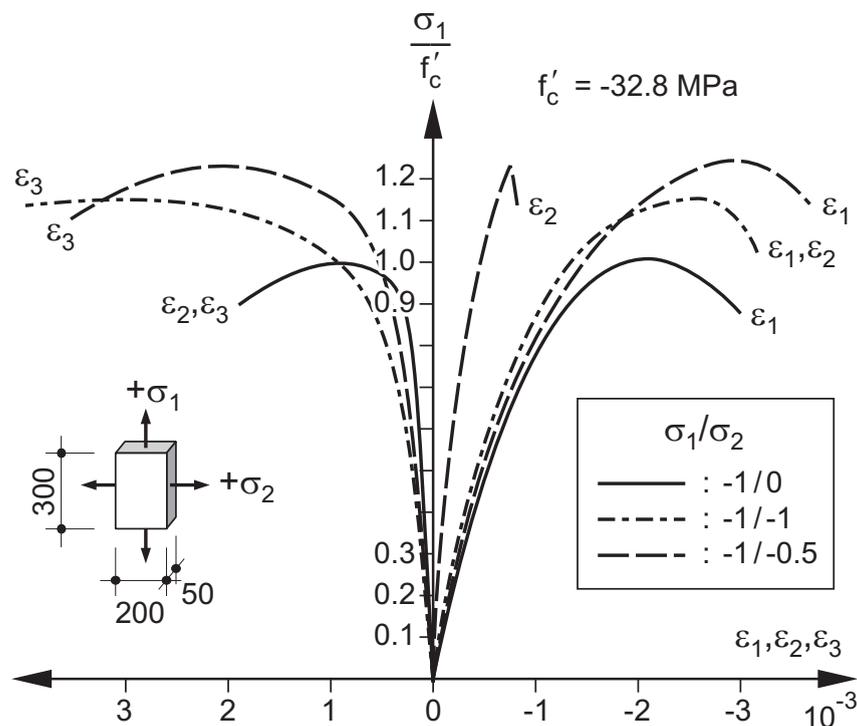


Abbildung 4.2: Spannungs-Dehnungs-Beziehung von Beton unter zweiachsiger Beanspruchung [18]

Der Bereich der positiven Dehnungen zeigt die Querdehnung der Probe in der unbelasteten Richtung.

Ein Vergleich der bei einer zweiachsigen Druckbeanspruchung erzielten Maximalspannungen und der dazugehörigen maximalen Dehnungen zeigt, dass deutlich höhere maximale Druckfestigkeiten bei gleichzeitig größeren Dehnungen erreicht werden können. Wie in Abbildung 4.2 sichtbar wird, sind die maximal aufnehmbaren Spannungen vom Verhältnis der beiden Hauptspannungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  abhängig. Bei einem Verhältnis von  $\sigma_2/\sigma_1 = 0.5$  wird ein Zuwachs der maximalen Druckfestigkeit von 25% im Vergleich zu der einachsigen Druckfestigkeit beobachtet.

Bei gleich großen zweiachsigen Druckspannungen  $\sigma_2/\sigma_1 = 1$  wird noch ein Zuwachs der Druckfestigkeit von etwa 16% beobachtet. Abbildung 4.3 zeigt Versagenskurven für verschiedene Betonfestigkeiten. Bei einer zweiachsigen Druck-Zug-Beanspruchung reduziert sich die Druckfestigkeit beinahe linear mit der aufgetragenen Zugbelastung [18].

Im Falle einer zweiachsigen Zugbelastung ist die Zugfestigkeit in etwa dieselbe wie unter einachsiger Zugbelastung.

In Abbildung 4.3 wird die Beton-Versagenskurve für zweiachsige Zug-Zug-, Druck-Zug- sowie Druck-Druckbelastung für verschiedene Betonfestigkeiten dargestellt.

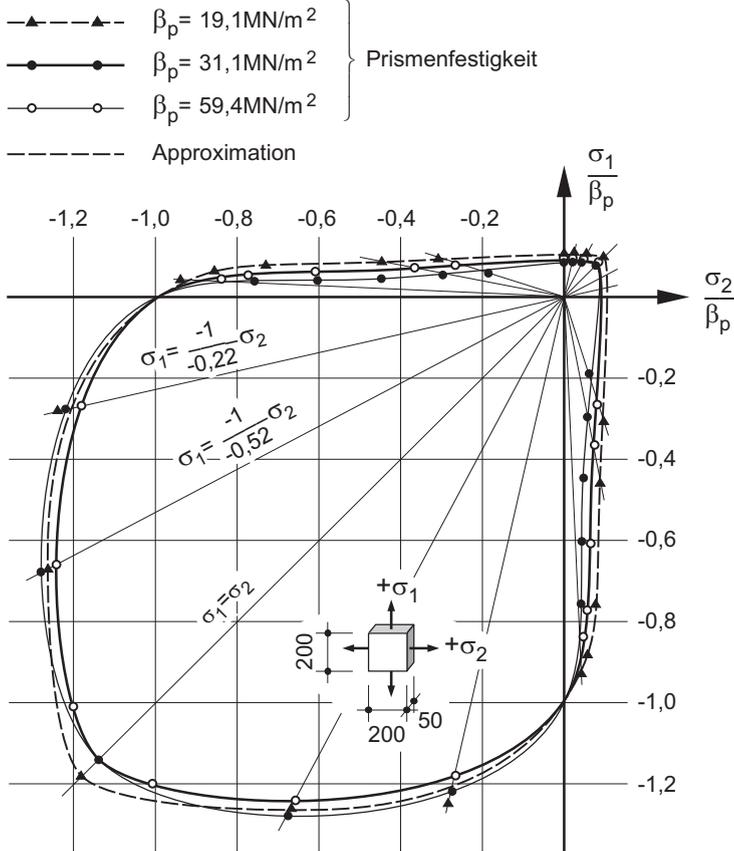


Abbildung 4.3: Zweiachsige Beton-Versagenskurve nach Kupfer [57]

Für eine numerische Berechnung von Beton mit einer zweiachsigen Belastung im ebenen Spannungszustand wird eine Approximation der Versagenskurve von Beton benötigt. Approximieren lässt sich der Verlauf der zweiachsigen Versagenskurve nach Kupfer [57] wie folgt:

$$f_{c,eff} = \eta_c \cdot f_{c0} \quad (4.19)$$

Für den Druck-Druck-Bereich  $\sigma_1 \leq \sigma_2 \leq 0$  gilt dabei:

$$\eta_c = \frac{1 + 3.65\sigma_2/\sigma_1}{(1 + \sigma_2/\sigma_1)^2} \quad (4.20)$$

$$\epsilon_{c,eff} = (3\eta_c - 2) \cdot \epsilon_{c0} \quad (4.21)$$

Für den Druck-Zug-Bereich  $\sigma_1 \leq 0 \leq \sigma_2$  gilt:

$$\eta_c = \frac{1 + 3.28\sigma_2/\sigma_1}{(1 + \sigma_2/\sigma_1)^2} \geq 0.65 \quad (4.22)$$

$$\epsilon_{c,eff} = \eta_c \cdot \epsilon_{c0} \quad (4.23)$$

$f_{c0}$  ist dabei die einachsige Druckfestigkeit und  $\epsilon_{c0}$  die dazugehörige einachsige Dehnung.

Die Beanspruchung von Scheiben unter einer zweiachsigen Druck-Zug-Belastung wurde von Eibl, Neuroth und Kolleger, Mehlhorn [52] untersucht. Eine derart durch Querkraft belastete Scheibe stellt nach Überschreiten der Zugfestigkeit ein System von parallelen Säulen dar. Im Vergleich zur Würfeldruckfestigkeit wurde eine Abnahme der Betondruckfestigkeit von etwa 30% beobachtet. Bei einer über die Rissbildung hinausgehenden Querkraftdehnung wurde keine weitere Abnahme der Betondruckfestigkeit festgestellt. Ackermann [7] folgert daraus, dass Gleichung 4.23 den Fall von parallel zu den Rissen übertragenen Druckspannungen nicht exakt erfasst, da im Bereich der Zugfestigkeit die maximale Hauptspannung  $\sigma_2$  wieder kleiner wird und somit die Druckfestigkeit bei wachsenden Querrissen wieder ansteigen würde. Er schlägt vor, Gleichung 4.23 zu ersetzen.

Es gilt daher für den Druck-Zug-Bereich  $\sigma_1 \leq 0 \leq \sigma_2$ :

$$\eta_c = \frac{1 + 3.28\epsilon_2/\epsilon_1}{(1 + \epsilon_2/\epsilon_1)^2} \geq 0.65 \quad (4.24)$$

$$\epsilon_{c,eff} = \eta_c \cdot \epsilon_{c0} \quad (4.25)$$



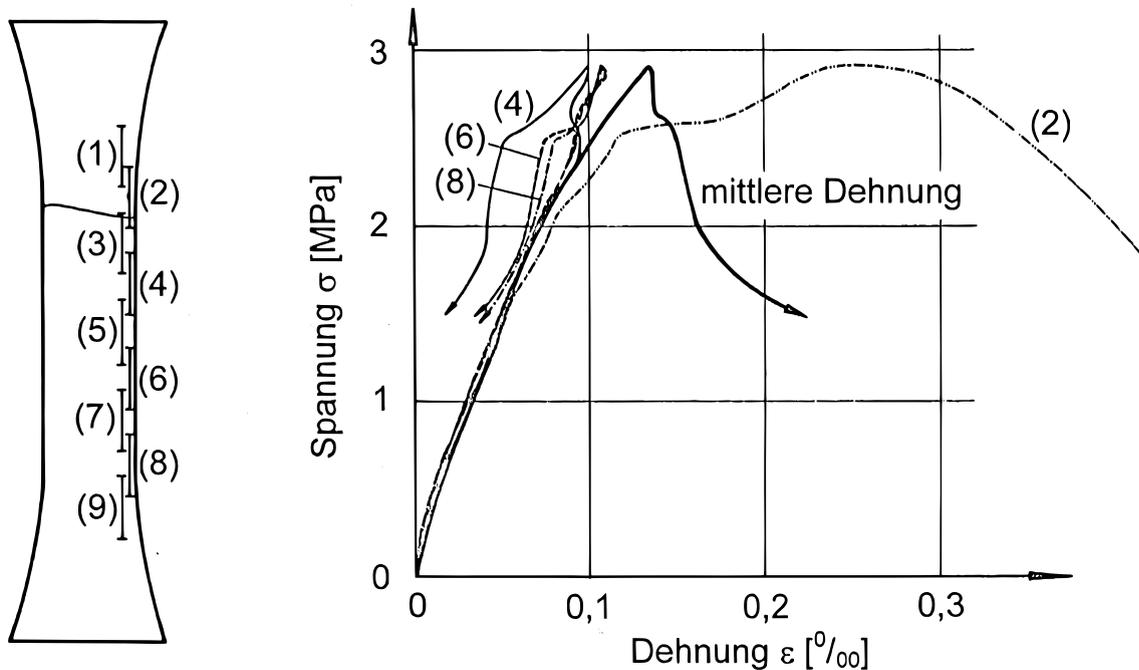


Abbildung 4.5: Lokalisierung der Rissdehnungen im Zugversuch. Anordnung der Messstellen und Spannungs-Dehnungslinien aufgrund der gemessenen lokalen Verformungen [39]

entsteht ein abfallender Ast in der Spannungs-Verformungs-Beziehung. Die wesentlichen Verformungen erfolgen in der Riss-Prozess-Zone, auf die sich die zunehmenden Verformungen bei gleichzeitiger Abnahme der Steifigkeit und Tragfähigkeit konzentrieren. In den umliegenden Bereichen erfolgt demgegenüber eine Entlastung [96]. Experimentell wurde dieses Verhalten in [39] durch die Gegenüberstellung der gemessenen lokalen Dehnungen gezeigt (Abbildung 4.5). Während der über dem Rissband liegende Wegaufnehmer zunehmende Verformungen zeigt, weisen die übrigen Wegaufnehmer zurückgehende Verformungen auf. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, den abfallenden Ast nicht in einem Spannungs-Dehnungs-Diagramm sondern in einem Spannungs-Verformungs-Diagramm zu definieren. Unter der Verformung versteht man in diesem Fall die Rissöffnung  $w$ . Die beim Übergang vom Mikrorissband zum Makroriss benötigte Bruchenergie  $G_f$  wird als eine Materialkonstante angesehen.

Das verwendete Betonstoffgesetz verwendet eine Kombination aus dem „fictitious crack model“ oder fiktiven Rissmodell von Hillerborg, Modéer, Petersson [43] und dem „crack band model“ oder Rissbandmodell von Bazant [73].

Im „fictitious crack model“ wird die Rissbreite  $w$  beim Erreichen der Zugfestigkeit vereinfachend als Null definiert (siehe Abbildung 4.6). Die Bruchenergie



der keine Spannungen mehr über den Riss hinweg übertragen werden können:

$$w_1 = \frac{2G_f}{f_{ct}(\alpha_t + \beta_t)} \quad (4.27)$$

$$\alpha_t = 0.14 \quad (4.28)$$

$$\beta_t = 0.25 \quad \text{für } f_c \leq 30 \text{ MPa} \quad (4.29)$$

$$\beta_t = 0.25 - 0.0015(f_c [\text{MPa}] - 30) \quad \text{für } f_c > 30 \text{ MPa} \quad (4.30)$$

Unter Anwendung des Rissbandmodells lässt sich die fiktive Rissdehnung, bei der keine Spannung mehr über den Riss hinweg übertragen werden kann, zu

$$\epsilon_{ctu} = \frac{w_1}{l_{ch}} \quad (4.31)$$

berechnen.

Die Spannungs-Dehnungsbeziehung lässt sich daher näherungsweise mit einem Polygon mit vier Bereichen beschreiben (siehe Abbildung 4.4). Die Spannung in der betrachteten Richtung berechnet sich aus der Sekantensteifigkeit der jeweiligen Richtung:

$$\sigma_j = E_{cs,i} \cdot \epsilon_j \quad (4.32)$$

Die vier Bereiche der Spannungs-Dehnungsbeziehung sind wie folgt definiert [7]:

- Bereich 1:  $0 \leq \epsilon_j \leq \epsilon_{cr} = \frac{f_{ct}}{E_{c0}}$

$$E_{cs,i} = E_{c0}$$

$$E_{ct,i} = R_{c0}$$

- Bereich 2:  $\epsilon_{cr} < \epsilon_j \leq \epsilon_{cr} + \alpha_j \cdot \epsilon_{ctu}$

$$E_{cs,i} = E_{soft1} + \frac{f_{ct}(1 - E_{soft1}/E_{c0})}{\epsilon_j}$$

$$E_{ct,i} = E_{soft1}$$

$$E_{soft1} = (\beta_t - 1) \frac{f_{ct}}{\alpha_t \epsilon_{ctu}}$$

- Bereich 3:  $\epsilon_{cr} + \alpha_j \cdot \epsilon_{ctu} < \epsilon_j \leq \epsilon_{cr} + \epsilon_{ctu}$

$$E_{cs,i} = E_{soft2} + \frac{\beta_t f_{ct} - E_{soft2}(\alpha_t \epsilon_{ctu} + \epsilon_{cr})}{\epsilon_j}$$

$$E_{ct,i} = E_{soft2}$$

$$E_{soft2} = (0.001 - \beta_t) \frac{f_{ct}}{(1 - \alpha_t) \epsilon_{ctu}}$$

- Bereich 4:  $\epsilon_{cr} + \epsilon_{ctu} < \epsilon_j$

$$E_{cs,i} = \frac{0.001 \cdot f_{ct}}{\epsilon_j} \approx 0$$

$$E_{ct,i} = 0$$

Die Reststeifigkeit im Bereich 4 wurde aus Gründen der numerischen Stabilität gewählt.

#### 4.1.4 Einachsige Druckbelastung

Für die Beurteilung des einachsigen Werkstoffverhaltens von Beton unter Druck sind Versuche nötig, bei denen es zu keinen mehrachsigen Spannungszuständen durch Behinderung von Verformungen quer zur Belastungsrichtung kommt. Dies wäre zum Beispiel bei der Prüfung von Betonwürfeln mit einer Reibung an der Lasteinleitstelle der Fall. Bei Probekörpern, deren Länge mindestens doppelt so groß ist wie die Querabmessungen, bildet sich in der Prüfkörpermitte ein von der Lasteinleitung ungestörter Bereich aus.

Normalfester Beton unter Druckbeanspruchung zeigt bis etwa 30% der Druckfestigkeit ein annähernd lineares Materialverhalten. Bis zur Bruchfestigkeit wird das Materialverhalten zunehmend nichtlinear und die Steifigkeit nimmt ab. Nach dem Überschreiten der maximalen Druckfestigkeit ist eine stetige Abnahme der verbleibenden Druckfestigkeit zu beobachten.

Verursacht wird dieses Verhalten von Mikrorissen, die bereits im Vorbruchbereich eine Schädigung verursachen. Mit zunehmender Belastung wachsen die Mikrorisse zusammen und formen Makrorisse. Bei Erreichen der Bruchlast wachsen die Makrorisse zu Bruchflächen zusammen, die in etwa parallel zur Belastungsrichtung entstehen [75].

Ähnlich wie unter einer Zugbeanspruchung kommt es auch bei einer Druckbeanspruchung zu einer Schädigungslokalisierung. Experimentell wurde dieses Verhalten erstmals von van Mier [66] nachgewiesen. Wie auch bei einer Zugbeanspruchung ist die Spannungs-Verzerrungs-Beziehung im Nachbruchbereich

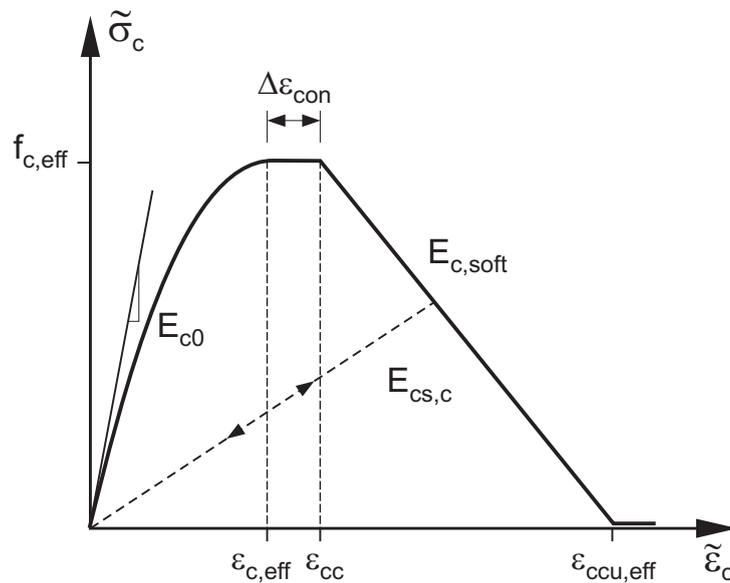


Abbildung 4.7: Vereinfachte einachsige Spannungs-Dehnungskurve für Beton unter Druckbeanspruchung [7]

sehr stark von der Höhe der Probe abhängig. Die Spannungs-Verschiebungs-Beziehungen fallen dagegen für unterschiedliche Probehöhen annähernd zusammen.

Für die Druckbelastung wird ein isotropes makroskopisches Schädigungsmodell [61] verwendet. In diesem Modell hängt die Änderung der Steifigkeit des geschädigten Materials von der irreversiblen skalaren Schädigung  $D$  ab.

Schädigungsrelevant ist die in Abschnitt 4.1.1 definierte einachsige äquivalente Dehnung  $\epsilon_{cu}$ . Definiert wurde  $\epsilon_{cu}$  in Gleichung 4.18. Die für das Stoffgesetz verwendete Spannungs-Dehnungs-Beziehung für Beton unter einer einachsigen Druckbelastung ist in Abbildung 4.7 dargestellt und kann nach [7] in vier Bereiche unterteilt werden:

- Bereich 1:  $0 > \epsilon_{cu} \geq \epsilon_{c,eff}$

Der Bereich 1 beinhaltet das nichtlineare Materialverhalten bis zum Erreichen der zweiachsigen Druckfestigkeit  $f_{c,eff}$  bei einer effektiven zweiachsigen Bruchdehnung  $\epsilon_{c,eff}$ . Nach MC90 [20] gelten die folgenden Beziehungen:

$$E_{cs,c} = \frac{E_{c0} - f_{c,eff} \frac{\epsilon_{cu}}{\epsilon_{c,eff}^2}}{1 + \frac{E_{c0} \cdot \epsilon_{cu}}{f_{c,eff}} - 2 \frac{\epsilon_{cu}}{\epsilon_{c,eff}}} \quad (4.33)$$

$$E_{ct,c} = f_{c,eff}^2 \frac{E_{c0} \epsilon_{c,eff}^3 - 2 \epsilon_{cu} \epsilon_{c,eff} f_{c,eff} - E_{c0} \epsilon_{cu}^2 \epsilon_{c,eff} + 2 \epsilon_{cu}^2 f_{c,eff}}{(f_{c,eff} \epsilon_{c,eff} + E_{c0} \epsilon_{cu} \epsilon_{c,eff} - 2 \epsilon_{cu} f_{c,eff})^2} \quad (4.34)$$

In der deutschen DIN1045-1 [2] ist für die Sekantensteifigkeit bis zur maximalen Druckfestigkeit in Abschnitt 9.1.5 die folgende Beziehung gegeben ( $f_{ck}$  wird negativ angenommen):

$$E_{cs} = \frac{1.1 E_{c0} - \frac{\epsilon_{cu}}{\epsilon_{c,eff}^2 \cdot 0.85 \cdot \alpha \cdot f_{ck}}}{1 + 1.1 \frac{E_{c0}}{0.85 \cdot \alpha \cdot f_{ck}} \epsilon_{cu} - 2 \frac{\epsilon_{cu}}{\epsilon_{c,eff}}} \quad (4.35)$$

mit  $\alpha = 0.85$  für Normalbeton

- Bereich 2:  $\epsilon_{c,eff} > \epsilon_{cu} \geq \epsilon_{cc} = \epsilon_{c,eff} + \Delta\epsilon_{con}$   
Der Bereich 2 kann gegebenenfalls den Einfluss einer Druckzonenum-schnürung durch ein Plateau der Dehnungsdifferenz berücksichtigen:

$$E_{cs,c} = \frac{f_{c,eff}}{\epsilon_{cu}} \quad (4.36)$$

$$E_{ct,c} = 0 \quad (4.37)$$

- Bereich 3:  $\epsilon_{cc} > \epsilon_{cu} \geq \epsilon_{ccu,eff}$ :  
Der Bereich 3 bildet den Entfestigungsbereich ab.

$$E_{cs,c} = \frac{f_{c,eff}}{\epsilon_{cu}} + E_{c,soft} \left( 1 - \frac{\epsilon_{cc}}{\epsilon_{cu}} \right) \quad (4.38)$$

$$E_{ct,c} = E_{c,soft} \quad (4.39)$$

- Bereich 4:  $\epsilon_{ccu,eff} > \epsilon_{cu}$   
Im Bereich 4 ist der Beton komplett geschädigt und weist keine Steifigkeit mehr auf.

$$E_{cs,c} = \frac{0.001 f_{c,eff}}{\epsilon_{cu}} \approx 0 \quad (4.40)$$

$$E_{ct,c} = 0 \quad (4.41)$$

Die geringe Reststeifigkeit  $E_{cs,c}$  bei vollständiger Schädigung des Materials wurde ausschließlich aus Gründen der numerischen Stabilität gewählt.

Für die Beschreibung des Entfestigungsbereichs der Spannungs-Dehnungs-Beziehung gibt es zahlreiche Möglichkeiten. Im verwendeten Stoffgesetz ist das „Compressive Damage Zone Model“ [64] implementiert. Die nachfolgende Herleitung und die Gleichungen zur Bestimmung des Softening-Moduls  $E_{c,soft}$  sind [7] und [12] entnommen, die das Modell erfolgreich angewendet haben.

Das „Compressive Damage Zone Model“ basiert auf der Annahme, dass sich die zur vollständigen Entfestigung des Materials innerhalb eines lokalisierten Bereichs benötigte Energie aus drei Anteilen zusammensetzt: Dem Energieanteil  $W_{in}$ , der in den Längsrissen bis zum Erreichen der Maximallast absorbiert wird, dem Energieanteil  $W_s$ , der in den Längsrissen nach Überschreiten der Maximallast absorbiert wird und dem Anteil  $G_f$ , der in lokalisierten Längsverformungen absorbiert wird. Nach [12] ergibt sich die komplette Druckbruchenergie zu

$$W_c = W_{in} + W_s \frac{L_d}{L} + G_f \frac{1}{L} \quad (4.42)$$

- Anteil 1: Zur Bestimmung des ersten Anteils wird die Längsdehnung und die mikromechanische Schädigung des Betons als gleichmäßig über die Probenlänge verteilt angesehen. Die zum Erreichen der Druckfestigkeit benötigte inelastische Energie  $W_{in}$  ergibt sich aus der einachsigen Spannungs-Dehnungs-Beziehung in Gleichung 4.33:

$$W_{in} = \int_0^{\epsilon_{c,eff}} \sigma_c(\epsilon_{cu}) d\epsilon_{cu} - \frac{1}{2} \frac{f_{c,eff}^2}{E_{c0}} \quad (4.43)$$

$$= f_{c,eff} \epsilon_{c,eff} \left( \frac{2k-1}{2k-4} + \frac{1-k \ln(k-1)}{(k-2)^2} - \frac{\ln(k-1)}{(k-2)^3} \right) \quad (4.44)$$

$$- \frac{1}{2} \frac{f_{c,eff}^2}{E_{c0}} \quad (4.45)$$

mit:

$$k = \frac{\epsilon_{c,eff} E_{c0}}{f_{c,eff}} \quad (4.46)$$

- Anteil 2: Nach dem Überschreiten der Maximallast werden die außerhalb der lokalisierten Schädigungszone liegenden Bereiche entlastet. Die lokalisierte Schädigung wird als gleichmäßig über die Schädigungslänge  $L_d$  verteilt angesehen und ist abhängig von der Bruchenergie  $G_f$ .

$$W_d = \frac{G_f}{r_d} - W_{in} \quad (4.47)$$

$r_d$  ist eine Materialkonstante und ist proportional zum mittleren Rissabstand. Je kleiner der Rissabstand ist, desto mehr Energie kann absorbiert werden. Für ein Größtkorn von 16 mm ist  $r_d \approx 1.25$  mm und steigt für größere Zuschlagskörner leicht an. Vereinfachend wurde ein Wert von 1.25 mm fest gewählt.

Für die Bruchenergie werden dieselben Werte wie für die Bruchenergie unter einachsiger Zugbeanspruchung gewählt. Eine weitere Möglichkeit wäre die Bestimmung der Bruchenergie nach dem ModelCode 90:

$$G_f = 0.04 \left( \frac{|f_{c0}|}{10} \right)^{0.7} \quad [\text{N/m}] \quad (4.48)$$

- Anteil 3: Der dritte Anteil berücksichtigt lokalisierte Längsverformungen  $w_c$  wie Schubänder. Für Normalbeton liegt  $w_c$  im Bereich zwischen 0.4 mm und 0.7 mm.

Mit diesen drei Anteilen ergibt sich die Dehnung bei vollständiger Entfestigung zu

$$\epsilon_{ccu,eff} = \epsilon_{in} + \epsilon_d + \epsilon_w \quad (4.49)$$

$$= \left[ \epsilon_{c,eff} - \frac{f_{c,eff}}{E_{c0}} \right] + \left[ \frac{2W_d L_d}{f_{c,eff} L} \right] + \left[ \frac{w_c}{L} \right] \quad (4.50)$$

Der Softeningmodul  $E_{c,soft}$  kann nun mit

$$E_{c,soft} = \frac{0.001 f_{c0} - f_{c,eff}}{\epsilon_{ccu} - \epsilon_{c,eff} - \Delta \epsilon_{con}} \quad (4.51)$$

berechnet werden.

Nachdem mit der vorgestellten Formulierung die Entfestigung des Betons bei einer Druckbeanspruchung getrennt für die mit dem Darwin/Pecknold-Modell entkoppelten Hauptrichtungen berechnet wurde, wird die kleinste der beiden Sekantensteifigkeiten  $E_{cs,c}$  in eine skalare Schädigung  $D$  umgerechnet. Dadurch ist eine Berücksichtigung einer eventuell bereits vorhandenen Druckschädigung auch bei anschließender Zugbeanspruchung möglich.

Die skalare Schädigung  $D$  des Betons wird aus der aktuellen Sekantensteifigkeit  $E_{cs,c}$  und der einachsigen Anfangssteifigkeit  $E_{c0}$  bestimmt:

$$D = 1 - \frac{E_{cs,c}}{E_{c0}} \quad (4.52)$$

Die Änderung  $\dot{D}$  des Schädigungsparameters  $D$  ist abhängig von der Belastungsgeschichte. Da die Schädigung irreversibel ist, muss  $\dot{D}$  immer positiv oder null sein:  $\dot{D} \geq 0$ . Auf eine aufwendige Modellierung des zyklischen Materialverhaltens wurde in Anbetracht der geringen zu erwartenden Druckschädigungen und der geringen Zyklusanzahl verzichtet. Deshalb wird für Entlastungsvorgänge die Sekantensteifigkeit  $E_{cs}^t$  verwendet:

$$E_{cs}^t = (1 - D) E_{c0} \quad (4.53)$$

### 4.1.5 Rissmodell

Für die Beschreibung von Rissen in Finite Element Programmen gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten, Risse abzubilden: Diskrete Risse oder verschmierte Risse.

- **Diskrete Risse:**  
Ein diskreter Riss stellt eine geometrische Diskontinuität [83] dar. Von neueren Entwicklungen wie den „extended finite elements, XFEMS“ mit eingebundenen Diskontinuitäten und der „Elementfreien Galerkin Methode, EFG“ abgesehen, hat die diskrete Beschreibung von Rissen einige Nachteile. In der Regel muss der Ort, an dem sich Risse bilden, bei der Vernetzung bereits bekannt sein. Zusätzlich muss der Riss in der Regel entlang von Elementkanten verlaufen. Diskrete Risse werden im Rahmen dieser Arbeit für die Beschreibung der durchströmten Risse verwendet, da für die gekoppelte Fluid-Struktur-Berechnung Boundary-Elemente an der Fluid-Struktur-Grenze benötigt werden. Der Nachteil, dass die Risse bereits vor Beginn der Berechnung in ihrer Lage bekannt sein müssen, ist durch den Versuchsablauf der durchgeführten Experimente nicht so gravierend, da zuerst die Risse mit einer rein mechanischen Beanspruchung erzeugt wurden.
- **Verschmierte Risse (Smeared Cracks):**  
In den meisten kommerziellen FE-Programmen wird das Konzept des verschmierten Risses verwendet, bei dem ein gerissener Festkörper als Kontinuum angesehen wird [83]. Dieser Ansatz beschreibt die Eigenschaften eines gerissenen Körpers mit Spannungs-Dehnungs-Beziehungen. Während die diskrete Beschreibung von Rissen eher dem anschaulichen Verständnis eines Risses als Diskontinuität entspricht, bildet das Konzept der verschmierten Risse eher die lokalisierten Mikrorissbänder ab [83]. Bei den verschmierten Rissen ist eine weitere Unterteilung in „fixed“ und „rotating“ smeared cracks möglich.

#### 4.1.5.1 Feste Rissrichtung

Bei einem Modell mit fester Rissrichtung wird die zuerst entstehende Orientierung des Risses während der gesamten Berechnung fixiert, auch wenn sich die Orientierung der Hauptspannungen oder -dehnungen stark geändert hat. Abgewandelt wird das Konzept durch die Anzahl der möglichen Risse: Fixierte einzelne Risse, fixierte orthogonale Risse oder fixierte mehrachsige Risse [83]. Das „fixed crack model“ wird in den meisten kommerziellen FE-Programmen für die

Betonstoffgesetze verwendet. Ein Vorteil der fixierten Rissrichtung liegt darin, dass zu jedem Zeitpunkt Informationen über eine vorausgegangene Schädigung oder das Schließen und anschließende erneute Öffnen von Rissen vorliegen. Nachteilig dabei ist, dass Beziehungen für Schubsteifigkeiten die Berechnung komplizierter werden lassen und die Steifigkeiten der Struktur häufig überschätzt werden.

#### 4.1.5.2 Rotierender Riss

Beim Konzept des rotierenden Risses werden die Achsen des orthotropen Materials in jedem Zeitschritt entsprechend der Richtung der Hauptdehnungen ausgerichtet [83]. Insbesondere bei komplexeren Rissmustern und einer ungleichmäßigen, stochastischen Verteilung der Materialeigenschaften wirkt das Konzept des mitrotierenden Risses einer zu steifen Strukturantwort entgegen.

Die Annahme eines orthotropen Materials erfordert, dass sich die Orientierung der Hauptspannungen aus der Orientierung der Hauptdehnungen ergibt [83]. Durch die Forderung, dass Riss- und Hauptdehnungssystem sowie Hauptspannungs- und Hauptdehnungssystem gleich sein sollen, ergeben sich nach [83] Bedingungen für die tangentielle Schubsteifigkeit. Die Herleitung nach [83] ist nachfolgend wiedergegeben:

Eine kleine Änderung der Schubverzerrung  $\Delta\psi_{12}$  bewirkt eine Änderung der Hauptdehnungsrichtung  $\phi_\epsilon$ :

$$\tan 2\phi_\epsilon = \frac{\Delta\psi_{12}}{2((\epsilon_1 + \Delta\epsilon_{11}) - (\epsilon_2 + \Delta\epsilon_{22}))} \quad (4.54)$$

Genauso bewirkt eine geringfügige Änderung der Schubspannung  $\Delta\tau_{12}$  eine Änderung der Hauptspannungsrichtung  $\phi_\sigma$ :

$$\tan 2\phi_\sigma = \frac{\Delta\tau_{12}}{(\sigma_1 + \Delta\sigma_{11}) - (\sigma_2 + \Delta\sigma_{22})} \quad (4.55)$$

Aus der Forderung, dass die Richtungen der Hauptspannungen mit denen der Hauptdehnungen zusammen fallen soll, folgt, dass  $\phi_\sigma = \phi_\epsilon$  sein muss. Daraus ergibt sich für die tangentielle Schubsteifigkeit die folgende Beziehung:

$$G_{ct} = \frac{\Delta\tau_{12}}{\Delta\psi_{12}} = \frac{(\sigma_1 + \Delta\sigma_{11}) - (\sigma_2 + \Delta\sigma_{22})}{2((\epsilon_1 + \Delta\epsilon_{11}) - (\epsilon_2 + \Delta\epsilon_{22}))} \quad (4.56)$$

Für den Fall, dass  $((\epsilon_1 + \Delta\epsilon_{11}) - (\epsilon_2 + \Delta\epsilon_{22})) = 0$  ist, wird für die Bestimmung der Schubsteifigkeit

$$G = \frac{E_1}{2(1 + \nu_1)} \quad (4.57)$$

verwendet.

### 4.1.6 Integrale nichtlokale Berechnung - Einführung und Übersicht

Für Materialien, deren Spannungs-Dehnungs-Beziehung einen Entfestigungsbereich aufweisen, führt eine lokale Betrachtung zu nicht korrekten Ergebnissen. Dabei kommt es sowohl bei einer Druck- wie auch bei einer Zugbeanspruchung zu einer übertrieben starken Lokalisierung der Schädigung. Eine lokale Betrachtung der Materialeigenschaften ist nur dann möglich, wenn das Material auch bei einem beliebig kleinen Betrachtungsmaßstab als Kontinuum angesehen werden kann. Dies trifft jedoch für viele gebräuchliche Materialien nicht zu. Die gebräuchlichen natürlichen und künstlich hergestellten Materialien haben eine mehr oder weniger komplizierte, inhomogene Mikrostruktur.

Wenn man diese nicht explizit abbilden möchte, so besteht die Möglichkeit, Materialmodelle zu verwenden, in deren Zustandsgleichung in einem Punkt gewichtete Mittelwerte von Zustandsvariablen über eine bestimmte Nachbarschaft des betrachteten Punktes verwendet werden. Das nichtlokale Kontinuum ist ein Kontinuum, dessen Spannungen an einem Punkt nicht nur von den Dehnungen an diesem Punkt, sondern auch von den Verformungen seiner Nachbarschaft abhängen [10].

Bazant und Jirasek geben in [11] einen ausführlichen Überblick über die Geschichte der nichtlokalen Ansätze für Schadensmodelle und Plastizität. Während zu Beginn der Verwendung von nichtlokalen Ansätzen noch große Zweifel und ablehnende Haltungen weit verbreitet waren, haben sich die nichtlokalen Ansätze in den letzten Jahren etabliert.

Bei lokalen Berechnungen führt insbesondere die „strain-softening“ Eigenschaft von Materialien mit verschmierten Rissansätzen zu einer Lokalisierung der Schädigung in eine Schädigungszone mit dem Volumen „Null“. Dies macht das Ergebnis einer lokalen Berechnung abhängig von der Diskretisierung und ihrer Feinheit. Die Einführung einer charakteristischen Länge in die konstitutive Beziehung und die Einführung eines nichtlokalen strain-softening-Modells verhindern als „localisation limiter“ die Schädigungslokalisierung. Sehr gut erkennen lässt sich dieser Effekt bei der Untersuchung von erdbebenbeanspruchten Brückenpfeilern von Fäcke [28]. Wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist, konzentriert sich die Druckschädigung bei einer lokalen Betrachtung auf eine Elementreihe. Das Ergebnis ist bei der lokalen Betrachtung daher stark elementgrößenabhängig im Gegensatz zur nichtlokalen Berechnung, die in der oberen Hälfte der Abbildung gezeigt wird.

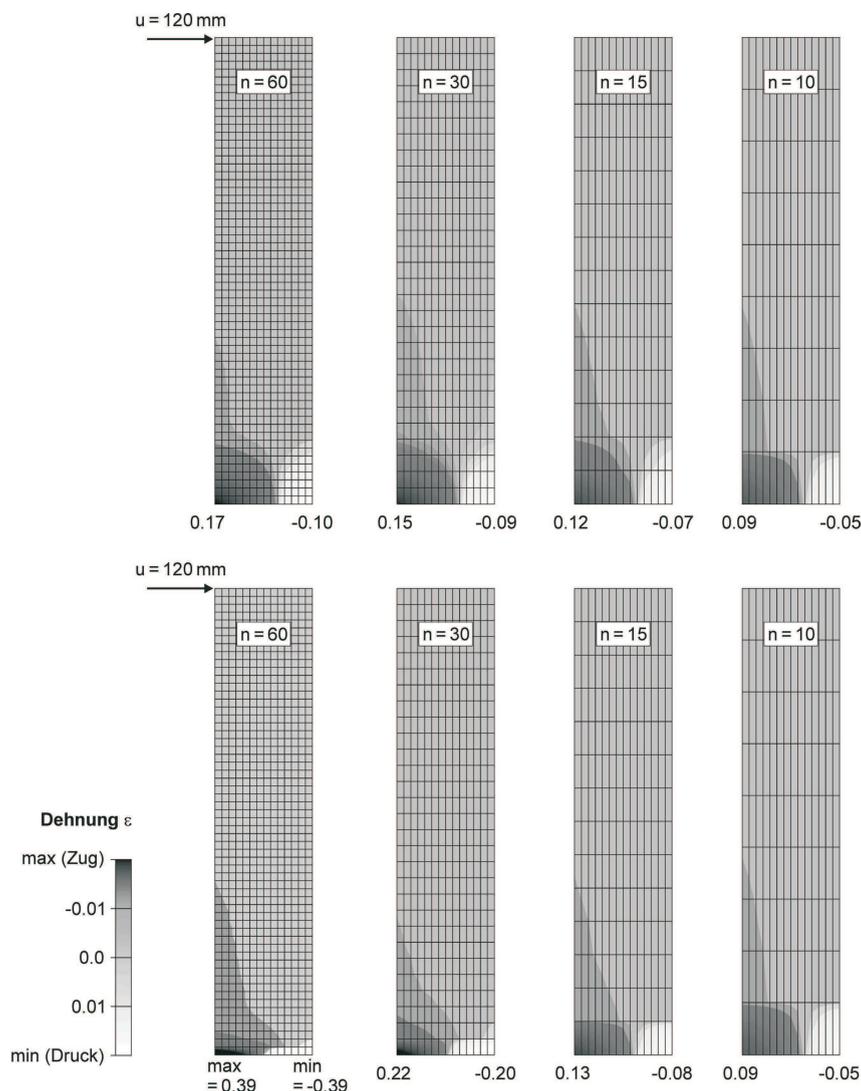


Abbildung 4.8: Vergleich zwischen der Dehnungsverteilung bei nichtlokaler (oben) und lokaler Berechnung (unten) einer Stütze unter monotoner Belastung [28]

Für die Bestimmung der gewichteten Mittelwerte über die Nachbarschaft des zu untersuchenden Punktes gibt es verschiedene Möglichkeiten. Generell ersetzt der nichtlokale integrale Ansatz eine lokale Variable durch ihr nichtlokales Gegenstück, das durch einen gewichteten Mittelwert über die benachbarten Punkte gebildet wird [47]. Wenn  $f(x)$  ein lokales Feld in einem Bereich  $V$  ist, dann ist

$$\bar{f}(x) = \int_V \alpha'(x, \xi) f(\xi) d\xi \quad (4.58)$$

die nichtlokale Entsprechung des lokalen Feldes  $f(x)$ .  $\alpha(x, \xi)$  ist eine gegebene nichtlokale Einflussfunktion. In einem unendlichen Körper hängt die Ein-

flussfunktion nur vom Abstand zwischen dem beeinflussenden Punkt  $\xi$  und dem beeinflussten Punkt  $x$  ab. Da jedoch in der Regel Ränder vorhanden sind, wird die Einflussfunktion so skaliert, dass der nichtlokale Operator ein gleichmäßiges Feld nicht ändert [46]. Eine mögliche Einflussfunktion wäre

$$\alpha'(x, \xi) = \frac{\alpha(|x - \xi|)}{\int_V \alpha(|x - \zeta|) d\zeta} \quad , \quad (4.59)$$

wobei  $\alpha(r)$  eine mit dem Abstand  $r = |x - \xi|$  monoton fallende nichtnegative Funktion ist [46]. Eine häufig verwendete Möglichkeit für die Einflussfunktion ist die Gaußsche Verteilungsfunktion

$$\alpha(r) = e^{\left(-\frac{r^2}{2l^2}\right)} \quad (4.60)$$

mit der inneren Länge  $l$  des nichtlokalen Kontinuums. Das Elementunabhängige Galerkin-Verfahren verwendet ähnliche Einflussfunktionen wie die hier vorgestellte nichtlokale Berechnung [60].

## 4.1.7 Integrale nichtlokale Berechnung - Implementierung

### 4.1.7.1 Einflussfunktion

In der vorliegenden Implementierung wird die Glockenkurve

$$\alpha(r) = \begin{cases} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^2 & \text{für } 0 \leq r \leq R \\ 0 & \text{für } R < r \end{cases} \quad (4.61)$$

anstelle der Gaußschen Verteilungsfunktion 4.60 in der Einflussfunktion

$$\alpha'(x, \xi) = \frac{\alpha(|x - \xi|)}{\int_V \alpha(|x - \zeta|) d\zeta} \quad , \quad (4.62)$$

verwendet. Punkte mit einem Abstand größer als  $R$  haben keinen Einfluss mehr auf den untersuchten Integrationspunkt. In Abbildung 4.1.7.1 wird der Verlauf der Einflussfunktion graphisch gezeigt. Der Einflussradius  $R$  hängt mit der inneren Länge  $l$  des Materials zusammen und bestimmt die größte Entfernung, bei der Punkte  $\zeta$  noch einen Einfluss auf den betrachteten Punkt  $x$  haben.

Da unter der gewählten Annahme von kleinen Dehnungen die Änderung des Abstandes zwischen den Integrationspunkten im Laufe der Rechnung relativ klein ist, wird vereinfachend zu Beginn der Rechnung für alle Integrationspunkte

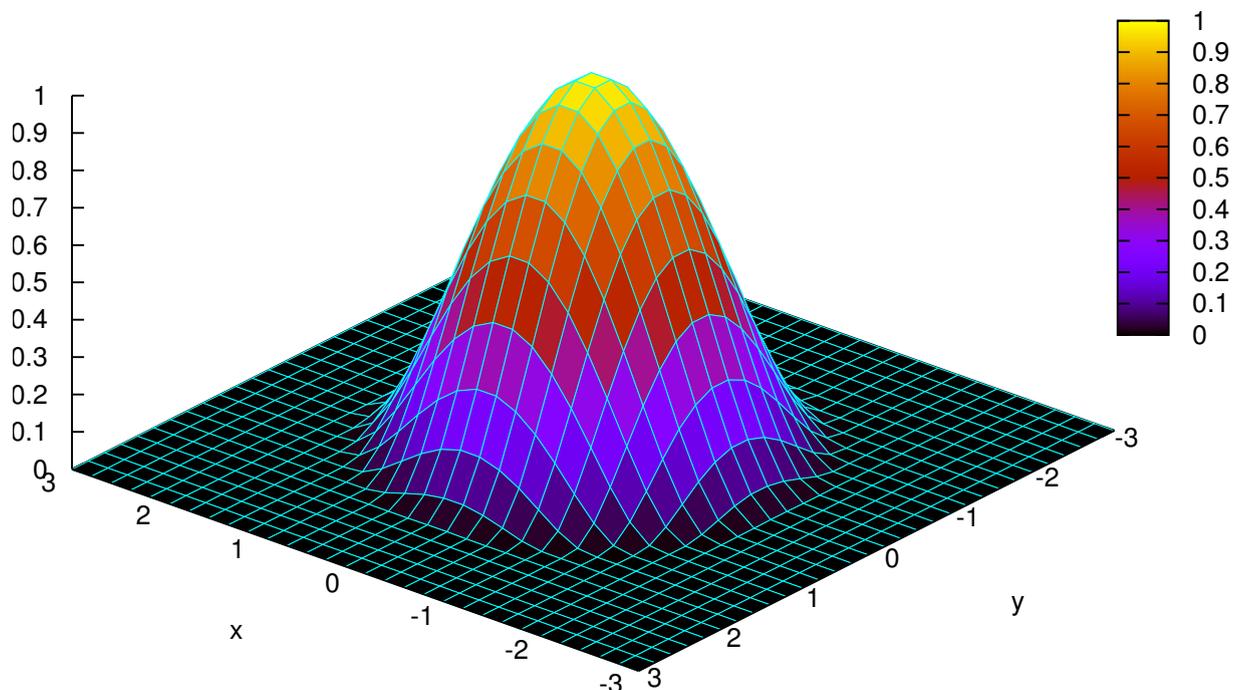


Abbildung 4.9: Graphische Darstellung der Einflussfunktion  $\alpha_r$  nach Gleichung 4.61 für einen Einflussradius  $R = 2$

untersucht, welche anderen Integrationspunkte einen Einfluss haben. Durch die abgeschlossene Einflussfunktion fallen alle Integrationspunkte, die einen größeren Abstand als  $R$  haben, von vorneherein aus der Betrachtung heraus, so dass es pro Integrationspunkt nur noch eine beschränkte Zahl von Punkten mit Einfluss gibt. Diese werden gespeichert und stehen später zu jedem Zeitschritt zur Verfügung.

Der zeitliche Mehraufwand bleibt durch die nur einmal durchzuführende Suche nach Integrationspunkten, die einen Einfluss auf den gerade aktiven Integrationspunkt ausüben, gering.

#### 4.1.7.2 Ansatz der nichtlokalen Schädigung

In den letzten Jahren wurden viele verschiedene Varianten der nichtlokalen Betrachtung von Schädigungsstoffgesetzen entwickelt. Dabei wurde der nichtlokale Einfluss durch eine nichtlokale Betrachtung verschiedenster Variablen bestimmt. In [46] wird ein Überblick über verschiedene Ansätze für nichtlokale Schädigungsstoffgesetze gegeben und die Ergebnisse bei der Berechnung eines einfachen Zugstabes verglichen. Dabei konnte Jirasek zeigen, dass einige Formulierungen zu einem Stress-locking neigen und nicht in der Lage sind, die Materialfestigung bis zum kompletten Materialversagen abzubilden. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über verschiedene nichtlokale Formulierungen und ihre Tendenz

Tabelle 4.1: Überblick über nichtlokale Formulierungen [46]

Formulierung	Modell	Stress-locking
$\omega(\bar{\epsilon})$	$\sigma = D_s(\bar{\epsilon})\epsilon$	nein
$\bar{Y}$	$\sigma = D_s(\Omega(\bar{Y}(\epsilon)))\epsilon$	nein
$\bar{\omega}$	$\sigma = \bar{D}_s(\epsilon)\epsilon$	ja
$\bar{\gamma}$	$\sigma = [C_e + \bar{C}_i(\epsilon)]^{-1}\epsilon$	nein
$\bar{s}$	$\sigma = D_e\epsilon - \bar{s}(\epsilon)$	ja
$\bar{\Delta s}$	$\sigma = D_u\dot{\epsilon} - \bar{s}(\epsilon, \dot{\epsilon})$	ja
$s(\bar{\epsilon})$	$\sigma = D_e\epsilon - s(\bar{\epsilon})$	ja
$\gamma = \Omega/(1 - \Omega)$	Spezifische Bruchdehnung	
$D_s$	Sekantensteifigkeitsmatrix (damaged sekant stiffness)	
$D_u$	Steifigkeitsmatrix bei Entlastung	
$\Omega$	Schädigungstensor	
$Y$	Tensor der Schädigungsenergiefreisetzungsrates	
$s = D_e\epsilon - \sigma$	inelastische Spannungen	
(...)	Nonlocal averaging	

zum Stress-locking.

In Anlehnung an [46] wurde daher für die integrale nichtlokale Beschreibung des Betonstoffgesetzes ein Ansatz gewählt, in dem die Schädigung des Materials anhand der nichtlokalen Dehnung berechnet wird. Um im elastischen Bereich eine rein lokale Beschreibung der Spannungs-Dehnungs-Beziehung zu erhalten und eine zu stark nichtlokale Betrachtung zu vermeiden, werden für die Berechnung der Spannungen die lokalen Dehnungen verwendet. Somit erhält man folgende nichtlokale Spannungs-Dehnungs-Beziehung:

$$\sigma = \mathbf{D}_s(\bar{\epsilon}) \cdot \epsilon \quad (4.63)$$

mit:

$\mathbf{D}_s =$  Sekantensteifigkeit

$\epsilon =$  Lokale Dehnungen im Integrationspunkt

$\bar{\epsilon} =$  Nichtlokale Dehnungen

In jedem Integrationsschritt wird über die zu Beginn der Rechnung festgelegten Punkte der gewichtete Mittelwert der nichtlokalen Dehnung  $\bar{\epsilon}$  bestimmt. Mit Hilfe der nichtlokalen Dehnung  $\bar{\epsilon}$  lässt sich die Steifigkeitsmatrix  $\mathbf{D}_s$  des Integra-

tionspunktes zu jedem Zeitpunkt mit dem bereits vorgestellten Betonstoffgesetz berechnen.

#### **4.1.8 Linearisierung des Betonstoffgesetzes**

Für die Übergabe an ADINA muss die Spannungs-Dehnungs-Beziehung in tangentialer Form vorliegen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass es im Entfestigungsbereich mit den dann vorliegenden negativen Tangentensteifigkeiten zu numerischen Instabilitäten kommt. Entsprechend der Vorgehensweise in [96] wird daher versucht, einen stetigen Verlauf der Tangentenwerte in den Entfestigungsbereich hinein zu erhalten. Um dies zu erreichen, wird der Mittelwert aus den berechneten Tangenten- und Sekantensteifigkeiten ADINA als Tangentensteifigkeit übergeben. Darüber hinaus wird die Übergabe von eventuell negativen Tangentensteifigkeiten unterbunden und anstelle dessen eine sehr geringe positive Steifigkeit übergeben. Die Konvergenzgeschwindigkeit wird dadurch zwar etwas verringert, Divergenzen werden aber verhindert.

#### **4.1.9 Temperaturabhängige Betoneigenschaften**

Für die Berechnung der Leckageversuche unter einer Dampf- bzw. einer kombinierten Dampf-Luft-Beanspruchung und einer damit einhergehenden erhöhten Temperatur des Betons sind Angaben über die temperaturabhängigen Materialeigenschaften von Beton nötig.

Einen umfassenden Überblick gibt dazu Schneider [86]. In [89] werden umfangreiche Untersuchungen an calzitischen und silikatischen Betonen im Temperaturbereich bis 250°C vorgestellt, und Empfehlungen für eine Werkstoffwahl gegeben.

Thienel untersuchte in [98] das Verhalten von Beton bei hoher Temperatur und zweiachsiger Beanspruchung. Den Einfluss hoher Temperaturen auf das Verbundverhalten von einbetonierten Bewehrungsstäben wurde in [84] untersucht. Der Einfluss erhöhter Temperaturen auf das Verbundverhalten ist jedoch für den Temperaturbereich der durchgeführten Leckageversuche gering und wird deshalb vernachlässigt.

Betrachtet man den Einfluss erhöhter Temperaturen auf die Materialeigenschaften von Beton, die in der Literatur angegeben werden, so erkennt man, dass diese großen Streuungen unterworfen und zudem abhängig von der Lagerungsart, dem Feuchtegehalt, der mechanischen Belastung und dem Feuchte-austausch mit der Umgebung sind. Dennoch wird ein Überblick über die wichtigsten Materialeigenschaften nachfolgend gegeben und versucht, die wichtigsten

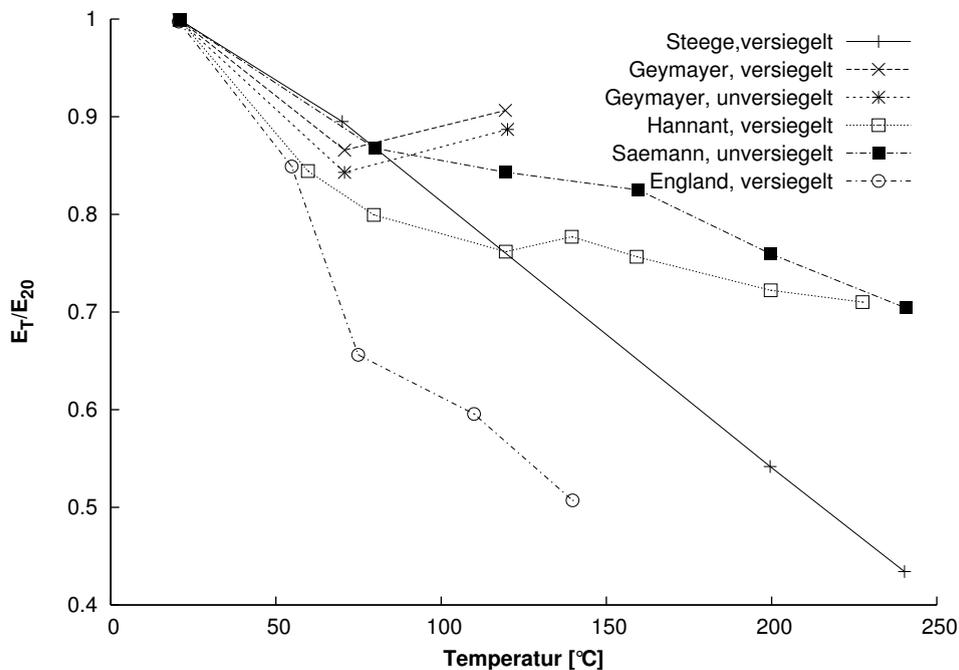


Abbildung 4.10: E-Modul von Kalksteinbetonen unter erhöhter Temperatur [86]

Effekte auch im numerischen Modell zu berücksichtigen.

Der Temperatureinfluss auf den E-Modul wird in Abbildung 4.10 gezeigt. Von den mechanischen Eigenschaften ist die Temperaturabhängigkeit des E-Moduls im betrachteten Temperaturbereich bis ca. 200 °C am stärksten ausgeprägt und wird daher, wie in Abschnitt 4.1.9.1 gezeigt, im Stoffgesetz berücksichtigt.

Die thermischen Materialeigenschaften von Beton werden zur Berechnung der Temperaturen der Luft-Dampf-Versuche benötigt. Für die drei Versuchskörper für EDF/Septen lagen Materialeigenschaften vor, die bei Raumtemperatur an kleinen Proben bestimmt wurden.

Für den relevanten Temperaturbereich bis etwa 200 °C ist die Temperaturabhängigkeit des Temperatureausdehnungskoeffizienten nach [86] gering und wird vernachlässigt. Stattdessen wird ein konstanter Wert von  $\alpha = 1 \cdot 10^{-5} \frac{1}{^\circ\text{C}}$  in der Rechnung angesetzt.

Die Wärmekapazität von Kalksteinbetonen, wie er beim ersten Versuchskörper der zweiten Versuchsserie verwendet wurde, und von Silikatbetonen, die bei den anderen Versuchskörpern verwendet wurden, ist im Temperaturbereich bis 200 °C leicht temperaturabhängig. Wie die Messwerte aus [86] in den beiden Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen, unterliegen die Messungen starken Schwankungen und sind von den verwendeten Versuchsaufbauten abhängig. Für die Rechnungen wird von einem leichten Anstieg der Wärmekapazität mit steigender Temperatur ausgegangen.

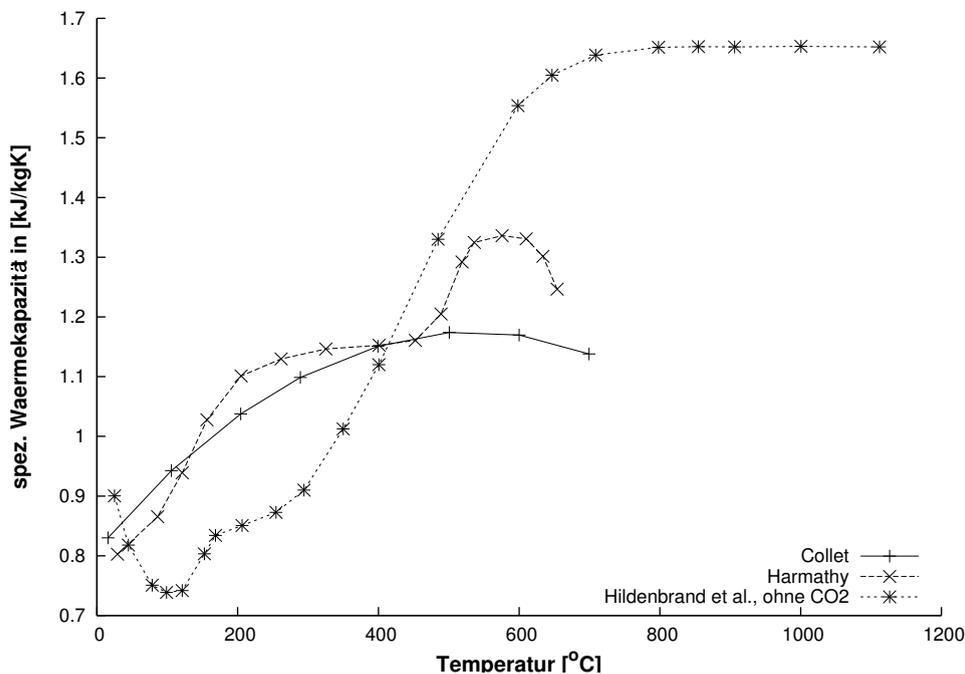


Abbildung 4.11: Wärmekapazität von Kalksteinbetonen unter erhöhter Temperatur [86]

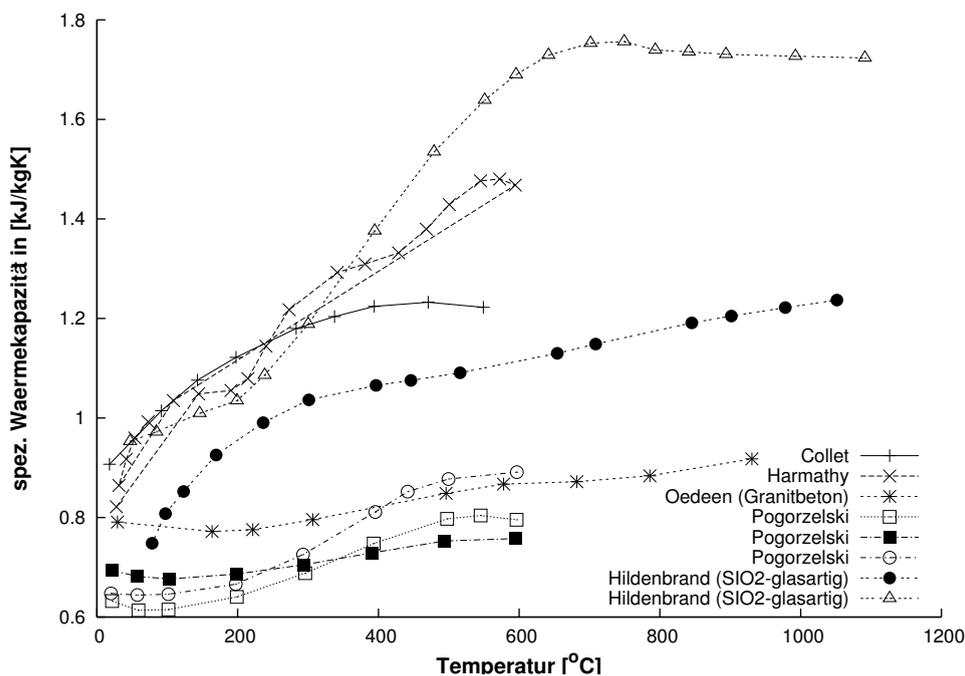


Abbildung 4.12: Wärmekapazität von Silikatbetonen unter erhöhter Temperatur [86]

Da die zu untersuchenden Versuchskörper nur einer relativ kurzen Belastung ausgesetzt sind und keine Vorspannung erfolgt, wird auf die Berücksichtigung des Kriechens verzichtet.

#### 4.1.9.1 Implementierung im Betonstoffgesetz

Die in dem zu betrachtenden Temperaturbereich von  $20^\circ\text{C}$  bis maximal  $250^\circ\text{C}$  zu beobachtende Abnahme des Elastizitätsmoduls kann im Betonstoffgesetz berücksichtigt werden. Diese Abnahme wird als irreversibel angesehen und mit einer zusätzlichen skalaren Temperaturschädigung  $D_T$  berücksichtigt:

$$D_T = 1 - \frac{E_T}{E_{20}} \quad (4.64)$$

$$\dot{D}_T \geq 0 \quad (4.65)$$

Die Gesamtschädigung des Betons bei einer Druckbeanspruchung setzt sich aus der Temperaturschädigung und der Druckschädigung zusammen, so dass sich folgende einachsige Spannungs-Dehnungs-Beziehung ergibt:

$$\sigma = (1 - D_T) \cdot (1 - D) \cdot E_0 \quad (4.66)$$

Wie bereits dargestellt und in Abbildung 4.10 ersichtlich ist, sind die temperaturabhängigen Elastizitätsmodule  $E_T$  einer großen Streuung unterworfen und zudem abhängig von der Betonzusammensetzung, der Lagerungsart und des Versuchsaufbaus. Eine allgemeingültige analytische Funktion kann deshalb nicht zur Beschreibung des temperaturabhängigen Verlaufs des E-Moduls angegeben werden. Es wird deshalb zwischen den für bestimmte Temperaturen angegebenen E-Modulen linear interpoliert.

Die Abnahme der Betonzug- und Druckfestigkeit mit steigender Temperatur ist wesentlich weniger ausgeprägt wie die Abnahme des E-Moduls [86]. Auf eine Berücksichtigung wird verzichtet.

#### 4.1.10 Inhomogene Verteilung der Betonzugfestigkeit

Der Vorgang der Rissbildung bei den zu untersuchenden repräsentativen Wandsegmenten infolge einer zentrischen Zugkraft führt vor der Erstrissbildung zu einer sehr homogenen Verteilung der Zugspannungen über einen großen Bereich des Versuchskörpers. Die Erstrissbildung setzt in der Regel an lokalen Fehlstellen oder Querschnittsschwächungen des Versuchskörpers ein. Versucht

man die Erstrissbildung mittels FEM zu berechnen, so beobachtet man vor der Erstrissbildung eine sehr homogene Schädigung eines großen Bereichs des modellierten Versuchskörpers. Infolge des Fehlens lokaler Schädigungen erhält man unrealistische Rissmuster.

Mechtcherine untersuchte in [65] das Verhalten von Zugversuchen und Biegezugversuchen sowohl experimentell als auch numerisch. Um die Heterogenität des Betons besser abbilden zu können, führte er eine stochastische Zuordnung der Werkstoffeigenschaften an die finiten Elemente des diskretisierten Prüfkörpers ein. Mittels einer umfangreichen Parameterstudie wies er nach, dass diese Methode des heterogenen Kontinuums gut geeignet ist, die heterogenen Werkstoffeigenschaften des Betons in einer numerischen Simulation zu berücksichtigen.

Die Streuung der Materialeigenschaften berücksichtigte er hauptsächlich durch eine Streuung der Zugfestigkeit  $f_t$  auf Elementebene. Auf Werkstoffebene begründete er diese Wahl durch die unterschiedlich starke Streuung der mechanischen Eigenschaften der einzelnen Strukturkomponenten wie der Mörtelmatrix, dem Zuschlag und der Verbundzone. Die Größe dieser Streuung ist unter anderem von der Zusammensetzung dem w/z-Wert, der Nachbehandlung oder einer vorangegangenen thermischen Beanspruchung abhängig.

Die Implementierung in das Betonstoffgesetz basiert auf [65] und wurde so abgeändert, dass beliebige Modelle ohne zusätzlichen Aufwand bei der Modellierung mit dem Ansatz des heterogenen Kontinuums berechnet werden können.

Dazu wird die der Elementgruppe zugewiesene Zugfestigkeit  $f_{t,inp}$  durch einen Zufallsanteil  $\Delta f_t$  modifiziert. Der dafür benötigte Zufallswert  $x_i$  wurde so gewählt, dass er einen Mittelwert  $\bar{x}$  von Null mit einer Standardabweichung  $\sigma_x$  von 1 hat und normalverteilt ist. Dadurch lässt sich jede gewünschte Standardabweichung leicht durch eine einfache Multiplikation berechnen.

Diese Modifikation der Zugfestigkeit  $f_{t,inp}$  um  $\Delta f_t$  erfolgt im Betonstoffgesetz auf Elementebene zum Zeitpunkt der Initialisierung. Zur Vereinfachung wird die so berechnete Zugfestigkeit  $f_{t,stoch}$  in 9 Festigkeitsklassen eingeteilt. Durch die Implementierung in das Stoffgesetz ist für eine Berechnung mit heterogenen Betoneigenschaften kein erhöhter Modellierungsaufwand nötig, so dass auch eine Anwendung auf größere Modelle möglich ist.

Durch die Verwendung zufällig verteilter Betonzugfestigkeiten ist es bei der Nachrechnung von Zugversuchen in gewissen Grenzen möglich, die Streuungen der Rissbilder, die bei Versuchen beobachtet wurden, in den Rechnungen nachzuvollziehen. Für weitere Untersuchungen erscheint es lohnenswert, diesen Ansatz weiterzuentwickeln und zu verbessern.

### 4.1.11 Verifikationsbeispiele

Um die Netzabhängigkeit und das Konzept der nichtlokalen Schädigung zu überprüfen, werden nachfolgend Versuche an unbewehrten Betonproben berechnet.

#### 4.1.11.1 Zugstab

Für die Berechnung der Rissbildung der Versuchskörper ist das Verhalten des Betonstoffgesetzes unter einer reinen Zugbeanspruchung von großer Bedeutung. Zur Überprüfung werden Versuche von Mechtcherine [65] an unbewehrten, gekerbten Zugkörpern berechnet und die Elementfeinheit variiert.

Um die Elementabhängigkeit zu verringern und eine unrealistische Schädigungslokalisierung in eine einzelne Elementreihe zu verhindern, wurde die Schädigung mit Hilfe der in Abschnitt 4.1.6 vorgestellten nichtlokalen Bestimmung der Schädigung durchgeführt. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.13 auch das Ergebnis bei einer lokalen Bestimmung der Schädigung mit aufgenommen. Das Ergebnis zeigt, dass durch die Verwendung des „Crack Band Models“ und

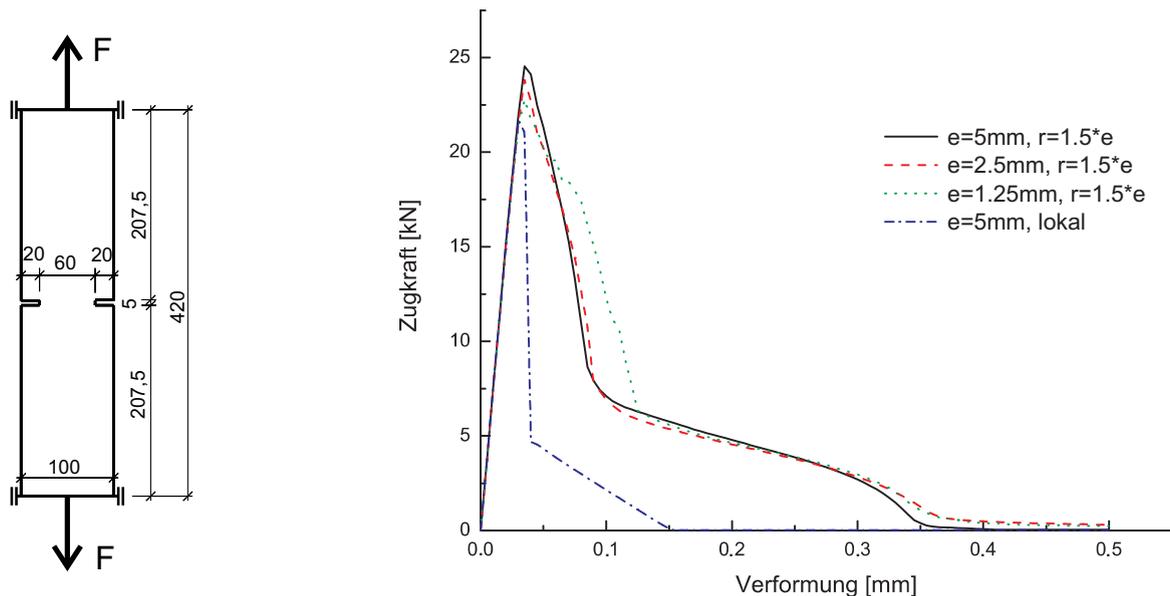


Abbildung 4.13: Einfluss der Feinheit des FE-Netzes auf den Verlauf der gerechneten Kraft-Gesamtverformungsbeziehung beim einachsigen Zugversuch an einem gekerbten Betonprisma

dem nichtlokalen Ansatz die Last-Verformungs-Beziehung des Zugstabes bei einer Netzverfeinerung stabil und relativ unabhängig von der Netzfeinheit ist. Vergleicht man die Ergebnisse der nichtlokalen mit einer lokalen Berechnung, so erkennt man, dass nach Überschreiten der maximal aufnehmbaren Zugkraft bei der lokalen Berechnung die aufnehmbare Kraft sehr stark abfällt und sich

die weiteren Verformungen auf nur noch eine Elementreihe lokalisieren. Bei den nichtlokalen Berechnungen ist das Nachbruchverhalten deutlich stärker ausgeprägt und weitgehend unabhängig von der Netzfeinheit.

#### 4.1.11.2 Biegebalken

Der in Abbildung 4.14 dargestellte Versuch an einem gekerbten, unbewehrten Biegebalken wird als Verifikationsbeispiel vor allem für den Einfluss der nichtlokalen Berechnung der Schädigung verwendet.

Durchgeführt wurden die Versuche von Körmeling und Reinhardt [55]. In [83] und [76] wurden die Versuche ebenfalls zur Verifizierung von Materialmodellen und zur Bestimmung der Sensitivität auf Parameterveränderungen herangezogen.

Für die Berechnung wurden folgende Annahmen zu den Materialparametern getroffen: E-Modul  $E = 20000 \text{ N/mm}^2$ , Querdehnzahl  $\nu = 0,20$ , makroskopische Zugfestigkeit  $f_{ct} = 2.4 \text{ N/mm}^2$  und Bruchenergie  $G_f = 113 \text{ N/m}$ . Die Dicke des Versuchskörpers betrug  $t = 100 \text{ mm}$ . Den Last-Mittendurchbiegungs-

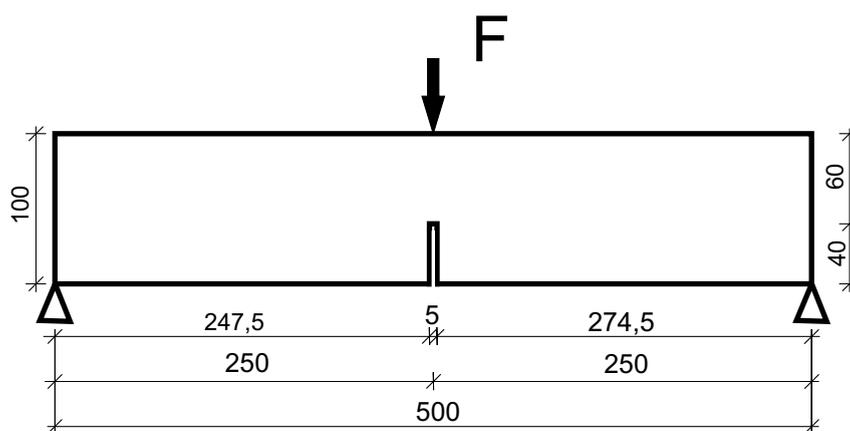


Abbildung 4.14: Geometrie von Versuchen an gekerbten Biegebalken

Beziehungen in Abbildung 4.15 ist zu entnehmen, dass das berechnete Ergebnis infolge der Kombination aus dem „fictitious crack model“ und dem „crack band model“ relativ netzunabhängig ist. Verglichen mit den Ergebnissen aus [83] und den Versuchen ist das berechnete Ergebnis sowohl mit den lokalen als auch den nichtlokalen Ansätzen etwas steifer als der Bereich der Versuchsergebnisse.

Bei Verwendung der nichtlokalen Ansätze zur Berechnung der Schädigung ist die aufnehmbare Maximallast geringfügig höher wie bei der lokalen Berechnung. Dies lässt sich dadurch erklären, dass in diesem Fall die zur Berechnung der Schädigung benötigten Dehnungen nichtlokal berechnet werden und der Einfluss der Spannungs- bzw. Dehnungsspitzen infolge der Singularität an der Wur-

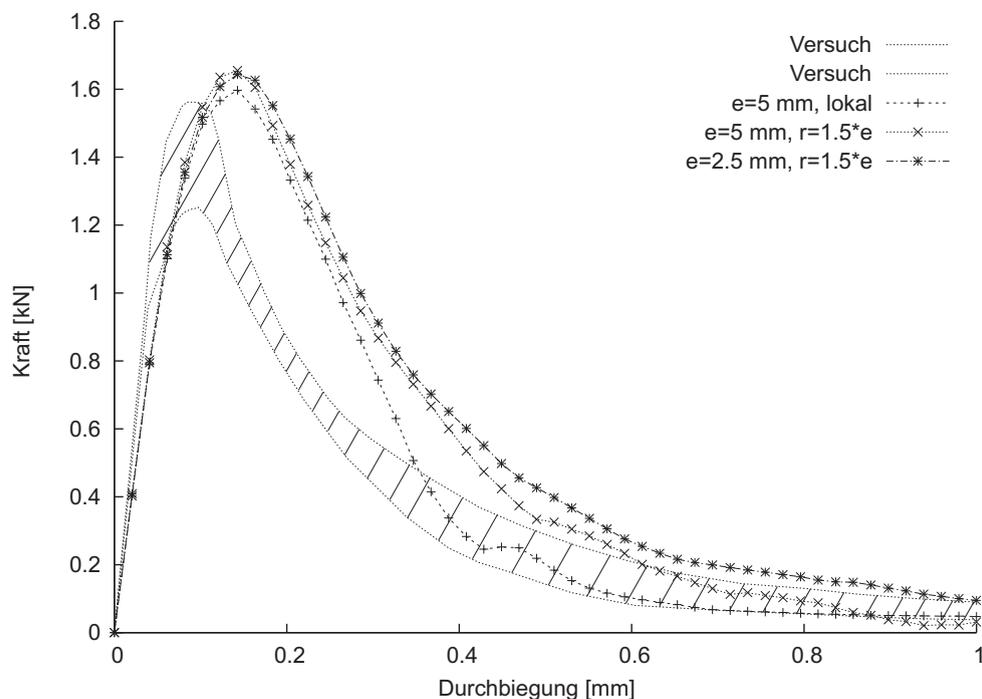


Abbildung 4.15: Einfluss der Netzfeinheit und des nichtlokalen Ansatzes auf den Verlauf der gerechneten Kraft-Durchbiegungsbeziehung bei einem gekerbten Biegebalken

zel der Kerbe verringert wird. Wie beim Zugstab ist der Nachbruchbereich bei der nichtlokalen Berechnung durch die lokalisierungsbegrenzende Wirkung des nichtlokalen Ansatzes etwas ausgeprägter. Der Versuchsbereich kann gut abgebildet werden.

Beide Verifikationsbeispiele konnten die geringe Elementgrößenabhängigkeit des verwendeten Betonstoffgesetzes bei der Verwendung von nichtlokalen Ansätzen zeigen.

## 4.2 Verbund

Das Verbundverhalten beschreibt die Interaktion zwischen Bewehrung und Beton. Die Übertragung von Spannungen zwischen Bewehrung und Beton ermöglicht es, die Druckfestigkeit des Betons und die hohe Zugfestigkeit der Betonstahlbewehrung zu kombinieren und erlaubt sichere, wirtschaftliche Stahlbetontragwerke [62]. Das Verbundverhalten hat einen großen Einfluss auf das Verhalten von Stahlbetonstrukturen, insbesondere auf Rissentwicklung, Rissabstand, Rissbreite und Duktilität des gesamten Tragwerks. Das Verbundverhalten ist die Summe dreier verschiedener Tragmechanismen:

- Die **chemische Adhäsion** ist sehr gering und geht nach der ersten Relativverschiebung zwischen Bewehrung und Beton vollständig verloren.
- Die **Reibung** zwischen Bewehrung und Beton.
- Die **Verzahnung** der Betonstahlrippen im Beton verursacht geneigte Kräfte von der Betonstahlrippe in den Beton hinein.

Die drei verschiedenen Tragmechanismen sind in Abbildung 4.16 idealisiert dargestellt. Nach dem Aufbrechen der Adhäsion zwischen Bewehrung und Beton

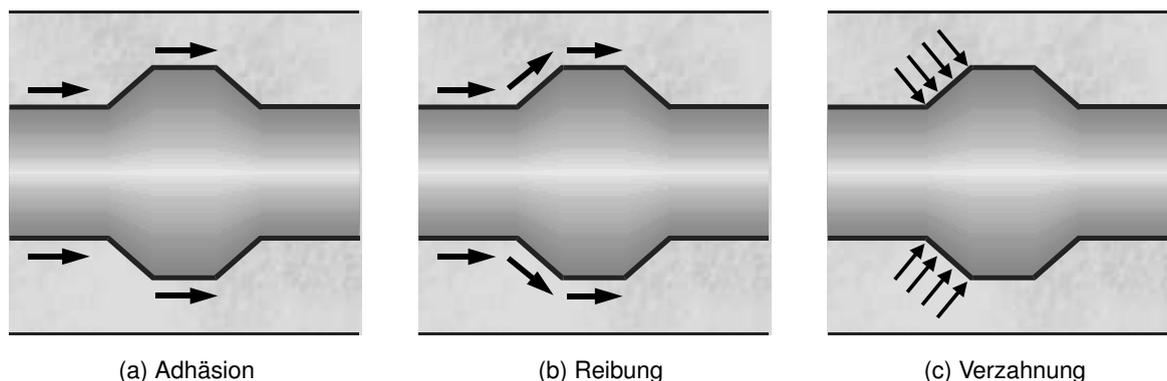


Abbildung 4.16: Idealisierte Verbundmechanismen [4]

erfolgt der Verbund hauptsächlich durch die Verzahnung der Rippen des Bewehrungsstahls im Beton. Die konzentrierte Krafteinleitung über die Rippen verursacht eine Entwicklung von kegelförmigen Rissen, die von der Spitze der Rippen der Bewehrung ausgehen [12]. Infolge des Verbundes entstehen geneigte Betonspannungen, die in einen Anteil parallel zur Lage der Bewehrung (Verbundspannung / bond stress) und einen Anteil radial zur Lage der Bewehrung

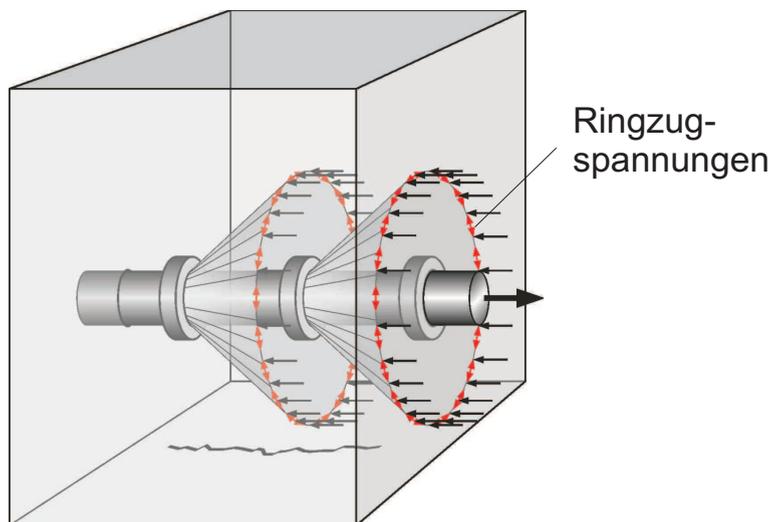


Abbildung 4.17: Ringzugspannungen infolge der Verzahnung der Bewehrung im Beton

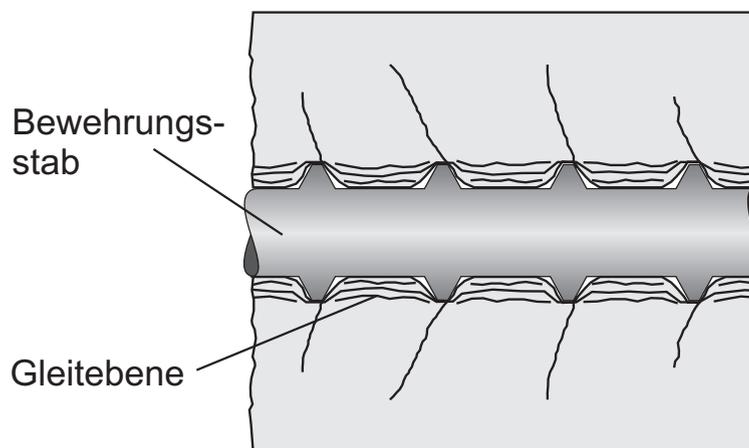


Abbildung 4.18: Verformungen im Beton infolge Auszugversagen

(Normalspannung oder Spaltspannung / splitting stress) aufgeteilt werden können. Der radiale Anteil der Spannungen wird durch Ringzugspannungen im umgebenden Beton im Gleichgewicht gehalten. Überschreiten diese Ringzugspannungen die Zugfestigkeit des Betons, so entstehen bewehrungsparallele Spaltrisse im Beton. Die Entstehung der Ringzugspannungen wird in Abbildung 4.17 dargestellt.

### 4.2.1 Verbundversagen

Zwei Hauptarten von Versagen des Verbundes können auftreten:

- Spaltzugversagen

- Die Ringzugspannungen um die Bewehrung überschreiten die Zugfestigkeit des Betons, der anschließend von bewehrungsparallelen Spaltrissen durchzogen wird. Ist keine Querbewehrung vorhanden, die in der Lage ist, die Spaltzugkräfte aufzunehmen, sind die Verbundspannungen nicht länger im Gleichgewicht und schlagartiges Verbundversagen tritt ein (Abbildung 4.17).
  - Derselbe Effekt tritt ein, wenn die Bewehrung ins Fließen gerät. Infolge der Querkontraktion der Bewehrung können nur noch geringe Normalspannungen und damit geringe Verbundspannungen übertragen werden.
- Auszugversagen
    - Wenn der Beton um die Bewehrung in der Lage ist, den Spaltzugkräften zu widerstehen und die Bewehrung nicht ins Fließen gerät, können die Betonkonsolen zwischen den Rippen der Bewehrung abgesichert werden und es bildet sich eine Gleitbahn um die Bewehrung herum aus. Verbundspannungen können nun nur noch durch Reibung übertragen werden (Abbildung 4.18)

### 4.2.2 Beschreibung des Verbundverhaltens

Viele der heute gebräuchlichen Verbundgesetze basieren auf Versuchen und Verbundgesetzen von Eligehausen [27]. Eine der ersten Implementierungen von Verbundgesetzen in ein Finite-Element-Programm erfolgte von Keuser [50]. Das für diese Arbeit verwendete Verbundelement basiert auf den Arbeiten von Keuser [50], Akkermann [7], Eligehausen [27] und Bigaj [12]. Das Verbundgesetz von Bigaj wurde wie in [7] leicht vereinfacht. Um der vorliegenden Problemstellung gerecht zu werden, die eine Erstbelastung bis zum abgeschlossenen Rissbild mit anschließender vollständiger Entlastung und Wiederbelastung bis zu einer gewünschten Rissbreite umfasst, wurde eine auf Experimenten basierende Beschreibung [27] des zyklischen Verbundverhaltens dem Verbundmodell von Bigaj hinzugefügt und in ADINA implementiert.

### 4.2.3 Monoton wachsende Belastung

Für die Beschreibung des Verbundverhaltens bei monoton wachsendem Schlupf zwischen Bewehrung und Beton wird das Verbundmodell von Den Uijl und Bigaj



von der minimalen Betondeckung  $c_{eff}$  begrenzt.

Für die Radialspannungs-Radialdehnungs-Beziehung lässt sich eine in drei Bereiche aufgeteilte, approximierte Funktion angeben. Der erste Bereich beschreibt das nichtlineare Verhalten bis zum Spaltversagen, der zweite die Entfestigung und der dritte Bereich die verbleibende Reststeifigkeit infolge Reibung. Nach [23] und [7] ergeben sich die folgenden Kurvengrenzwerte in Abhängigkeit von  $\frac{c_{eff}}{\varnothing}$ :

- Maximale Radialspannung am Bewehrungsrand bei Spaltversagen:

$$\sigma_{r,s,max} = 2 \left( \frac{c_{eff}}{\varnothing} \right)^{0.88} f_{ct} \quad (4.67)$$

- Radialdehnung am Bewehrungsrand bei Spaltversagen:

$$\epsilon_{r,s,max} = 4.2 \left( \frac{c_{eff}}{\varnothing} \right)^{1.08} \frac{f_{ct}}{E_c} \quad (4.68)$$

- Restspannung am Bewehrungsrand nach Rissöffnung:

$$\sigma_{r,s,res} = 0.2 \sigma_{r,s,max} \quad (4.69)$$

- Radialdehnung am Bewehrungsrand am Ende der Entfestigung:

$$\epsilon_{r,s,res} = \left( 2 \frac{c_{eff}}{\varnothing} + \frac{c_0}{\varnothing} \right) \frac{f_{ct}}{E_c} \quad \text{mit } c_0 = 0.27 \text{ m} \quad (4.70)$$

- Anfangssteifigkeit in Radialrichtung:

$$E_r = E_c \left[ \frac{c_1^2 + r_s^2}{c_1^2 - r_s^2} + \nu_0 \right]^{-1} \quad (4.71)$$

$$c_1 = c_{eff} + r_s \quad (4.72)$$

$$r_s = \frac{\varnothing}{2} \quad (4.73)$$

Die vereinfachte Radialspannungs-Radialdehnungs-Beziehung wird damit wie folgt definiert:

- **Bereich 1:**  $0 \leq \epsilon_{r,r_s} \leq \epsilon_{r,r_s,max}$

$$\sigma_{r,r_s}(\epsilon_{r,r_s}) = \sigma_{r,r_s,max} \frac{k\eta - \eta^2}{1 + (k-2)\eta} \quad (4.74)$$

$$k = \frac{E_r \epsilon_{r,r_s,max}}{\sigma_{r,r_s,max}} \quad (4.75)$$

$$\eta = \frac{\epsilon_{r,r_s}}{\epsilon_{r,r_s,max}} \quad (4.76)$$

- **Bereich 2:**  $\epsilon_{r,r_s,max} < \epsilon_{r,r_s} < \epsilon_{r,r_s,res}$

$$\sigma_{r,r_s}(\epsilon_{r,r_s}) = \sigma_{r,r_s,max} \left[ 1 - \frac{1 - \beta_t}{\epsilon_{r,r_s,res} - \epsilon_{r,r_s,max}} (\epsilon_{r,r_s} - \epsilon_{r,r_s,max}) \right] \quad (4.77)$$

- **Bereich 3:**  $\epsilon_{r,r_s,res} < \epsilon_{r,r_s}$

$$\sigma_{r,r_s}(\epsilon_{r,r_s}) = \sigma_{r,r_s,res} = \text{const.} \quad (4.78)$$

Da das Verbundverhalten normalerweise parallel zur Bewehrungsachse mit der Relativverschiebung  $\delta_p$  und der zugehörigen Verbundspannung  $\tau_p$  beschrieben wird, muss eine Beziehung zwischen den parallelen und radialen Spannungen definiert werden. Im verwendeten Verbundmodell wird das nichtlineare Verbundverhalten auf eine Verbundschicht übertragen. Der Einfluss der Bewehrung auf den Beton wird dabei als Keil beschrieben (Abbildung 4.20). Die radiale Dehnung der Verbundzone ist eine Funktion der Relativverschiebung  $\delta_p$  und des fiktiven Keilwinkels  $\vartheta_b$  des idealisierten Keils.

$$\epsilon_{r,rs}(\delta_p) = \frac{\delta_p}{r_s} \tan \vartheta_b \quad (4.79)$$

Der fiktive Keilwinkel  $\vartheta_b$  wurde von Den Uijl und Bigaj als Funktion der Betondruckfestigkeit  $f_c$  definiert [23].

$$\vartheta_b[^\circ] = 0.1 f_c \quad [\text{MPa}] \quad (4.80)$$

Die Verbundspannung  $\tau_p$  erhält man mit der Radialspannung  $\sigma_{r,rs}$  und einem fiktiven Reibungsbeiwert  $\Phi$ .

$$\tau_p = \cot \Phi \sigma_{r,rs} \quad (4.81)$$

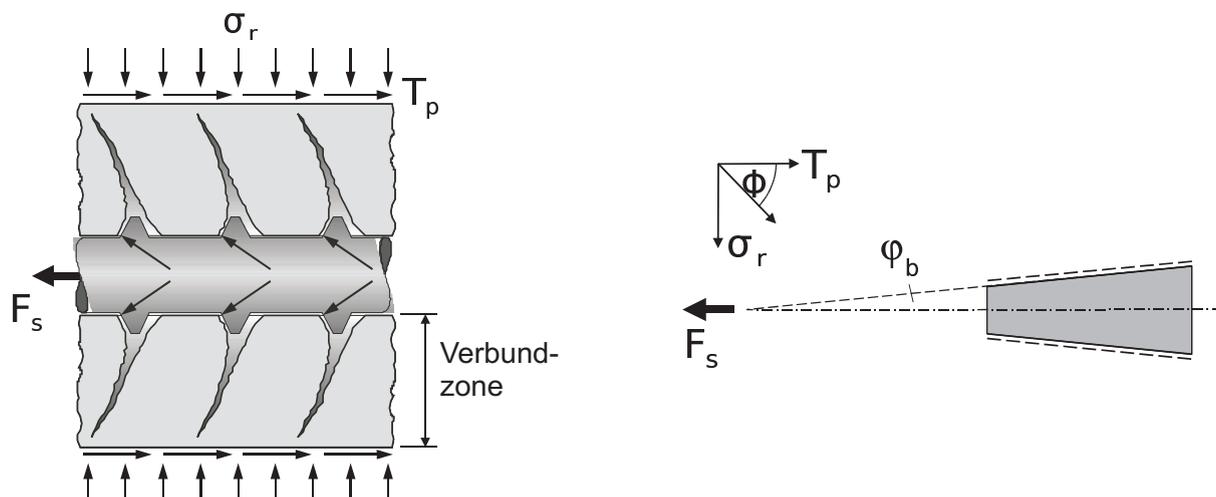


Abbildung 4.20: Idealisierung der Verbundzone und Keil-Modell

Der fiktive Reibungsbeiwert  $\Phi$  hängt hauptsächlich vom Winkel der Hauptspannungen vor den Rippen des Bewehrungsstabes ab. In [23] wird er zu  $\cot \Phi = 1$  gesetzt, so dass der Betrag der Verbund- sowie der Radialspannungen gleich groß ist.

#### 4.2.3.2 Auszugversagen

Ist die Betondeckung groß genug oder die Aufnahme der Ringzugspannungen über eine zusätzliche Bewehrung gesichert, so wird die maximal aufnehmbare Verbundspannung durch die maximal von den Betonrippen übertragbare Kraft  $\tau_{p,max}$  begrenzt. Wird diese überschritten, so scheren die Betonrippen zwischen den Rippen des Bewehrungsstahls ab und es bildet sich eine zylindrische Scherzone.

Beim Auszugversagen wird die radialspannungserzeugende Radialdehnung als Funktion des Parallelschlupfes  $\delta_p$  und der Bewehrungsstahldehnung  $\epsilon_s$  abgebildet [7]:

$$\epsilon_{r,r_s} = \frac{f(\delta_p, \epsilon_s)}{r_s} \quad (4.82)$$

Unter Vernachlässigung einer Stahldehnung  $\epsilon_s$  tritt Auszugversagen nach Überschreiten der kritischen Verbundspannung  $\tau_{p,max} = 5 \cdot f_{ct}$  auf und bewirkt eine Radialspannung von

$$\sigma_{r,1,0} = \frac{\tau_{p,max}}{\cot \theta} \quad (4.83)$$

$$\cot \theta = 1$$

Die Radialdehnung  $\epsilon_{r,1,0}(\sigma_{r,1,0})$  am Beginn des Auszugversagens lässt sich mit

$$\epsilon_{r,r_s}(\sigma_{r,r_s}) = \frac{\epsilon_{r,r_s,max}}{2\sigma_{r,r_s,max}} [ k\sigma_{r,r_s,max} - k\sigma_{r,r_s} + 2\sigma_{r,r_s} \quad (4.84)$$

$$- \sqrt{k^2\sigma_{r,r_s,max}^2 - (2k^2 - 4k + 4)\sigma_{r,r_s,max}\sigma_{r,r_s} + (k^2 - 4k)\sigma_{r,r_s}^2} ]$$

$$k = \frac{E_r\epsilon_{r,r_s,max}}{\sigma_{r,r_s,max}} \quad (4.85)$$

berechnen. Der Parallelschlupf  $\delta_{1,0}$  beträgt in diesem Moment

$$\delta_{1,0} = \frac{2\epsilon_{r,1,0}}{\tan \vartheta_b} \quad (4.86)$$

$$(4.87)$$

Die Entwicklung der zylindrischen Scherzone beim Auszugversagen geht einher mit der Zermahlung des Betons vor den Rippen des Bewehrungsstahls und einer Reduzierung des Reibbeiwertes in der Scherzone. Im Verbundmodell wird dies durch die Reduzierung des fiktiven Keilwinkels  $\vartheta_b$  in Abhängigkeit der Relativverschiebung  $\delta_p$  abgebildet. Sind die Betonkonsolen vollständig zerstört, können Kräfte nur noch durch Reibung übertragen werden.

Aufgrund der Reibung wird die Verbundspannung dann zu  $\tau_{p,res,0} = 2.5 f_{ct}$  bei einer zugehörigen Radialdehnung von  $\epsilon_{r,3,res}$  angenommen.

Der Verlauf der Radialdehnung als Funktion des parallelen Schlupfes  $\delta_p$  beim Auszugversagen lässt sich als Funktion mit vier Bereichen gemäß Abbildung 4.21 darstellen [23],[7]:

- Bereich 1:  $0 \leq \delta_p \leq \delta_{0,s}$

Der Bereich 1 beschreibt den spannungsfreien Schlupf infolge Querkontraktion der Bewehrung

$$\delta_{0,s} = \frac{l_{el}\nu_s\epsilon_s r_s}{r_s \tan \theta_r} \quad (4.88)$$

$$\epsilon_{r,rs} = 0 \quad (4.89)$$

- Bereich 2:  $\delta_{0,s} < \delta_p \leq \delta_{1,s} = \delta_{0,s} + \delta_{1,0}$ :

Der Bereich 2 beschreibt die Verbundwirkung bis zur Ausbildung der

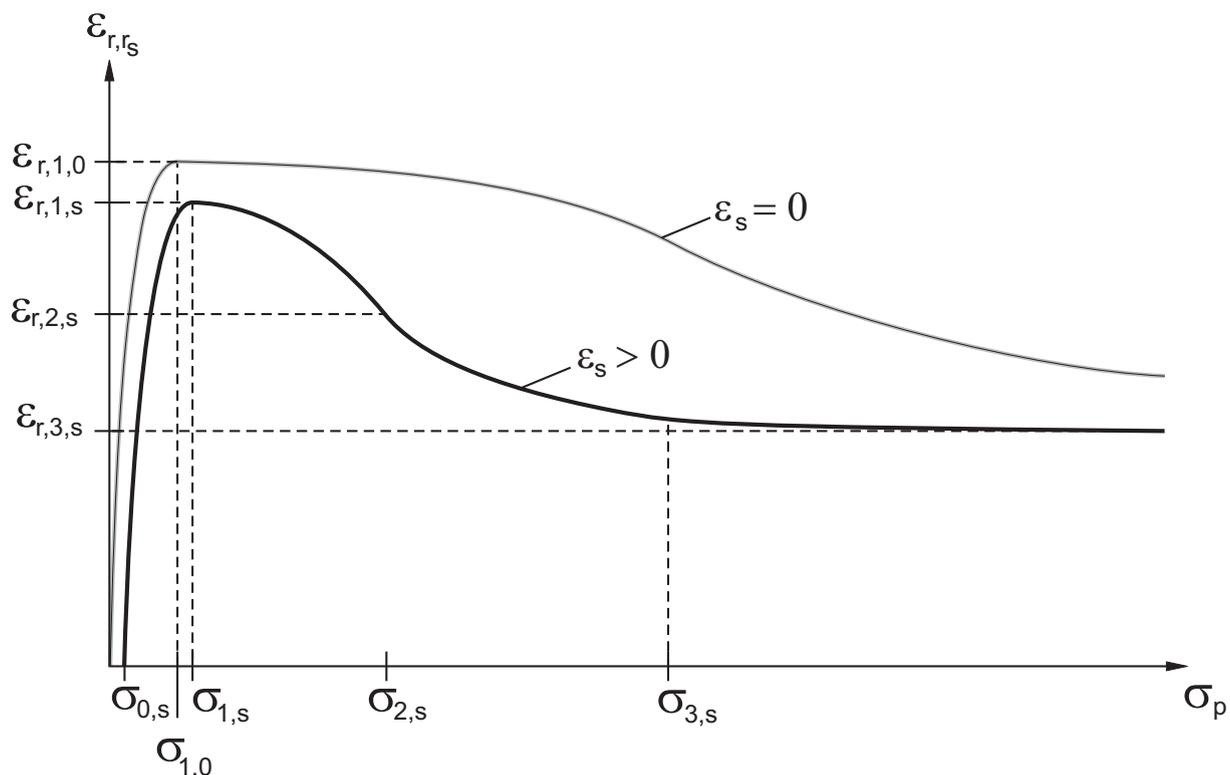


Abbildung 4.21: Radialdehnungs-Schlupf-Beziehung für Auszugversagen [7]

Scherfläche bei einem Schlupf von  $\delta_{1,s}$  und einer Querdehnung von  $\epsilon_{r,1,s}$

$$\epsilon_{r,1,s} = (\epsilon_{r,1,0} - \epsilon_{r,3,s})e^{-K_1\epsilon_s} + \epsilon_{r,3,s} \quad (4.90)$$

$$K_1 = 30$$

Der Verlauf der Querdehnung  $\epsilon_{r,r,s}$  im Bereich 2 wird mit

$$\epsilon_{r,r,s} = a_1\delta_p^2 + a_2\delta_p + a_3 \quad (4.91)$$

$$a_1 = \frac{-\epsilon_{r,1,s}}{(\delta_{0,s} - \delta_{1,s})^2}, \quad a_2 = \frac{2\delta_{1,s}\epsilon_{r,1,s}}{(\delta_{0,s} - \delta_{1,s})^2}, \quad a_3 = \frac{\delta_{0,s}\epsilon_{r,1,s}(\delta_{0,s} - 2\delta_{1,s})}{(\delta_{0,s} - \delta_{1,s})^2}$$

- Bereich 3:  $\delta_{1,s} < \delta_p \leq \delta_{2,s}$ : Der Bereich 3 beschreibt die Radialdehnungs-Schlupf-Beziehung vom Beginn des Auszugversagens bis zum Wende-

punkt der Entfestigungsbeziehung.

$$\delta_{2,s} = \frac{\delta_{3,s}}{2} \quad (4.92)$$

$$\delta_{3,s} = (\delta_{3,max} - 2.1\delta_{1,0})e^{-K_2\epsilon_s} + 2.1\delta_{1,0} \quad (4.93)$$

$$K_2 = 100$$

$$\delta_{3,max} = 0.33\varnothing$$

$$\epsilon_{r,2,s} = \frac{\epsilon_{r,1,s} - \epsilon_{r,3,s}}{2} \quad (4.94)$$

Die Radialdehnungs-Schlupf-Beziehung  $\epsilon_{r,r_s}$  im Bereich 3 lässt sich mit

$$\epsilon_{r,r_s} = b_1\delta_p^2 + b_2\delta_p + b_3 \quad (4.95)$$

$$b_1 = \frac{\epsilon_{r,2,s} - \epsilon_{r,1,s}}{(\delta_{1,s} - \delta_{2,s})^2}, \quad b_2 = \frac{2\delta_{1,s}(\epsilon_{r,2,s} - \epsilon_{r,1,s})}{(\delta_{1,s} - \delta_{2,s})^2}$$

$$b_3 = \frac{\delta_{1,s}^2\epsilon_{r,2,s} + \delta_{2,s}^2\epsilon_{r,1,s} - 2\delta_{1,s}\delta_{2,s}\epsilon_{r,1,s}}{(\delta_{1,s} - \delta_{2,s})^2}$$

bestimmen.

- Bereich 4:  $\delta_{2,s} < \delta_p$

Im Bereich 4 nähert sich die Radialdehnungs-Schlupf-Beziehung asymptotisch der verbleibenden Schubspannung  $\tau_{p,res}$  und der zugehörigen Radialdehnung  $\epsilon_{r,3,res}$  aufgrund von Reibung innerhalb der Scherfläche an.

$$\epsilon_{r,3,s} = (\epsilon_{r,3,res})e^{-K_3\epsilon_s} \quad (4.96)$$

$$K_3 = 8.5 \quad (4.97)$$

Die Radialdehnungs-Schlupf-Beziehung  $\epsilon_{r,r_s}$  im Bereich 4 wird mit

$$\epsilon_{r,r_s} = c_1 e^{-c_2\delta_p} \quad (4.98)$$

$$c_2 = \frac{2b_1\delta_{2,s} + b_2}{b_1\delta_{2,s}^2 + b_2\delta_{2,s} + b_3 - \epsilon_{r,3,s}}$$

$$c_2 = \frac{b_1\delta_{2,s}^2 + b_2\delta_{2,s} + b_3 - \epsilon_{r,3,s}}{e^{-c_2\delta_{2,s}}} \quad (4.99)$$

Nach der Bestimmung der Radialdehnungen infolge Auszugversagen wird die Radialdehnung  $\epsilon_{r,r_s}(\delta_p)$  in die Radialspannungs-Radialdehnungs-Beziehungen für Spaltzugversagen in Abschnitt 4.2.3.1 eingesetzt und die Radialspannung  $\sigma_{r,rs}(\epsilon_{r,rs}(\delta_p))$  bestimmt. Mit Gleichung 4.81 lässt sich abschließend die

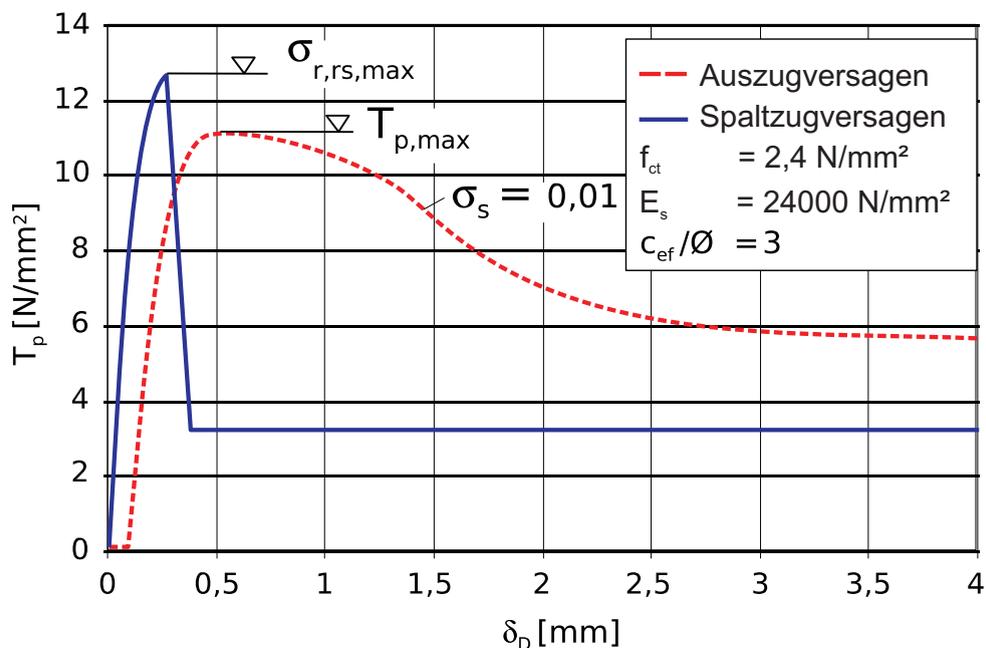


Abbildung 4.22: Verbundspannung versus Relativverschiebung für Spaltzug- und Auszugversagen

Tabelle 4.2: Lichter Abstand der Bewehrungsrippen bei Betonstahl BSt 500 S nach DIN 488-2; Werte in [mm]

Durchmesser	6	8	10	12	14	16	20	25	28
nicht verwunden	4	4.3	4.9	5.2	6.1	7.0	8.7	10.9	12.2
kalt verwunden	5	6.7	8.4	8.8	10.3	11.8	14.7	18.4	20.6

zum Schlupf  $\delta_p$  gehörige Verbundspannung  $\tau_p$  berechnen. Abbildung 4.22 zeigt typische Verbundspannungen in Abhängigkeit der Relativverschiebung  $\delta_p$  für Spaltzug- und Auszugversagen.

Durch die zyklische Beanspruchung des Verbundes ist es möglich, dass die Betonkonsolen schon vorab durch eine Belastung in die entgegengesetzte Richtung geschwächt wurden.

Von den in Tabelle 4.2 aufgeführten Längen der Betonkonsolen zwischen den Rippen des Bewehrungsstabes wird deshalb nach einer Umkehr der Belastungsrichtung die plastische Verschiebung in die entgegengesetzte Richtung abgezogen.

#### 4.2.4 Verhalten bei Ent- und Wiederbelastung

Das Verbundverhalten bei Ent- und Wiederbelastung ist auch für Berechnungen von Interesse, bei denen es nicht zu einer hohen Zykluszahl aus Belastung, Entlastung und Wiederbelastung kommt. So wurde bei den durchgeführten Leckageversuchen vor den eigentlichen Leckagetests zuerst ein annähernd abgeschlossenes Rissbild durch das Aufbringen einer zentrischen Zugkraft auf den Versuchskörper erzeugt und anschließend der Versuchskörper entlastet. Die gewünschte Rissbreite wurde durch eine Wiederbelastung des Versuchskörpers mit einer neuen, niedrigeren zentrischen Zugkraft eingestellt.

Eine Übersicht über analytische Verbundmodelle für zyklische Belastungen und numerische Untersuchungen wird in [24] gegeben.

Da die Zyklusanzahl jedoch sehr gering war und kein Verbundversagen zu erwarten ist, wurde in der Implementierung des zyklischen Verbundverhaltens auf eine Abminderung der erreichbaren Verbundspannungen bei Wiederbelastung und bei wiederholten Reibungszyklen verzichtet.

Für die Beschreibung des zyklischen Verhaltens wurde das Verbundmodell von Eligehausen [27] zugrunde gelegt und in leicht abgewandelter Form implementiert. In Abbildung 4.23 wird das schematische Verbundspannungs-Schlupf-Verhalten dargestellt und in den folgenden Abschnitten kurz erläutert.

##### Erstbelastung

Für die Erstbelastung des Verbundes in den Abschnitten A-B, B-M-N, D-F in Abbildung 4.23 wird die Kurve für eine monotone Erstbelastung, wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, verwendet.

##### Entlastung / Wiederbelastung

Die Steifigkeit für den Entlastungs- bzw. Wiederbelastungspfad B-C, D-E, E-D und L-B der Verbundspannungs-Verschiebungskurve ist wie in [27] und in [20] linear und unabhängig vom Schlupf zwischen Bewehrung und Beton und unabhängig von der bereits absolvierten Zykluszahl. Die Steifigkeit wird gemäß [20] zu

$$K = 200 \frac{N}{mm^3} \quad (4.100)$$

gewählt.

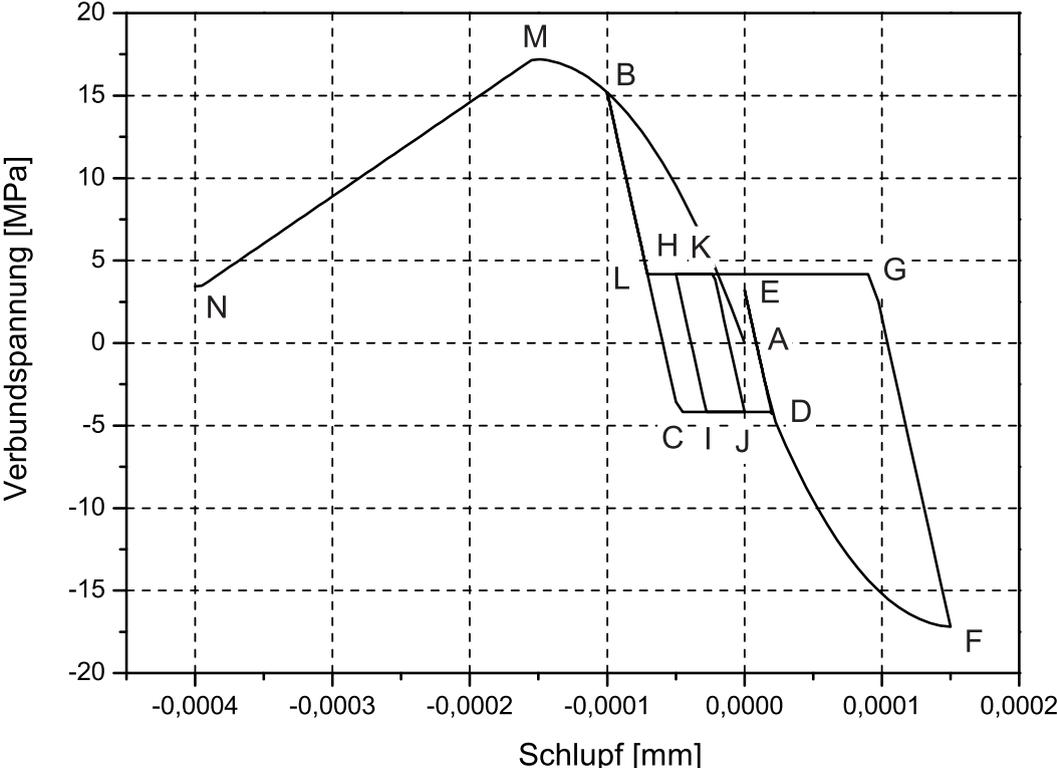


Abbildung 4.23: Schematisches Verbundspannungs-Schlupf-Verhalten für zyklische Belastung

## Reibung

Nach der vollständigen Entlastung B-O verbleibt zwischen der Rippe des Betonstahls und dem Beton ein Spalt mit der Breite des Schlupfes am Punkt O. Sobald der Bewehrungsstab in die andere Richtung verschoben wird, bauen sich relativ niedrige Reibungskräfte auf (O-C-D). Sobald die Rippe des Bewehrungsstabes wieder Kontakt zum Beton auf der anderen Seite bekommt, wird in die Erstbelastungskurve übergegangen (D-F)

## Verbundverhalten unter erhöhter Temperatur

Der Einfluss hoher Temperaturen auf das Verbundverhalten von einbetonierten Bewehrungsstäben wurde ausführlich in [84] untersucht und beschrieben. Da der Abfall der Verbundspannungen im betrachteten Temperaturbereich bis  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  bei einem Quarzkiesbeton nur etwa 6 % und bei einem Kalksteinbeton annähernd 0 % beträgt, wurde auf eine Berücksichtigung im Verbundgesetz verzichtet.

### 4.2.5 Verbundelemente

Für die Übertragung von Spannungen zwischen Beton- und Bewehrungselementen gibt es mehrere Möglichkeiten [24], [63], [62], [7]. Keuser [50], Mainz [63] und der CEB-FIB-Report 10 [24] geben einen Überblick über die verschiedenen Möglichkeiten, den Verbund zwischen der Bewehrung und dem Beton zu modellieren. In dieser Arbeit wurde für die Modellierung des Verbundverhaltens die Implementierung von Verbundelementen mit eingebettetem Verbundgesetz gewählt, da die Annahme eines starren, direkten Verbundes eine zu grobe Näherung darstellen würde.

Die Verwendung von linearen Verbundelementen wurde erstmals von Keuser [50] beschrieben. Für die Implementierung des Verbundelementes in ADINA wurde ein isoparametrisches Element mit 4 Knoten und linearem Verschiebungsansatz gewählt. Das Verbundelement besteht aus 2 Knotenpaaren, die sich jeweils aus einem Beton- und einem Bewehrungsknoten zusammensetzen und im unbelasteten Zustand annähernd übereinander liegen. In der ursprünglichen Implementierung lagen die Knoten im unbelasteten Zustand exakt übereinander. Um die Implementierung und Modellierung zu vereinfachen, wurde in den folgenden Modellen jedoch auch im unbelasteten Zustand eine zweidimensionale Anordnung der Knoten gewählt. Da der Abstand der Beton- und Bewehrungsknoten in Querrichtung jedoch sehr klein ist, wird ausschließlich die Symmetrielinie

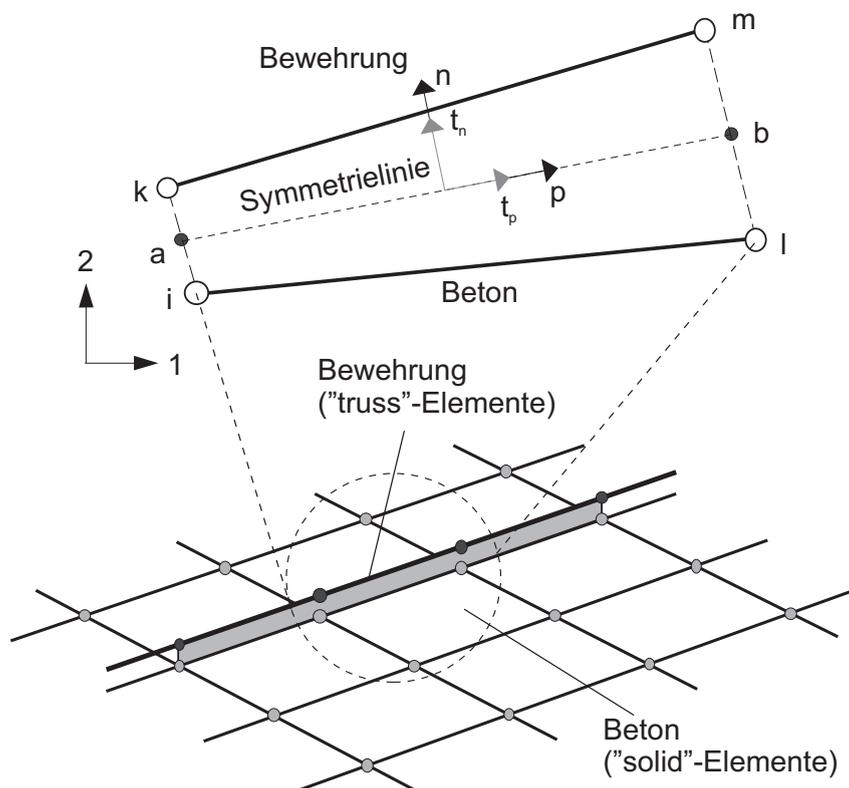


Abbildung 4.24: Lineares Verbundelement, in Anlehnung an [50]

zwischen den zwei Knotenpaaren betrachtet, die nachfolgend auch als Kontaktlinie bezeichnet wird (siehe Abbildung 4.24). Ausgehend von den globalen Knotenverschiebungen  $\mathbf{u}$  der Beton- und Bewehrungsknoten des Verbundelements werden die lokalen Verschiebungen der Kontaktlinie mit Hilfe der Formfunktionen berechnet.

Die Formfunktionen  $N_1$  und  $N_2$  werden entlang der Kontaktlinie angesetzt:

$$N_1(p) = \frac{1}{2}(1 - p) \quad (4.101)$$

$$N_2(p) = \frac{1}{2}(1 + p) \quad (4.102)$$

$$-1 \leq p \leq 1 \quad (4.103)$$

Die globalen Relativverschiebungen der Kontaktlinie berechnen sich damit zu:

$$\delta_{glob}(\rho) = \begin{bmatrix} \delta_1(\rho) \\ \delta_2(\rho) \end{bmatrix} = \quad (4.104)$$

$$\begin{bmatrix} -N_1 & 0 & N_1 & 0 & -N_2 & 0 & N_2 & 0 \\ 0 & -N_1 & 0 & N_1 & 0 & -N_2 & 0 & N_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{i1} \\ u_{i2} \\ u_{k1} \\ u_{k2} \\ u_{l1} \\ u_{l2} \\ u_{m1} \\ u_{m2} \end{bmatrix} \quad (4.105)$$

$$= \mathbf{B}(\rho) \cdot \mathbf{u} \quad (4.106)$$

Mit Hilfe der Transformationsmatrix  $\tilde{\mathbf{T}}$ , die sich aus den beiden Einheitsvektoren  $\mathbf{t}_p$  und  $\mathbf{t}_n$  des lokalen Elementkoordinatensystems ergibt, lassen sich die lokalen Relativverschiebungen bestimmen:

$$\mathbf{t}_p = \begin{bmatrix} t_{p1} \\ t_{p2} \end{bmatrix} = \frac{\mathbf{b} - \mathbf{a}}{|\mathbf{b} - \mathbf{a}|} \quad (4.107)$$

$$\mathbf{t}_n = \begin{bmatrix} t_{n1} \\ t_{n2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -t_{p2} \\ t_{p1} \end{bmatrix} \quad (4.108)$$

$$\tilde{\mathbf{T}} = \begin{bmatrix} t_{p1} & t_{p2} \\ t_{n1} & t_{n2} \end{bmatrix} \quad (4.109)$$

$$\delta_{lok}(\rho) = \tilde{\mathbf{T}} \cdot \delta_{glob}(\rho) = \tilde{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{B}(\rho) \cdot \mathbf{u} \quad (4.110)$$

mit:

$\tilde{\mathbf{T}}$  = Transformationsmatrix vom globalen ins lokale Koordinatensystem

$\mathbf{B}$  = Matrix der Formfunktionen

Die Spannungen an der Kontaktlinie können mit Verbundmodellen wie dem im Abschnitt 4.2.3 vorgestellten und den lokalen Relativverschiebungen  $\delta(\rho)$  der Kontaktlinie berechnet werden:

$$\begin{bmatrix} \tau_p(\rho) \\ \sigma_n(\rho) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{bp} & 0 \\ 0 & E_{bn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta_p(\rho) \\ \delta_n(\rho) \end{bmatrix} \quad (4.111)$$

$$\boldsymbol{\tau}(\rho) = \mathbf{E}_b \cdot \boldsymbol{\delta}(\rho) \quad (4.112)$$

Der Anteil der Spannungen parallel zur Bewehrungsachse  $\tau(p)$  entspricht den Verbundspannungen des Verbundmodells, während der Anteil senkrecht zur Bewehrungsachse den Widerstand gegen Querdruck bildet. Mit den Spannungen und der Materialsteifigkeitsmatrix können der Vektor der Knotenkräfte und die Elementsteifigkeitsmatrix berechnet werden [7].

$$\mathbf{f}_{el} = \frac{l_{el}}{2} \int_{-1}^1 \mathbf{B}^T (\tilde{\mathbf{T}}^T \mathbf{A}_b \tau) dp \quad (4.113)$$

$$\mathbf{K}_{el} = \frac{l_{el}}{2} \int_{-1}^1 \mathbf{B}^T (\tilde{\mathbf{T}}^T \mathbf{A}_b \mathbf{E}_b \tilde{\mathbf{T}}) dp \quad (4.114)$$

mit

$$l_{el} = \text{Elementlänge}$$

$$\mathbf{A}_b = \text{Verbundzonenmatrix}$$

Die Verbundzonenmatrix enthält die Angaben über die durch das Verbundelement mit dem Beton verbundenen Bewehrungsstäbe:

$$\mathbf{A}_b = \begin{bmatrix} n\pi\emptyset & 0 \\ 0 & n\emptyset \end{bmatrix} \quad (4.115)$$

mit:  $n$  = Anzahl der abgebildeten Bewehrungsstäbe

$\emptyset$  = Stabdurchmesser.

Um die Knotenkräfte und die Elementsteifigkeitsmatrix aus den Gleichungen 4.113 und 4.114 berechnen zu können, werden die beiden Gleichungen mit Hilfe der 2-Punkt-Gauß-Quadratur numerisch integriert:

$$\mathbf{f}_{el} = \frac{l_{el}}{2} \sum_{j=1}^2 \omega_j \mathbf{B}^T(p_j) (\tilde{\mathbf{T}}^T \mathbf{A}_b \tau(p_j)) dr \quad (4.116)$$

$$\mathbf{K}_{el} = \frac{l_{el}}{2} \sum_{j=1}^2 \omega_j \mathbf{B}^T(p_j) (\tilde{\mathbf{T}}^T \mathbf{A}_b \mathbf{E}_b(p_j) \tilde{\mathbf{T}}) \mathbf{B}(p_j) dr \quad (4.117)$$

mit:

$$p_1 = -\frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$p_2 = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$\omega_1 = \omega_2 = 1 \quad (4.118)$$

### 4.2.6 Verifikationsbeispiel

Für die Verifikation des Verbundgesetzes wurde ein bewehrter, gekerbter Biegebalken gewählt [76]. Die Geometrie wird in Abbildung 4.25 gezeigt. Die Bewehrung überträgt bei diesem Versuch Spannungen von einer Seite des Risses auf die andere. Im Laufe des Versuches wird eine weitergehende Schädigung des Betons oberhalb der Risspitze erwartet.

Modelliert wurde der Versuch mit Vierknoten-Verbundelementen zwischen den Betonelementen und den Trusselementen zur Abbildung der Bewehrung. Für den Beton wurde das im vorherigen Abschnitt beschriebene Betonstoffgesetz verwendet.

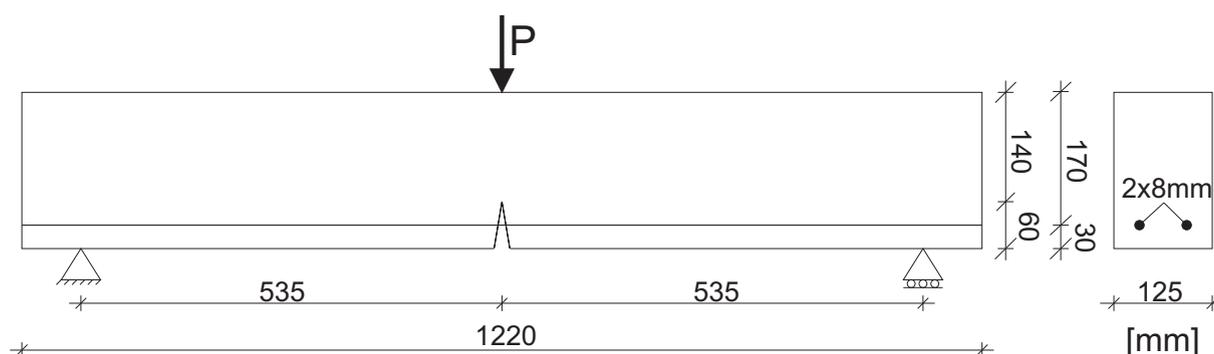


Abbildung 4.25: Gekerbter Biegebalken mit Bewehrung, nach [76]

Ein Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten Last-Verformungskurven des gekerbten Biegebalkens zeigt die Abbildung 4.26. Getestet wurden Elementgrößen von 2 cm, 1 cm und 0.5 cm Kantenlänge. Die berechneten Lasten liegen über den kompletten Verschiebungsbereich leicht unterhalb des Messbereichs. Die Abweichungen zwischen den unterschiedlichen Diskretisierungsfeinheiten sind dabei relativ klein, was das Funktionieren des Zusammenspiels zwischen dem Betonstoffgesetz und den Verbundelementen belegt. Begrenzt wird die Tragfähigkeit durch das Erreichen der Fließgrenze des Bewehrungsstahls.

In der Abbildung 4.27 ist der geschädigte Bereich oberhalb der vor Versuchsbeginn eingebrachten, diskreten Kerbe zu erkennen. Der Einfluss der Verbundelemente auf die Stahlspannungen sieht man durch die allmähliche Reduktion der Stahlspannungen auf beiden Seiten des Risses, die so ohne Verbundelemente so nicht sichtbar geworden wäre. Eine Schädigung des Betons entlang der Stahlachse ist bei der Verwendung von Verbundelementen nicht feststellbar.

Um den Einfluss der Verbundelemente und der nichtlokalen Ansätze des Betonstoffgesetzes besser erkennen zu können, wurden zwei weitere Rechnungen für dieses Verifikationsbeispiel mit einer Elementkantenlänge von 5 mm durch-

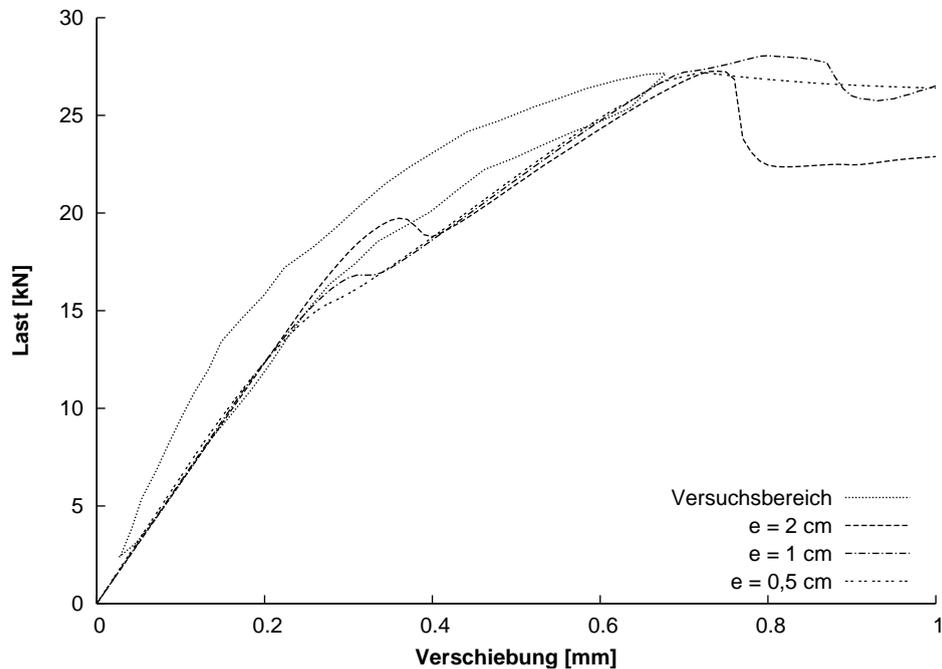


Abbildung 4.26: Vergleich der gemessenen und berechneten Last-Verformungskurven des gekerbten, bewehrten Biegebalkens bei Verwendung von Verbundelementen

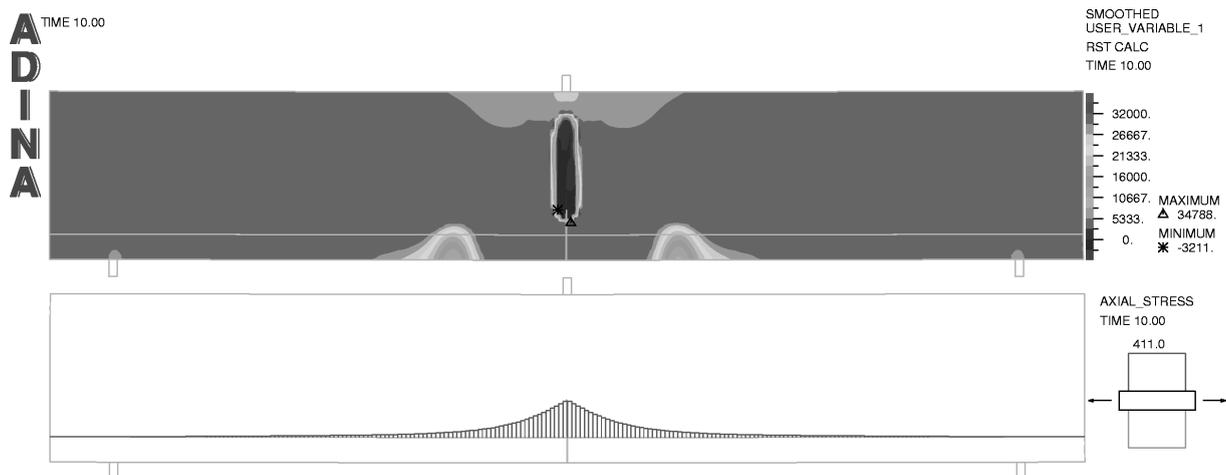


Abbildung 4.27: Schädigung des gekerbten Biegebalkens: Reduzierung des E-Moduls im Riss und erhöhte Stahlspannung bei Verwendung von Verbundelementen

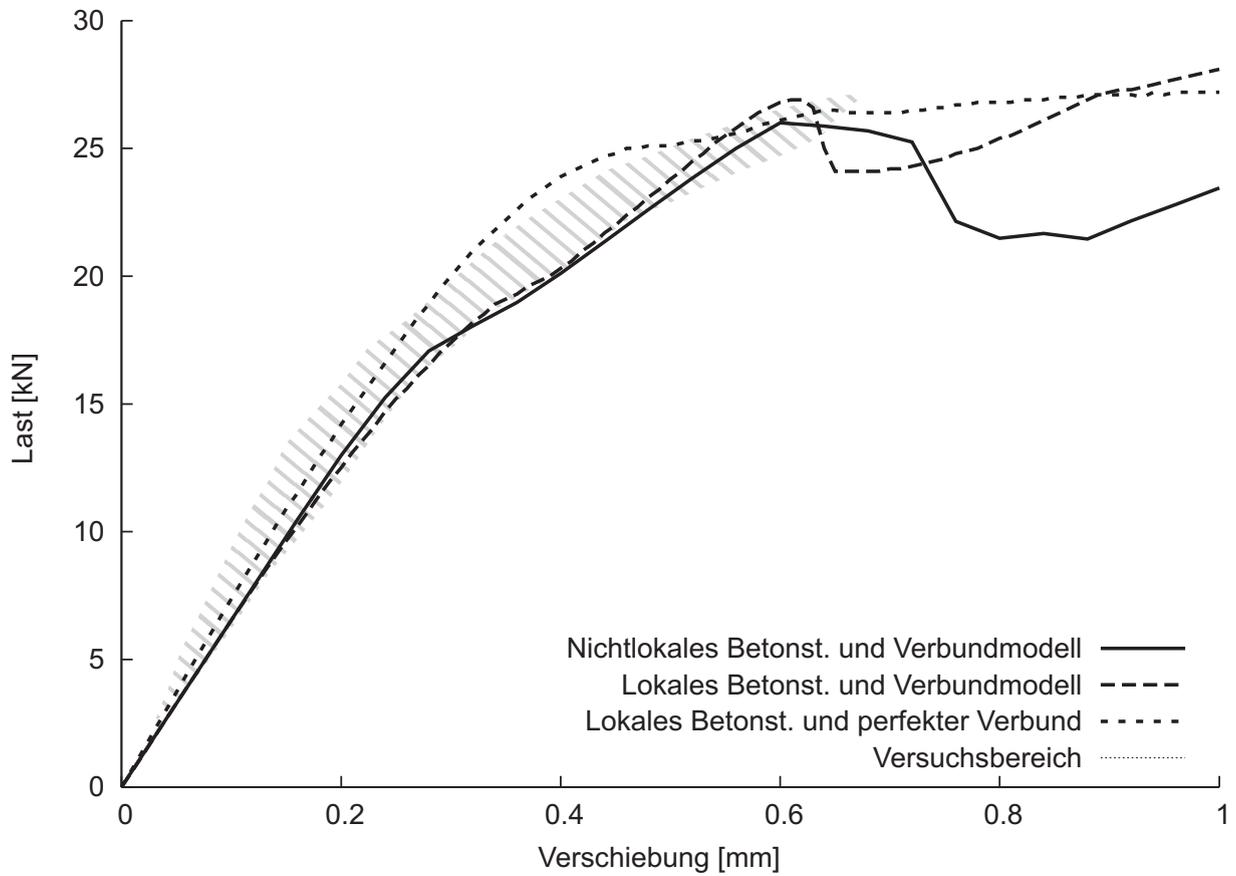


Abbildung 4.28: Untersuchung des Einflusses des Verbundmodells und des nichtlokalen Betonstoffgesetzes auf die Last-Verformungskurve

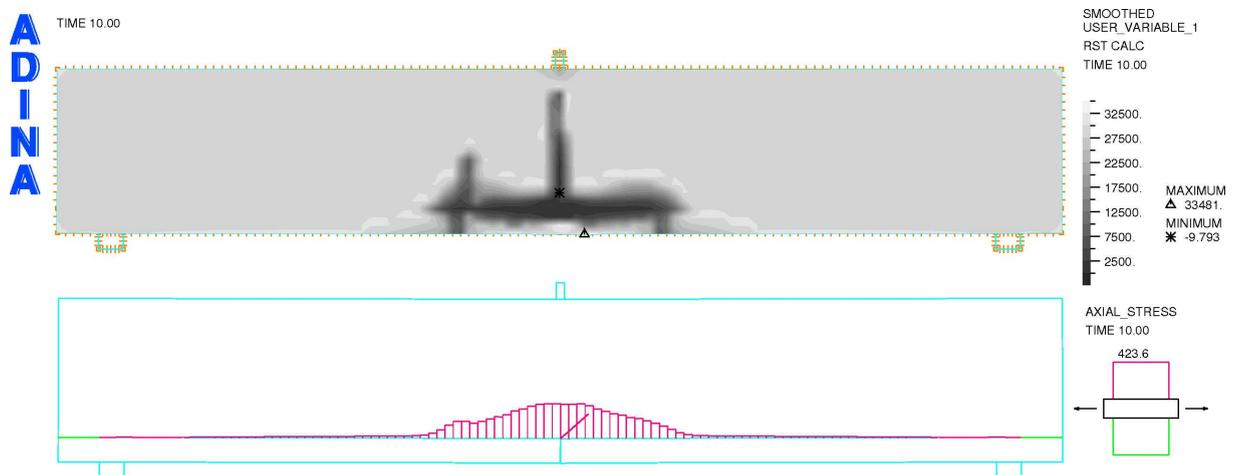


Abbildung 4.29: Betonschädigung bei festem Verbund zwischen Beton- und Bewehrungsknoten

geführt. In der ersten Rechnung wurde das Verbundelement verwendet, das Betonstoffgesetz bestimmte die Schädigung jedoch mittels der lokalen Dehnungen. Die Rissrichtung konnte weiterhin frei rotieren. Die Last-Verformungskurve in Abbildung 4.28 zeigt für diesen Fall ein etwas steiferes Verhalten ab dem Beginn des Risswachstums. Der starke Abfall bei einer Mittendurchbiegung von 0.6 mm ist auf die Entstehung zweier weiterer Risse auf beiden Seiten des eingebrachten Anrisses zurückzuführen. Bei der nichtlokalen Berechnung ist an dieser Stelle nur eine leichte Schädigung des Betons zu erkennen. Das grundsätzliche Verhalten des gekerbten, bewehrten Trägers mit einem Risswachstum von der eingebrachten Kerbe aus ist sowohl mit einer lokalen, wie auch einer nichtlokalen Berechnung des Betons unter Verwendung von Verbundelementen ähnlich.

In der zweiten Berechnung wurde das lokale Betonstoffgesetz verwendet. Die Beton- und Bewehrungsknoten wurden jedoch ohne Verbundelemente unter der Annahme eines perfekten Verbundes fest miteinander verbunden. Die Last-Verformungskurve in Abbildung 4.28 weist für die Berechnung mit perfektem Verbund die höchste Steifigkeit aus. Die maximale Traglast liegt auch für diesen Fall im Bereich der gemessenen maximalen Traglast. Betrachtet man jedoch für den Fall des perfekten Verbundes die Schädigung des Betons in Abbildung 4.29, so sieht man von der Kerbe ausgehend eine vollständige Betonschädigung entlang der Stahlachse.

Die Verwendung von Verbundelementen für die Verbindung zwischen Beton- und Bewehrungsknoten bewirkt eine deutlich realitätsnähere Abbildung des Verhaltens von Stahlbetonstrukturen. Bei einem starren Verbund dagegen werden deutlich zu hohe Betondehnungen an den Knoten der Bewehrung berechnet. Infolgedessen kommt es im Bereich der Bewehrung zu einer vollständigen Schädigung des Betons, die so nicht zu erwarten ist. Verstärkt wird diese Problematik dadurch, dass die Bewehrung in diesem Verifikationsbeispiel ab einer Mittendurchbiegung von etwa 0.6 mm in den Fließbereich gelangt. Bei der Verwendung von Verbundelementen ist dagegen eine Relativverschiebung zwischen Beton- und Bewehrungsknoten und eine allmähliche Lasteintragung aus der Bewehrung in den Beton möglich. Dadurch wird das fortschreitende Versagen der Betonelemente ausgehend vom Riss erfolgreich verhindert.



# 5 Strömungsmechanik

Für die Beschreibung und Berechnung der Leckageströmung durch Risse werden Methoden aus der Strömungsmechanik angewendet.

Die Strömungsmechanik (fluid mechanics) beschäftigt sich mit dem kinematischen und dynamischen Verhalten von Fluiden und damit mit der Berechnung von Geschwindigkeits-, Temperatur- und Druckverteilung innerhalb eines Fluids. Unter dem Begriff Fluide sind Flüssigkeiten und Gase zusammengefasst, weil bei bestimmten thermodynamischen Zustandsbereichen in der Nähe des kritischen Zustandes keine klare Trennung zwischen einem flüssigen und einem gasförmigen Zustand möglich ist [42].

Ein entscheidender Unterschied zwischen Fluiden und Festkörpern besteht im Verformungsverhalten. Ein Fluid weist im Gegensatz zu einem Festkörper eine hohe Beweglichkeit ihrer Moleküle auf. Im Gegensatz zur hohen intermolekularen Anziehungskraft in Festkörpern weisen Flüssigkeiten geringere intermolekulare Anziehungskräfte auf. In Gasen sind diese Anziehungskräfte sehr gering [78]. Bei einem Festkörper treten unter einer zeitlich konstanten Scherkraft endliche Verformungen auf, wohingegen Fluide ständig zunehmende, nichtendliche Verformungen auftreten. Dies wird als Strömen bezeichnet.

Bei einem Festkörper ist häufig der Spannungszustand proportional zum Dehnungszustand, während bei einem Fluid häufig der Spannungszustand proportional zur Verformungsgeschwindigkeit, der zeitlichen Veränderung der Verformung, ist.

## 5.1 Charakterisierung von Strömungen

Bei Strömungen können verschiedenste Aspekte einen erheblichen und deshalb nicht zu vernachlässigenden Einfluss haben. Das Strömungsverhalten lässt sich zuerst einmal weitgehend vom Materialverhalten des Fluids, dem Fluidverhalten, trennen.

Viele der folgenden Charakterisierungen des Strömungsverhaltens sind [42] entnommen.

### 5.1.1 Strömungsverhalten

- **Umströmungen / Durchströmungen:**  
Strömungsfelder lassen sich in Bezug auf begrenzende Wände charakterisieren. Ist ein Strömungsfeld bis auf Ein- und Auslässe vollständig von Wänden umgeben, so handelt es sich um eine Durchströmung. Beispiele sind Strömungen in Rohren. Umströmungen sind nach außen hin praktisch unbegrenzt, wie bei der Umströmung einer Tragfläche eines Flügels. Es gibt jedoch auch Fälle, in denen die Entscheidung, ob eine Durch- oder Umströmung vorliegt, nicht einfach zu treffen ist. Dies ist bei der Strömung um die Schaufeln einer Turbine der Fall.
- **Erzwungene / natürliche / gemischte Konvektion:**  
Die Unterscheidung nach der Art der Konvektion führt zu den Ursachen für die Entstehung einer Strömung.  
Eine erzwungene Konvektion (Strömung) entsteht als Folge eines externen, meist mechanischen Antriebs, wie einer Pumpe, eines Gebläses oder einer bewegten Wand.  
Eine natürliche oder freie Konvektion ist die Folge eines internen Antriebs, mit dem die Strömung einen Gleichgewichtszustand anstrebt. Die Hauptursache für Strömungen infolge natürlicher Konvektion sind Dichteunterschiede im Fluid, z.B. infolge von Temperaturunterschieden. Ein Beispiel für eine Strömung infolge natürlicher Konvektion ist die Auftriebsströmung an einem Heizkörper.  
Strömungen mit gemischter Konvektion treten bei einer Kombination von einer natürlichen mit einer erzwungenen Konvektion auf.
- **Laminare / turbulente Strömungen:**  
Laminare Strömungen stellen räumlich und zeitlich wohlgeordnete Schichtenströmungen dar, bei der die Fluidpartikel wie in geordneten Bahnen nebeneinander herströmen.  
Im Gegensatz dazu sind turbulente Strömungen durch eine überlagerte Schwankungsbewegung charakterisiert, die zu einem ungeordneten Verhalten der Fluidpartikel mit stark schwankenden und weitgehend unregelmäßigen Strömungsgeschwindigkeiten und Drücken führt. Eine Zuordnung von Partikeln zu geordneten Strömungslinien ist nicht mehr möglich. Infolge der Schwankungsbewegungen findet ein erhöhter Impulsaustausch zwischen benachbarten Fluidbereichen statt, so dass turbulent umströmte Körper einen höheren Reibungswiderstand aufweisen wie laminar umströmte. Technisch relevante Strömungen sind fast ausschließlich turbulent.

- **Stationäre / Instationäre Strömungen:**  
Eine Strömung ist stationär, wenn sich die Strömungsgrößen für einen ortsfesten Betrachter mit der Zeit nicht verändern. Bei instationären Strömungen verändern sich dementsprechend die Strömungsgrößen mit der Zeit. Turbulente Strömungen werden als stationär bezeichnet, wenn die über eine kurze Zeitspannung gemittelte, ungeordnete Strömung zeitlich nicht veränderlich ist.
- **Kompressible / Inkompressible Strömungen:**  
Treten in einem Strömungsfeld keine nennenswerten Dichteänderungen auf, so ist die Strömung in erster Näherung inkompressibel. Die thermodynamischen Eigenschaften eines Fluides wie die Dichteänderung infolge einer Temperatur- oder Druckänderung sind nur eine notwendige Bedingung dafür, dass die Strömung kompressibel ist. Nur bei tatsächlich auftretenden erheblichen Dichteänderungen in der Strömung ist die Strömung kompressibel. So gibt es durchaus häufig inkompressible Strömungen eines eigentlich kompressiblen Fluids.
- **Reibungsbehaftete / Reibungsfreie Strömungen:**  
Für die Ausbildung einer Strömung sind Reibungs-, Druck- und Volumenkräfte maßgebend, die auf die Fluidpartikel wirken und Bewegungen oder Bewegungsänderungen veranlassen. Für die Ausbildung einer Strömung ist zumindest eine dieser Kräfte nötig. Reibungskräfte treten auf, wenn Fluidpartikel eine Relativbewegung zueinander aufweisen und sich aufgrund molekularer Wechselbeziehungen gegenseitig beeinflussen. Makroskopisch ist die Viskosität für die Reibungskräfte infolge einer Relativbewegung verantwortlich. Bei geringen Relativbewegungen und großen Druck- oder Volumenkräften können die Reibungskräfte in erster Näherung vernachlässigbar sein. Eine reibungsfreie Strömung ist demnach eine Strömung, bei der die Reibungskräfte einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Strömung haben.

### 5.1.2 Fluidverhalten

Fluide können verschiedene, für die Beschreibung einer Strömung bedeutende Eigenschaften aufweisen.

- **Newtonsches/Nicht-Newtonsches Fluid:**  
Der Begriff Newtonsches Fluid wird verwendet, um ein Fluid zu beschreiben, das eine lineare, isotrope Beziehung zwischen den Schub- oder

Scherspannungen  $\tau$  und den Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{du}{dy}$  besitzt und dessen Spannungstensor symmetrisch ist. Diese Annahmen können für Gase wie auch für Flüssigkeiten bestehend aus kleinen Molekülen, wie Wasser oder Glycerol getroffen werden [48].

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} \quad (5.1)$$

$\eta$  ist dabei als dynamische Viskosität bezeichnet.

Es gibt aber auch zahlreiche Fluide, die einen komplexeren, nichtlinearen Zusammenhang zwischen den Schubspannungen  $\tau$  und den Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{du}{dy}$  aufweisen. Diese Fluide werden Nicht-Newtonsche Fluide genannt.

- Einphasiges/Mehrphasiges Fluid:  
Bei vielen Strömungen, wie der Durchströmung von Verdampfern, Kondensatoren, aber auch bei den hier zu untersuchenden Rissdurchströmungen, treten Fluide in verschiedenen Phasen gleichzeitig auf. Diese Strömungen werden Mehrphasenströmungen genannt. Eine weitere Unterteilung von Zwei- oder Mehrphasenströmungen kann dahingehend erfolgen, ob ein Phasenwechsel im untersuchten Strömungsgebiet auftreten kann oder nicht. Phasenwechsel können einen großen Einfluss auf die Strömung haben. Zwei- oder Mehrphasenströmungen können auch mehrere unabhängige Komponenten haben wie Flüssigkeits-Feststoffströmungen oder Strömungen verschiedener Fluide.

## 5.2 Beschreibung der Strömung: Euler- und Lagrange-Methode

Für die Beschreibung von Strömungsfeldern gibt es zwei unterschiedliche Ansätze, die sich darin unterscheiden, ob die Variablen für die Geschwindigkeit und den Druck des Fluids einem ortsfesten Punkt im Raum oder einem Fluid-Partikel zugeschrieben werden.

Bei der Euler-Methode erfolgt die Beschreibung der Bewegungsvorgänge eines Fluids an festliegenden Punkten des Strömungsfeldes [68], unabhängig davon, welches Fluid-Partikel sich gerade an diesem Punkt befindet.

Die Lagrange-Methode beschreibt hingegen die Bewegungszustände einzelner Teilchen entlang ihres Weges, unabhängig davon, an welchem Punkt sie sich gerade befinden.

Es gibt Anwendungsfälle, für die eine der beiden Methoden besonders gut geeignet ist. Soll die Bewegung eines fallenden Teilchens verfolgt werden, so bietet sich die Lagrange-Methode an. Interessiert jedoch zum Beispiel die Umströmung eines Zylinders, so ist die Euler-Methode deutlich besser geeignet. Es kommen immer neue Fluid-Teilchen in das betrachtete Gebiet hinein und verlassen dieses wieder. Zudem bilden sich hinter dem Zylinder Wirbel aus, deren Trajektorien mit der Zeit immer kleinskaliger werden und deren Diskretisierung mit der Lagrange-Methode beinahe unmöglich ist [14].

Da bei vielen Fluid-Problemen das Untersuchungsgebiet abgeschlossen ist und sich daher die Beschreibung mit der Euler-Methode anbietet, wird in der Strömungsmechanik häufig die Euler-Methode verwendet. In der Festkörpermechanik interessiert jedoch in der Regel die zeitliche Änderung der Position und des Zustandes eines bestimmten Teilchens. Da dies mit der Lagrange-Methode problemlos lösbar ist, werden in der Strukturmechanik in der Regel Lagrange-Koordinaten verwendet.

### 5.2.1 Übergang von der Lagrangeschen auf die Eulersche Betrachtungsweise

Bei den Herleitungen zu den Bilanzgleichungen werden bisweilen Bilanzen an einem infinitesimalen Masseteilchen mit der Lagrangeschen, teilchenfesten Methode untersucht. Um diese in eine ortsfeste, Eulersche Betrachtungsweise zu transferieren, ist die Formulierung einer Lagrangeschen Zeitableitung in Eulerschen Koordinaten nötig.

Für die Zeitabhängigkeit einer beliebigen physikalische Größe  $G$  in der Lagrangeschen Betrachtungsweise gibt es zwei Möglichkeiten [42]:

- An dem bestimmten Ort, an dem sich das betrachtete Teilchen zum Zeitpunkt  $t$  befindet, ist die physikalische Größe  $G$  zeitabhängig. Bleibt das betrachtete Teilchen an diesem Ort, so ändert sich  $G$ .
- Infolge der Strömung ändert sich der Ort, an dem sich das betrachtete Teilchen befindet. An diesen anderen Orten ist die physikalische Situation  $G$  anders als am Ausgangsort.  $G$  ändert sich aufgrund der Ortsveränderung ebenfalls zeitabhängig.

Mit der Schreibweise  $\frac{D}{Dt}$  wird die teilchenfeste Lagrangesche Zeitableitung bezeichnet.

Die Zeitableitung  $\frac{\partial}{\partial t}$  in einem ortsfesten Eulerschen Koordinatensystem berücksichtigt nur die Änderung der physikalischen Eigenschaften an einem ortsfesten Ort. Zusätzlich ändert sich  $G$  mit der Zeit, wenn die Ortsableitung  $\frac{\partial G}{\partial x}$  von

Null verschieden ist und das Teilchen den Weg  $\partial x$  in der Zeit  $\partial t$  zurücklegt:

$$\frac{\partial G}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial G}{\partial x} \cdot u. \quad (5.2)$$

Schreibt man die Änderung einer physikalischen Eigenschaft  $G$  eines Teilchens in einer Lagrangeschen Formulierung in Eulerschen Koordinaten, so erhält man

$$\underbrace{\frac{DG}{Dt}}_{\text{Lagrangesche Betrachtungsweise}} = \underbrace{\frac{\partial G}{\partial t}}_{\text{lokale Ableitung}} + \underbrace{u \frac{\partial G}{\partial x} + v \frac{\partial G}{\partial y} + w \frac{\partial G}{\partial z}}_{\text{konvektive Ableitung}} \quad (5.3)$$

$$= \frac{\partial G}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla G$$

Beide Ursachen für die Veränderung einer physikalischen Größe, die in der Lagrangeschen Beschreibung enthalten sind, sind in der Eulerschen Schreibweise getrennt. Sie werden lokale und konvektive Ableitungen genannt.

## 5.3 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Die Grundgleichungen der Strömungsmechanik sind die mathematischen Formulierungen des Erhaltungsprinzips für Masse, Impuls und Energie [42]. Für die Aufstellung der Grundgleichungen werden diese Größen in Bezug auf ein festes Kontrollvolumen einzeln bilanziert. Die betrachteten Größen können über die Kontrollraumgrenzen eintreten oder austreten, aber im Kontrollraum selber findet keine Erzeugung oder Vernichtung einer Gesamtmasse, eines Impulses oder einer Gesamtenergie statt.

### 5.3.1 Kontinuitätsgleichung

Das Prinzip der Massenerhaltung drückt aus, dass die zeitliche Änderung der Masse in einem Kontrollvolumen gleich der Summe der Massenströme über die Oberflächen des Kontrollvolumens ist. Mathematisch lässt sich dies mit der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (5.4)$$

ausdrücken [78].  $\rho$  ist dabei die Dichte des Fluids,  $\mathbf{v}$  der Geschwindigkeitsvektor und  $\nabla$  der Nabla-Operator.

In der Lagrangeschen Schreibweise lässt sich die Kontinuitätsgleichung als

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (5.5)$$

schreiben.

Für stationäre Strömungen vereinfacht sich Gleichung 5.4 zu

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (5.6)$$

Wenn man ein Fluid-Partikel betrachtet und die Dichteänderungen des betrachteten Fluid-Partikels auf seinem Weg vernachlässigbar klein sind, wird die Strömung als inkompressibel bezeichnet und es gilt  $\frac{D\rho}{Dt} = 0$ . Gleichung 5.5 vereinfacht sich damit zu [78]

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 . \quad (5.7)$$

### 5.3.2 Impulsgleichung

Dem Impulssatz liegt das 2. Newtonsche Axiom zugrunde: Die zeitliche Änderung des Impulses eines Körpers ist gleich der Summe aller an ihm angreifenden Kräfte. Bezogen auf ein Fluidelement der Masse  $\Delta m$  lässt sich dies in Lagrangeschen Koordinaten als

$$\Delta m \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \sum_i \mathbf{F}_i \quad (5.8)$$

schreiben [42]. Dabei können folgende Kräfte an dem Fluidelement angreifen:

- Volumenkräfte, die im gesamten Volumen an jedem einzelnen Massenpunkt angreifen, wie die Schwerkraft oder Zentrifugalkräfte
- Oberflächenkräfte, die gemäß dem Schnittprinzip der Mechanik an den Oberflächen des herausgeschnittenen Fluidelements angreifen. An einem würfelförmigen Fluidelement greifen Normal- und Tangentialkräfte an den sechs Oberflächen des Fluidelements an. Diese Kräfte ergeben sich aus dem Produkt der Spannungen mit den zugehörigen Flächen.

Mit Hilfe des Spannungstensors  $\boldsymbol{\sigma}$  können die drei Impulsgleichungen als

$$\frac{D\rho \mathbf{v}}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f}^B \quad (5.9)$$

oder getrennt als

$$\frac{D\rho u}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \left( \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} \right) + f_x \quad (5.10)$$

$$\frac{D\rho v}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \left( \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} \right) + f_y \quad (5.11)$$

$$\frac{D\rho w}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \left( \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) + f_z \quad (5.12)$$

geschrieben werden. Umgeformt in Eulersche Koordinaten erhält man

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \boldsymbol{\sigma}) = \mathbf{f}^B \quad (5.13)$$

Die Schwerkraft als Teil der Volumenkräfte ist dabei in  $\mathbf{f}^B$  enthalten:

$$\mathbf{f}_g^B = \rho \mathbf{g} \quad (5.14)$$

### 5.3.3 Energieerhaltung

Die Grundaussage der Energieerhaltung ist der erste Hauptsatz der Thermodynamik. Das heißt, die zeitliche Änderung der Energie ist gleich der Summe der an ihm geleisteten Arbeit und der übertragenen Wärme.

Für ein Fluidteilchen der Masse  $\Delta m$  mit der spezifischen inneren Energie  $e$ , der spezifischen kinematischen Energie  $\frac{1}{2} \mathbf{v}^2$ , der mechanischen Leistung  $P$  und dem Wärmestrom  $Q$  lässt sich die Energieerhaltung in Lagrangescher Darstellung als

$$\Delta m \frac{D}{Dt} \left( e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) = P + Q \quad (5.15)$$

schreiben [42]. Die mechanische Leistung  $P$  setzt sich zusammen aus dem skalaren Produkt der Volumenkraft mit dem Geschwindigkeitsvektor und der Arbeit, die die angreifenden Oberflächenkräfte leisten. In Lagrangescher Darstellung führt dies zu

$$\frac{D\rho E}{Dt} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{q}) + \mathbf{f}^B \cdot \mathbf{v} \quad (5.16)$$

mit den Wärmestromdichten  $\mathbf{q}$  als Wärmestrom pro Flächeneinheit, der spezifischen Energie  $E$  und dem Spannungstensor  $\boldsymbol{\sigma}$ . Die spezifische Energie  $E$  ist dabei definiert als

$$E = \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} + e \quad (5.17)$$

Schreibt man Gleichung 5.16 in Eulerschen Koordinaten, so erhält man unter Anwendung von Gleichung 5.3

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} E - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v} + \mathbf{q}) = \mathbf{f}^B \cdot \mathbf{v} \quad (5.18)$$

### 5.3.4 Konstitutive Gleichungen

Für die Berechnung einer Strömung können die Bilanzgleichungen jedoch erst dann angewendet werden, wenn die Fluideigenschaften des strömenden Fluides berücksichtigt werden. Die Fluideigenschaften sind direkt sichtbar bei der Dichte  $\rho$ , die druck- und temperaturabhängig sein kann. Sie wirken sich jedoch auch auf die Impuls- und Energiegleichungen über den Spannungstensors  $\boldsymbol{\sigma}$  und die Wärmestromdichten  $\mathbf{q}$  aus.

#### 5.3.4.1 Konstitutive Gleichungen für den Spannungstensor

Der Spannungstensor  $\boldsymbol{\sigma}$  in den Gleichungen 5.13 und 5.18 setzt sich aus einem hydrostatischen und einem deviatorischen Anteil  $\boldsymbol{\tau}$  zusammen, der physikalisch als Wirkung eines Geschwindigkeitsfeldes entsteht. Für jedes spezielle Fluid muss geklärt werden, welche lokalen Spannungskomponenten als Ursache der Oberflächenkräfte an den infinitesimal kleinen Fluidelementen als Ursache einer lokalen Geschwindigkeitsverteilung auftreten können [42].

Ein linearer Zusammenhang zwischen den deviatorischen Spannungen und den Geschwindigkeitsgradienten als einfachster Ansatz wurde bereits von I. Newton formuliert:

$$\tau_{ij} = (B_{ij})_{kl} \frac{\partial v_k}{\partial x_l} \quad (5.19)$$

$i, j, k$  und  $l$  können jeweils die Werte 1, 2 oder 3 annehmen und entsprechen für ein kartesisches Koordinatensystem der  $x, y$  oder  $z$ -Richtung. Über doppelt vorhandene Indizes in Gleichung 5.19 wird dabei summiert, so dass jede der 9 Komponenten des Spannungstensors die Summe aus 9 Termen ist. Jeder dieser Terme besteht aus einem der Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}, \dots, \frac{\partial w}{\partial z}$  multipliziert mit jeweils einer Stoffkonstanten, die wiederum temperatur- und druckabhängig sein kann. Da die Stoffkonstanten  $(B_{ij})_{kl}$  unabhängig von der Geschwindigkeit sind, stellen sie einen linearen Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsgradienten und Spannungen her [42].

Zur Bestimmung der Stoffkonstanten werden folgende Annahmen getroffen:

- Der Spannungstensor ist symmetrisch. Die Oberflächenmomente an den Fluidelementen entfallen in Folge der Annahme, dass sich die Drehmomente aller Moleküle, die ein Fluidelement bilden, durch ihre zufällige Orientierung in der Summe aufheben.
- Das Fluid ist isotrop.
- Schubspannungs- und Normalspannungskomponenten des Spannungstensors weisen unterschiedliche Abhängigkeiten von den Geschwindigkeitsgradienten auf.
- Die Volumenviskosität wird vernachlässigt.

In Folge dieser 4 Annahmen bleibt anstelle der 81 Stoffkonstanten  $(B_{ij})_{kl}$  nur noch die dynamische Viskosität  $\mu$  als skalarer Stoffwert übrig.

Für ein Newtonsches Fluid ergeben sich folgende Beziehungen für die Tangentialspannungen:

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left[ \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (5.20)$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left[ \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right] \quad (5.21)$$

$$\tau_{zx} = \tau_{xz} = \mu \left[ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right] \quad (5.22)$$

Die deviatorischen Normalspannungen werden mit den Gleichungen

$$\tau_{xx} = \mu \left[ 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mathit{div} \mathbf{v} \right] \quad (5.23)$$

$$\tau_{yy} = \mu \left[ 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mathit{div} \mathbf{v} \right] \quad (5.24)$$

$$\tau_{zz} = \mu \left[ 2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \mathit{div} \mathbf{v} \right] \quad (5.25)$$

mit

$$\mathit{div} \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

bestimmt.

Kürzer lassen sich die Fluidspannungen eines Newtonschen Fluides mit Hilfe der Gleichung 5.26

$$\boldsymbol{\sigma} = \underbrace{-p\mathbf{I}}_{\text{hydrostat. Anteil}} + \underbrace{-\frac{2}{3}\nabla \cdot \mathbf{v}\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{e}}_{\text{deviat. Anteil}}, \quad (5.26)$$

dem Tensor der Geschwindigkeitsänderungen  $\mathbf{e}$

$$\mathbf{e} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T) \quad (5.27)$$

und der dynamischen Viskosität  $\mu$  bestimmen.

#### 5.3.4.2 Konstitutive Gleichung für den Wärmestrom

Wenn in einem Stoff Temperaturgradienten auftreten, fließen Wärmeströme in Richtung der niedrigeren Temperaturen. Ist zudem die Wärmeleitung isotrop, so kann der Vektor  $\mathbf{q}$  der Wärmestromdichte unter Annahme einer direkten Proportionalität zwischen dem Wärmestrom und dem Temperaturgradienten mit einer einzigen stoffspezifischen Konstanten  $k$  angegeben werden:

$$\mathbf{q} = -k\nabla\theta \quad (5.28)$$

$\theta$  ist dabei die Temperatur und  $k$  der Wärmeleitfähigkeitskoeffizient des Fluids.

Gleichung 5.28 wird gelegentlich auch Fouriersches Wärmeleitungsgesetz genannt und lässt sich neben Fluiden auch auf die meisten anderen Stoffe anwenden.

## 5.4 Analytische Lösung: Stationäre Spaltströmung

Für den Sonderfall der eindimensionalen laminaren Strömung eines Fluides mit konstanter Dichte und Viskosität in einem Spalt zwischen zwei glatten, parallelen Wandungen lässt sich eine analytische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen angeben, die Hagen-Poiseuille-Gleichung. Die analytische Lösung dieses Sonderfalls wird später dazu verwendet, die Eigenschaften und das Konvergenzverhalten des numerischen Modells zu überprüfen.

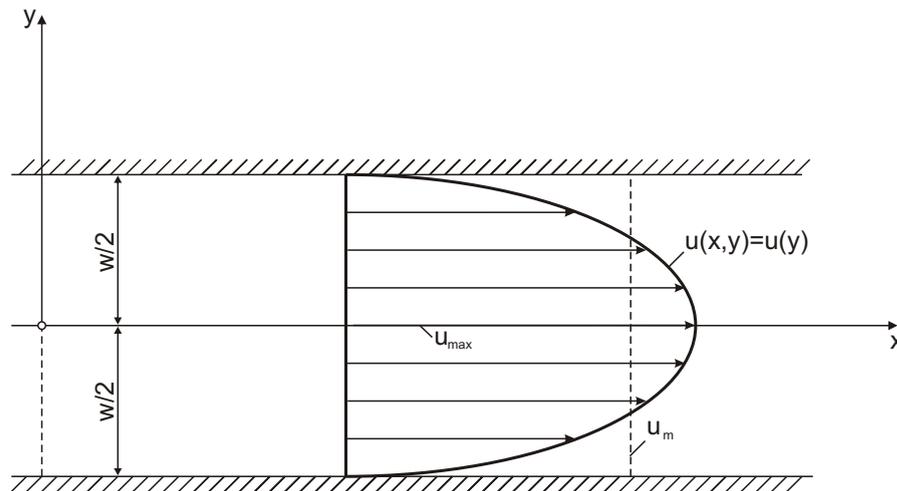


Abbildung 5.1: Laminare Spaltströmung nach Poiseuille [99]

Setzt man die konstitutive Beziehung für  $\tau$  nach Gleichung 5.26 in die Impulsgleichung 5.13 ein, so erhält man als Impulsgleichung für die x-Richtung:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -u\rho \nabla \cdot \mathbf{u} - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (5.29)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} = & -u\rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right) \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right) \end{aligned} \quad (5.30)$$

Für die ebene, stationäre Schichtenströmung im Spalt mit der Höhe  $h$  werden die folgenden Annahmen getroffen:  $h = w$ ,  $u = u(x, y)$ ,  $v = w = 0$ ,  $p = p(x, y)$

Aus der Kontinuitätsgleichung 5.5

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (5.31)$$

folgt

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (5.32)$$

und aus der Impulsgleichung für die y-Richtung

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial y}. \quad (5.33)$$

Die Impulsgleichung in x-Richtung 5.30 vereinfacht sich somit zu

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (5.34)$$

oder

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{1}{\mu} \quad (5.35)$$

In Gleichung 5.35 ist  $u$  nur von  $y$  und  $p$  nur von  $x$  abhängig. Integriert man Gleichung 5.35 zweimal nach  $y$ , so erhält man

$$u(y) = -\frac{1}{2} \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} y^2 + c_1 y + c_2 \quad (5.36)$$

Mit den beiden Randbedingungen  $u(y) = 0$  für  $y = \pm \frac{1}{2} w$  erhält man für die beiden Konstanten  $c_1$  und  $c_2$

$$c_1 = 0$$

$$c_2 = \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{w^2}{4}$$

Die Geschwindigkeitsverteilung in y-Richtung ist somit durch

$$u(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \left[ \left( \frac{w}{2} \right)^2 - y^2 \right] \quad (5.37)$$

gegeben.

Für die Berechnung des Durchflusses  $Q$  durch den Spalt wird noch die mittlere Geschwindigkeit  $u_m$  benötigt:

$$u_m = \frac{1}{w} \int_{-w/2}^{w/2} u(y) dy = \frac{\Delta P \cdot w^2}{12 \cdot l \cdot \mu} \quad (5.38)$$

mit

$$\Delta P = P_{\text{Eintritt}} - P_{\text{Austritt}}$$

$l$  = Länge des Spaltes in Fließrichtung

Die Durchflussmenge  $Q$  bei einer laminaren Strömung zwischen zwei glatten, parallelen Wandungen beträgt somit

$$Q = \frac{\Delta P \cdot w^3 \cdot b}{12 \cdot \mu \cdot l} \quad (5.39)$$

mit

$b$  = Breite des Spaltes

Gleichung 5.39 wird auch als Hagen-Poiseuille-Gesetz bezeichnet und häufig als Basis für empirische Lösungen zur Bestimmung der Leckage durch Risse oder Spalten verwendet.

### 5.4.1 Stationäre Strömung eines kompressiblen Fluids

Eine Herleitung für die stationäre Spaltströmung eines kompressiblen Fluids kann bei Mivelaz [67] gefunden werden. Betrachtet man mit Hilfe des Impulssatzes die Kräfte auf die Grenzflächen des in Abbildung 5.2 gezeigten Ausschnitts aus der Durchströmung eines Spaltes, so erhält man die folgende Beziehung:

$$w d(\rho v^2) = -w dp - 2\tau_0 dx \quad (5.40)$$

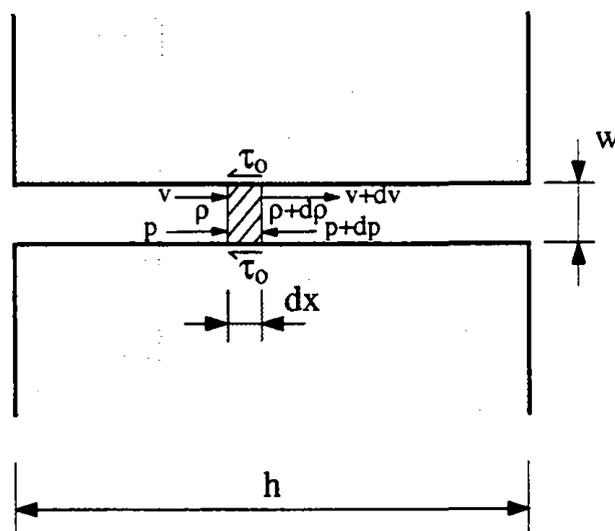


Abbildung 5.2: Idealisierung der Spaltdurchströmung [67]

$\rho$	Dichte [ $kg/m^3$ ]
$w$	Spaltweite [ $m$ ]
$v = q_v/w$	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit [ $m/s$ ]
$q_v$	Volumetrische Durchflussrate [ $m^3/(s\ m)$ ]
$p$	Druck [ $Pa$ ]
$\tau_0$	Reibung [ $Pa$ ]

Aus der Kontinuitätsgleichung folgt

$$\rho w v = q = \text{const.} \quad (5.41)$$

$q$	Massendurchflussrate [ $kg/(s\ m)$ ]
-----	--------------------------------------

Mit der Zustandsgleichung für ein perfektes Gas

$$\frac{p}{\rho} = R T \quad (5.42)$$

$R$	Gaskonstante [ $J/(kg\ K)$ ]
$T$	Gastemperatur [ $K$ ]

der folgenden Beziehung für die Reibung  $\tau_0$

$$\tau_0 = \frac{\Lambda \rho v^2}{4} \quad (5.43)$$

$\Lambda$	Reibungsbeiwert [–]
-----------	---------------------

und der Annahme, dass der Reibungsbeiwert  $\Lambda$  über die Spaltlänge konstant bleibt, lässt sich die Gleichung 5.40 integrieren und man erhält

$$p_1^2 - p_2^2 = \frac{\Lambda h R T}{2w^3} q^2 \left( \frac{4w}{\Lambda h} \ln \left( \frac{p_1}{p_2} \right) + 1 \right) \quad (5.44)$$

$p_1$	Druck auf der Einströmseite [ $Pa$ ]
$p_2$	Druck auf der Ausströmseite [ $Pa$ ]
$h$	Spaltlänge [ $m$ ]

Unter Vernachlässigung von  $\frac{4w}{\Lambda h} \ln \left( \frac{p_1}{p_2} \right)$  erhält man für die Durchflussrate die

Beziehung

$$q = \sqrt{\frac{2w^3(p_1^2 - p_2^2)}{\Lambda h R T}} \quad (5.45)$$

Mit der Annahme, dass  $\Lambda$  eine Funktion der Reynoldszahl  $Re$

$$Re = \frac{2\rho v w}{\mu} = \frac{2q}{\mu} \quad (5.46)$$

und der Rauigkeit ist, lässt sich  $\Lambda$  für den Fall einer laminaren Strömung bestimmen zu

$$\Lambda = \frac{B}{Re} = \frac{B \mu}{2q} \quad (5.47)$$

Setzt man  $\Lambda$  in die Gleichung 5.45 ein, so erhält man

$$q = \frac{4w^3(p_1^2 - p_2^2)}{B \mu h R T} \quad (5.48)$$

Für den Fall einer inkompressiblen Strömung vereinfacht sich Gleichung 5.48 zu

$$q = \frac{8\rho w^3(p_1 - p_2)}{B \mu h} \quad (5.49)$$

Für  $B = 96$  erhält man die Beziehung

$$q = \frac{\rho w^3(p_1 - p_2)}{12\mu h} \quad (5.50)$$

und damit die Hagen-Poiseuille-Gleichung für den laminaren Durchfluss eines inkompressiblen Fluids durch einen Spalt.

Für ein kompressibles Fluid erhält man die folgende Beziehung:

$$q = \frac{w^3(p_1^2 - p_2^2)}{24\mu h R T} \quad (5.51)$$

## 5.5 Numerische Strömungssimulation

Im Gegensatz zur analytischen Lösung der stationären Spaltströmung in Abschnitt 5.4 ist es nicht möglich, die meisten anderen Strömungsprobleme analytisch zu lösen. Deshalb wurden in den letzten Jahrzehnten zahlreiche numerische Lösungsverfahren entwickelt. Am häufigsten werden Programme verwendet, die auf Finite-Volumen-Verfahren basieren, wie zum Beispiel FLUENT, STAR-CD oder CFX.

Die zweite Gruppe von Programmen zur numerischen Strömungssimulation basiert auf der Finiten-Element-Methode, wie zum Beispiel FIDAP oder auch das hier verwendete Programm ADINA-F der ADINA R & D, Inc.. Die ADINA R & D, Inc. wurde 1986 vom MIT-Professor Klaus-Jürgen Bathe gegründet.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, gaben die Fähigkeiten zu gekoppelten Fluid-Strukturberechnungen den Ausschlag, ADINA zu verwenden, auch wenn die Fähigkeiten des CFD-Programms ADINA-F nicht an die Fähigkeiten von spezialisierten CFD-Programmen wie FLUENT heranreichen.

ADINA-F kann zweidimensionale und dreidimensionale inkompressible und kompressible Strömungen basierend auf den Navier-Stokes-Gleichungen lösen.

Auf eine Herleitung der Finiten-Element-Methode für die numerische Strömungsmechanik und der verwendeten FCBI-Elemente wird hier verzichtet. Herleitungen der Finiten-Elemente-Methode für die numerische Strömungsmechanik werden zum Beispiel in [78], [48], [74] oder [8] durchgeführt.

Die FCBI-Elemente, die entsprechend den Finite-Volumen-Methoden auf Elementebene die Bedingungen für Massenerhalt und Impulserhalt erfüllen, werden in [9] und [5] genauer beschrieben.

### 5.5.1 Fluid-Modell

Das verwendete Finite Element-Programm ADINA bietet die Möglichkeit, gekoppelte Fluid-Struktur-Probleme (FSI) zu berechnen.

Im Gegensatz zu spezialisierten Programmen zur Strömungsberechnung („Computational Fluid Dynamics“, „CFD“) wie FLUENT, FIDAP, STAR-CD oder CFX sind die Fähigkeiten der zur Verfügung stehenden Modelle zur Strömungsberechnung jedoch begrenzt. ADINA bietet jedoch den großen Vorteil, das komplexe, nichtlineare Verhalten von Stahlbetonstrukturen abbilden zu können und mit einer Fluidberechnung koppeln zu können. Da die gekoppelte Fluid-Struktur-Berechnung als sehr wichtig für die Lösung der Aufgabenstellung erachtet wird, viel die Entscheidung zur Berechnung des Leckageverhaltens mit ADINA, auch wenn im Bereich der Strömungssimulation nicht die Leistungsfähigkeit von darauf spezialisierten Programmen erreicht wird.

Bei der durchgeführten Berechnung mit ADINA wird das Struktur- und Fluidproblem in jedem Zeitschritt iterativ gelöst. Dazu übergibt das Strömungsmodul die Temperatur im gesamten modellierten Bereich und den Druck an modellierten Fluid-Struktur-Übergängen an das Strukturmodul. Im Gegenzug übergibt das Strukturmodul die Verschiebung der Fluid-Struktur-Übergänge an das Strömungsmodul. Somit ist es möglich, eine temperaturabhängige Veränderung der Rissbreite und eine mögliche Erwärmung des Betons durch die Leckage in den

Rissen zu berücksichtigen.

Im Gegensatz zur gekoppelten, iterativen Fluid-Struktur-Berechnung des Leckageverhaltens mit ADINA, die im Folgenden vorgestellt wird, werden von EDF mit CODE ASTER und ECREVISSE [69] sequentielle Berechnungen durchgeführt. Bei diesen Berechnungen wird in jedem Zeitschritt zuerst das Strukturproblem und anschließend mit den dann zur Verfügung stehenden Rissbreitenänderungen und Temperaturverteilungen das eindimensionale Fluid-Problem gelöst. Eine Rückgabe von Lösungsvariablen des Fluid-Problems, wie zum Beispiel eine mögliche Erwärmung des Betons in Rissnähe infolge der Strömung innerhalb des Risses, erfolgt nicht.

Für die Berechnung der Luft-Dampf-Versuche ist ein Fluidmodell erforderlich, das die beiden Komponenten Luft und Dampf im gasförmigen Zustand abbilden kann. Infolge der niedrigeren Temperaturen des Betons im Vergleich zur Fluidtemperatur innerhalb der Druckkammer kommt es zu einer Kondensation der Dampfkomponente innerhalb des Risses und einer Zweiphasenströmung zwischen dem nichtkondensierbaren Luftanteil und dem kondensierten Wasser. Dieser Phasenwechsel des Dampfes und die darauf folgende Zweiphasenströmung hat einen großen Einfluss auf die Rechenergebnisse. Das dafür entwickelte Fluidmodell wird im Abschnitt 5.5.2 erläutert.

### 5.5.2 Zwei-Phasen-Modell

Strömungen von Fluiden mit unterschiedlichen Phasenzuständen können verschiedenster Gestalt sein. Unter dem Begriff Phase werden dabei die Aggregatzustände fest, flüssig und gasförmig verstanden, die in ein- oder mehrkomponentigen Stoffsystemen simultan vorkommen können. Mehrphasenströmungen sind im Allgemeinen instationäre Vorgänge mit chaotischem Charakter. In noch weit stärkerem Maße wie bei turbulenten Strömungen sind zur Beschreibung von Mehrphasenströmungen gemittelte Zustände und statistische Methoden zu verwenden, um qualitative Aussagen über zu erwartende Phänomene wie Druckabfall oder Phasenverteilung zu treffen [72].

Für die Klassifizierung von Zweiphasenströmungen ist es wichtig, die Strömungsgeometrie zu kennen, insbesondere die relative Lage der Phasengrenzen, ihre Abhängigkeit von Druck, Strömung, Wärmestrom und Geometrie des durchströmten Gebietes, sowie zusätzlich die Art und Weise, wie sich dieses Strömungsbild (flow pattern) verändert.

Es sind grundsätzlich zwei verschiedene Strömungsbilder für Flüssigkeits-Gas-Strömungen zu unterscheiden: Getrennte oder geschichtete Strömungsbilder (stratified flow patterns) sowie fein verteilte Strömungsbilder (dispersed flow

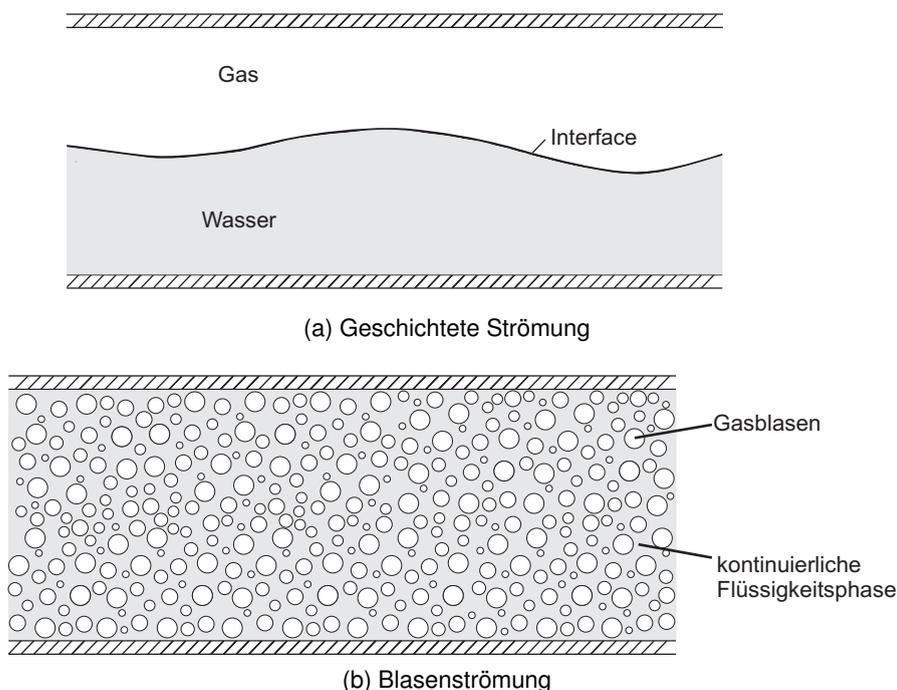


Abbildung 5.3: Zweiphasenströmung von Flüssigkeits-Gas-Strömungen

patterns (siehe Abbildung 5.3). „Stratified“ oder „seperate flows“ sind Strömungen, bei denen die beiden Phasen durch eine kontinuierliche Grenzschicht getrennt sind, deren Länge in derselben Größenordnung wie die Geometrie des Strömungsgebietes ist [48]. Beispiele sind Filmströmungen oder Ringströmungen in Rohren (annular pipe flow). Die Trennung der beiden Phasen entsteht aufgrund von Dichteunterschieden der Phasen in Kombination mit einer relativ niedrigen Strömungsgeschwindigkeit der flüssigen Phase bei einer horizontalen Strömung oder einer geringen Strömungsgeschwindigkeit der flüssigen Phase an der Wandung kombiniert mit einer hohen Geschwindigkeit der Gasphase bei einer vertikalen Ringströmung. Zusätzlich kann die Strömungsrichtung beider Phasen gleichgerichtet oder gegenläufig sein.

Ist jedoch eine Phase fein in der anderen Phase verteilt, so spricht man von „dispersed flows“. Dies kann entweder ein „droplet flow“ sein, wenn Flüssigkeitströpfchen in einer Gasströmung mitfliegen oder ein „bubbly flow“ sein, wenn Gasblasen fein in einer Flüssigkeit verteilt sind.

Zusätzlich zu diesen beiden Haupttypen der Zweiphasenströmung gibt es noch eine Vielzahl von weiteren Strömungsformen wie elongierten Blasenströmungen, Schwallströmungen oder Ring-Tröpfchenströmungen [72].

Um Zweiphasenströmungen abbilden und numerisch berechnen zu können, wurde in den letzten Jahrzehnten eine Vielzahl von Zweiphasenmodellen entwickelt. Beispiele sind das „Homogeneous Equilibrium Model“, das „Separated

Flow Model“ und das „Multiple Fluid Model“ [48].

- **Homogeneous Equilibrium Model:**  
Das Homogeneous Equilibrium Model (HEM) basiert auf der Annahme, dass Geschwindigkeit, Temperatur und Druck der einzelnen Phasen oder Komponenten des Fluid-Gemischs gleich sind. Unterschiede in den drei Potentialen Geschwindigkeit, Temperatur und Druck verursachen Impuls-, Energie- und Massenübertragungen zwischen den einzelnen Phasen, die so schnell vonstatten gehen, dass sich ein Gleichgewicht zwischen den Phasen einstellen kann.
- **Separated Flow Model:**  
Im Separated Flow Model sind unterschiedliche Geschwindigkeiten der einzelnen Phasen möglich. Der Impulsaustausch zwischen den Phasen und der Berandung des durchströmten Gebietes wird mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten getrennt modelliert. Die Annahme gleichen Druckes und gleicher Temperatur der einzelnen Phasen wird beibehalten. Das Separated Flow Model hat Vorteile bei stark unterschiedlichen Dichten der einzelnen Phasen unter dem Einfluss großer Druckgradienten oder dem Einfluss von Gravitationskräften, die zu einer Trennung der Phasen führen können.
- **Multiple-Fluid-Model:**  
Beim Multiple-Fluid-Model oder Two-Fluid-Model wird jede Phase als eigenes Fluid mit eigenen Erhaltungsgleichungen modelliert. Jede Phase hat ihre eigene Geschwindigkeit, Temperatur und Druck. Die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Phasen sind beim Separated Flow Model die Folge unterschiedlicher Dichten der einzelnen Phasen.

Das Homogeneous Equilibrium Model weist die stärksten Vereinfachungen bei der Beschreibung einer Mehrphasenströmung auf. Es hat jedoch den Vorteil, dass es auch dann verwendet werden kann, wenn ein Programm zur numerischen Strömungsberechnung nicht für Zwei- oder Mehrphasenströmungen ausgelegt ist und nur begrenzt erweitert werden kann.

Durch die Festlegung auf das Finite-Element-Programm ADINA, das nur für die Berechnung von Einphasenströmungen vorgesehen ist, ist die Implementierung des Homogeneous Equilibrium Models die einzige Möglichkeit, die in den Rissen stattfindende Zweiphasenströmung numerisch abzubilden.

### 5.5.3 Definitionen für Zweiphasenströmungen

Bei einer Zweiphasenströmung wird jeder Bereich der Strömung von einer Phase eingenommen. Der Volumenanteil  $\alpha_i$  ist der Anteil des betrachteten Volumens, der zum untersuchten Zeitpunkt von der Phase  $i$  eingenommen wird. Ist die betrachtete Phase gasförmig, so wird der Volumenanteil  $\alpha_g$  dieser Phase häufig auch „void fraction“ oder Gasblasengehalt genannt.

Die zweite wichtige Angabe für eine Zweiphasenströmung ist der Massenanteil  $X_i$  der Phase  $i$  an der Gesamtmasse zum betrachteten Zeitpunkt. Sowohl der Volumenanteil  $\alpha_i$  als auch der Massenanteil  $X_i$  sind zeitlich gemittelte Werte.

$$X_i = \frac{\dot{m}_i}{\sum \dot{m}_i} \quad (5.52)$$

Die gesamte Massentransferrate einer Mehrphasenströmung ist  $\dot{m}$  mit

$$\dot{m} = \sum \dot{m}_i \quad (5.53)$$

Mit der Massentransferrate  $\dot{m}$  und den Dichten  $\rho_i$  der verschiedenen Phasen kann die gesamte volumetrische Durchflussrate  $Q$  bestimmt werden:

$$Q = \sum Q_i = \sum \frac{\dot{m}_i}{\rho_i} \quad (5.54)$$

Der Massenfluss  $G$  ist definiert als

$$G = \frac{\dot{m}}{A} = \sum G \cdot X_i = \sum G_i \quad \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}} \right] \quad (5.55)$$

und der volumetrische Durchfluss  $j$  als

$$j_i = \frac{G_i}{\rho_i} \quad (5.56)$$

$$j_i = \frac{G_i}{\rho_i} = \frac{GX_i}{\rho_i} = v_i \cdot \alpha_i \quad \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{m}^2 \text{s}} \right] \quad (5.57)$$

Mit diesen beiden Definitionen lässt sich das Verhältnis zwischen den Volumenanteilen  $\alpha_i$  und den Massenanteilen  $X_i$  angeben:

$$X_i = \frac{v_i \cdot \alpha_i \cdot \rho_i}{G} \quad (5.58)$$

Für eine Zweiphasenströmung eines Flüssigkeits-Dampf-Gemisches erhält man als Relation zwischen den Massenanteilen der Gas- und der Flüssigkeitsphase [48]

$$\frac{X_g}{X_w} \equiv \frac{v_g \cdot \alpha_g \cdot \rho_g}{v_w \cdot \alpha_w \cdot \rho_w} \quad (5.59)$$

### 5.5.4 Homogeneous Equilibrium Model

Wie bereits in der Übersicht über die wichtigsten Zweiphasenmodelle in Abschnitt 5.5.2 erwähnt wurde, basiert das Homogeneous Equilibrium Model auf der Annahme gleicher Geschwindigkeiten, Temperaturen und Drücke der einzelnen Phasen. Dies ist nur zutreffend, wenn Geschwindigkeits-, Temperatur- oder Druckunterschiede der Phasen Impuls-, Energie- und Massentransfers zwischen den einzelnen Phasen verursachen, die so schnell ablaufen, dass ein Gleichgewicht zwischen den Phasen erreicht wird [48].

Anwendungsmöglichkeiten für das Homogeneous Equilibrium Model sind zum Beispiel Strömungen mit Luft- oder Dampfblasen in Wasser unter hohem Druck.

Durch das Homogeneous Equilibrium Model werden die Fluideigenschaften über die einzelnen Phasen hinweg gemittelt. Die thermodynamischen Eigenschaften eines Fluids für die Berechnung einer Mehrphasenströmung sind Funktionen der Volumenanteile  $\alpha_i$  und der Massenanteile  $X_i$  der einzelnen Phasen  $i$ . In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Beziehungen zur Berechnung einer Zweiphasenströmung mit dem HEM-Modell zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Übersicht über Fluideigenschaften einer Zweiphasenströmung unter Verwendung des Homogeneous Equilibrium Modells

Dichte	$\rho = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2$
Innere Energie	$u = X_1 u_1 + X_2 u_2$
Spezifisches Volumen	$v = X_1 v_1 + X_2 v_2 = \frac{1}{\rho}$
Thermische Leitfähigkeit	$k = f(k_1, k_2, \alpha_1, \alpha_2)$
Viskosität	$\mu = f(\mu_1, \mu_2, \alpha_1, \alpha_2)$

Für die Berechnung der Eigenschaften des Luft-Dampf- beziehungsweise des Luft-Wasser-Gemischs im Falle einer Kondensation des Dampfes innerhalb des Risses werden noch Modelle für die temperatur- und druckabhängigen Eigenschaften der einzelnen Komponenten benötigt. Das Modell für die Dampfkomponente der Gasphase und die Wasserphase wird in Abschnitt 5.5.7 vorgestellt, das Modell für die Luftkomponente im Abschnitt 5.5.6.

### 5.5.5 Bestimmung der Partialdrücke

Bei Gasgemischen setzt sich der Gesamtdruck aus der Summe der Partialdrücke  $P_i$  der einzelnen Komponenten  $i$  zusammen [40]. Der Partialdruck einer Komponente ist dabei der Druck, der in einem Gasgemisch der betrachteten Komponente zugeordnet werden kann und entspricht dem Druck, den diese Komponente beim alleinigen Ausfüllen des gesamten Volumens hätte.

Für den Gesamtdruck gilt das Dalton'sche Gesetz

$$P_{ges} = \sum P_i \quad (5.60)$$

Mit dem allgemeinen Gasgesetz

$$P \cdot V = m \cdot R \cdot T \quad (5.61)$$

und der Beziehung

$$P_i = P_{ges} - P_d \quad (5.62)$$

lässt sich der für die Berechnung der Eigenschaften der Dampfkomponente benötigte Partialdruck  $P_d$  der Dampfkomponente bestimmen:

$$P_d = \frac{X_d}{X_d + X_l \frac{R_l}{R_d}} P_{ges} \quad (5.63)$$

mit

$X_d$  Massenanteil Dampf

$X_l$  Massenanteil Luft

$R_d$  Gaskonstante Dampf

$R_l$  Gaskonstante Luft

Der Partialdruck der Luftkomponente lässt sich anschließend über den Gesamtdruck und den Partialdruck der Dampfkomponente bestimmen:

$$P_l = P_{ges} - P_d \quad (5.64)$$

Unter Annahme „idealer“ Gase lässt sich die Dichte der einzelnen Komponenten mit

$$\rho_i = \frac{p_i}{R_i \cdot T} \quad (5.65)$$

berechnen [51]. Mit den bekannten Massenverhältnissen  $X_i$  der einzelnen Komponenten lässt sich somit die Dichte des Gasgemisches bestimmen [51]:

$$X_i = \frac{\rho_i}{\sum_{m=1}^{i_{\max}} \rho_m} = \frac{\rho_i}{\rho} \quad (5.66)$$

$$\rho = \sum_{m=1}^{i_{\max}} \rho_m \quad (5.67)$$

### 5.5.6 Eigenschaften der Luftkomponente der Gasphase

Für die Bestimmung der Eigenschaften der Luftkomponente der Gasphase wurde vereinfachend davon ausgegangen, dass es sich um ein „ideales“ Gas handelt. Die Dichte der Luftkomponente wird dementsprechend mit der Zustandsgleichung idealer Gase

$$P \cdot V = m \cdot R_i \cdot T \quad (5.68)$$

bestimmt:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P}{R_i \cdot T} \quad (5.69)$$

wobei für die spezielle Gaskonstante  $R_i$

$$R_{air} = R_i = 286.9 \frac{J}{kg \cdot K} \quad (5.70)$$

angenommen wird.

Bei idealen Gasen ist die spezifische Wärmekapazität nur von der Temperatur abhängig [59]. Bei nicht allzu großen Temperaturdifferenzen kann auch die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität vernachlässigt und die Wärmekapazität damit als Konstante angesehen werden, was in Anbetracht der zu berücksichtigenden, maximalen Temperaturdifferenzen von 200 K als gerechtfertigt erscheint. Die spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen werden damit als

$$c_p = 1006.43 \frac{J}{kg \cdot K} \quad (5.71)$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1.4 \quad (5.72)$$

oder

$$c_v = c_p - R_i \quad (5.73)$$

angenommen.

Die Temperaturabhängigkeit der dynamischen Viskosität  $\mu$  der Luft wird mit der Formulierung nach Sutherland und entsprechenden Konstanten berechnet:

$$\mu = \mu_0 \frac{T_0 + T_{suth}}{T + T_{suth}} \cdot \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \quad (5.74)$$

mit

$$\mu_0 = 1.75e^{-5} \frac{kg}{m \cdot s}$$

$$T_{suth} = 110.4 \text{ K}$$

$$T_0 = 273.15 \text{ K}$$

### 5.5.7 Eigenschaften des Wassers und des Dampfes

Für die Bestimmung der Wasser/Dampf-Eigenschaften wird die von der International Association for the Properties of Water and Steam (IAPWS) veröffentlichte Richtlinie zur Bestimmung der thermodynamischen Eigenschaften von Wasser und Dampf in der Fassung „IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam“ oder kurz „IAPWS-IF97“ [100] verwendet.

Die IAPWS-IF97 besteht aus einem System an Gleichungen für verschiedene Bereiche, die den folgenden Geltungsbereich abdecken:

$$\begin{aligned} 273.15 \text{ K} &\leq T \leq 1073.15 \text{ K} && \text{für } p \leq 100 \text{ MPa} \\ 1073.15 \text{ K} &\leq T \leq 2273.15 \text{ K} && \text{für } p \leq 10 \text{ MPa} \end{aligned}$$

In Abbildung 5.4 wird die Aufteilung des Geltungsbereichs der IAPWS-IF97 in 5 Regionen gezeigt. Für die Berechnung des vorliegenden Problems der Leckage eines Luft-Dampf-Gemisches durch eine gerissene Stahlbetonwand sind die Bereiche 1 und 2 sowie die Sättigungskurve des Bereichs 4 von Bedeutung.

Die Basisgleichungen für die Bereiche 1 und 2 sind Gleichungen zur Bestimmung der spezifischen freien Enthalpie, aus der die benötigten thermodynamischen Zustandsgrößen bestimmt werden können.

Für die numerische Berechnung werden Dichte  $\rho(P, T)$ , Viskosität  $\mu(P, T)$ , thermische Leitfähigkeit  $\lambda(P, T)$ , spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p(P, T)$  und spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen  $c_v(P, T)$  jeweils als Funktion der Temperatur und des Drucks benötigt.

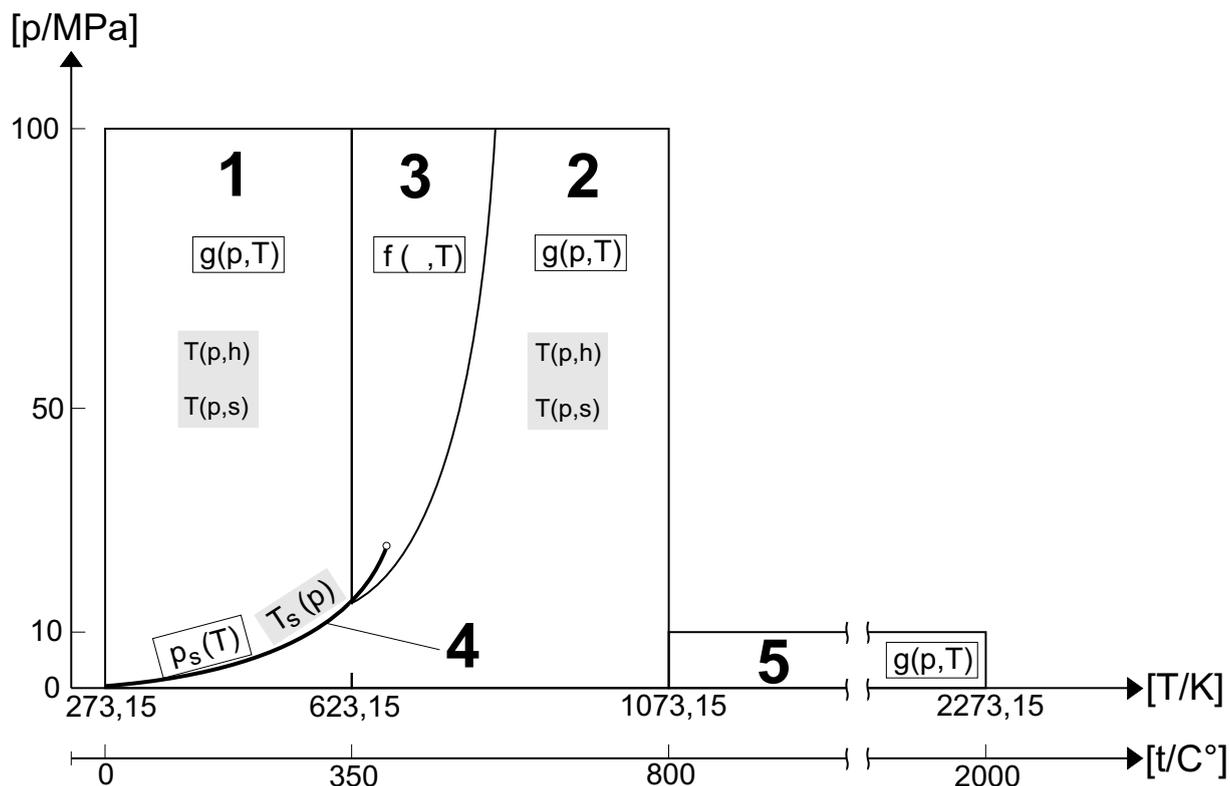


Abbildung 5.4: Bereiche der IAPWS-IF97 Formulierung für die Berechnung der Wasser- und Dampfeigenschaften [101]

Als Druck für die Berechnung der Eigenschaften wird der Partialdruck des Dampfanteils der Gasphase verwendet. Mit Hilfe des Verhältnisses der Fluidtemperatur zu der Sättigungstemperatur  $T_{sat}(P_d)$  lässt sich der gerade aktive Bereich der IAPWS-IF97-Formulierung bestimmen.

Auf die Darstellung der einzelnen Gleichungen und der dafür benötigten Konstanten an dieser Stelle wird verzichtet und stattdessen auf die IAPWS-IF97 [100] und auf [101] verwiesen.

Gewählt wurde die IAPWS-IF97 als Basis für die Berechnung, da für alle benötigten Temperatur- und Druckbereiche die thermodynamischen Eigenschaften schnell und direkt berechnet werden können. Wäre die „IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substances for General and Scientific Use“ [45] als Basis gewählt worden, hätten die Eigenschaften zeitaufwendig mit iterativen Berechnungen bestimmt werden müssen, was die Laufzeit der Berechnungen erheblich erhöht hätte.

Die im Vergleich zur IAPWS-95 etwas geringere Genauigkeit ist für die durchzuführenden Berechnungen und in Anbetracht der Vereinfachungen und Annahmen, die der Berechnung zugrunde liegen, mehr als ausreichend. In Tabelle 5.2 werden die maximal zulässigen Grenzen bei der Bestimmung der Eigenschaften von Wasser und Dampf zusammengefasst. Die Unsicherheiten der IAPWS-IF97

Tabelle 5.2: Maximale Inkonsistenzen der Wasser-Dampf-Eigenschaften nach IAPWS-IF97 [101]

Homogene Phase		Sättigung	
spezifisches Volumen	$\pm 0.05\%$	Dampfdruck	$\pm 0.05\%$
Enthalpie	$\pm 0.2 \text{ kJ/kg}$	Siedetemperatur	$\pm 0.02\%$
isobare Wärmekapazität	$\pm 1\%$	freie Enthalpie	$\pm 0.2 \text{ kJ/kg}$
Entropie	$\pm 0.0002 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$		
freie Enthalpie	$\pm 0.2 \text{ kJ kg}^{-1}$		

liegen nach [101] deutlich unterhalb dieser Grenzen.

### 5.5.7.1 Optimierung der Geschwindigkeit der Berechnung der Wasser-Dampf-Eigenschaften

Die Berechnung der Wasser-Dampf-Eigenschaften macht einen großen Teil der benötigten Rechenzeit zur Aufstellung der Gleichungssysteme der Fluidberechnung aus. Für jeden Iterationsschritt wird für jeden Knoten jeden Elements die Routine für die Bestimmung der Fluideigenschaften mehrmals aufgerufen. Langwierige Berechnungsalgorithmen, insbesondere mit zeitintensiven mathematischen Operationen, sind hier besonders „kostspielig“. Bei der IAPWS-IF97 wird zum Beispiel die Basisgleichung für den Bereich 2, die freie Enthalpie  $g$ , in dimensionsloser Form mit

$$\frac{g(p, T)}{R \cdot T} = \gamma_{\pi, \tau} = \gamma^0(\pi, \tau) + \gamma^r(\pi, \tau) \quad (5.75)$$

und

$$\begin{aligned} \pi &= P/P^*, & \tau &= T^*/T \\ P^* &= 1 \text{ MPa}, & T^* &= 540 \text{ K} \end{aligned}$$

bestimmt. Dabei berechnet sich der ideale Gasanteil  $\gamma^0$  an der dimensionslosen freien Enthalpie mit der Gleichung

$$\gamma^0 = \ln \pi + \sum_{i=1}^9 n_i^0 \tau^{j_i^0}, \quad (5.76)$$

der residuelle Anteil  $\gamma^r$  mit

$$\gamma^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{l_i} (\tau - 0.5)^{J_i} \quad (5.77)$$

unter Verwendung der Konstanten  $n_i^0$ ,  $J_i^0$ ,  $n_i$ ,  $l_i$ , und  $J_i$  [101]. Betrachtet man die beiden Gleichungen 5.76 und 5.77, so erkennt man, dass viele Potenzierungsoperationen durchgeführt werden müssen, die bei der Berechnung durch Mikroprozessoren viele Taktschritte benötigen und daher „kostspielig“ sind.

Um diese Operationen zu reduzieren, werden die Eigenschaften von Wasser und Dampf bei der Initialisierung an regelmäßig angeordneten Stützstellen nur einmal berechnet und gespeichert. Bei den später durchgeführten Berechnungen muss dann nur noch zwischen 4 Stützstellen linear interpoliert werden. Die Temperatur- und Druckintervalle, zwischen deren Stützstellen interpoliert werden soll, werden mit einem vom „Binary-Search“-Algorithmus [88] abgeleiteten Suchalgorithmus bestimmt.

Die Sättigungstemperatur  $T_{sat}$  wird hingegen direkt näherungsweise mit einer abschnittsweise definierten Funktion

$$T_{sat}(P) = a \cdot P^b + c \quad (5.78)$$

berechnet, die in [30] vorgeschlagen und deren Gültigkeitsbereich in [31] erweitert wurde. Die maximale Abweichung dieser Funktion von der älteren IAPWS-84 beträgt gemäß [31] 0.13 %, was in Anbetracht der übrigen Genauigkeiten der durchgeführten Berechnungen ausreichend ist.

Durch diese beiden Optimierungen bei der Bestimmung der Eigenschaften der Wasser-/Dampf-Phase konnte ungefähr eine Halbierung der Rechenzeiten erreicht werden.

### 5.5.8 Phasenwechsel der Wasser-Dampf-Komponente

Bei den betrachteten Temperatur- und Druckverhältnissen der Wasser-Dampf-Komponente kann ein Phasenübergang zwischen den Aggregatzuständen flüssig und gasförmig innerhalb des Risses angenommen werden.

Bei allen Phasenübergängen muss jedoch ohne Temperaturänderung Wärme zu- oder abgeführt werden. Diese Wärme wird als latente Wärme bezeichnet [40] und erhöht die Enthalpie der betrachteten Substanz. Abbildung 5.5 zeigt den Temperaturverlauf der spezifischen Enthalpie von Wasser bei Umgebungsdruck.

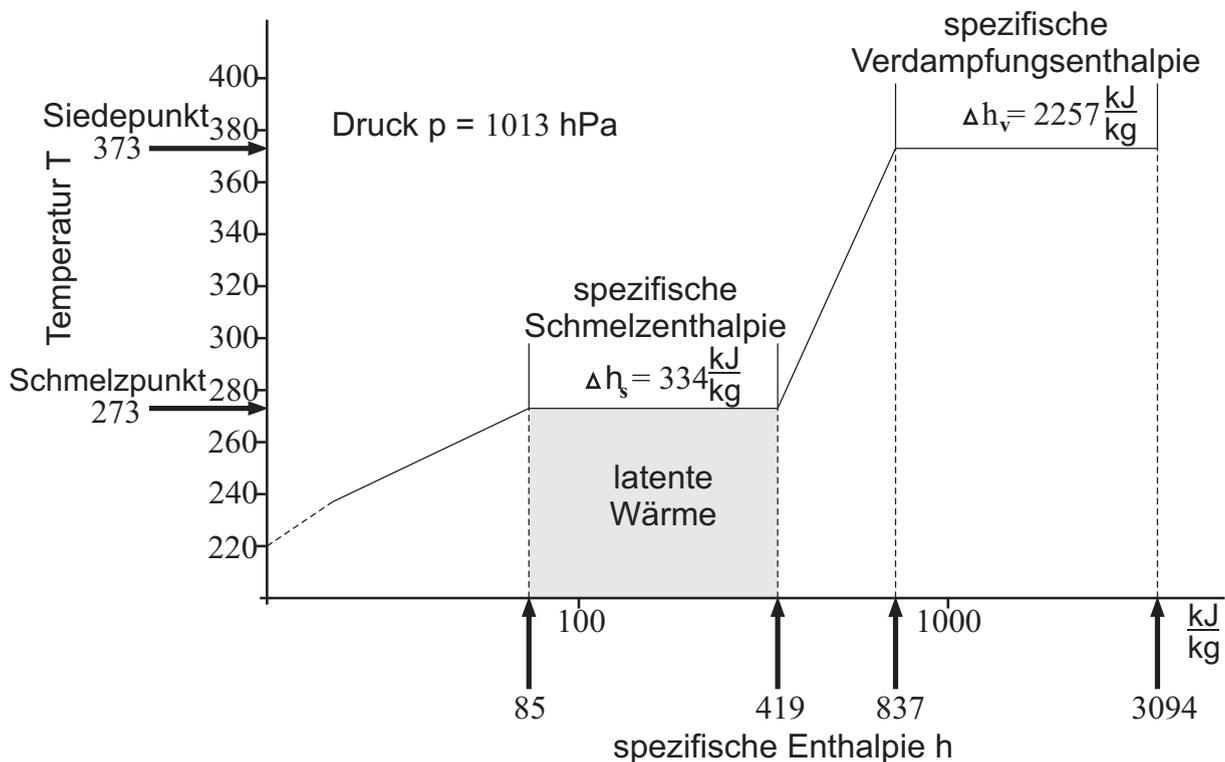


Abbildung 5.5: Temperaturverlauf der spezifischen Enthalpie von Wasser [40]

Die Modellierung des Phasenwechsels erfolgt mit einem einfachen Volumen-kondensationsmodell, das in ADINA zur Verfügung steht und den Bereich des Phasenwechsels mit Hilfe der Temperaturverteilung innerhalb des Fluids bestimmt. Genauere Modelle wie zum Beispiel Filmkondensation an kälteren Oberflächen stehen nicht zur Verfügung.

Diese Einschränkung erscheint jedoch vertretbar, da infolge der zu erwartenden starken Durchmischung der Strömung innerhalb der sehr rauen Risse im Beton und der sehr geringen Rissbreite davon ausgegangen wird, dass sich ein Wasserfilm nur sehr eingeschränkt entwickeln könnte und stattdessen fein verteilte Wassertröpfchen in der Luftströmung auftreten.

Das verwendete einfache Volumenkondensationsmodell bestimmt den Anteil  $f$  des Dampfes innerhalb der Wasser-Dampf-Phase mit Hilfe der Verdampfungstemperatur  $\theta_{IV}$  und der Kondensationstemperatur  $\theta_{VI}$ , wobei  $\theta_{IV}$  kleiner als  $\theta_{VI}$  sein muss. Um eine hohe numerische Stabilität zu erzielen wird die Funktion  $f$  zur Bestimmung des Dampfanteils zu den Verdampfungs- und Kondensations-

temperaturen hin ausgerundet:

$$\theta = \begin{cases} 0 & \text{für } T \leq \theta_{IV} \\ \frac{T - \theta_{IV}}{\theta_{VI} - \theta_{IV}} & \text{für } \theta_{IV} < T \leq \theta_{VI} \\ 1 & \text{für } T > \theta_{VI} \end{cases} \quad (5.79)$$

Für den Dampfanteil  $f$  erhält man mit  $\alpha = 0.2$

$$f = \begin{cases} 0 \\ \frac{\theta^2}{2\alpha \cdot (1-\alpha)} \\ \frac{2\theta - \alpha}{2 \cdot (1-\alpha)} \\ 1 - \frac{(\theta-1)^2}{2\alpha \cdot (1-\alpha)} \\ 1 \end{cases} \quad \text{für} \quad \begin{cases} \theta \leq 0 \\ 0 < \theta \leq \alpha \\ \alpha < \theta \leq (1-\alpha) \\ (1-\alpha) < \theta \leq 1 \\ \theta > 1 \end{cases} \quad (5.80)$$

Für die Kondensationstemperatur  $\theta_{VI}$  hat sich  $\theta_{VI} = T_{sat}(P_d) + 3 \text{ K}$ , für die Verdampfungstemperatur  $\theta_{IV}$  hat sich  $\theta_{IV} = T_{sat}(P_d) - 3 \text{ K}$  bewährt und als numerisch stabil erwiesen. Die Sättigungstemperatur  $T_{sat}(P_d)$  der Dampfkomponente in der Gasphase wird dabei mit dem Partialdruck des Dampfanteils bestimmt.

Mit Hilfe des Dampfanteils  $f$  lässt sich die an jedem Punkt der Strömung enthaltene latente Wärme  $L$  des Dampfanteils bestimmen.

Zur Berücksichtigung der latenten Wärme  $L$  wird die Energiegleichung um zwei Terme erweitert:

$$\rho C_v \frac{\partial \theta}{\partial t} + \dots = \dots - \rho \frac{\partial fL}{\partial t} - \rho \mathbf{v} \cdot \nabla(fL) \quad (5.81)$$

Werden Versuche berechnet, in denen neben Wasserdampf und Wasser auch noch Luft als nichtkondensierbares Gas vorhanden ist, werden die Verdampfungs- und Kondensationstemperaturen entsprechend dem Partialdruck der Dampfkomponente angepasst. Die bei der Kondensation in diesem Fall freiwerdende latente Wärme reduziert sich gemäß dem Massenanteil der Dampfkomponente an der Gesamtmasse.

### 5.5.9 Fluideigenschaften des Gemisches aus Luft/Dampf/Wasser

Nachdem zunächst die Partialdrücke von Luft- und Dampfkomponente bestimmt und damit die Eigenschaften der Luftkomponente und der evtl. vorhandenen Dampf- und Wasserkomponente sowie der Dampfanteil  $f$  bestimmt wurden, müssen noch die einzelnen Anteile zu dem Gesamtgemisch zusammengesetzt werden.

- Reine Luftströmung:  
Die Eigenschaften von Luft nach Abschnitt 5.5.6 bestimmen alleine die Strömung.
- Reine Wasser-/Dampfströmung:  
Die einzelnen Fluideigenschaften  $\Phi$  berechnen sich entsprechend dem Volumenanteil  $f$  des Dampfes zu

$$\Phi_i = \Phi_l + f \cdot (\Phi_d - \Phi_l) \quad (5.82)$$

aus den Eigenschaften  $\Phi_l$  des Wassers und  $\Phi_d$  des Dampfes.

- Strömung von Luft und Wasser/Dampf:  
Am aufwendigsten, jedoch mit der Ausnahme eines reinen Luftdichtigkeitstests auch der wichtigste und realistischste Fall ist die Durchströmung des Risses mit einem Luft-Dampf-Gemisch mit Kondensation und anschließender Zweiphasenströmung eines Luft-Wasser-Gemischs.  
Dieser Fall wird mit Hilfe des bereits berechneten Dampfanteils  $f$  in drei Fälle unterteilt:

- Dampfanteil  $f = 0$ :  
Es liegt eine Zweiphasenströmung eines Luft-Wasser-Gemisches vor, das sich mit dem bereits vorgestellten Homogeneous Equilibrium Model berechnen lässt. Mit den vorgegebenen Massenanteilen der Luft  $X_l$  und des Wassers  $X_w$  lässt sich der Volumenanteil des Wassers berechnen:

$$\alpha_w = \alpha_{w0} = \frac{1}{1 + \frac{X_l}{X_w} \cdot \frac{\rho_w}{\rho_l}} \quad (5.83)$$

- Dampfanteil  $f = 1$ :  
Es liegt eine reine Gasströmung vor, die sich aus den beiden Gas-komponenten Luft und Dampf zusammensetzt. Der Volumenanteil des Wassers ist in diesem Fall

$$\alpha_w = \alpha_{w1} = 0.0 \quad (5.84)$$

- Dampfanteil  $f$  im Zwischenbereich  $0 < f < 1$ :  
Für den Volumenanteil des Wassers erhält man für diesen Fall

$$\alpha_w = \alpha_{w0} + f \cdot (\alpha_{w1} - \alpha_{w0}) \quad (5.85)$$

$$= \alpha_{w0} - f \cdot \alpha_{w0} \quad (5.86)$$

Nachdem der Volumenanteil  $\alpha_w$  der Wasserphase bestimmt ist, lässt sich der Volumenanteil  $\alpha_g$  der Gasphase einfach mit

$$\alpha_g = 1 - \alpha_w \quad (5.87)$$

berechnen. Der Volumenanteil der Wassermasse, der gasförmig vorliegt, ergibt sich durch den Dampfanteil  $f$ :

$$\alpha_d = f \cdot \alpha_g \quad (5.88)$$

Die Dichte  $\rho$  lässt sich nachfolgend mit

$$\rho = \alpha_g \cdot \rho_l + \alpha_d \cdot \rho_d + \alpha_w \cdot \rho_w \quad (5.89)$$

berechnen. Den Massenanteil  $X_w$  des Wassers erhält man nun mit

$$X_w = \alpha_w \frac{\rho_w}{\rho} \quad (5.90)$$

und den Massenanteil  $X_d$  des Dampfes mit

$$X_d = 1 - X_l - X_w \quad (5.91)$$

Abschließend lassen sich die Viskosität  $\mu$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  mit den Werten der Einzelkomponenten und deren Volumenanteilen bestimmen:

$$\mu = \frac{\alpha_g \cdot \mu_l + \alpha_d \cdot \mu_d}{\alpha_g + \alpha_d} + \alpha_w \cdot \mu_w \quad (5.92)$$

$$\kappa = \frac{\alpha_g \cdot \kappa_l + \alpha_d \cdot \kappa_d}{\alpha_g + \alpha_d} + \alpha_w \cdot \kappa_w \quad (5.93)$$

$$(5.94)$$

Im Gegensatz dazu hängen die innere Energie und damit die Wärmekapazitäten  $c_p$  und  $c_v$  vom Massenverhältnis der Komponenten ab:

$$c_p = X_l \cdot c_{p,l} + X_d \cdot c_{p,d} + X_w \cdot c_{p,w} \quad (5.95)$$

$$c_v = X_l \cdot c_{v,l} + X_d \cdot c_{v,d} + X_w \cdot c_{v,w} \quad (5.96)$$

### 5.5.10 Lokalisierungsbegrenzung des Kondensationsvorgangs

Bei Anwendung des entwickelten Fluidmodells unter Berücksichtigung der Kondensation der Dampfkomponente lokalisierte sich der Bereich des Phasenwechsels der Wasser-/Dampfkomponente häufig auf ein Element.

Infolge der bei der Kondensation freigesetzten latenten Wärme wird der umgebende Beton durch den lokalen, sehr hohen Wärmestrom stark erwärmt. Dadurch bildet sich an der Kondensationsfront ein hoher Temperaturgradient aus. Je höher der Massenanteil des Dampfes im untersuchten Luft-Dampf-Gemisch ist, desto mehr latente Wärme wird bei der Kondensation freigesetzt und desto höher ist der Temperaturgradient. Da das verwendete Volumenkondensationsmodell den Dampfanteil über die Temperatur des Fluids im Verhältnis zur Kondensationsatemperatur bestimmt, ist es bei steilen Temperaturgradienten möglich, in einem Integrationspunkt Dampf und im angrenzenden Wasser zu haben. Aus dieser numerischen Lokalisierung des Kondensationsvorgangs heraus resultieren hohe Wärmeströme sowie eine Instabilität der Berechnung insbesondere bei hohen Massenanteilen an Dampf.

Eine direkte Beobachtung des Kondensationsvorgangs von Luft-Dampf-Gemischen in gerissenen Betonstrukturen ist experimentell nicht durchführbar. Bei den SIMIBE-Experimenten an idealisierten Rissen zwischen zwei glatten Glasplatten wurde beginnend von einer Kondensationsfront die allmähliche Entstehung einer Tröpfchenströmung beobachtet [16]. Bei der Durchströmung der im Vergleich zu den Glasplatten sehr rauen Betonrisse ist eine Kondensationszone mit einer allmählichen Kondensation des Dampfes zuerst an den Risswänden mit einer anschließenden Entwicklung von Wassertröpfchen vorstellbar. Eine zu starke Lokalisierung des Übergangs zwischen der einphasigen Luft-Dampf-Strömung hin zur zweiphasigen Luft-Wasser-Strömung bei der Berechnung mit dem verwendeten Volumenkondensationsmodell erscheint daher nicht realistisch.

Da mit dem Fluidmodell zudem eher das globale Verhalten der Durchlässigkeit von gerissenen Stahlbetonwänden und die integralen Leckageraten statt der lokalen Vorgänge bei der Kondensation der Dampfkomponente untersucht werden sollte, wurde versucht, die numerische Lokalisierung der Kondensationsfront in einem Element zu verhindern.

Gewählt wurde ein Ansatz, der sich bei der Berechnung von Entfestigungsvorgängen in der Strukturmechanik als Lokalisierungsbegrenzer bewährt hat: Die integrale, nichtlokale Berechnung.

#### 5.5.10.1 Integrale nichtlokale Berechnung des Dampfanteils

Der von Temperatur und Partialdruck abhängige Dampfanteil der Wasser-Dampf-Komponente wird zur Vermeidung einer zu schnellen und starken Lokalisierung des Phasenwechsels mit einer integralen, nichtlokalen Berechnung bestimmt.

Zuerst wird in jedem Integrationspunkt der lokale Dampfanteil  $f_{loc}$  bestimmt, indem die lokale Temperatur mit der Sättigungstemperatur der Dampfkomponente

verglichen wird:

$$\theta = \begin{cases} 0 & \text{für } T \leq \theta_{IV} \\ \frac{T - \theta_{IV}}{\theta_{VI} - \theta_{IV}} & \text{für } \theta_{IV} < T \leq \theta_{VI} \\ 1 & \text{für } T > \theta_{VI} \end{cases} \quad (5.97)$$

Für den Dampfanteil  $f_{loc}$  erhält man mit  $\alpha = 0.2$

$$f_{loc} = \begin{cases} 0 & \text{für } \theta \leq 0 \\ \frac{\theta^2}{2\alpha \cdot (1-\alpha)} & \text{für } 0 < \theta \leq \alpha \\ \frac{2\theta - \alpha}{2 \cdot (1-\alpha)} & \text{für } \alpha < \theta \leq (1 - \alpha) \\ 1 - \frac{(\theta - 1)^2}{2\alpha \cdot (1-\alpha)} & \text{für } (1 - \alpha) < \theta \leq 1 \\ 1 & \text{für } \theta > 1 \end{cases} \quad (5.98)$$

Anschließend wird der für die Bestimmung der Fluideigenschaften benötigte Dampfanteil der Wasser-Dampf-Komponente mit dem nichtlokalen Ansatz bestimmt, indem der Dampfanteil innerhalb eines Einflussbereichs  $r$  um den gerade betrachteten Integrationspunkt herum gewichtet und anstelle des lokalen Dampfanteils verwendet wird. Als Einflussfunktion wird die lineare Funktion

$$\alpha(r) = \begin{cases} \left(1 - \frac{r}{R}\right) & \text{für } 0 \leq r \leq R \\ 0 & \text{für } R \leq r \end{cases} \quad (5.99)$$

in der Einflussfunktion

$$\alpha'(x, \xi) = \frac{\alpha(|x - \xi|)}{\int_V \alpha(|x - \zeta|) d\zeta} \quad , \quad (5.100)$$

verwendet. In Abbildung 5.6 wird der Verlauf der Einflussfunktion, die für die nichtlokale Berechnung des Dampfanteils der Wasser-Dampf-Komponente verwendet wird, graphisch dargestellt. Als Größe des nichtlokalen Einflussbereichs zur Bestimmung des Dampfanteils der Wasser-Dampf-Komponente hat sich ein Einflussradius bewährt, der ungefähr doppelt so groß ist wie die Kantenlänge der verwendeten Elemente.

Der mit der integralen, nichtlokalen Berechnung bestimmte nichtlokale Dampfanteil  $f_{nonloc}$  wird zum Abschluss der Berechnung anstelle des lokalen Dampfanteils  $f$  bei der Bestimmung der Fluideigenschaften in Abschnitt 5.5.9 verwendet und in die Gleichungen 5.83 bis 5.88 eingesetzt.

Durch die eingeführte nichtlokale Berechnung des Dampfanteils der Wasser-Dampf-Komponente konnte die Stabilität der Berechnung deutlich gesteigert

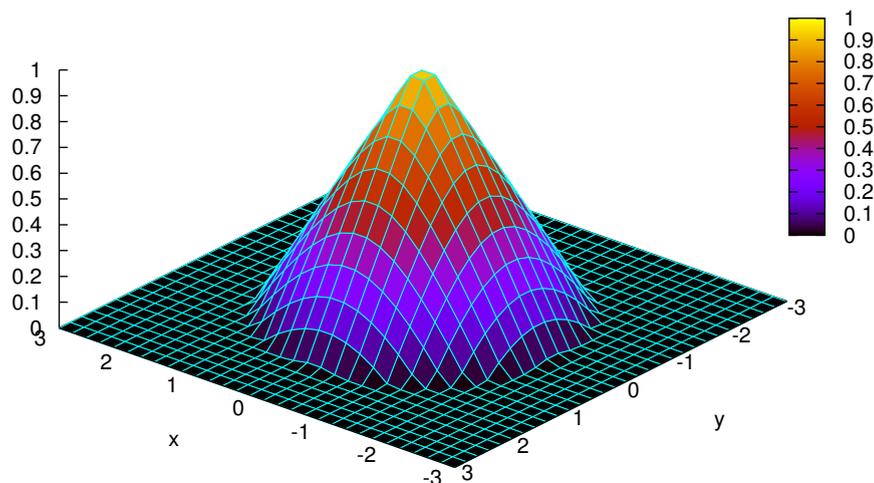


Abbildung 5.6: Graphische Darstellung der Einflussfunktion  $\alpha_r$  nach Gleichung 4.61 für einen Einflussradius  $R = 2$

werden. Versuche, in denen es zu einer Kondensation des Dampfanteils kam, waren häufig erst durch die hier vorgestellte Bestimmung des Dampfanteils zu berechnen. Berücksichtigt man, dass es bei den meisten durchgeführten Versuchen zum Leckageverhalten von gerissenem Stahlbeton zu einer Kondensation innerhalb der Risse kam, wird die Bedeutung dieser eingeführten Methode für die Bestimmung des Dampfanteils des Wasser-Dampf-Komponente deutlich.

Der Einfluss der nichtlokalen Bestimmung des Dampfanteils auf die berechneten Leckageraten ist gering, wie in Abschnitt 5.6.2 gezeigt wird.

## 5.6 Verifikationsbeispiele

Um das implementierte Strömungsmodell und seine Konvergenzeigenschaften zu überprüfen, werden im Folgenden die Ergebnisse einiger Proberechnungen dargestellt und ausgewertet.

### 5.6.1 Konvergenzeigenschaften

Eine gute Möglichkeit, die Konvergenzeigenschaften des implementierten Strömungsmodells für die Durchströmung von Rissen zu überprüfen, besteht in der Modellierung des Durchflusses durch einen glatten Spalt und dem Vergleich mit

der analytischen Lösung nach Hagen-Poiseuille (siehe Abschnitt 5.4). An den Risswänden wurde eine Haft-Bedingung angenommen und damit die Geschwindigkeit des Fluids an der Risswandung zu Null gesetzt. Der Überdruck auf der Einlassseite des Spaltes wurde mit einer Druck-Randbedingung modelliert.

### 5.6.1.1 Wasserleckage

Als erster Test wurde die Abhängigkeit der Durchfluss-Rate von Wasser als inkompressibles Fluid in Abhängigkeit von der Elementanzahl in Querrichtung für einen Spalt mit einer Länge von 1.2 m für verschiedene Spaltweiten  $w$  untersucht.

Für die Strömung wurde bei diesem Verifikationsbeispiel entsprechend den Annahmen für die analytische Lösung nach Hagen-Poiseuille davon ausgegangen, dass die Strömung laminar erfolgt. In Abbildung 5.7 ist exemplarisch für

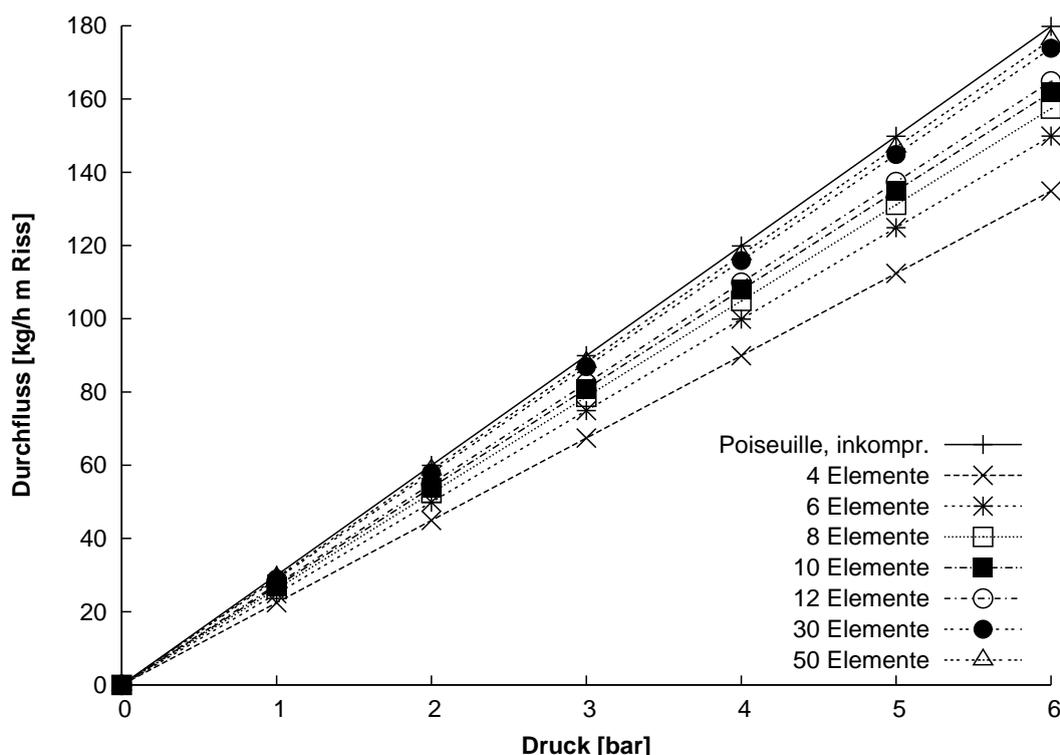


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Wasser-Durchflussrate für einen Spalt mit einer Spaltweite von 0.1 mm von der Netzfeinheit

eine Rissbreite von 0.1 mm die Entwicklung der Durchflussrate in Abhängigkeit des aufgebrachtten Überdrucks dargestellt. In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die prozentualen Abweichungen der numerischen von der analytischen Lösung

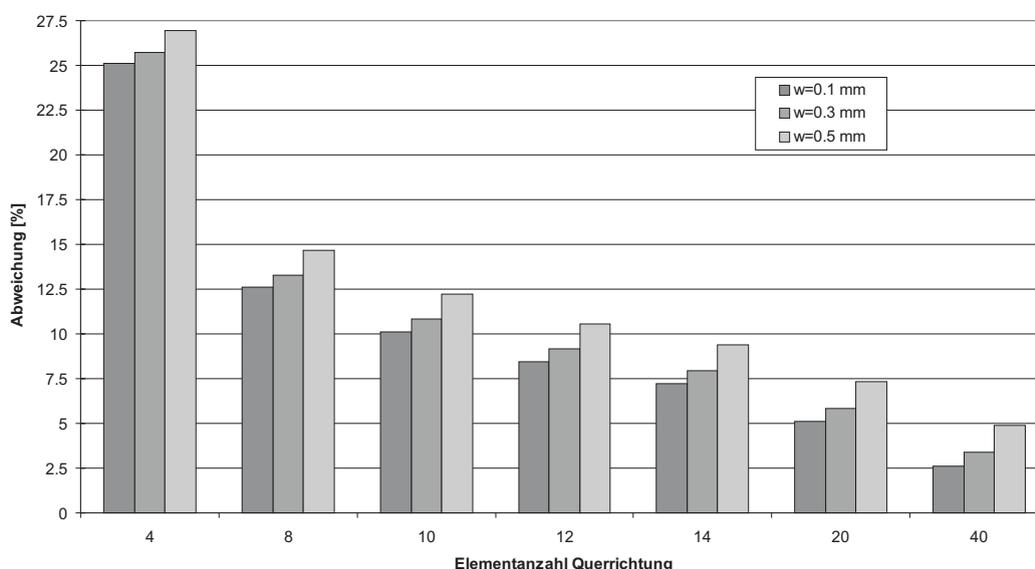


Abbildung 5.8: Abweichungen der Durchflussrate für Wasser von der analytischen Lösungen,  $\Delta p = 1 \text{ bar}$

nach Poiseuille für einen Druckunterschied zwischen Spalteinlass und Spaltauslass von 1 bar bzw. 6 bar abgebildet. Die berechneten Durchflussraten in Abbildung 5.7 liegen leicht unterhalb der analytischen Lösung nach Poiseuille, liefern jedoch ab einer Elementanzahl von 10 Elementen in Querrichtung gute Ergebnisse.

Erhöht man die Elementanzahl in Querrichtung, so konvergiert die numerische Lösung annähernd linear gegen die analytische Lösung, wie aus der prozentualen Betrachtung der Abweichungen der numerischen von der analytischen Lösung in Abbildung 5.8 erkennbar ist. Ab etwa 10 Elementen in Querrichtung beträgt die Abweichung weniger als 10 %. Für einen Druckunterschied von 6 bar sind die prozentualen Abweichungen etwas geringer (Abbildung 5.9). Für größere Rissbreiten erhält man leicht höhere prozentuale Abweichungen wie für eine Rissbreite von 0.1 mm.

Einer deutlichen Erhöhung der Anzahl der Elemente in Querrichtung des durchströmten Spaltes steht die damit einhergehende Vergrößerung der Gesamtelementanzahl und die damit stark ansteigenden Rechenzeiten entgegen. Daher werden für die späteren Untersuchungen am dampfdurchströmten Einzelriss sowie am repräsentativen Wandausschnitt in der Regel 10 Elemente in Querrichtung verwendet.

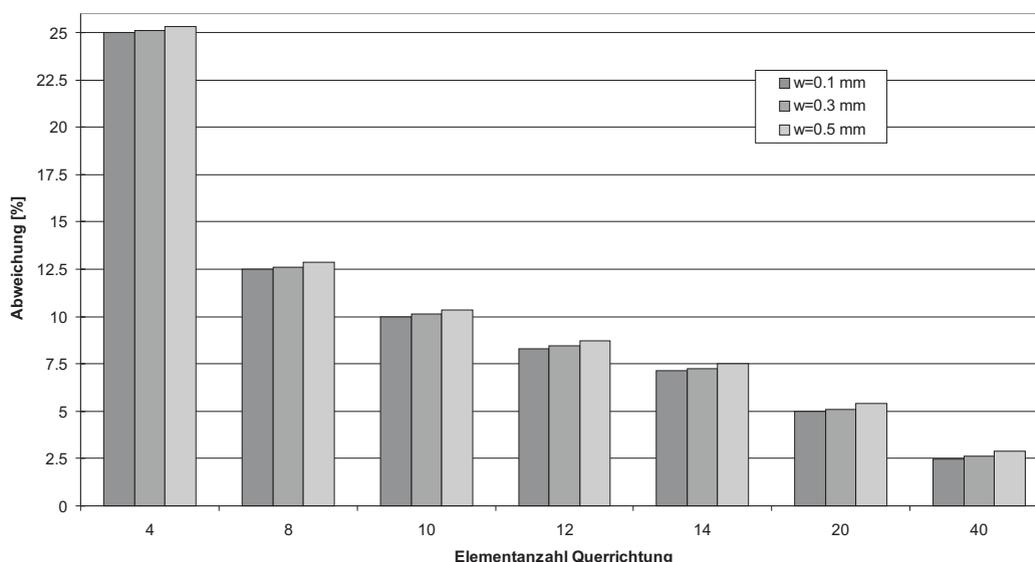


Abbildung 5.9: Abweichungen der Durchflussrate für Wasser von der analytischen Lösungen,  $\Delta p = 6 \text{ bar}$

### 5.6.1.2 Luftleckage

Als zweites Verifikationsbeispiel wird der Durchfluss des kompressiblen Fluids Luft durch einen ebenfalls glatten Spalt berechnet und mit den analytischen Lösung für die Spaltströmung nach Poiseuille sowohl für den kompressiblen als und für den inkompressiblen Fall verglichen. Wie bei dem vorangegangenen Beispiel für die Elementabhängigkeit bei der Strömung des inkompressiblen Fluids Wasser wird auch bei diesem Beispiel die Elementanzahl ausgehend von 4 Elementen auf 40 Elemente in Querrichtung erhöht. Auch bei der Berechnung von Luft liegen die berechneten Durchflussraten ab 10 Elementen in Querrichtung nahe beieinander. Die berechneten Durchflussraten konvergiert gegen eine Lösung, die zwischen den analytischen Lösungen nach Poiseuille für eine kompressible und eine inkompressible Strömung liegt.

In Abbildung 5.10 sind die Durchflussraten für einen Spalt mit 0.1 mm Rissbreite abgebildet. Um den Einfluss einer Vergrößerung des Spaltes auf das Konvergenzverhalten zu untersuchen, werden in Abbildung 5.11 die Ergebnisse für einen Spalt mit 0.2 mm Rissbreite dargestellt.

Auch für den Spalt mit der größeren Rissbreite konvergieren die Ergebnisse ab einer Elementanzahl von 10 Elementen in Querrichtung.

Die starke Abhängigkeit der Durchflussraten von der Rissbreite, die sich ebenfalls in der analytischen Lösung in Gleichung 5.39 für ein inkompressibles Fluid findet, wird bei einem Vergleich der Durchflussraten für eine Spaltweite von 0.1 mm und 0.2 mm deutlich: Während die Durchflussrate im inkompressiblen

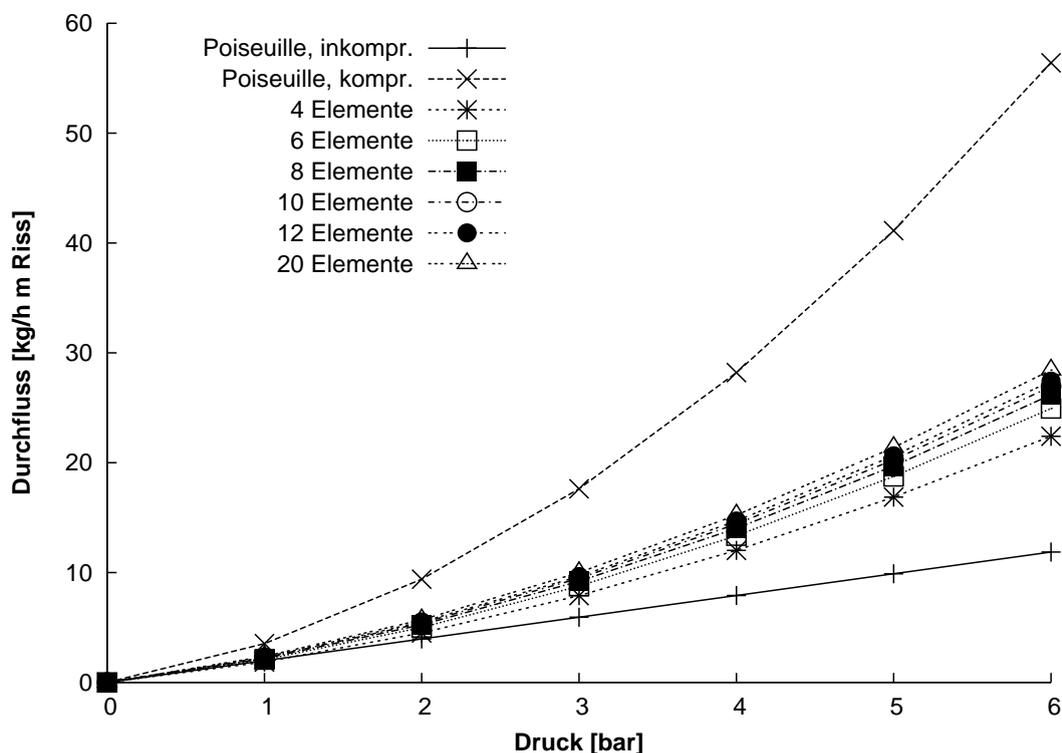


Abbildung 5.10: Elementabhängigkeit der Luft-Durchflussrate für einen Spalt mit einer Spaltweite von 0.1 mm

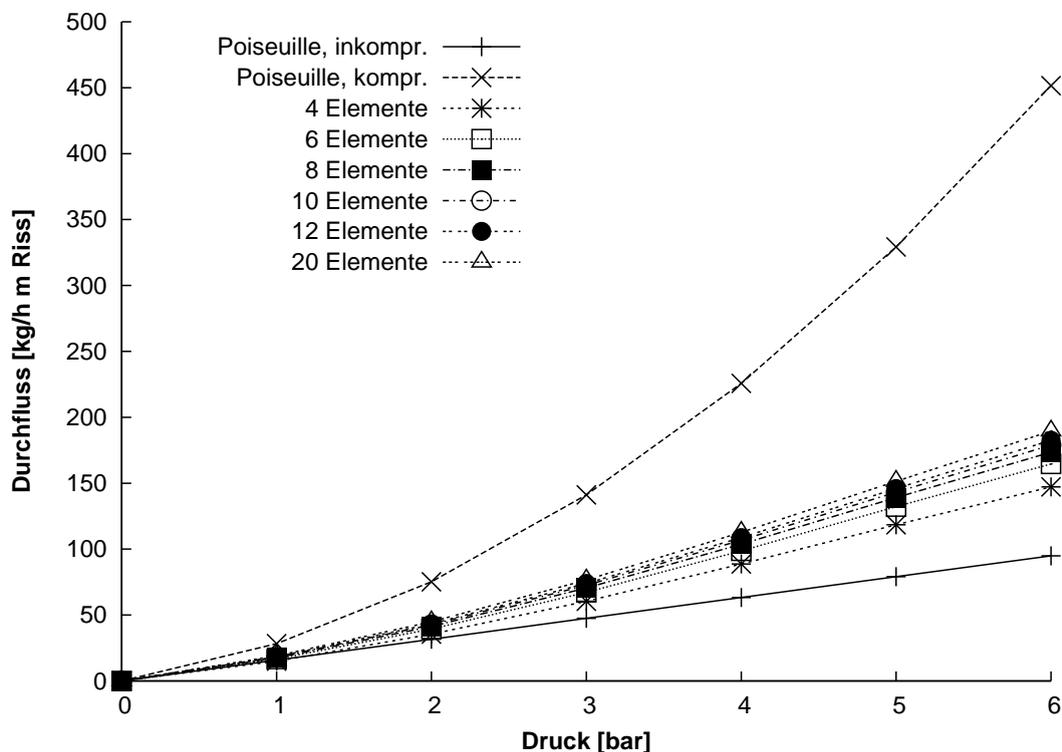


Abbildung 5.11: Elementabhängigkeit der Luft-Durchflussrate für einen Spalt mit einer Spaltweite von 0.2 mm

Fall für einen Druckanstieg  $\Delta P$  mit  $Q \sim \Delta P$  „nur“ linear ansteigt, so ist sie kubisch von der Rissbreite  $w$  abhängig:  $Q \sim w^3$ .

Bereits an dieser Stelle wird die Schwierigkeit deutlich, die Leckagerate von Rissen in Beton zu berechnen: Infolge des inhomogenen Aufbaus von Beton ist die Rissbreite eines Betonrisses weder über die Risslänge noch über die Rissbreite konstant. In Bereichen mit Bewehrung ist zudem von einer Risseinschnürung auszugehen. Eine Kombination dieser beiden Eigenschaften von Betonrissen erschwert die Berechnung des Verlaufes der Rissbreite über die Breite und Tiefe eines Risses. Durch die stochastischen Prozesse bei der Rissentstehung ist zudem jeder Betonriss „einzigartig“ und nicht reproduzierbar. Auf der anderen Seite geht die Rissbreite annähernd in der dritten Potenz in die Berechnung der Durchflussrate ein. Es erscheint daher zulässig, mit einer vergleichsweise geringen Anzahl von Elementen in Querrichtung zu rechnen, da der dabei vorhandene Fehler klein ist im Vergleich zu den zu erwartenden Abweichungen bei der Berechnung der Rissbreite. In den folgenden Berechnungen werden deshalb in der Regel 10 Elemente in Querrichtung verwendet.

## 5.6.2 Zwei-Phasen-Modell und Kondensation

Als erstes Verifikationsbeispiel für das Mehrphasenmodell und für das Kondensationsmodell wird das Experiment SB73 [16] des SIMIBE-Versuchsaufbaus herangezogen.

### 5.6.2.1 SIMIBE-SB73 Experiment

In diesem Experiment wurde ein Luft-Dampf-Gemisch mit 2 bar Überdruck bei 125 °C und einer relativen Luftfeuchtigkeit von 30 % in einen Spalt mit einer Spaltbreite von 170  $\mu\text{m}$  eingeleitet. Gebildet wurde der in Querrichtung 12 cm breite und 50 cm lange Spalt aus Glasplatten mit einer Dicke von 4 cm. Die Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit der Glasplatten sollen ähnlich wie diejenigen von Beton gewesen sein, genaue Werte liegen jedoch nicht vor. Für die Berechnung wurden tabellierte Werte für Glas verwendet. Die zeitliche Temperaturentwicklung innerhalb der Glasplatten wird deshalb im Folgenden nicht mit den experimentell bestimmten Temperaturen verglichen.

Vergleicht man die berechneten mit den gemessenen Luftleckageraten in Abbildung 5.12 unter der Annahme einer laminaren Strömung, so lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Luftleckagerate feststellen, obwohl die berechnete für die komplette Versuchsdauer leicht über der gemessenen Luftleckagerate liegt. Die berechnete mittlere Geschwindigkeit

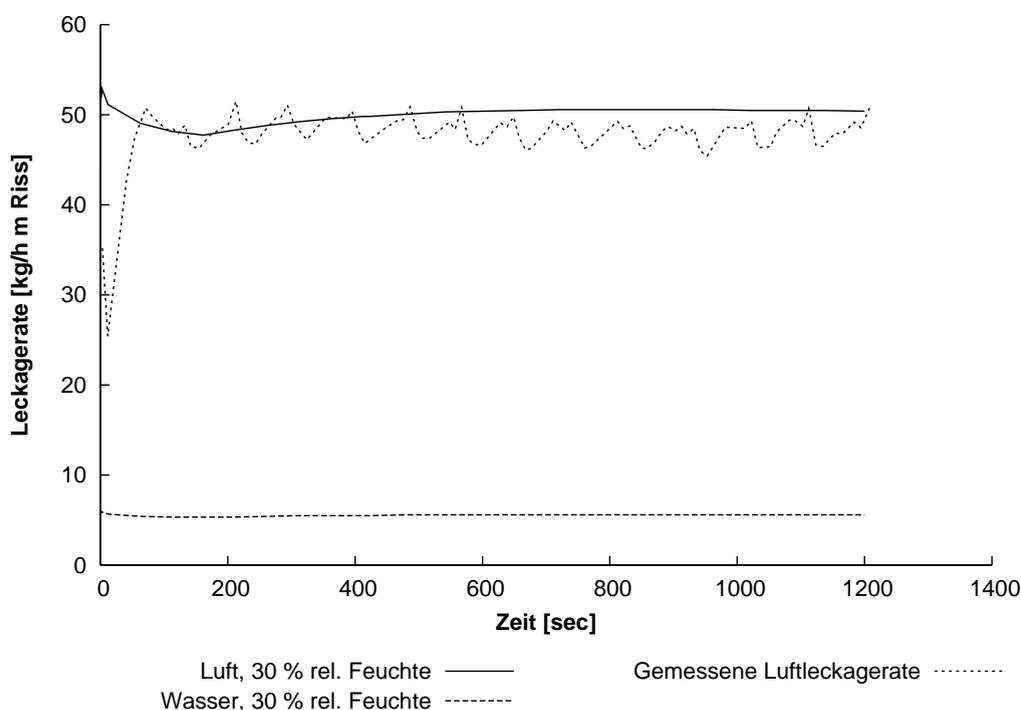


Abbildung 5.12: Vergleich zwischen berechneter und gemessener Luftleckagerate für das SIMIBE-SB73 Experiment

der Fluidströmung durch den Spalt beträgt etwa 35 m/s.

Ein Vergleich der berechneten mit den gemessenen Temperaturen am Spalttrand nach 1200 s Versuchsdauer wird in Abbildung 5.13 gezeigt. Die gemessenen Temperaturen liegen dabei ab der Hälfte der durchströmten Risslänge im selben Bereich wie die berechneten. Im vorderen Bereich des Versuchskörpers werden nach 1200 s etwas höhere Temperaturen berechnet als im Versuch gemessen wurden. Eine mögliche Ursache dafür wäre die im Vergleich zum Experiment höhere Durchflussrate und der damit einhergehende höhere Energieeintrag in den Spalt. Sowohl die berechneten wie auch die gemessenen Temperaturen weisen zwischen 800 s und 1200 s vor allem im vorderen Bereich des Spaltes noch eine stärkere Änderung auf. Eine stationäre Temperaturverteilung innerhalb der Glasplatten und über die Spaltlänge wurde daher nach 1200 s noch nicht erreicht.

Der berechnete Temperaturverlauf innerhalb der Glasplatten zum Zeitpunkt  $t = 1200$  s ist in Abbildung 5.14 abgebildet.

### Lokalisierungsbegrenzung

Den Einfluss der integralen nichtlokalen Bestimmung des Dampfanteils auf die berechnete Leckagerate wird ebenfalls am SIMIBE-SB73 Experiment unter-

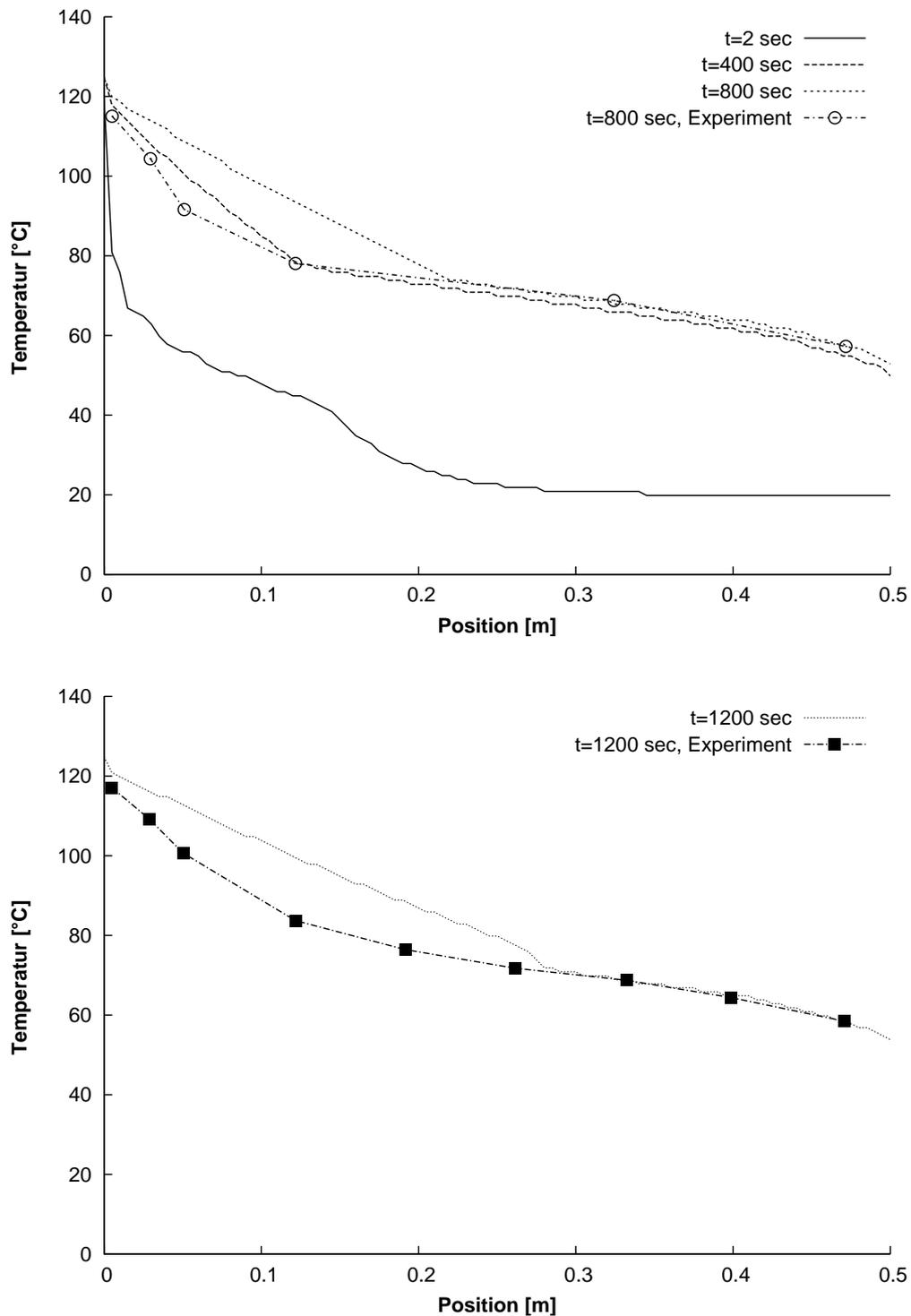


Abbildung 5.13: Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Temperaturverlauf nach 1200 s für das SIMIBE-SB73 Experiment

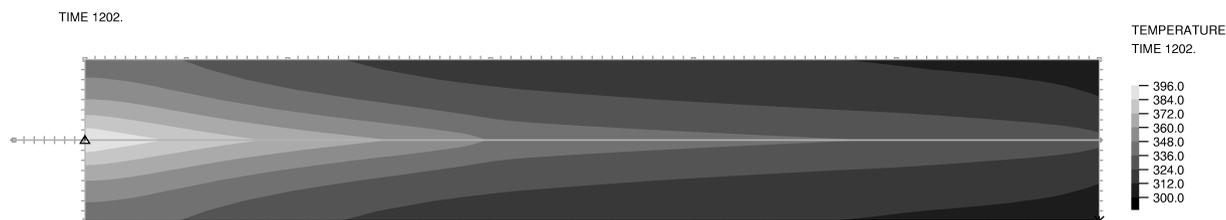


Abbildung 5.14: Berechneter Temperaturverlauf nach 1200 s für das SIMIBE-SB73 Experiment

sucht. In Abbildung 5.15 werden die berechneten Leckageraten für verschiedene Einflussradien des nichtlokalen Ansatzes überprüft.

Zwischen den Einflussradien für die integrale, nichtlokale Berechnung im Bereich zwischen 0.1 cm und 3.5 cm ist beinahe keine Änderung der ermittelten Luftleckagerate festzustellen. Infolge des geringen Massenanteils an Dampf war bei diesem Versuch auch eine lokale Berechnung des Kondensationsvorgangs und des Dampfanteils möglich. Eine Abweichung der so bestimmten Leckagerate von den Berechnungen mit dem nichtlokalen Ansatz konnte nur während den ersten 300 s des Versuches festgestellt werden. Die prozentuale Abweichungen der berechneten Leckageraten blieben auch in diesem Fall unter 5 % und innerhalb des Schwankungsbereichs der experimentell gemessenen Leckagerate.

Bei den berechneten Temperaturen der Risswandungen zu den Zeitpunkten  $t=400$  s und  $t=1200$  s sind die Unterschiede zwischen einer lokalen Berechnung des Dampfanteils und integralen nichtlokalen Berechnungen mit 1 cm sowie 3.5 cm Einflussradius gering, wie Abbildung 5.16 zeigt.

Die Verwendung der integralen nichtlokalen Berechnung des Dampfanteils als Lokalisierungsbegrenzer des Kondensationsvorgangs hat nur einen geringen Einfluss auf die berechneten Ergebnisse.

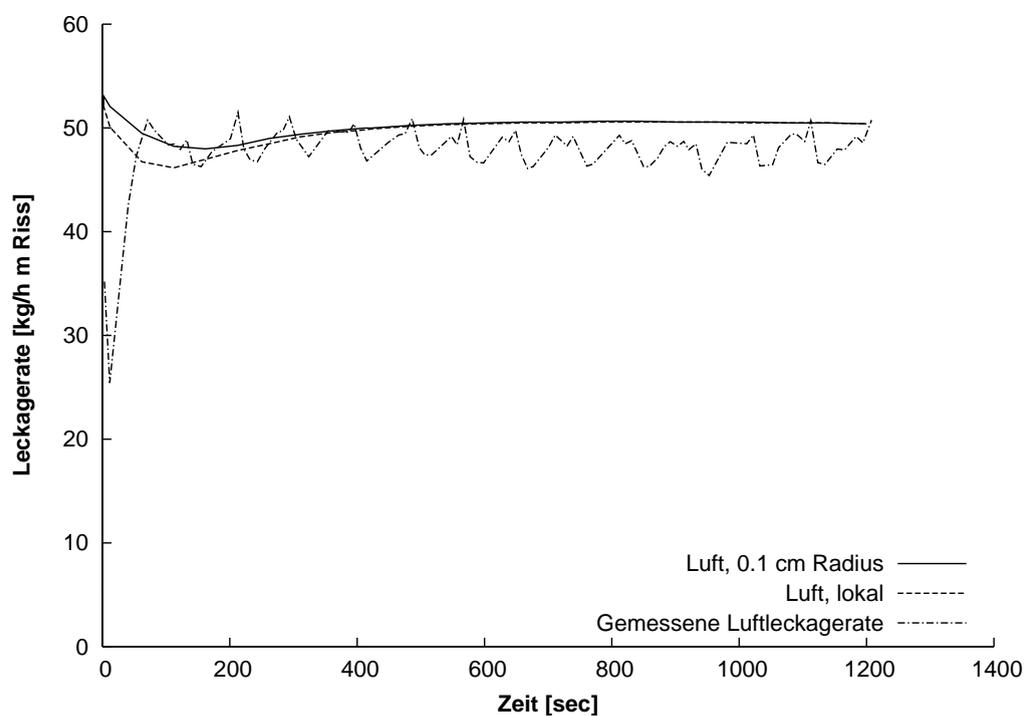
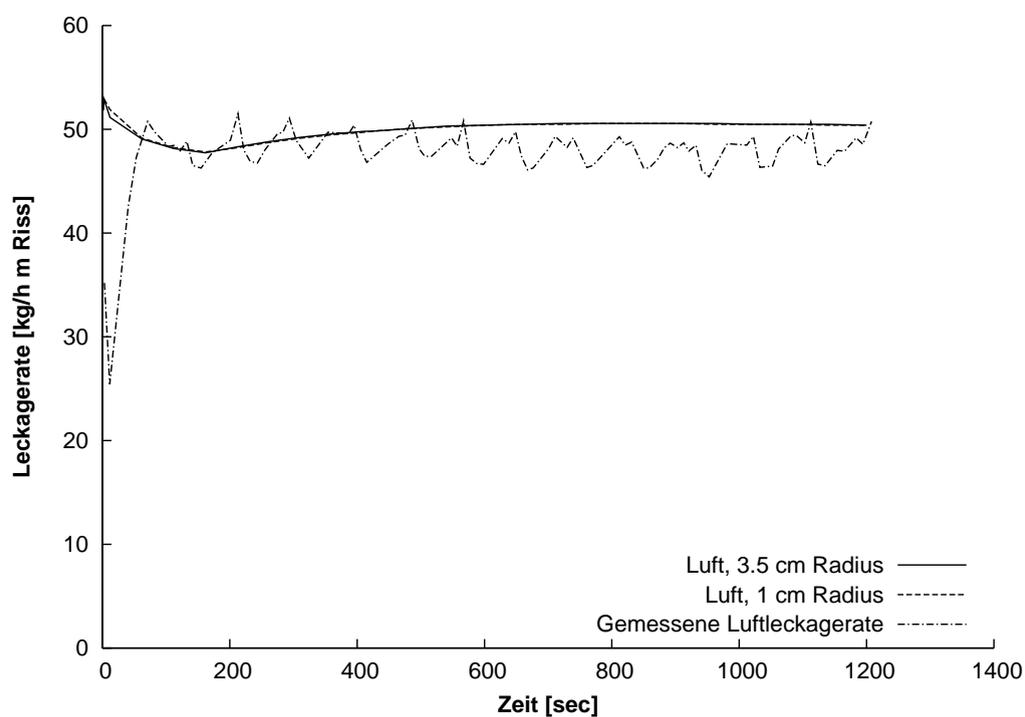


Abbildung 5.15: Untersuchung des Einflusses der integralen nichtlokalen Berechnung des Dampfanteils auf die Leckagerate

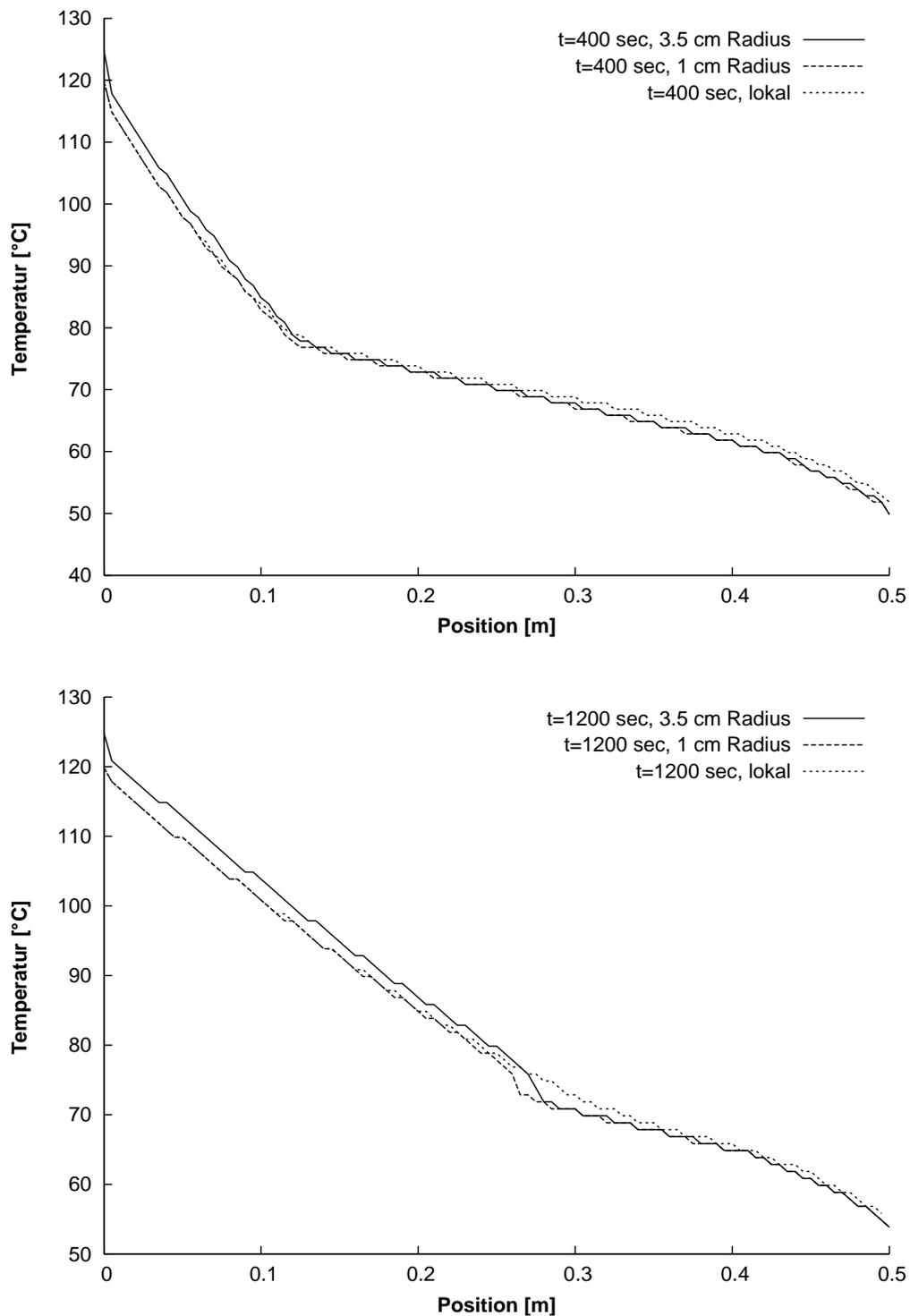


Abbildung 5.16: Untersuchung des Einflusses der integralen nichtlokalen Berechnung des Dampfanteils auf die Temperatur der Risswandung

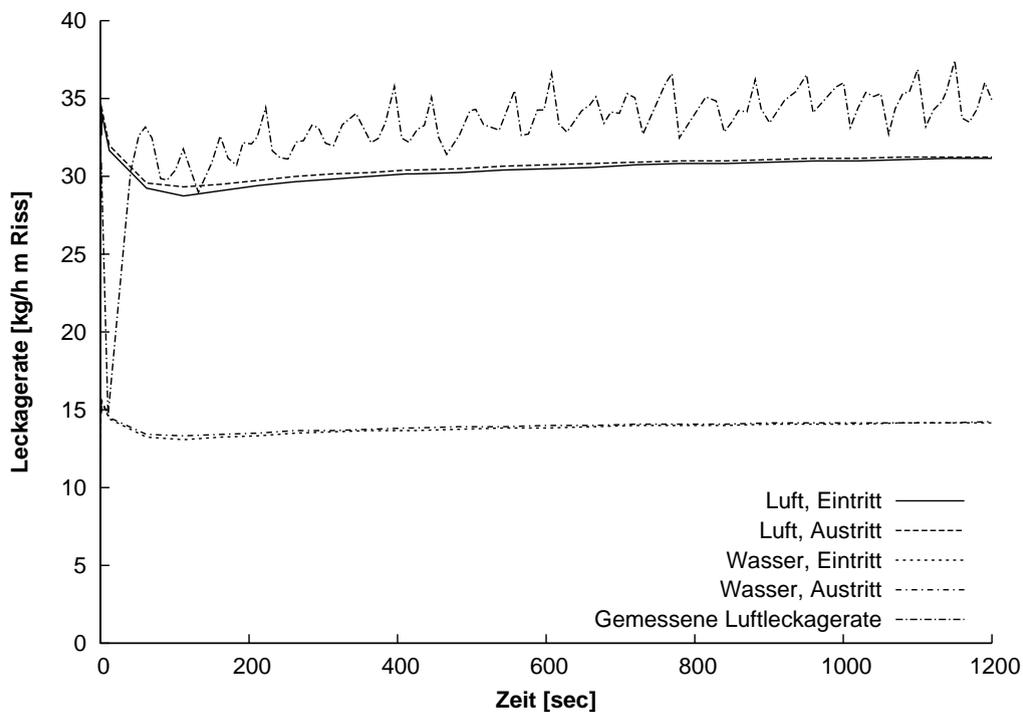


Abbildung 5.17: Vergleich zwischen berechneter und gemessener Luftleckagerate für das SIMIBE-SB74 Experiment für 60 % relative Luftfeuchte

### 5.6.2.2 SIMIBE-SB74 Experiment

Um das Verhalten des Mehrphasenmodells bei einer höheren relativen Luftfeuchtigkeit von 60 % zu untersuchen, wurde das SIMIBE-Experiment SB74 numerisch untersucht. Bei einer Eingangstemperatur von 120 °C, einer relativen Luftfeuchtigkeit von 60 % und einem Überdruck von 2 bar wurde auch hier ein Spalt mit einer Spaltbreite von 170  $\mu\text{m}$  durchströmt.

Ein Vergleich der gemessenen mit der berechneten Luftleckage in Abbildung 5.17 unter der Annahme einer laminaren Strömung zeigt ein ähnliches Verhalten wie für das SB73-Experiment mit der niedrigeren relativen Luftfeuchtigkeit, wobei diesmal die berechnete Luftleckagerate leicht unterhalb der gemessenen liegt. Der zeitliche Verlauf der Luftleckagerate wird gut abgebildet. Der zusätzliche Vergleich der berechneten Leckageraten am Spalteingang und -ausgang bestätigt die Einhaltung der Kontinuitätsbedingung für den Massenerhalt mit der gewählten Modellierung mit FCBI-Elementen für die Berechnung der Fluidströmung.

Abweichend von der angestrebten relativen Luftfeuchtigkeit von 60 % schwankte im Experiment die relative Luftfeuchtigkeit leicht, wie in Abbildung 5.18 zu erkennen ist. Nach etwa 500 s lag der Mittelwert der Luftfeuchtigkeit unter 60 % bei einer Untergrenze der Schwankungsbreite von etwa 51 %. Der Einfluss die-

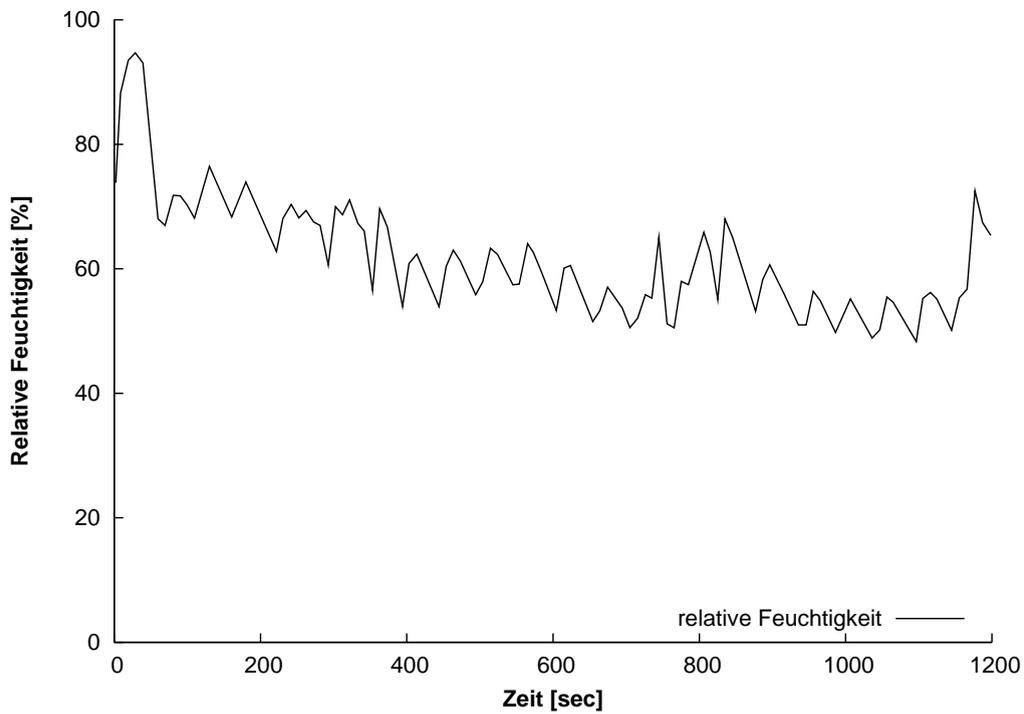


Abbildung 5.18: Verlauf der relativen Luftfeuchtigkeit während des SIMIBE-SB74 Experiments [16]

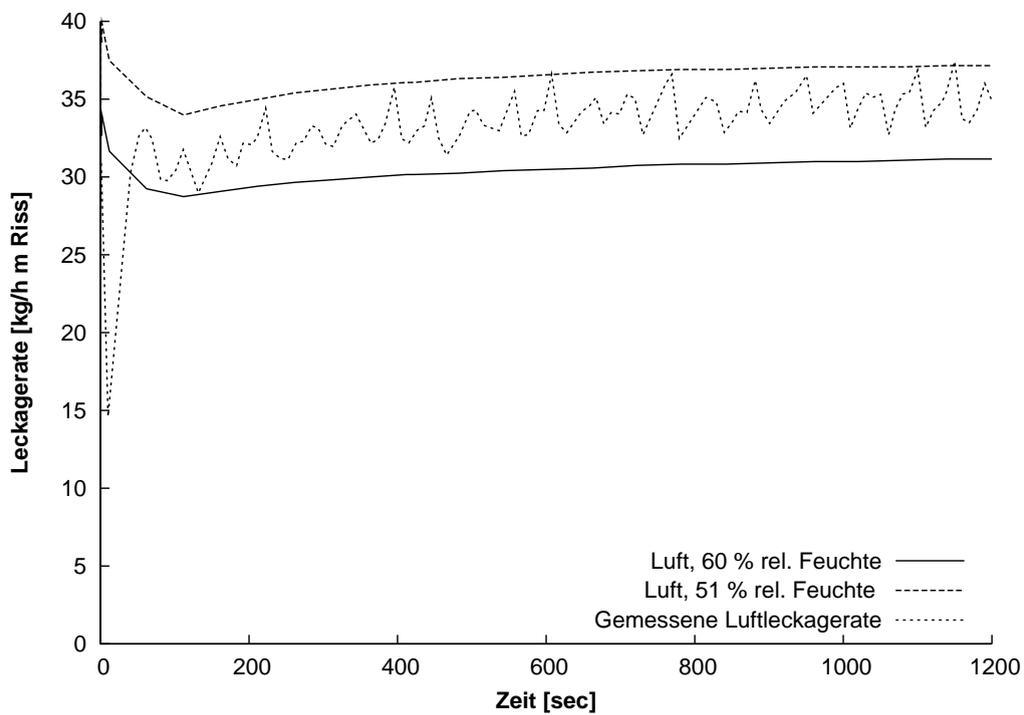


Abbildung 5.19: Einfluss der relativen Luftfeuchte auf die berechnete Leckrate für das SIMIBE-SB74 Experiment

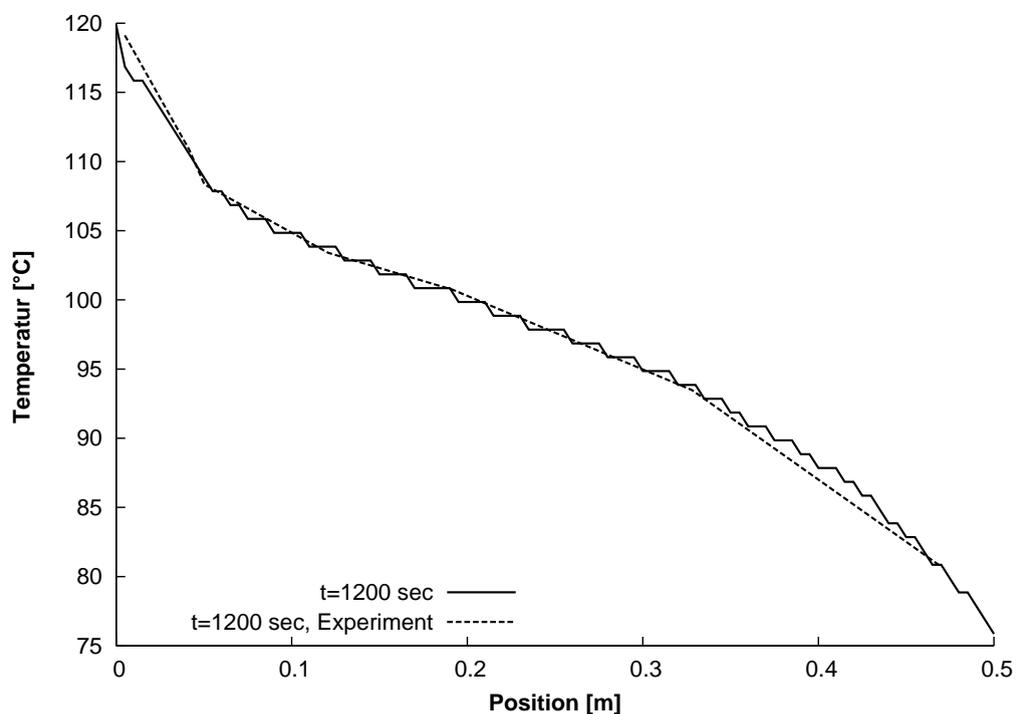
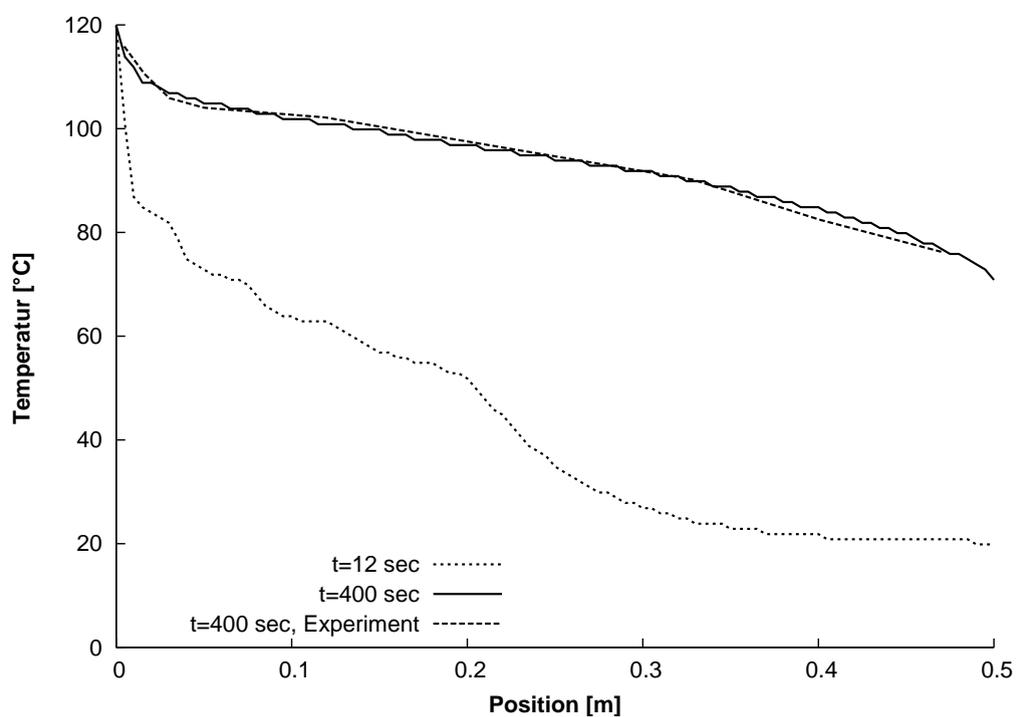


Abbildung 5.20: Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Temperaturverlauf nach 1200 s für das SIMIBE-SB74 Experiment

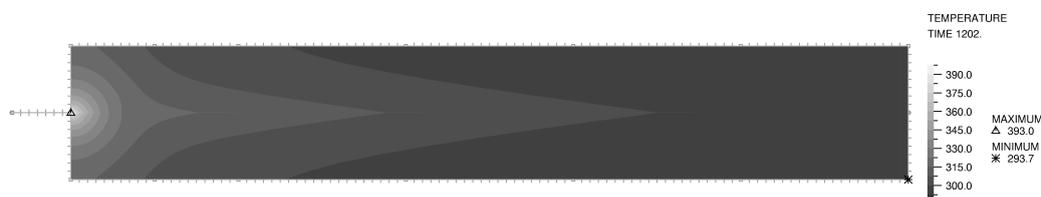


Abbildung 5.21: Berechneter Temperaturverlauf nach 1200 s für das SIMIBE-SB74 Experiment unter Vernachlässigung der latenten Wärme

ser Abweichung der relativen Luftfeuchtigkeit wurde zusätzlich numerisch untersucht und das Ergebnis in Abbildung 5.19 abgebildet. Infolge der niedrigeren Luftfeuchtigkeit stieg der numerisch berechnete Durchfluss leicht an und liegt etwas oberhalb der gemessenen Durchflussrate. Dieselbe Tendenz lässt sich auch experimentell beobachten: Der Durchfluss des SB73-Experiments mit der niedrigeren relativen Luftfeuchtigkeit lag bei gleicher Rissbreite und Druck deutlich über dem Durchfluss des SB74-Experiments. Das zeigt auch der Vergleich der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten. Beim SB73-Experiment lag die mittlere Strömungsgeschwindigkeit bei etwa 35 m/s, beim SB74-Experiment dagegen nur bei etwa 31 m/s.

Ein Grund dafür könnten die höheren Temperaturen sein, die für das SB74-Experiment in Abbildung 5.20 aufgetragen sind und vor allem gegen das Spaltende hin deutlich über den Temperaturen des SB73-Experiments liegen. Infolge der höheren Temperaturen steigt auch die Viskosität des Fluidgemischs an, das den Spalt durchströmt.

Infolge der höheren eingetragenen Energie durch den höheren Dampfanteil wird bei der Temperaturverteilung innerhalb der Glasplatten sehr schnell ein stationärer Zustand erreicht. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und numerisch berechnetem Temperaturverlauf über die Risslänge in Abbildung 5.20 ist sehr gut.

Um den Einfluss der freigesetzten latenten Wärme auf die Temperaturverteilung zu bestimmen, wurde eine Vergleichsrechnung durchgeführt, in der die latente Wärme zu Null gesetzt wurde. Die übrigen Parameter und Randbedingungen wurden beibehalten.

In Abbildung 5.21 wird die Temperaturverteilung in den Glasplatten nach 1200 s Versuchsdauer gezeigt. Im Vergleich zur Berechnung unter Berücksichtigung der latenten Wärme in Abbildung 5.14 zeigt sich der sehr große Einfluss der Kondensation auf die Temperaturverteilung. Vernachlässigt man diesen, so erhöht sich nur in unmittelbarer Umgebung des Risseintritts die Temperatur der Glasplatten.

Der Vergleich der gemessenen mit den berechneten Temperaturen ohne Be-

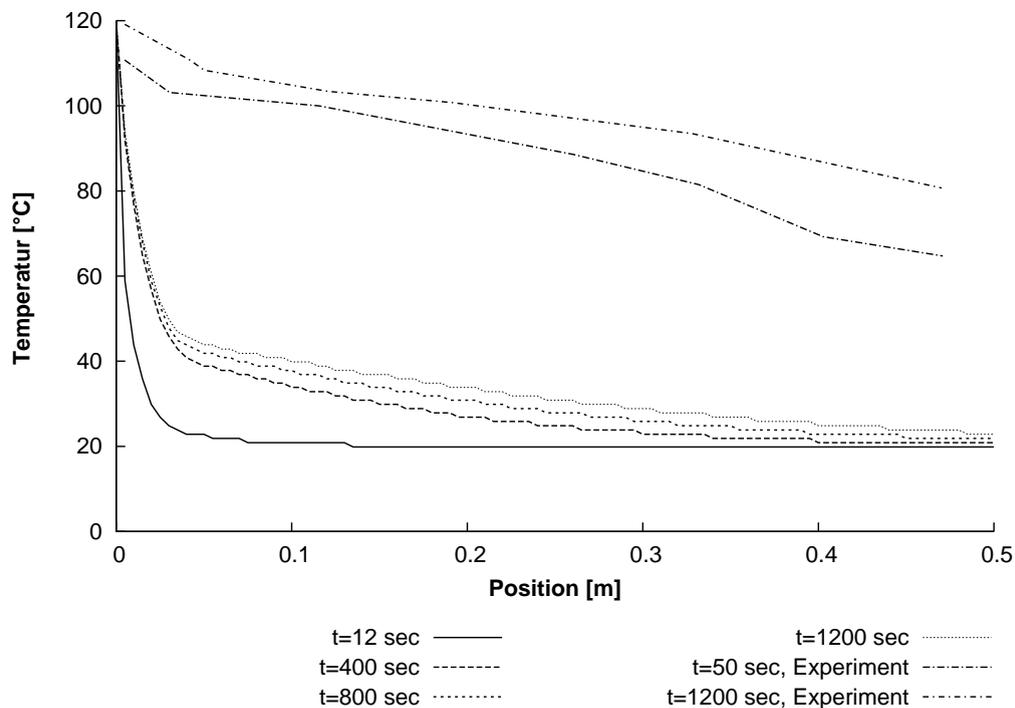


Abbildung 5.22: Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Temperaturverlauf nach 1200 s für das SIMIBE-SB74 Experiment bei Vernachlässigung der latenten Wärme

rücksichtigung der freigesetzten latenten Wärme in Abbildung 5.22 zeigt dies ebenfalls.

Mit Hilfe der beiden berechneten SIMIBE-Experimente wurde gezeigt, dass sowohl das implementierte Mehrphasenmodell als auch das verwendete Kondensationsmodell die Leckage eines Luft-Dampf-Gemisches durch einen idealisierten „Riss“ in Form eines glatten Spaltes zwischen zwei Glasplatten abbilden können.

Die Abweichungen der berechneten von den gemessenen Luftleckageraten sind gering und bestätigen daher die Anwendbarkeit der gewählten Modelle für die Kondensation des Dampfes und die Berechnung der Zweiphasenströmung zwischen Luft und kondensiertem Dampf.

Da die Abweichungen der Randbedingungen bei der Berechnung von realen Rissen im Beton mit Sicherheit größer als bei den hier vorgestellten, idealisierten Experimenten und Risse auf stochastische Vorgänge zurückzuführen sind, werden die erzielten Ergebnisse als genau genug erachtet.

## 5.7 Berücksichtigung der Geometrie der Risswandungen

Im Gegensatz zur Herleitung der Durchströmung eines glatten Spaltes in Abschnitt 5.4 und der idealisierten Risse im SIMIBE-Experiment weisen Risse im Beton eine sehr hohe Rauigkeit der Risswandungen bezogen auf die Rissbreite auf.

### 5.7.1 Beschreibung der Rauigkeit von Bruchflächen

Die Rauigkeit der Risswandungen als Folge des Bruchvorgangs wird auf der Mikroebene durch die Struktur des Zementsteins und der Zuschlagskörner beeinflusst. Diese kann als Mikrorauigkeit bezeichnet werden.

Des Weiteren sind Risse bezogen auf die Rissbreite auch nicht gerade, sondern verschwenken auch um ein vielfaches der Rissbreite (siehe auch Abbildung 5.23). Diese Makrorauigkeit wird durch die Streuung der Festigkeiten von Zementmatrix und Zuschlagskörner, aber auch durch das Verhältnis der Festigkeiten von Zuschlagskörnern und Zementmatrix beeinflusst.



Abbildung 5.23: Foto der Bruchfläche eines Versuchskörpers zur Bestimmung der Leckage am Einzelriss [26]

Bei einem normalfesten Beton hat in der Regel die Zementmatrix eine geringere Festigkeit als die Zuschläge. In diesem Fall wird ein Riss um den Großteil

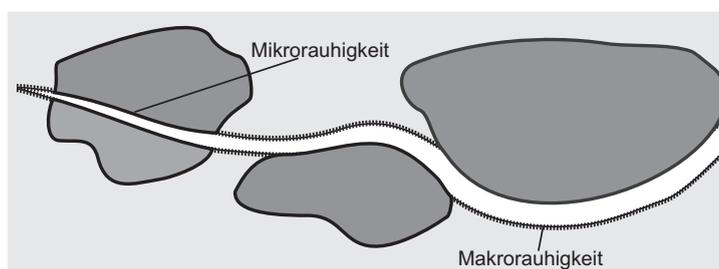


Abbildung 5.24: Mikro- und Makrorauigkeit der Risswandungen [79]

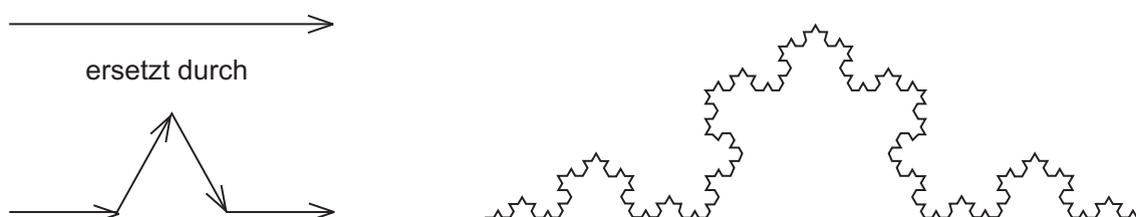


Abbildung 5.25: Selbstähnliches Fraktal: Koch'sche Schneeflocken-Kurve; Fraktale Dimension  $D=1,26$

der Zuschlagskörner herumlaufen. Die Makrorauigkeit des Risses wird infolge der zahlreichen Richtungsänderungen des Rissverlaufs sehr hoch sein.

Bei höherfesten und hochfesten Betonen steigt die Wahrscheinlichkeit des Versagens der Zuschlagskörner mit zunehmender Festigkeit der Zementmatrix stark an. Der Riss wird infolge des Versagens der Zuschlagskörner glatter, seine Rauigkeit ist daher geringer. Von Mechtcherine [65] wurden zahlreiche Untersuchungen zur Rauigkeit von Betonbruchflächen durchgeführt. Um eine von der Vermessungsauflösung der Bruchfläche unabhängige Größe zur Beschreibung der Rauigkeit zu erhalten, wurde die Methode der fraktalen Geometrie verwendet.

Als Fraktale werden jene Objekte definiert, deren Struktur sich auf unterschiedlichen Betrachtungsebenen wiederholt. Bei einer vollkommenen Übereinstimmung der Struktur eines Fragmentes und der des ganzen Objektes handelt es sich um die sogenannten selbstähnlichen (self-similar) Fraktale. Eine derartige Übereinstimmung ist jedoch nur bei idealen, künstlichen Fraktalen vorhanden. Ein Beispiel für ein selbstähnliches Fraktal ist die von Koch-Kurve 5.25.

Im Gegensatz dazu weisen natürliche Fraktale nur einen bestimmten Grad der Ähnlichkeit auf verschiedenen Betrachtungsebenen auf. Diese Ähnlichkeit ist statistischer Art: statistisch gesehen wiederholt sich die Grundstruktur des Objekts nach bestimmten Regeln. Solche Gebilde, zu denen auch Betonbruchflächen gehören, werden als selbstaffine (self-affine) Fraktale bezeichnet. Die Verwendung der fraktalen Geometrie für die Beschreibung von Bruchoberflä-

Tabelle 5.3: Rauheit und fraktale Dimension von Bruchflächen in Abhängigkeit der Betonzusammensetzung und der Nachbehandlung[65]

Beton	Rauheit	fraktale Dimension	fraktale Dimension
	$R_{S,lmin}$	$D_{CC}$	$D_{GS}$
Mittelwert (Standardabweichung)			
HFB	1,167 (0,008)	2,032 (0,002)	2,029 (0,001)
NFB-II, versiegelt	1,259 (0,009)	2,047 (0,004)	2,043 (0,001)
NFB-II, unversiegelt	1,323 (0,040)	2,060 (0,006)	2,052 (0,002)

chen hat im Gegensatz zu den herkömmlichen Verfahren zur Quantifizierung der Oberflächenrauheit den Vorteil, dass ihre Kennwerte weitgehend maßstabsunabhängig sind [65].

Als Maß für die Rauigkeit lässt sich die fraktale Dimension  $D$  angeben. Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die Rauigkeit von Betonbruchflächen in Abhängigkeit von Betonfestigkeit und Art der Nachbehandlung. Je höher die fraktale Dimension ist, desto rauer ist die so charakterisierte Betonbruchfläche.

### 5.7.2 Einfluss der Rissrauigkeit auf die Leckage

Aufgrund der sehr hohen Mikro- und Makrorauigkeiten von Rissen in Beton sind die experimentell gemessenen Durchflussraten bei Rissdurchströmungen mit Wasser und Luft im Vergleich zu den theoretischen Durchflussraten eines geraden, glatten Spaltes nach Hagen-Poiseuille stark reduziert.

Viele Untersuchungen zur Wasserdurchlässigkeit berücksichtigen die reduzierten Durchflussraten mit einem empirisch bestimmten Rauigkeitsbeiwert als Abminderungsfaktor. Wie die in Abschnitt 2.1 gegebene Übersicht über durchgeführte Untersuchungen zur Wasserdurchlässigkeit zeigt, streuen die experimentell bestimmten Rauigkeitsbeiwerte für die Durchströmung von Rissen bei einer Beaufschlagung mit Wasser sehr stark in einem Bereich zwischen etwa  $\xi = 0.05$  bis  $\xi = 0.4$  (siehe auch die Abbildungen 2.1 auf Seite 10, 2.3 auf Seite 12 und 2.6 auf Seite 14).

Die Einführung eines Reibbeiwertes zur nachträglichen Abminderung einer reibungsfrei berechneten Durchflussrate erscheint problematisch: Die zunächst berechnete Durchflussrate unter Vernachlässigung der Reibung wäre im Ver-

gleich zu der zu erwartenden Durchflussrate unter Berücksichtigung der Reibung deutlich zu hoch. Infolgedessen würde durch das Fluid eine allzu große Wärmemenge in den Riss eingebracht und den umgebenden Beton zu stark erwärmen.

Daher ist es unabdingbar, die Energieverluste infolge der hohen Rissrauigkeit direkt bei der Berechnung der Durchflussrate zu berücksichtigen.

### 5.7.3 Möglichkeiten zur Berücksichtigung der Rauigkeit

Bei numerischen Untersuchungen zur Durchlässigkeit von Rissen wurden bis jetzt hauptsächlich zwei verschiedene Ansätze zur Berücksichtigung der Rauigkeit verwendet:

- Explizite Modellierung der Geometrie der rauen Risswandungen  
Dabei wird die Berandung des durchströmten Risses mit einer sehr hohen Auflösung modelliert. Als Grundlage hierfür können Messungen oder Simulationen der Betonoberfläche wie zum Beispiel mit der fraktalen Geometrie [65] dienen. Es wird jedoch eine sehr hohe Anzahl an Elementen benötigt, um die Rauigkeit der Wandungen abbilden zu können.

Angewendet wurde diese Methode für die Berechnung der Luftleckage durch kürzere Risse von Boussa [13] (siehe auch Abschnitt 2.4.1, Seite 32).

- Berücksichtigung eines Reibbeiwertes in der Impulsgleichung  
Bei der Einführung eines Reibbeiwertes wird der Impulsaustausch mit der Wand durch die Einführung eines empirischen Reibbeiwertes in der Impulsgleichung berücksichtigt.

Angewendet wurde dies in [90] (siehe Abschnitt 2.4.3, Seite 37) für ein eindimensionales Fluidmodell. Der Reibbeiwert  $f$  wurde dabei mit der impliziten Colebrook-Gleichung

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left( \frac{\frac{\epsilon}{2e}}{3.7} + \frac{2.51}{Re\sqrt{f}} \right) \quad (5.101)$$

bestimmt, wenn die relative Rauigkeit  $\frac{\epsilon}{2e}$  der Oberfläche größer als  $10^{-4}$  war.

### 5.7.4 Strömungscharakterisierung der Durchströmung eines Trennrisses

Bei der numerischen Untersuchung der Luftleckage durch raue Risse stellte Boussa [13] in seiner Arbeit fest, dass bereits bei niedrigen Reynoldszahlen ab

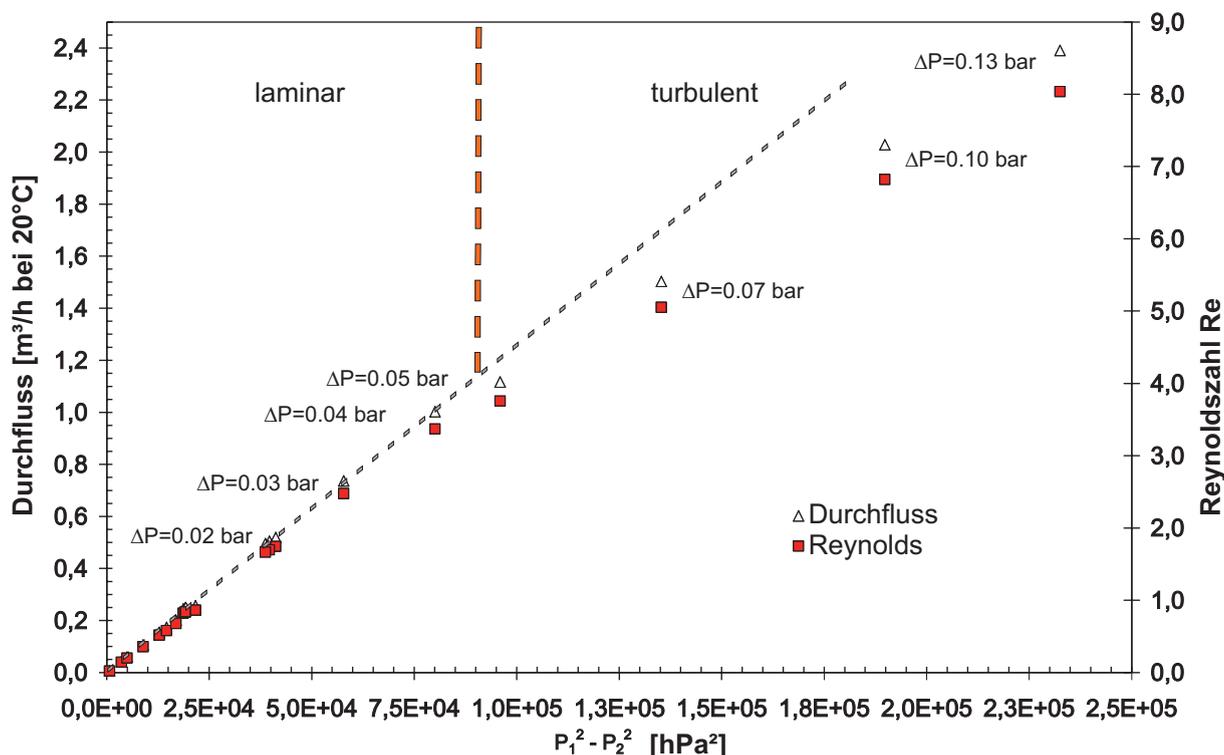


Abbildung 5.26: Charakterisierung der Strömung durch eine gerissene Stahlbetonwand [32] mit  $1 \text{ hPa} = 100 \text{ Pa}$

etwa 10 der Reibungsbeiwert nicht mehr konstant bleibt, sondern mit zunehmender Reynoldszahl kleiner wird (siehe Abbildung 2.23, Seite 33). Er erhielt für Reynoldszahlen größer 10 niedrigere Durchflussraten als bei einer laminaren Strömung eigentlich zu erwarten gewesen wären. Im Bereich von Änderungen der Rissrichtung stellte Boussa die Entstehung von Ablösungen und Einschnürungen des Strömungsgebietes fest. Die im Bereich der Ecken teilweise festgestellten Gegenströmungen deuten auf die Ausbildung einer turbulenten Strömung infolge einer Wirbelbildung hin.

Bei der Untersuchung des Rückhaltevermögens von Aerosolen in einer gerissenen Betonwand durch CEA/IRSN wurde zuerst die Strömung mit der Beaufschlagung des Versuchskörpers mit reiner Luft charakterisiert und dabei festgestellt, dass der Übergang von einer laminaren in eine turbulente Strömung ab einer Reynoldszahl von 4 stattfindet [32]. Die dabei ermittelten Reynoldszahlen und Durchflussraten werden in Abbildung 5.26 gezeigt.

Mehrere Untersuchungen zur Durchströmung von Mikrokanälen und Kapillaren in den letzten Jahren beobachteten bei sehr kleinen hydraulischen Durchmessern im Bereich bis zu einigen hundert Mikrometern einen deutlich früheren Übergang von laminaren zu turbulenten Strömungen.

In [44] wurde ein Mikrokanal mit einer Spaltbreite von  $115 \mu m$ , einer Breite

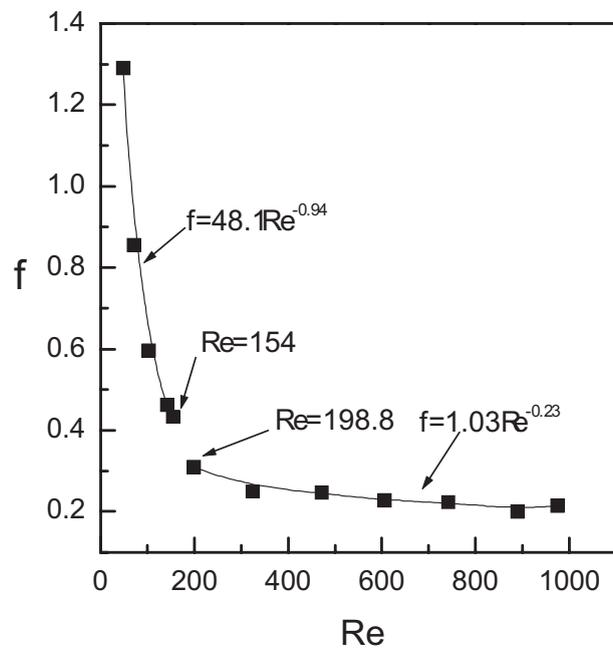


Abbildung 5.27: Durchströmung eines Mikro-Kanals - Reibbeiwert  $f$  in Abhängigkeit der Reynoldszahl  $Re$  [44]

von  $200 \mu m$  und einer Länge von  $24 mm$  bei einem hydraulischen Durchmesser von etwa  $146 \mu m$  mit destilliertem Wasser bei Raumtemperatur durchströmt. Die Oberflächenrauigkeit des Mikrokanals betrug etwa  $0.6 \mu m$ .

Die gemessenen Darcyschen Reibbeiwerte

$$f = \frac{8\tau_w}{\rho\bar{u}^2} = \frac{2D_h\Delta P}{\rho\bar{u}^2L} \quad (5.102)$$

werden in Abbildung 5.27 gezeigt. Bei den untersuchten Durchströmungen des Mikro-Kanals erfolgte der Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung mit einer kritischen Reynoldszahl  $Re_c \approx 240$  viel früher als in Kanälen mit normal großen Abmessungen ( $Re_c \approx 2300$ ).

Für die Berechnung von Rissdurchströmungen durch Betonrisse wird von zumindest teilweise turbulenten Strömungen in den Rissen ausgegangen mit der Folge einer starken Durchmischung des Fluides mit hohem Impuls-, Wärme und Stoffaustausch und einer starken Dissipation der kinetischen Energie.

### 5.7.5 Turbulenzmodell

Bei der mathematischen Beschreibung turbulenter Strömungen lassen sich Strömungsgrößen wie die  $u$ -Komponente der Geschwindigkeit als Überlagerung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten  $\bar{u}(x, y, z)$  und der zusätzlichen Schwankungen  $u'(x, y, z, t)$  darstellen [72].

Während die exakten, zeitabhängigen Gleichungen ein geschlossenes System darstellen, treten durch die zeitliche Mittelung neue Unbekannte in Form von Korrelationen zwischen turbulenten Schwankungsgrößen auf [82]. Für die Lösung dieser Beziehungen werden zusätzliche Gleichungen mit empirisch bestimmten Informationen benötigt. Diese Gleichungen bilden die Turbulenzmodelle und beschreiben das Turbulenzverhalten näherungsweise [82].

Nach der Anzahl der zusätzlichen Differentialgleichungen, die durch das Turbulenzmodell eingeführt werden, kann eine Klassifizierung in Null-, Ein- oder Zweigleichungsmodelle erfolgen.

Eines der bekanntesten und gebräuchlichsten Zweigleichungsmodelle ist das  $k\epsilon$ -Modell, das Transportgleichungen für die kinetische Energie  $k$  und für die Dissipationsrate  $\epsilon$  löst.

Um den notwendigen numerischen Aufwand bei der Berechnung der Strömung durch die Risse zu begrenzen, wird ein einfaches, analytisches Turbulenzmodell implementiert und verwendet: Die Prandtlische Mischungsweghypothese.

### 5.7.5.1 Prandtlische Mischungsweghypothese

Nach der kinetischen Theorie der Gase ist die molekulare kinematische Zähigkeit definiert als

$$\nu = \lambda_m \sqrt{\bar{u}^2} \quad (5.103)$$

mit:

$u$  Molekülgeschwindigkeit

$\lambda_m$  Mittlere freie Weglänge der Moleküle

Die Prandtlische Mischungsweghypothese basiert auf der Annahme einer Ähnlichkeit zwischen der Turbulenzbewegung und der molekularen kinematischen Zähigkeit [29]. Die Wirbelviskosität wird wie die molekulare kinematische Zähigkeit ebenfalls als Produkt einer charakteristischen Geschwindigkeit und einer Länge, der Mischungsweglänge, dargestellt.

Als Nullgleichungsmodell wird bei der Prandtlische Mischungsweghypothese die Wirbelviskosität  $\mu_t$  direkt zu Größen des Hauptströmungsfeldes in Beziehung gesetzt:

$$\mu_t = \rho \cdot l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (5.104)$$

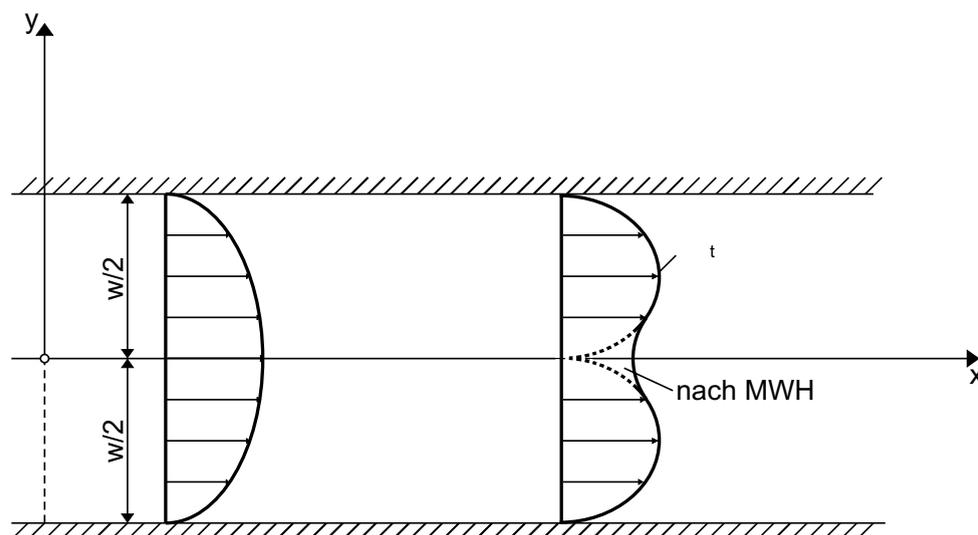


Abbildung 5.28: Vergleich der Wirbelviskosität  $\mu_t$  mit der nach der Mischungsweghypothese (MWH) berechneten Wirbelviskosität, [82]

$l_m$  wird als Mischungsweglänge bezeichnet und ist ein Maß für die Länge, nach der ein Turbulenzballen im Mittel seine Individualität eingebüßt hat [29].

Durch den Verzicht auf die Einführung von Differentialgleichungen ist die empirisch zu bestimmende Mischungsweglänge strömungsabhängig, da der Transport der Turbulenz vernachlässigt wird.

Bei der Anwendung des Modells auf die Strömung in einem Kanal führt die Vernachlässigung des Transports der Turbulenz dazu, dass in der Kanalmitte die Wirbelviskosität  $\mu_t$  verschwindet und damit von dem in Versuchen beobachteten Verhalten abweicht, wie in Abbildung 5.28 dargestellt.

Trotz dieser Einschränkung wird das Prandtlsche Mischungswegmodell dennoch verwendet, da es ohne zusätzliche Differenzialgleichung auskommt und die „höherwertigen“ Zweigleichungsmodelle, wie das  $k - \epsilon$ -Modell oder das  $k - \omega$ -Modell, eine zu hohe Genauigkeit vortäuschen würden.

Eine exakte Modellierung der Geometrie, wie sie für eine genauere Berechnung der Rissdurchströmung benötigt werden würde, ist nicht möglich, da die genaue Geometrie der Risse im inneren der Betonwände nicht bekannt ist.

Auf die Berücksichtigung der grundsätzlich vorhandenen Proportionalität der Mischungsweglänge  $l_m$  zur Rissbreite  $w$  wird mangels genauerer experimenteller Daten verzichtet und es wird angenommen, dass die Mischungsweglänge  $l_m$  in dem untersuchten Bereich der Rissbreiten zwischen  $0.1 \text{ mm}$  und  $0.5 \text{ mm}$  weitgehend konstant bleibt.

### 5.7.5.2 Implementierung

Bei der implementierten Variante des Mischungswegmodells wird die Wirbelviskosität  $\mu_t$  mit der Deformationsrate  $D$  zu

$$\mu_t = \rho \cdot l_m^2 \cdot D \quad . \quad (5.105)$$

Die Deformationsrate  $D$  wird aus den Geschwindigkeitsgradienten der Strömung berechnet [1]:

$$D = \sqrt{(u_{i,j} + u_{j,i})u_{i,j}} \quad (5.106)$$

Die Mischungsweglänge  $l_m$  ist ein empirisch zu bestimmender Parameter zur Anpassung an Versuchswerte.

Die effektive Viskosität  $\mu_{eff}$  in der Berechnung setzt sich zusammen aus der molekularen Viskosität  $\mu$  und der turbulenten Viskosität  $\mu_t$ :

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (5.107)$$

Bei der Bestimmung der Mischungsweglänge wird  $l_m$  im Folgenden aus einer minimalen Rissbreite  $l_{min}$  und einem Faktor  $\beta$  zusammensetzt. Da es in ADINA keine Möglichkeit gibt, den Randabstand oder die Breite des gerade untersuchten Abschnitts zu bestimmen, wird  $l_{min}$  immer auf  $l_{min} = 0.1 \text{ mm}$  gesetzt. Somit bleibt noch der Parameter  $\beta$  zur Anpassung von

$$l_m = \beta \cdot l_{min} \quad (5.108)$$

an die Versuchsergebnisse und die Luftleckageformel von Greiner/Ramm (siehe Abschnitt 2.2.2).

Die durch die Turbulenzbildung erhöhte Wärmeleitfähigkeit des Fluids wird mit der turbulenten Viskosität  $\mu_t$  und der Prandtl-Zahl  $Pr$  berechnet:

$$\lambda_t = \frac{\mu_t \cdot c_p}{Pr} \quad (5.109)$$

Für die Prandtl-Zahl  $Pr$  wurde  $Pr = 0.9$  gewählt.

Da die Strömung erst ab einer bestimmten, kritischen Reynoldszahl als turbulent angesehen wird, wird die Reynoldszahl als Kriterium dafür benötigt, ob die Strömung im gerade aktiven Integrationspunkt turbulent ist oder nicht. ADINA übergibt die Reynoldszahl  $Re$  der benutzerdefinierten Subroutine nicht. Deshalb werden die Geschwindigkeiten der Integrationspunkte, die sich in einem Radius gleich der Elementkantenlänge um den gerade aktiven Integrationspunkt herum

befinden, gemittelt. Mit dieser mittleren Geschwindigkeit  $v_m$  und dem hydraulischen Radius  $d_{hyd} = \frac{4 \cdot A}{U} \approx 2 \cdot w_{min}$  wird anschließend die Reynoldszahl  $Re$  berechnet:

$$Re = \frac{v_m \cdot d_{hyd} \cdot \rho}{\mu} \quad (5.110)$$

Für die Berechnung der Beispiele wird die Strömung ab einer kritischen Reynoldszahl  $Re_c = 6$  als turbulent angesehen.

Die Anpassung des empirischen Parameters der Mischungsweglänge erfolgt mit der Berechnung von Luftleckageversuchen an gerissenen Betonkörper mit einem Einzelriss in Abschnitt 6.2.

## 5.8 Zusammenfassung

Im vorliegenden Kapitel wurde die Implementierung eines Fluidmodells für die Berechnung von Luft-Dampf-Strömungen unter Berücksichtigung von Kondensationseffekten in ADINA beschrieben.

Dabei wurden Modelle für die Beschreibung der Mehrphasenströmung und des Turbulenzverhaltens gewählt, die sich mit den im Vergleich zu den spezialisierten CFD-Programmen geringeren Möglichkeiten von ADINA implementieren lassen. In Anbetracht der zu erwartenden Größe der Modelle und der langen Laufzeit der zu untersuchenden Versuche wurde zudem Wert auf ein effektives „Laufzeitverhalten“ gelegt.

Soweit möglich, wurde das Verhalten der Hauptbestandteile mit kleinen Versuchen verifiziert.

Bei der Berechnung der beiden SIMIBE-Experimente wurde eine gute Übereinstimmung der berechneten Durchflussraten und Wandtemperaturen mit den experimentell bestimmten Werten festgestellt. Mit dem implementierten Mehrphasenströmungsmodell auf Basis des Homogeneous Equilibrium Model unter Berücksichtigung der Dampfkondensation ist es möglich, Luft-Dampf-Strömungen durch schmale Spalte zu berechnen.

Zieht man die zu erwartende Unsicherheit in der Bestimmung der Rissbreiten von Rissen in Beton- und Stahlbetonbauteilen in Betracht, so liegen die erhaltenen Ergebnisse in einem zufriedenstellenden Genauigkeitsbereich.

# 6 Numerische Untersuchungen

In den beiden vorangegangenen Kapiteln 4 und 5 wurden numerische Modelle zur Abbildung und Berechnung von Stahlbetonstrukturen und des Leckageverhaltens von gerissenen Beton- und Stahlbetonstrukturen entwickelt. Einige kleinere Verifikationsbeispiele wurden bereits in diesen beiden Kapiteln gerechnet und die Ergebnisse mit Versuchswerten verglichen. Dabei wurde eine gute Übereinstimmung festgestellt.

Im Folgenden werden die entwickelten Modelle zur Simulierung verschiedener experimenteller Untersuchungen zum Leckageverhalten von gerissenen Beton- und Stahlbetonversuchen verwendet.

Bevor jedoch verschiedene Beispiele berechnet und die Ergebnisse mit experimentellen Daten verglichen werden, erfolgt vorab noch eine Diskussion über die Vergleichbarkeit und die Aussagefähigkeit berechneter und gemessener Werte.

## 6.1 Vergleichbarkeit gemessener und berechneter Werte

Bei numerischen Simulationen von experimentellen Untersuchungen sind zur Bewertung der berechneten Ergebnisse Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Werten nötig. Insbesondere bei inhomogenen Werkstoffen wie Beton stellt sich jedoch häufig die Frage, ob eine direkte Vergleichbarkeit überhaupt gegeben ist.

### Lage und Form der Bruchflächen

Besonders offensichtlich wird dies bei der Entstehung und Messung der Breite von Rissen in Beton infolge einer reinen Zugbeanspruchung. In diesem Fall ist über eine größere Länge der komplette Querschnitt einer relativ gleichmäßigen Zugspannung ausgesetzt. Die Bildung einer Bruchfläche beginnt an der zufällig schwächsten Stelle und setzt sich über den kompletten Querschnitt fort. Die genaue Lage und Form der Bruchfläche ist jedoch durch stochastische Vorgänge

bestimmt und nicht reproduzierbar. Eine numerische Simulation des Bruchvorgangs wird daher auch niemals in der Lage sein, eine experimentell erhaltene Bruchfläche in Lage und Form genau abzubilden. Mit einer stochastischen Verteilung der Festigkeiten in einer numerischen Simulation ist es nur möglich, verschiedene Bruchflächen zu erzeugen, die experimentellen ähnlich sind.

Wurde eine Bruchfläche in einem Experiment erzeugt, so ist ihre Lage und Form nur an der Oberfläche exakt vermessbar. Ihr Verlauf im Inneren eines Versuchskörpers ist jedoch unbekannt, ebenso, ob es zu Verzweigungen kommt oder ob sich mehrere Bruchflächen ohne direkte Verbindung zueinander im selben Bereich des Versuchskörpers befinden. Untersuchungsverfahren wie die akustische Risserkennung sind inzwischen in der Lage, den ungefähren Verlauf der Rissfront zum Zeitpunkt der Rissentstehung aufzunehmen. Auf der anderen Seite ist jedoch die Auflösung und Ortbarkeit auch mit diesen Methoden begrenzt. Zudem entstehen Schallereignisse nicht nur in der makroskopischen Bruchfläche sondern auch im Mikrorissband neben der makroskopischen Bruchfläche.

### **Rissbreitenänderung**

Benötigt man Informationen über die Rissbreite eines Trennrisses in einem größeren Bauteil wie den später untersuchten repräsentativen Wandsegmenten, so kann man die Rissbreite an den zugänglichen Oberflächen optisch messen. Aber bereits hierbei ist die Rissbreite über die Risslänge nicht konstant. Benötigt man die Rissbreitenänderung während eines Versuches, so wird dies meistens mit Wegaufnehmern gemessen.

Die Aussagefähigkeit dieser Rissbreitenänderung ist jedoch auf diese eine lokale Stelle beschränkt. Durch die Messlänge der Wegaufnehmer, die deutlich über die Rissbreite hinausgeht, geht in die Messung auch noch die Dehnung des Betons zwischen den Befestigungspunkten der Wegaufnehmer ein. Eine Befestigung der Wegaufnehmer ist sinnvollerweise nur nach einer bereits erfolgten Rissbildung möglich, da die Entstehung eines Risses ein stochastischer Prozess ist und die genaue Lage des Risses vor Beginn einer Belastung nicht feststeht.

Um die Rissbreite an diesem lokalem Punkt zu erhalten, ist zur Rissbreitenänderung noch die zum Zeitpunkt der Wegaufnehmermontage lokal vorhandene Rissbreite zu addieren.

Über die Tiefe eines Risses sind mit Messungen kaum Aussagen über die Rissbreite möglich. Um Bewehrungsstäbe herum ist eine Verzweigung der Risse mit geringeren Rissbreiten möglich. Durch das Umlaufen und die nichtglatte Bruchfläche sind zudem größere Schwankungen der Rissbreite über die Fläche zu erwarten, was sich jedoch kaum quantifizieren lässt.

Bei den nachfolgend durchgeführten zweidimensionalen Berechnungen ist die Rissbreite ein integraler Wert, der den Einfluss der Bewehrung auf die Rissbreite über die abgebildete Breite des Versuchskörpers verteilt. Rissverzweigungen, das Umlaufen von Zuschlagskörnern und die Variation der Rissbreite infolge der Rauigkeit der Oberfläche werden nicht abgebildet. Ebenso wird die Lage der Bruchfläche in der Berechnung vereinfachend als ebene Fläche ohne Verschwenkungen angenommen. Als Rissbreite wird der absolute Wert der Rissbreite als Mittel über die Breite des Versuchskörpers als Abstand zwischen den Risswandungen angegeben. Im Gegensatz zu den Messungen geht deshalb keine Betondehnung über eine Messlänge des Wegaufnehmers mit in diesen Wert ein.

Eine direkte Vergleichbarkeit zwischen berechneten und gemessenen Rissbreiten ist daher nicht gegeben. Wenn in den nachfolgenden Beispielen dennoch Vergleiche durchgeführt werden, so kann nur der qualitative Verlauf verglichen werden. Es kann eine Aussage darüber getroffen werden, ob eine Zugkraft- oder eine Druckänderung einen Einfluss auf die Rissbreite hat oder nicht. Eine quantitativer Vergleich zwischen experimentell und numerisch bestimmten Rissbreitenänderungen ist nur eingeschränkt aussagefähig.

### **Temperatur**

Auch bei den gemessenen Temperaturen im Inneren der repräsentativen Wandsegmente (siehe auch Abbildung 3.21 und Abbildung 3.22 auf Seite 66) handelt es sich um lokale Werte. Der tatsächliche Rissabstand im Inneren der repräsentativen Wandsegmente wird die Temperaturänderung bei einer von der Rissdurchströmung verursachten Erwärmung des Betons genauso beeinflussen wie Wärmeverluste zu den Seiten des Versuchskörpers hin.

Bei den vereinfachten zweidimensionalen Berechnungen wird der Abstand zu den Rissen in der Regel nicht mit den tatsächlichen Abständen innerhalb des Versuchskörpers übereinstimmen. Wärmeverluste zu den Seiten des Versuchskörpers hin werden in der Berechnung vernachlässigt. Die Vergleichbarkeit ist damit am ehesten für die Temperaturnehmern in der Mittelebene des Versuchskörpers gewährleistet. Die randnächsten Temperaturnehmern können dagegen nur noch eingeschränkt mit berechneten Temperaturwerten verglichen werden.

### **Gemischzusammensetzung in der Druckkammer**

Beaufschlagt werden die repräsentativen Wandsegmente während den Versuchen mit Luft-Dampf-Gemischen, reiner Luft oder reinem Dampf. Beschreiben

lassen sich die Zustände mit den Massenverhältnissen, der Gemischtemperatur und dem Druck innerhalb der Druckkammer.

Während der Druck innerhalb der Druckkammer als konstant angenommen wird, sind die Oberflächen der Druckkammer zumindest zu Versuchsbeginn deutlich kälter als das eingeleitete Gemisch. Ein Temperaturgefälle von der Einlassseite der Druckkammer zur Auslassseite erscheint jedoch auch nach längerer Versuchsdauer möglich. Wird für das Gemisch eine Temperatur gewählt, die nur wenig oberhalb des Taupunkts liegt, so erhöht sich die Gefahr einer teilweisen Kondensation des Dampfes und des Eintrags von kondensiertem Wasser in die Risse. Besonders gefährdet erscheinen dafür horizontale Risse an Wänden und Risse auf der Oberseite von Versuchskörpern, wie sie hier vorliegen. Eine Ableitung des anfallenden Kondensats verringert zwar die Menge, die Gefahr des Eintrags kleinerer Mengen besteht jedoch weiterhin.

Für Berechnungen ist eine teilweise Kondensation des Dampfes besonders schwierig abzubilden, da bereits geringe Wasseranteile eine große Auswirkung auf die Leckageraten haben wie spätere Berechnungen zeigen werden. Eine messtechnische Erfassung der Menge des bereits vor Risseintritt kondensierten Dampfes ist kaum durchführbar. Abweichungen zwischen den Versuchsrandbedingungen und den Annahmen in der Berechnung sind die Folge.

### **Leckageraten**

Sowohl bei den berechneten wie auch bei den gemessenen Leckageraten handelt es sich um integrale Werte, in die die Leckage von mehreren Rissen eingeht. Eine direkte Vergleichbarkeit zwischen berechneten und gemessenen Werten ist daher am ehesten für die Leckageraten möglich, wenn auch die Unsicherheiten bei den beeinflussenden Größen wie der Rissbreite sowie den Zustände in der Druckkammer berücksichtigt werden müssen.

### **Zusammenfassung**

In den nachfolgenden Beispielrechnungen werden neben Vergleichen zwischen berechneten und gemessenen Leckageraten auch Vergleiche zwischen Rissbreiten gezeigt. Obwohl dabei integrale mit lokalen Werten verglichen werden, tragen sie zum Verständnis der Versuche bei. So lassen sich Effekte wie die Durchbiegung der Versuchskörper unter Innendruck, die Abhängigkeit der Rissbreite von der aufgebrauchten Zugkraft und die Verformung infolge von Temperaturgradienten sowohl im Experiment als auch in der Berechnung beobachten.

Nach dieser kurzen Darstellung über die grundsätzliche Vergleichbarkeit von experimentellen und numerischen Werten bei der Untersuchung des Leckage-

verhaltens gerissener Stahlbetonwände werden nachfolgend verschiedene Anwendungsbeispiele für das entwickelte Modell gezeigt.

Untersuchungen zum Luftleckageverhalten sind dabei besonders wichtig, da zum einen durch die Luftleckage keine nennenswerte Schädigung und Veränderung der Risse zu erwarten ist und zum anderen die Luftleckageversuche durch die geringe Viskosität der Luft sehr sensibel auf Änderungen des Fließquerschnittes und der Rauigkeit der Risswandungen reagieren. Bei der Versuchsserie an gerissenen Wandsegmenten für EDF wurde deshalb, wie bei Stegmann [91] beschrieben, vor und nach jedem Luft-Dampftest ein reiner Lufttest durchgeführt.

## 6.2 Luftleckage durch Einzelriss

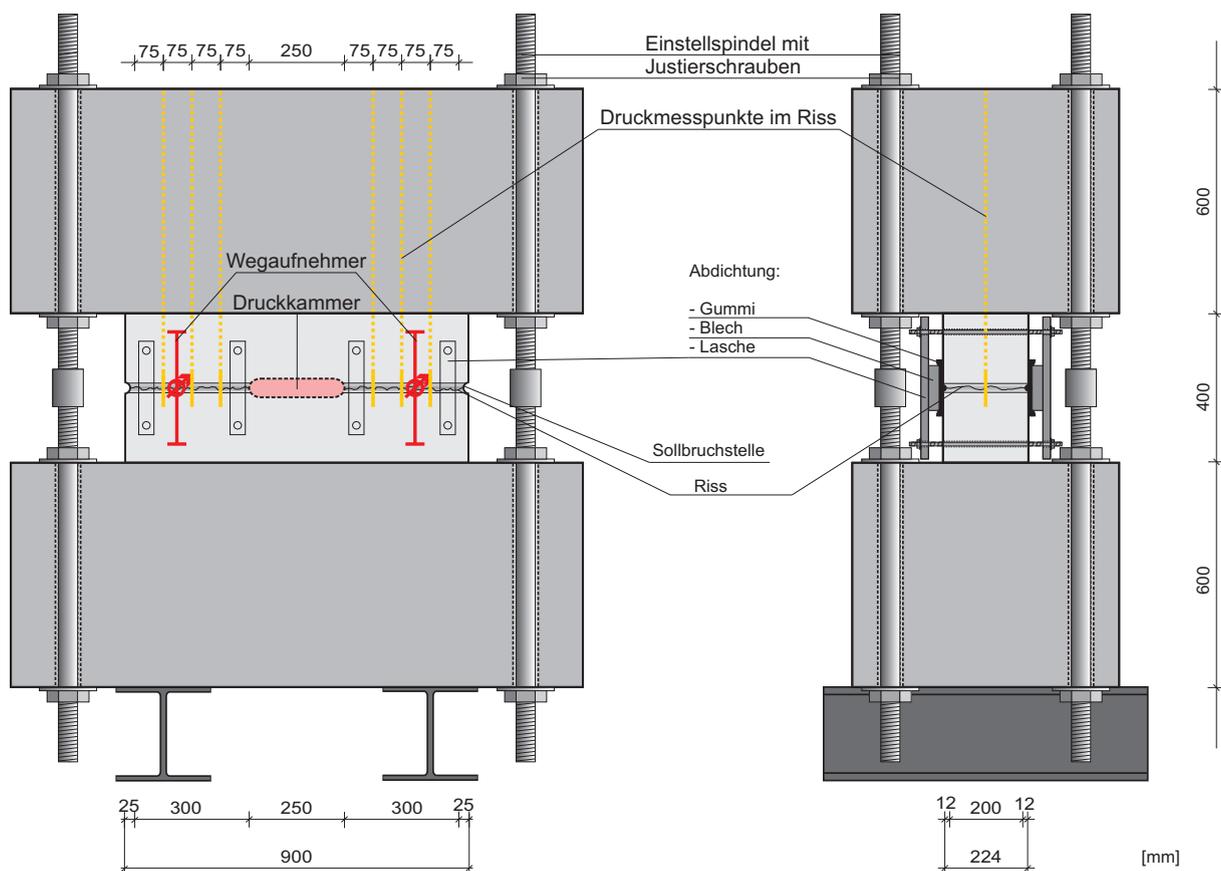


Abbildung 6.1: Versuchsaufbau für die Versuche am definierten Einzelriss [35]

Zur Kalibrierung des Fluidmodells für Luftleckageberechnungen werden Versuche herangezogen, die an der Universität Kaiserslautern durchgeführt wur-

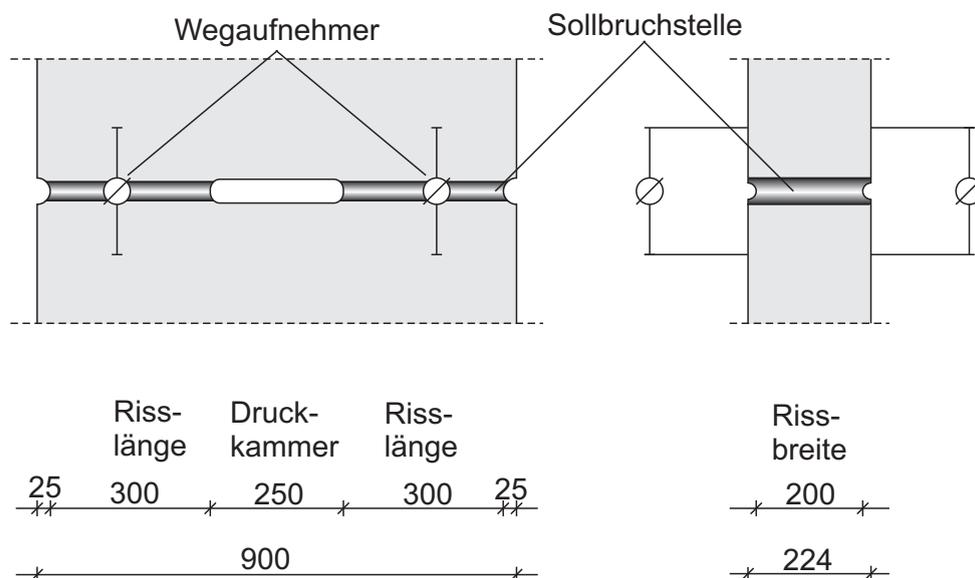


Abbildung 6.2: Rissverlauf und Sollbruchstellen [35]

den. Die wichtigsten Ergebnisse und die mit Hilfe der Versuchsergebnisse bestimmte empirische Näherungslösung wurden in Abschnitt 2.2.2 vorgestellt.

In Abbildung 6.1 wird der für die Versuche entwickelte Versuchsaufbau dargestellt, der einen in Lage und Geometrie reproduzierbaren Einzelriss erzeugte und mit Luft beaufschlagte. Die Lage des Risses war durch allseitige, halbrunde Aussparungen vorgegeben (siehe Abbildung 6.2). Die durchströmte Rissfläche hatte stets eine Breite von 20 cm bei Längen von 15 cm, 30 cm und 45 cm. Bei allen Versuchen wurde stets ein ähnlicher Überdruckverlauf wie in Abbildung 6.9 gemessen.

Für die gemessenen Leckageraten wurde eine deutliche Abhängigkeit vom Größtkorn des verwendeten Betons festgestellt, wie die Abbildung 6.3 für die Leckageraten bei Größtkorndurchmessern von 8 mm, 16 mm und 32 mm und einer Rissbreite von 0.3 mm zeigt. Die Reynoldszahl beträgt für ein Größtkorn von 32 mm Durchmesser bei einem Überdruck von 7 bar etwa 2210 und liegt damit nach den Ergebnissen experimenteller Untersuchungen an Mikrokanälen [44] in Abschnitt 5.7 eindeutig im Bereich einer turbulenten Strömung.

Da alle Untersuchungen in Kaiserslautern mit gebrochenen Zuschlägen durchgeführt wurden, bleibt noch die Änderung der Durchflussraten bei der Verwendung von abgerundeten Zuschlägen zu untersuchen. Bei Bruchflächen von hochfesten Betonen wurde, wie in Abschnitt 5.7 bereits beschrieben, häufiger ein Versagen der Zuschläge festgestellt. Die gemessene Rauigkeit der Bruchflächen ist demzufolge bei hochfesten Betonen geringer wie bei normalfesten Betonen [65]. Dieser Einfluss auf das Leckageverhalten sollte vor der Verwendung von hochfesten Betonen ebenfalls noch experimentell bestimmt werden.

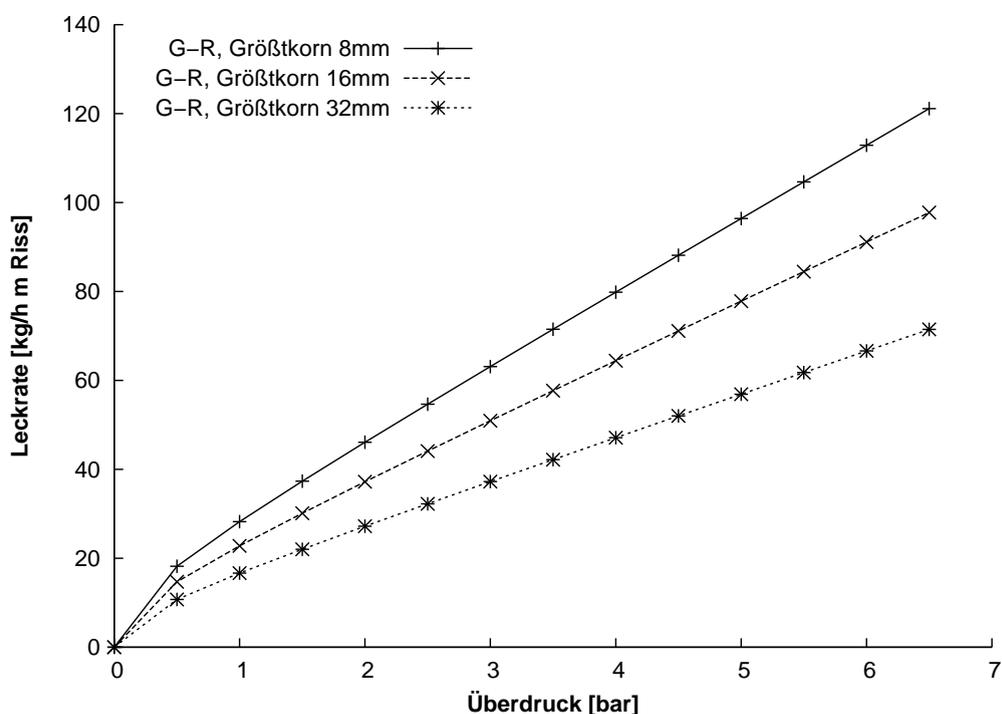


Abbildung 6.3: Größtkornabhängigkeit der Luftleckageraten des Einzelrisses bei einer Rissbreite  $w=0.3$  mm

### Numerische Simulation

Für die numerische Simulation der Luftleckageversuche am Einzelriss wurde ein einfaches Modell eines zweidimensionalen Spaltes mit einer konstanten Rissbreite entsprechend den in den Versuchen eingestellten Rissbreiten verwendet. Beaufschlagt wurde dieser Riss auf der einen Seite mit einem Überdruck gemäß dem Überdruck innerhalb der Druckkammer des Versuches. Für die Risswandungen wurde eine Haftbedingung angesetzt. Etwaige Temperaturänderungen des Fluides infolge der Dekompression der Druckluft wurden vernachlässigt und stattdessen eine konstante Temperatur von 293.15 K oder 20°C angenommen. Dies ist konsistent mit den Versuchen, bei denen eine maximale Temperaturdifferenz von 1 K über die Risslänge gemessen wurde. Modelliert wurde der Riss mit 20 linearen 4-Knoten-FCBI-Elementen quer zur Rissrichtung und einer Elementlänge von 0.5 mm. Der Einfluss einer Änderung der Elementlänge auf die berechnete Durchflussrate war vernachlässigbar klein. Das Konvergenzverhalten für unterschiedliche Elementanzahlen in Querrichtung wurde bereits in Abschnitt 5.6.1.2 untersucht.

Die Rauigkeit der Risswandungen wurde in den Berechnungen nicht direkt durch eine Modellierung der Geometrie berücksichtigt, sondern über das in Abschnitt 5.7 beschriebene Turbulenzmodell. Um die Berechnungsergebnisse an

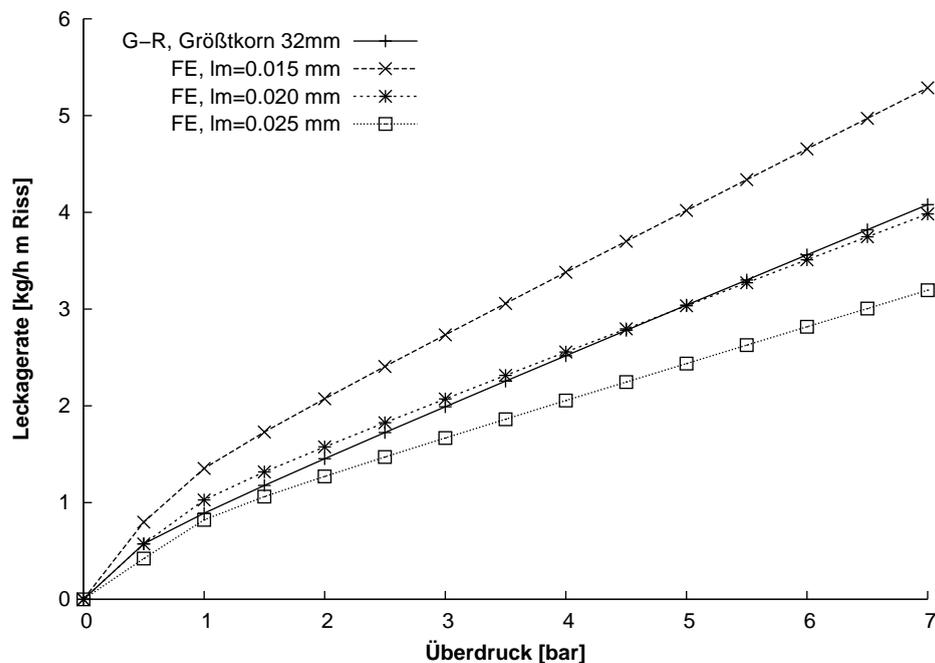


Abbildung 6.4: Vergleich der Leckrate nach Greiner/Ramm mit den numerisch berechneten Leckraten für unterschiedliche Mischungsweglängen  $l_m$  bei einer Rissbreite  $w = 0.1$  mm

die Versuchsergebnisse anzugleichen, wurde der empirische Einflussfaktor der Mischungsweglänge  $l_m$  in der Gleichung 5.105 und damit die turbulente Viskosität  $\mu_t$

$$\mu_t = \rho \cdot l_m^2 \cdot D$$

angepasst und variiert, um den Einfluss einer Änderung dieses Parameters auf die Leckagerate bestimmen zu können.

Als Standardwert für die Leckagerate eines unbewehrten Betoneinzerrisses bei 32 mm Größtkorn ergab sich eine Mischungsweglänge  $l_m$  mit  $l_m \approx 0.02$  mm. Ein Vergleich der so berechneten Leckagerate mit den Leckageraten, die mit Hilfe der Gleichung 2.6 von Greiner/Ramm berechnet wurden, zeigt Abbildung 6.4 für eine Rissbreite von 0.1 mm. Für diese Rissbreite ist die mit einer Mischungsweglänge von  $l_m = 0.02$  mm berechnete Leckagerate über den gesamten Druckbereich bis 7 bar Überdruck sehr nahe an der Leckagerate, die mit der Formel nach Greiner-Ramm berechnet wurde. Ein direkter Vergleich mit den Messwerten ist nicht möglich, da die Daten nicht frei verfügbar sind.

In Abbildung 6.5 wird der Vergleich für eine Rissbreite von  $w = 0.3$  mm durchgeführt. In diesem Fall erhält man für eine Mischungsweglänge  $l_m = 0.02$  mm etwas niedrigere Durchflussraten wie bei einem Beton mit 32 mm Größtkorn. Vergleichsrechnungen mit einer Mischungsweglänge  $l_m = 0.015$  mm liegen ober-

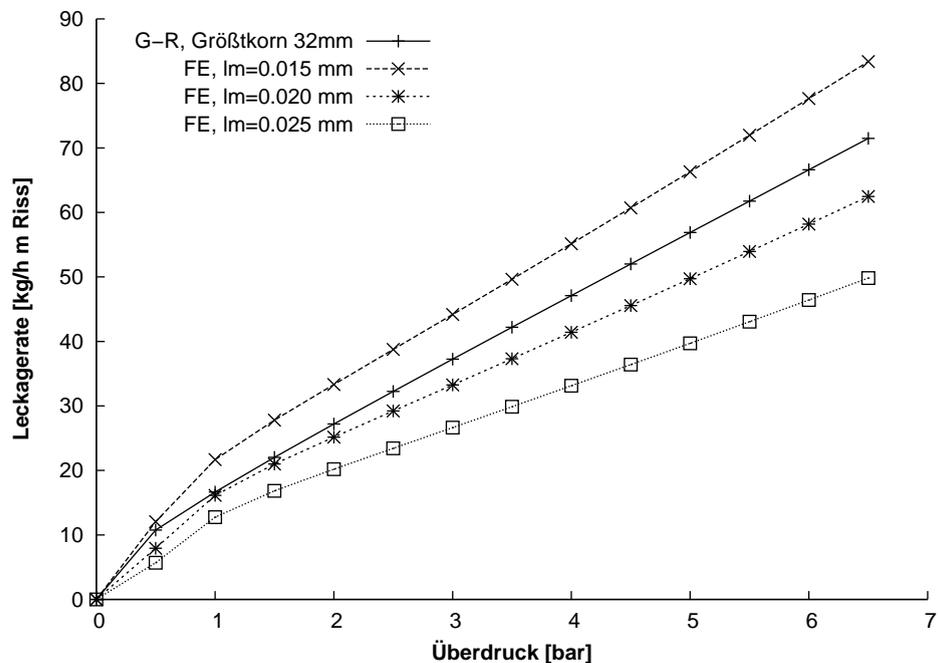


Abbildung 6.5: Vergleich der Leckrate nach Greiner/Ramm mit den numerisch berechneten Leckraten für unterschiedliche Mischungsweglängen  $l_m$  bei einer Rissbreite  $w = 0.3 \text{ mm}$

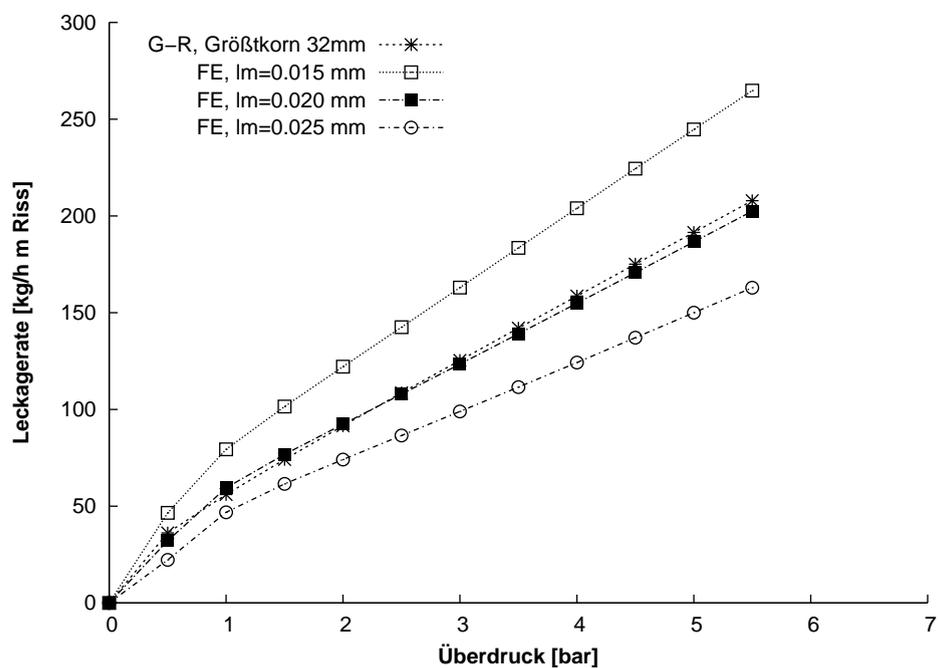


Abbildung 6.6: Vergleich der Leckrate nach Greiner/Ramm mit den numerisch berechneten Leckraten für unterschiedliche Mischungsweglängen  $l_m$  bei einer Rissbreite  $w = 0.5 \text{ mm}$

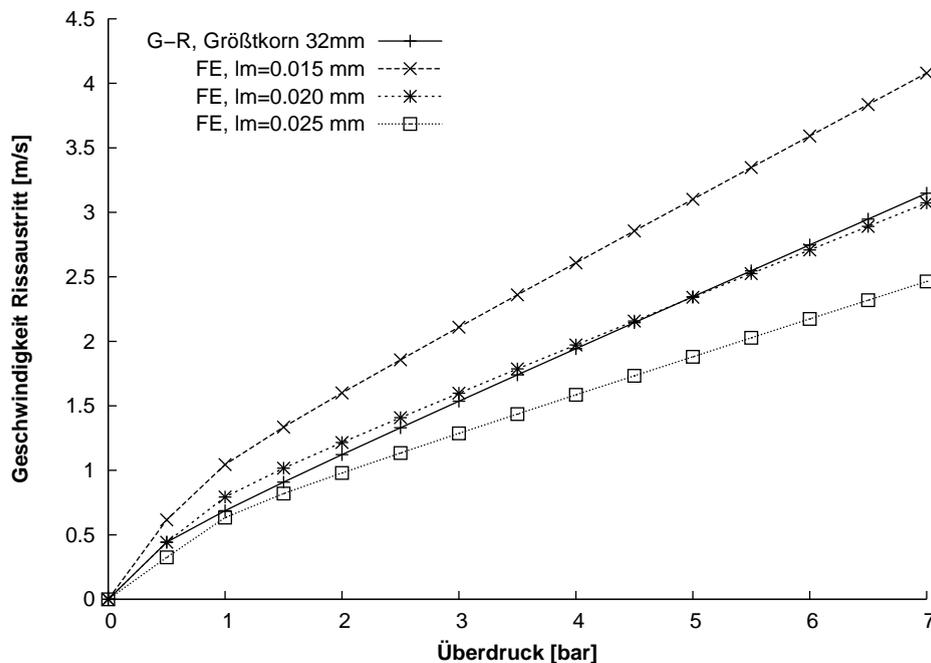


Abbildung 6.7: Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten am Rissaustritt für unterschiedliche Mischungsweglängen  $l_m$  bei einer Rissbreite  $w = 0.1$  mm

halb der Werte für 32 mm Größtkorn. Eine Mischungsweglänge  $l_m = 0.025$  mm liefert deutlich zu niedrige Durchflussraten für ein Größtkorn von 32 mm.

Für eine Rissbreite von  $w = 0.5$  mm, die so nur in unbewehrten Betonbauteilen zu erwarten ist, liefert der Vergleich in Abbildung 6.6 ein ähnliches Verhalten der numerischen Ergebnisse wie für 0.3 mm Rissbreite.

Obwohl sich die Durchflussraten bei einem Überdruck von 5.5 bar von 0.8 l/s bei  $w = 0.1$  mm Rissbreite auf 46 l/s bei 0.5 mm Rissbreite etwa auf das 50-fache erhöht, bleibt das Verhältnis der Durchflussraten nach Greiner/Ramm und der berechneten Durchflussraten bei konstanter Wahl der Mischungsweglänge annähernd konstant.

In den beiden Abbildungen 6.7 und 6.8 sind die berechneten mittleren Strömungsgeschwindigkeiten am Rissaustritt für eine Rissbreite  $w = 0.1$  mm und  $w = 0.3$  mm dargestellt. Entsprechend den Durchflussraten steigt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit für die größere Rissbreite sehr stark bis etwa 55 m/s bei 7 bar Überdruck und 0.3 mm Rissbreite an.

Zusätzlich zu dem integralen Wert der Durchflussrate wird für einen Riss mit einer Rissbreite von  $w = 0.3$  mm noch der gemessene mit dem berechneten Überdruckverlauf verglichen. Im Gegensatz zu den Leckageraten handelt es sich bei den Messwerten für den Druckverlauf um lokale, punktuelle Werte, die größeren Schwankungen unterworfen sind, wie Abbildung 6.9 zeigt.

Sowohl die gemessenen Überdruckverläufe in Abbildung 6.9 als auch die be-

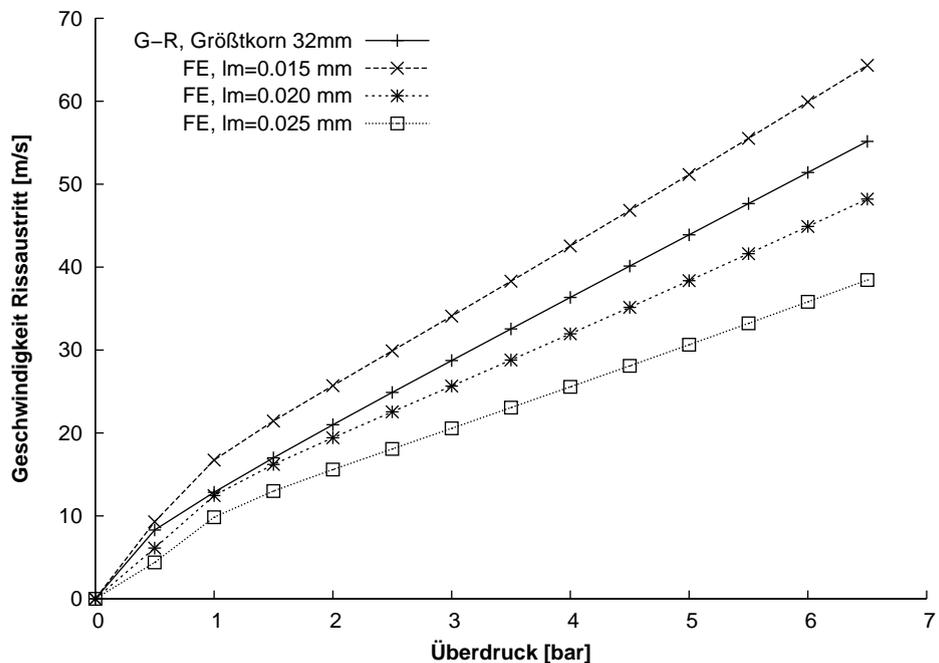


Abbildung 6.8: Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten am Rissaustritt für unterschiedliche Mischungsweglängen  $l_m$  bei einer Rissbreite  $w = 0.3$  mm

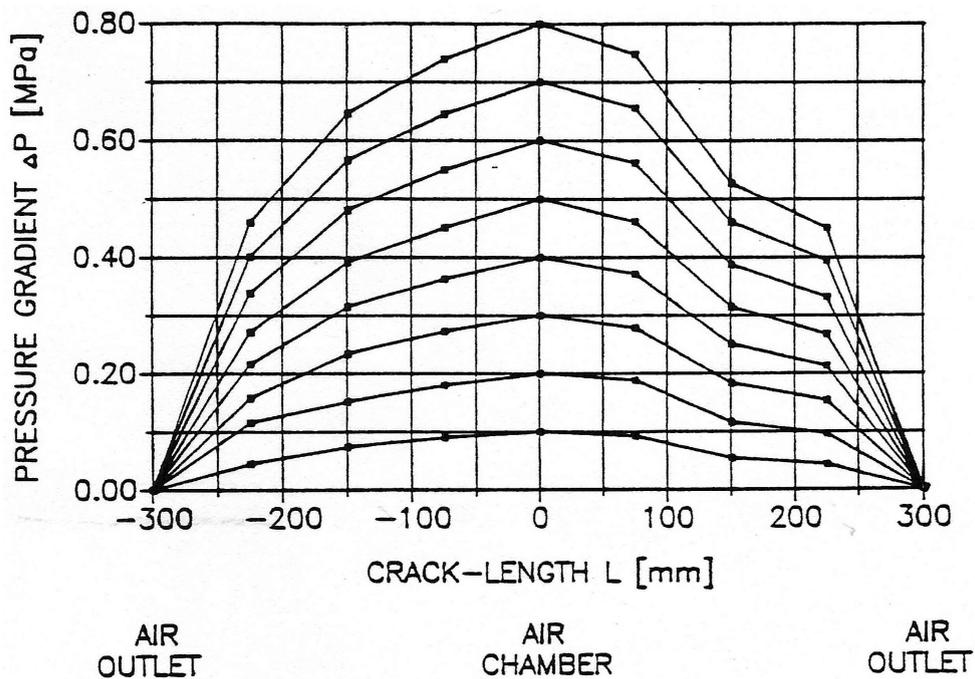


Abbildung 6.9: Überdruckverlauf Luftleckageversuche Greiner/Ramm [35]

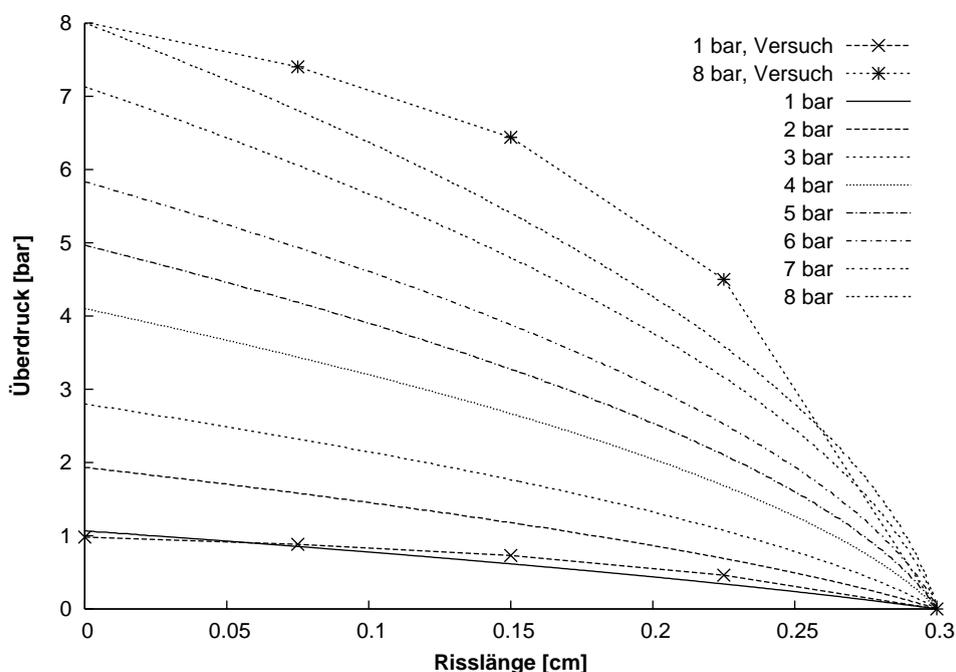


Abbildung 6.10: Berechneter Überdruckverlauf für Luft bei einer Rissbreite  $w = 0.3 \text{ mm}$

rechneten Überdruckverläufe in Abbildung 6.10 fallen für einen Riss mit einer Rissbreite von  $w = 0.3 \text{ mm}$  bei höheren Überdrücken erst sehr spät kurz vor dem Rissaustritt stark ab. Bei einem Überdruck von 8 bar in der Druckkammer beträgt im Versuch der Überdruck nach 22.5 cm eines 30 cm langen Risses noch etwa 4.5 bar. In der numerischen Simulation beträgt der Überdruck an dieser Stelle noch knapp 4 bar. Auch der grundsätzliche Verlauf des Druckabbaus stimmt zwischen Versuch und Berechnung überein.

Das entwickelte numerische Modell ist somit in der Lage, Luftleckagen durch Einzelrisse in unbewehrtem Beton abzubilden. Durch das implementierte, auf der Mischungsweghypothese basierende Nullgleichungs-Turbulenzmodell ist der numerische Aufwand zudem gering genug, um auch größere Versuchskörper mit mehreren Rissen berechnen zu können.

### 6.3 Dampfleckage durch Einzelriss

Als zweites Beispiel werden die an der Universität Kaiserslautern durchgeführten Dampfleckageversuche an Versuchskörpern mit einem vordefinierten Einzelriss durch einen unbewehrten Betonversuchskörper berechnet. Der Versuchsaufbau und die durchgeführten Versuche wurden bereits ausführlich im Kapitel 3.1 vorgestellt.

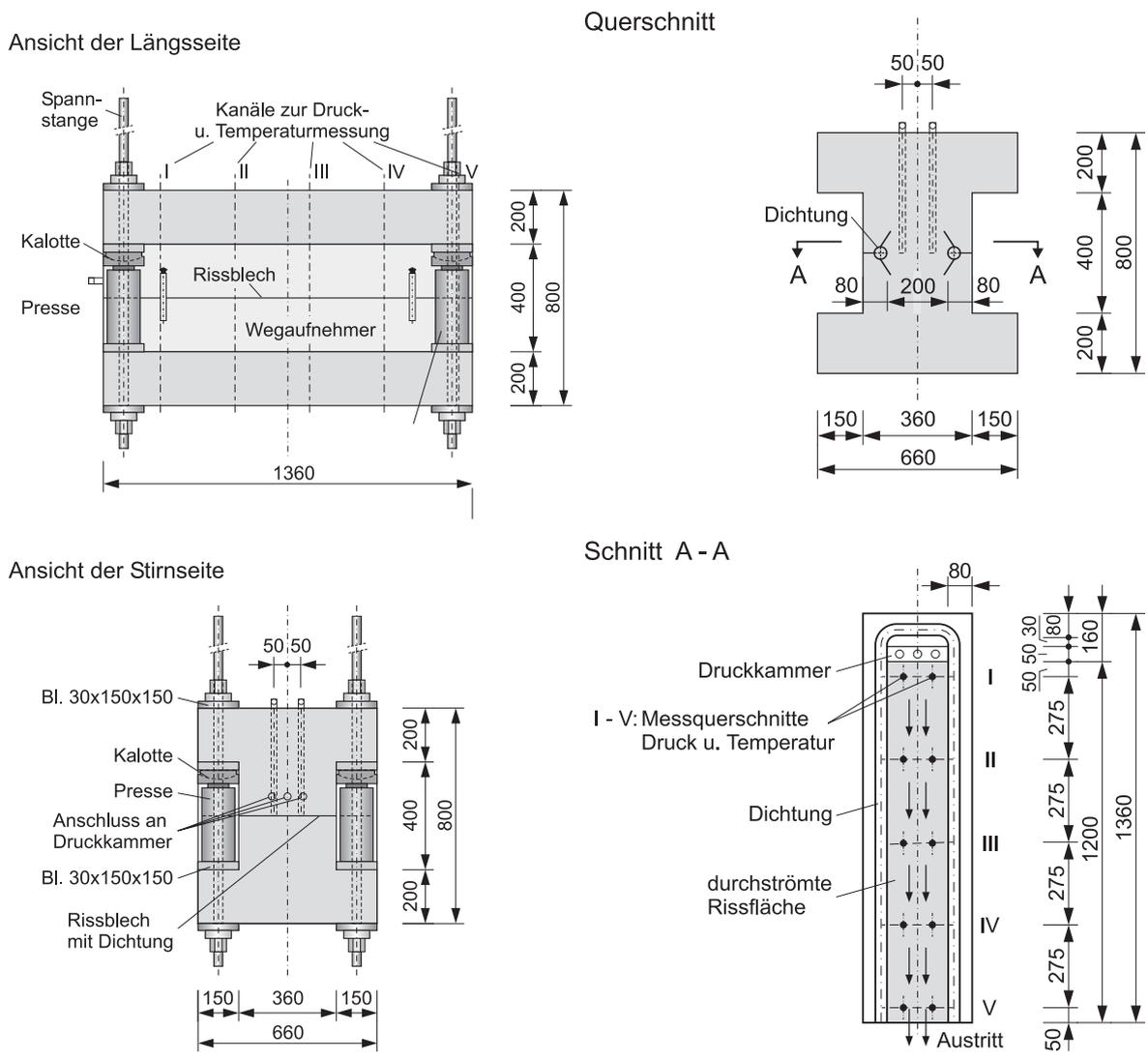


Abbildung 6.11: Versuchskörper für Untersuchungen am Einzelriss [26]

In Abbildung 6.11 wird der Versuchsaufbau mit der Lage der fünf Messquerschnitte gezeigt, in denen Druck und Temperatur gemessen wurden. Für die numerische Simulation der Leckageversuche wird ein Modell verwendet, das aus zwei Teilen besteht: Einem Strukturmodell mit einem diskret modelliertem Einzelriss für die Berechnung der zeitabhängigen Rissbreite sowie einem Fluidmodell zur Berechnung der Durchflussraten und der Temperaturverteilung. Beide Teilmodelle werden in jedem Zeitschritt solange iterativ gelöst, bis die Konvergenzkriterien für die Verschiebungen und Spannungen an den Fluid-Struktur-Randbedingungen an den Risswandungen eingehalten werden. Für die Fluid-Struktur-Iteration mussten die Abweichung der Verschiebungen und Spannungen unterhalb von 0.5 % liegen. Als Konvergenzkriterium für das Strukturmodell wurde die Energie mit einer Abweichung von ebenfalls 0.5 % gewählt, im Fluid-

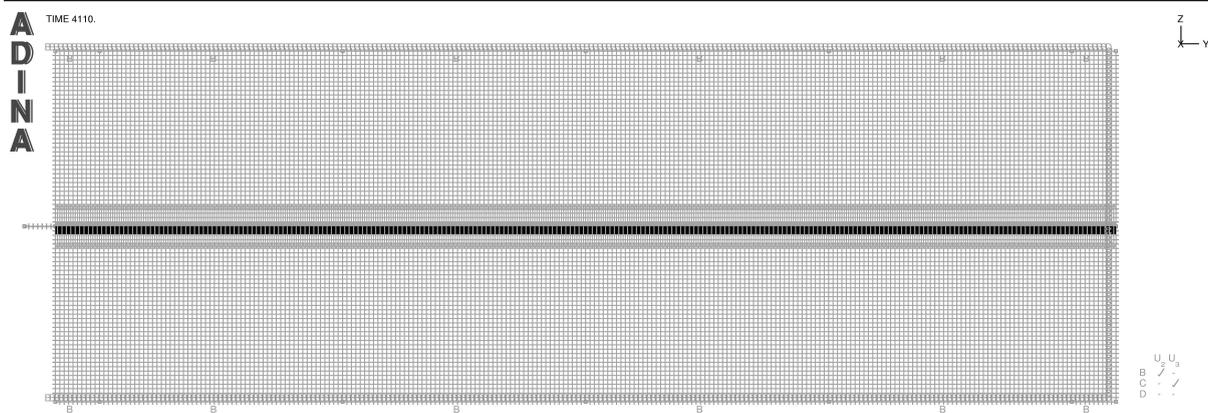


Abbildung 6.12: Strukturmodell für die Leckageuntersuchungen am Einzelriss

modell durften die relativen Abweichungen für Geschwindigkeit, Druck, Temperatur und Verschiebungen den Wert von 0.1 % nicht überschreiten.

Das Strukturmodell in Abbildung 6.12 wird mit linearen Vierknoten-Solid-Elementen modelliert. Die Verschiebungsrandbedingungen sind gegenüber dem Versuch stark vereinfacht und bestehen aus jeweils einer vertikalen Lagerung an der Unterseite und der Oberseite des Versuchskörpers. Der Einfluss der Steifigkeit der Pressen und Spannstangen wird vereinfachend vernachlässigt.

Um die in den Versuchen an den Wandsegmenten in Karlsruhe beobachtete minimale Restrissbreite, die auch bei überdrückten Rissen bestehen bleibt, abzubilden, werden die Kontaktbedingungen an den Risswandungen mit einem Offset versehen. Dadurch können Druckkräfte ab dem Moment übertragen werden, an dem die minimale Rissbreite erreicht wird. Versuchstechnisch wurde in Karlsruhe an den repräsentativen Wandsegmenten eine minimale Restrissbreite im Bereich zwischen 0.05 mm und 0.07 mm gemessen.

Für die in Kaiserslautern durchgeführten Versuche liegen dagegen weder Daten über eine Restrissbreite noch über die zeitliche Entwicklung der Rissbreite während den Dampfversuchen vor. Somit wird auch bei den Versuchen in Kaiserslautern von einer Schließung der Risse infolge der Temperaturo Ausdehnung des erwärmten Betons und einer im Mittel verbleibenden Restrissbreite von 0.06 mm ausgegangen.

Beaufschlagt wurden die Risse in Kaiserslautern mit Sattedampf bei einem Solldruck von 5.5 bar absolutem Druck und einer Temperatur von 155 °C. Da es bei den Versuchen jedoch nicht möglich war, Druck und Temperatur konstant zu halten, wurden die Sollbedingungen nur annähernd erreicht [26].

Für die gemessenen Durchflussraten liegen für jeden Versuch jeweils zwei Verlaufskurven vor: Zum einen die in der Zuleitung gemessene Dampfdurchflussrate und zum anderen die aus der Menge des am Rissende ausgetrete-

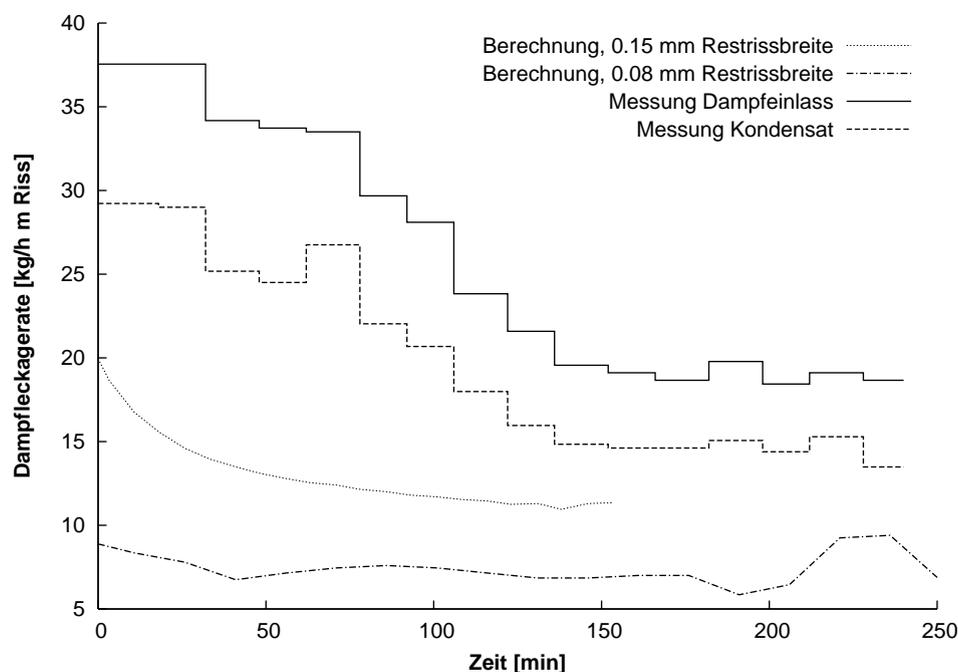


Abbildung 6.13: Dampfleckage bei 32 mm Größtkorn und einer Anfangsrissbreite von  $w = 0.3 \text{ mm}$

nen Wassers berechnete Dampfdurchflussrate. Bei allen Versuchen liegt die am Rissende gemessene Leckagerate deutlich unterhalb der Leckagerate, die am Einlass gemessen wurde. Dies ist auf Undichtigkeiten an der seitlichen Rissabdichtung zurückzuführen, vor allem aber auf eine Teilkondensation des Dampfes in der Zuleitung zur Druckkammer und in der Druckkammer selbst. Deshalb wurde die Druckkammer während den Versuchen auch regelmäßig entwässert [26]. Infolge der Lage des horizontalen, durchströmten Risses wurde wahrscheinlich ein Teil des kondensierten Wassers in den Riss hineingepresst und der Riss somit nicht ausschließlich mit Dampf beaufschlagt.

In Abbildung 6.13 ist der Verlauf der Dampfleckagerate bei einer alleinigen Beaufschlagung des Risses mit Dampf bei einer Anfangsrissbreite von  $0.3 \text{ mm}$  und minimalen verbleibenden Restrissbreiten von  $0.15 \text{ mm}$  dargestellt. Trotz dieser im Vergleich mit den in Karlsruhe gemessenen Werten deutlich zu großen Restrissbreite ist die berechnete Durchflussrate unter der Annahme einer turbulenten Strömung deutlich niedriger als die am Rissaustritt gemessene Dampfleckagerate. In einer weiteren Rechnung wurde deshalb die Restrissbreite auf  $0.08 \text{ mm}$  bei einer Anfangsrissbreite von  $0.3 \text{ mm}$  begrenzt. Die berechnete Leckagerate liegt erwartungsgemäß nochmals deutlich unterhalb der Leckagerate bei einer Restrissweite von  $0.15 \text{ mm}$  (siehe Abbildung 6.13).

### Abschätzung der Versuchsrandbedingungen

Die Berechnung des Dampfleckageversuchs mit einer Anfangsrissweite von 0.3 mm hat bei der Annahme einer alleinigen Beaufschlagung des Risses mit Satttdampf zu keiner zufriedenstellenden Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen geführt.

Wie bereits erwähnt, war es während der Versuchsdurchführung nicht möglich gewesen, den Druck und die Temperatur des verwendeten Satttdampfes konstant zu halten [26]. Zudem wurde eine starke Kondensation in der Druckkammer beobachtet und das anfallende Kondensat regelmäßig abgelassen.

Da der Einzelriss horizontal verläuft und ein Teil des Dampfes wahrscheinlich oberhalb des Risses an der Stirnseite des Versuchskörpers kondensiert, wird im Folgenden untersucht, wie sich die Leckagerate verändert, wenn kondensiertes Wasser in den Riss hineingepresst wird.

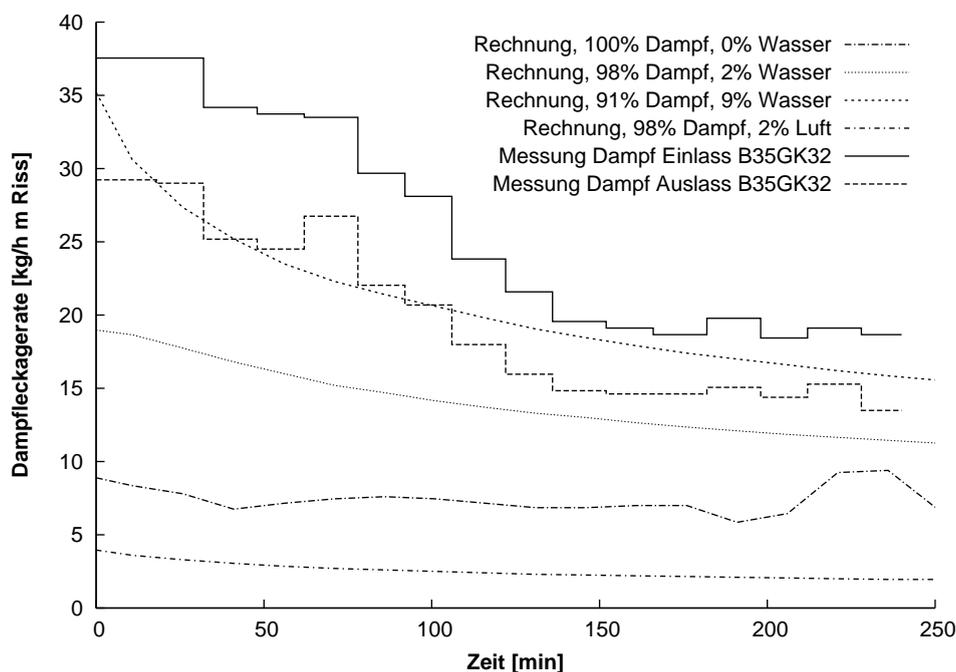


Abbildung 6.14: Einfluss verschiedener Druckkammerbedingungen auf die Dampfleckage bei einer Anfangsrissbreite von  $w = 0.3 \text{ mm}$  und einer minimalen Rissbreite  $w_{min} = 0.08 \text{ mm}$

Die Abbildung 6.14 zeigt einen Vergleich der berechneten Durchflussraten für eine Beaufschlagung des Risses mit Dampf alleine, mit 98 Volumen-Prozent Dampf und 2 Volumen-Prozent Wasser, mit 91 Volumen-Prozent Dampf und 9 Volumen-Prozent Wasser sowie mit 98 Massen-Prozent Dampf und 2 Massen-Prozent Luft.

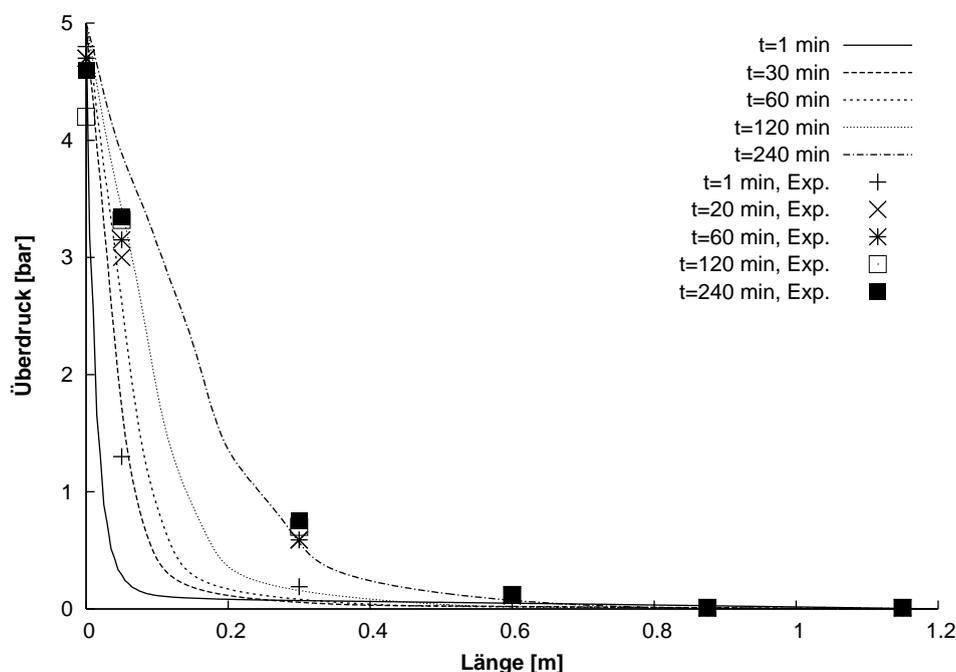


Abbildung 6.15: Überdruckverlauf für Dampfleckageversuch B35GK32 bei einer Anfangsrisssbreite von  $w = 0.3 \text{ mm}$  und einer minimalen Rissbreite  $w_{min} = 0.08 \text{ mm}$  für 91 Vol.-Proz. Dampf und 9 Vol.-Proz. Wasser

Vergleicht man die berechnete Durchflussrate bei einer alleinigen Beaufschlagung des Risses mit Dampf mit den gemessenen Durchflussraten am Risseintritt und am Rissaustritt, so liegen die berechneten deutlich unterhalb den gemessenen Durchflussraten.

Bei 2 Volumen-Prozent Wasser liegen die berechneten Durchflussraten bereits deutlich höher und näher an den gemessenen Durchflussraten, doch erst bei 9 Volumen-Prozent Wasser ist die berechnete Durchflussrate im Bereich zwischen den Messwerten für die Durchflussrate am Einlass und Auslass des Risses.

Für eine Beaufschlagung des Risses mit 91 Volumen-Prozent Dampf und 9 Volumen-Prozent Wasser wird in Abbildung 6.15 der berechnete Überdruckverlauf über die Risslänge für verschiedene Zeitpunkte mit gemessenen Überdrücken in den 5 Messquerschnitten verglichen. Sowohl die berechneten wie auch die gemessenen Überdruckverläufe fallen nach dem Risseintritt sehr schnell ab. Mit der Zeit steigt im Messquerschnitt 0.3 m der Überdruck leicht auf etwa 0.6-0.7 bar an. Ab etwa 0.6 m Risslänge ist sowohl in der Rechnung wie auch im Versuch nur noch ein minimaler Überdruck vorhanden. Der grundlegende Überdruckverlauf wird durch die Berechnung wiedergegeben, es bleibt jedoch ein großer Unsicherheitsfaktor aufgrund der nicht genau genug bekannten Randbedingungen während der Versuchsdurchführung bestehen.

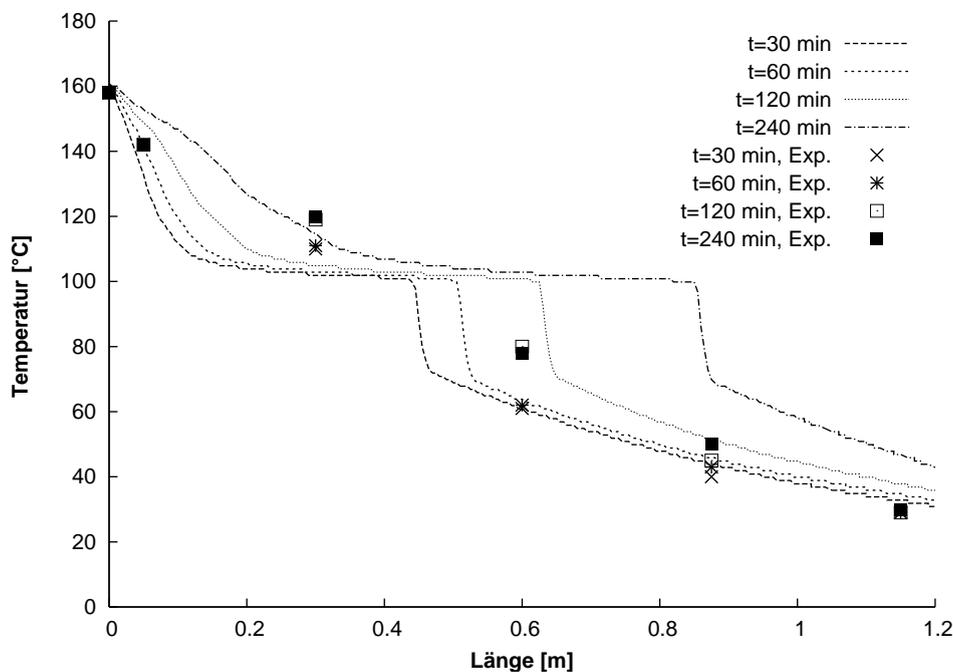


Abbildung 6.16: Temperatur für Dampfleckageversuch B35GK32 bei einer Anfangsrissbreite von  $w = 0.3 \text{ mm}$  und einer minimalen Rissbreite  $w_{min} = 0.08 \text{ mm}$  für 91 Vol.-Proz. Dampf und 9 Vol.-Proz. Wasser

Die berechneten Temperaturverläufe in Abbildung 6.16 zeigen einen mit der Zeit in Richtung des Rissendes laufenden starken „Sprung“ im Temperaturverlauf infolge der fortlaufenden Kondensationsfront. Ein ähnlich ausgeprägter Temperatursprung ist bei den gemessenen Temperaturwerten nicht vorhanden. Für die ersten beiden Messquerschnitte nach 5 cm und 30 cm liegt die gemessene im Bereich der berechneten Temperaturen. Im Messquerschnitt nach 60 cm liegen die berechneten Temperaturen für die erste Stunde im Bereich der gemessenen Temperaturen, danach jedoch durch das Vorschreiten der Kondensationsfront oberhalb der gemessenen Temperaturen. Für die beiden letzten Messquerschnitte nach 90 cm und 115 cm liegen die berechneten Temperaturen für die erste Stunde im Bereich der gemessenen Temperaturen, gegen Versuchsende jedoch ebenfalls über den gemessenen. Dies wird eventuell verstärkt durch die im Vergleich zur gemessenen Leckagerate am Rissende leicht höhere Leckagerate in der Berechnung.

Zusammenfassend ist die Berechnung der Dampf-Leckage-Versuche am Einzelriss infolge der nur unzureichend bekannten Versuchsrandbedingungen schwierig. Unter der Annahme, dass ein Teil des Dampfes wie in der Versuchsdokumentation beschrieben bereits in der Druckkammer kondensiert und als Wasser in den Riss gepresst wird, ist es möglich, Berechnungen durchzuführen, die annähernd den Verlauf der gemessenen Werte wiedergeben.

Eine testweise durchgeführte Berechnung unter der Annahme einer laminaren Strömung ergab eine viel zu hohe Durchflussrate sowie innerhalb kürzester Zeit einen Dampfaustritt am Versuchskörperende, was so bei den Versuchen mit dieser Rissbreite nicht beobachtet werden konnte.

Aufgrund der Wichtigkeit guter und realitätsnaher Verifikationsbeispiele an Einzelrissen in Beton sind zusätzliche Versuche hierzu wünschenswert. Für eine bessere Vergleichbarkeit der Versuchsergebnisse ist es empfehlenswert, die Beaufschlagungstemperatur über die Kondensationstemperatur hinaus anzuheben, um eine zu starke Kondensation bereits in der Druckkammer zu verhindern. Im Hinblick auf realitätsnahe Szenarien wäre es zudem hilfreich, auch Versuche mit einem Luft-Dampf-Gemisch vergleichbar zu den SIMIBE-Experimenten durchzuführen.

## 6.4 Luftleckage durch Wandsegment

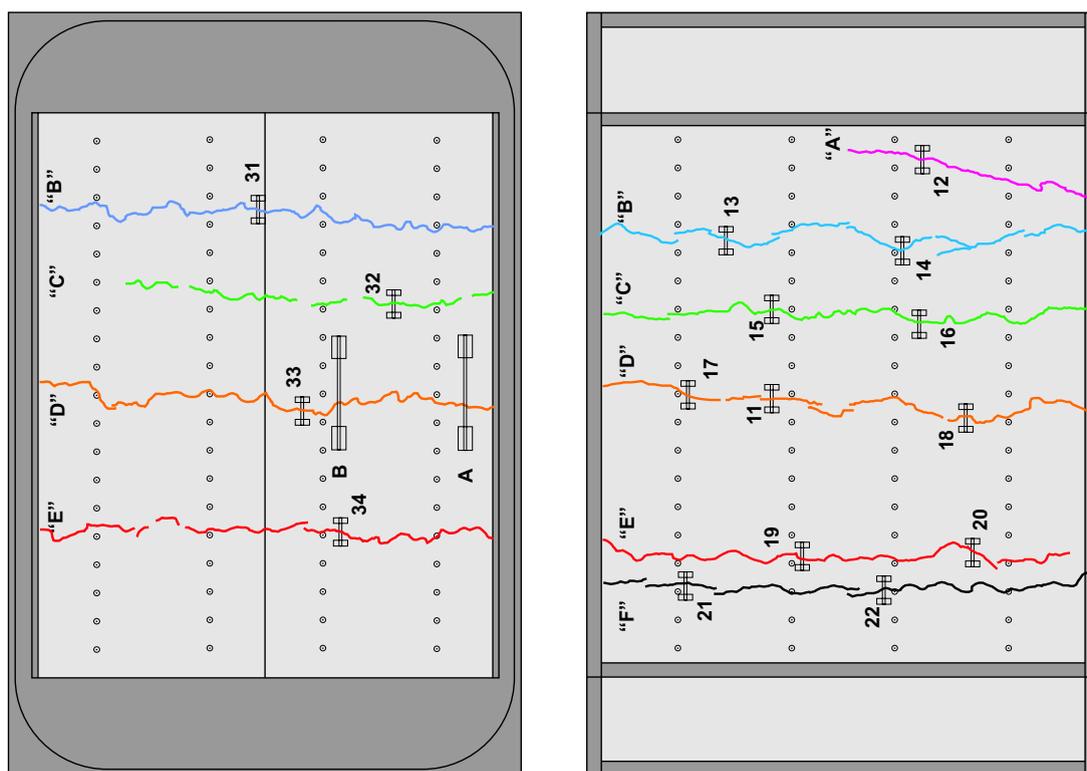


Abbildung 6.17: Rissmuster des dritten Versuchskörpers von EDF; oben: Oberseite, unten: Unterseite [95]

Im Rahmen der Leckageversuche für EDF am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe wurden zusätzlich zu den Luft-Dampf-

Leckageversuchen auch reine Luftleckageversuche vor und nach jedem Dampf-Versuch durchgeführt.

Um das numerische Modell zur Berechnung der Leckageraten auch an komplexen, realitätsnahen, bewehrten Wandsegmenten zu testen, werden in diesem Abschnitt zwei Luftleckageversuch berechnet. Ausgewählt wurde dafür der jeweils erste Lufttest am zweiten und am dritten Versuchskörper. Vor Beginn der Lufttests waren bereits die Risse eingebracht worden. Eine weitergehende Schädigung des Versuchskörpers durch Druck, Temperatur oder Dampfdurchtritt war zum Zeitpunkt dieses Luftleckagetests noch nicht erfolgt.

### Dritter Versuchskörper

Die Versuchskörper für EDF waren vergleichbar mit den Versuchskörpern vom Typ 1 in Abbildung 3.12. In Abbildung 6.17 ist das Rissmuster abgebildet, das nach dem Aufreißen an der Ober- und Unterseite des dritten Versuchskörpers sichtbar war.

Getestet wurde der Versuchskörper zunächst mit „geschlossenen“ Rissen ohne aufgebrachte äußere Zugkraft. Als Rissbreite war dabei nur die verbleibende Restrissbreite von ungefähr  $0.05 \text{ mm}$  bis  $0.06 \text{ mm}$  bei geschlossenen Rissen vorhanden. Der Druck in der Druckkammer wurde in Stufen bis auf  $4.2 \text{ bar}$  Überdruck gesteigert.

In einer zweiten Stufe wurde eine mittlere Rissbreite von etwa  $0.1 \text{ mm}$  auf der Unterseite durch das Aufbringen einer äußeren Zugkraft von  $3500 \text{ kN}$  eingestellt. Nach Erreichen des Maximaldrucks wurde die Zugkraft auf etwa  $1500 \text{ kN}$  reduziert, um die durch die Durchbiegung des Versuchskörpers vergrößerte Rissbreite auf der Unterseite wieder auf etwa  $0.1 \text{ mm}$  zu verringern.

Im dritten Schritt wurde der Versuchskörper auf eine Rissbreite von etwa  $0.2 \text{ mm}$  auf der Unterseite ohne Innendruck aufgezogen. Dazu war eine äußere Zugkraft von etwa  $5500 \text{ kN}$  erforderlich. Nach Erreichen der Maximallast wurde die Zugkraft auf etwa  $3500 \text{ kN}$  verringert, um die Rissöffnung auf der Unterseite infolge der Durchbiegung auszugleichen.

Die getesteten Überdruckstufen sind zusammen mit der dabei aufgebrachten Zugkraft in Abbildung 6.18 dargestellt.

Für die numerische Simulation dieser Luftleckageversuche wurde ein zweidimensionales Finite-Element-Modell für die Fluid-Berechnung und ein weiteres für die Strukturberechnung verwendet. Die beiden Modelle werden in jedem Zeitschritt iterativ gekoppelt gelöst. In Abbildung 6.20 wird das verwendete Fluidmodell gezeigt. Die Risse, die am Versuchskörper beobachtet wurden, sind als diskrete Risse im Fluidmodell berücksichtigt. An den Risswandungen wur-

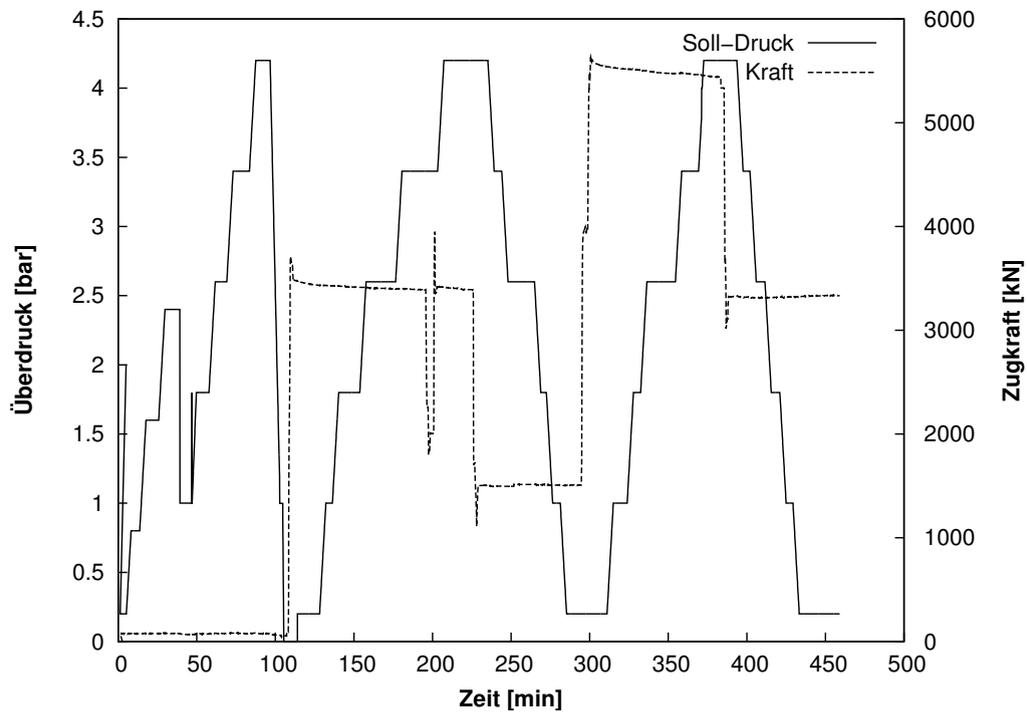


Abbildung 6.18: Getestetes Druck-Zugkraft-Szenario des Luftleckageversuchs EDF VK3.1

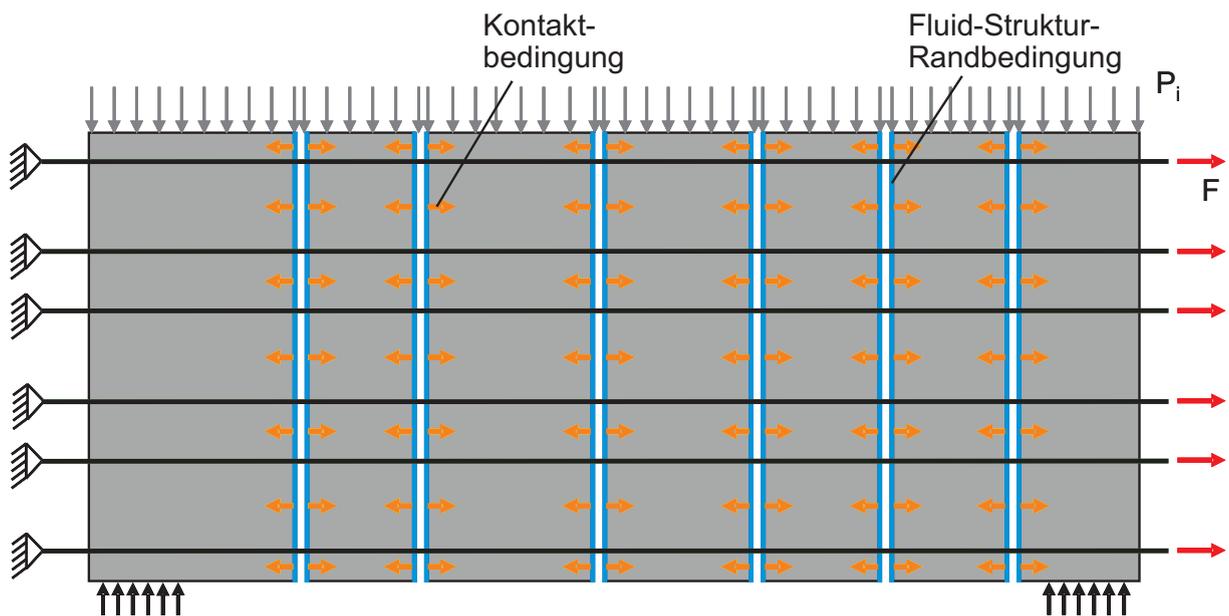


Abbildung 6.19: Idealisiertes Strukturmodell für die Strukturberechnung des Luftleckageversuchs am Wandsegment

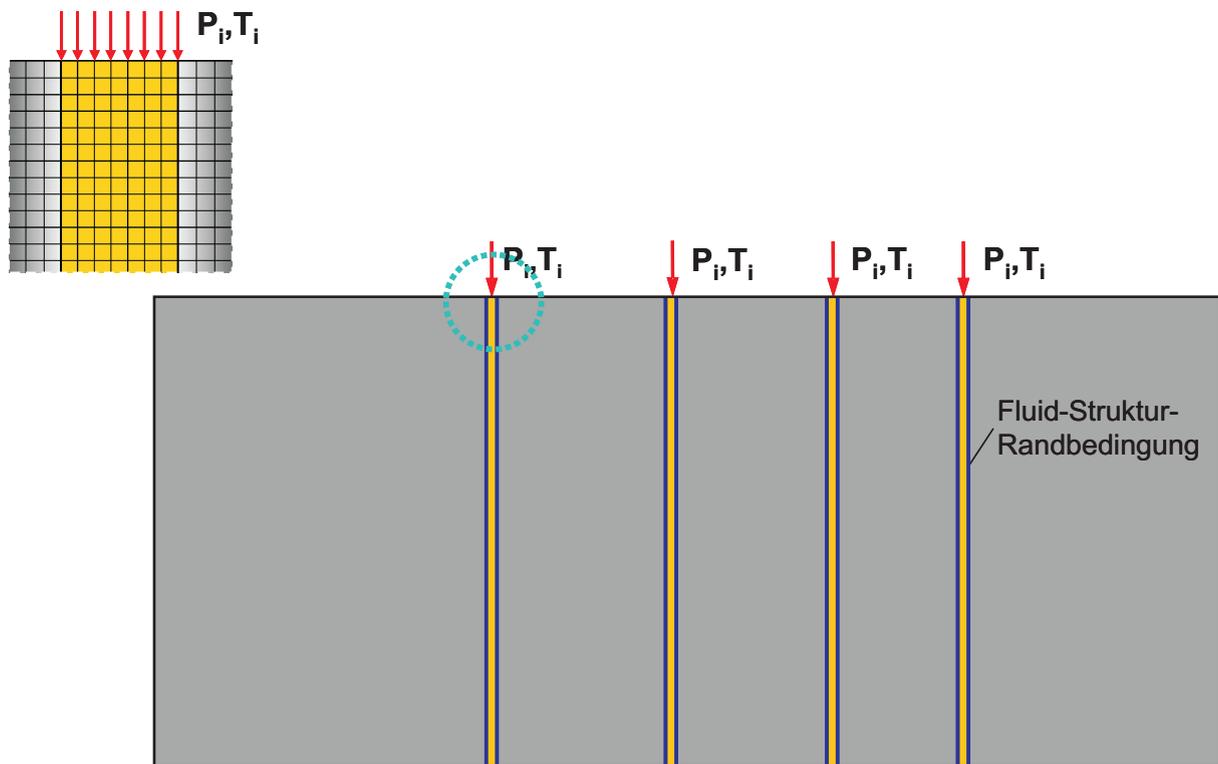


Abbildung 6.20: Idealisiertes Fluidmodell für die Fluidberechnung des Luftleckageversuchs am Wandsegment

den Fluid-Struktur-Randbedingungen eingeführt. Das Struktur- und das Fluidmodell werden durch den Austausch der Verschiebungen und Spannungen an diesen Randbedingungen sowie unter Verwendung der im Fluidmodell berechneten Temperaturverteilung iterativ gelöst. Für das Geschwindigkeitsfeld wurde an den Risswandungen wieder die Annahme getroffen, dass die Strömung an der Wand haftet und die Geschwindigkeit gleich Null ist.

Der Innendruck in der Druckkammer wurde im Fluidmodell als Überdruck auf den Risseingang aufgebracht. Im Strukturmodell in Abbildung 6.19 wird der Innendruck als Last auf der Versuchskörperoberseite berücksichtigt. Um die Fluid-Struktur-Kopplung zu ermöglichen, wurden die durchströmten Trennrissen im Strukturmodell ebenfalls diskret modelliert. Eine Parallelverschiebung der Rissflanken wurde aufgrund der Verzahnung der Rissflanken infolge der Mikro- und hauptsächlich der Makrorauigkeit sowie der Verdübelungswirkung durch die 48 Bewehrungsstäbe über die gesamte Rissfläche ausgeschlossen

Senkrecht zur Rissrichtung wird eine geringe Reststeifigkeit und damit eine geringe verbleibende Zugkraftübertragung über den geöffneten Riss hinweg angesetzt. Die Steifigkeit wurde so gewählt, dass die berechnete Rissbreite bei einer aufgetragenen Kraft ungefähr mit der gemessenen übereinstimmt. Im Versuch entspricht diese angesetzte verbleibende Zugkraft einer durch die Verzahn-

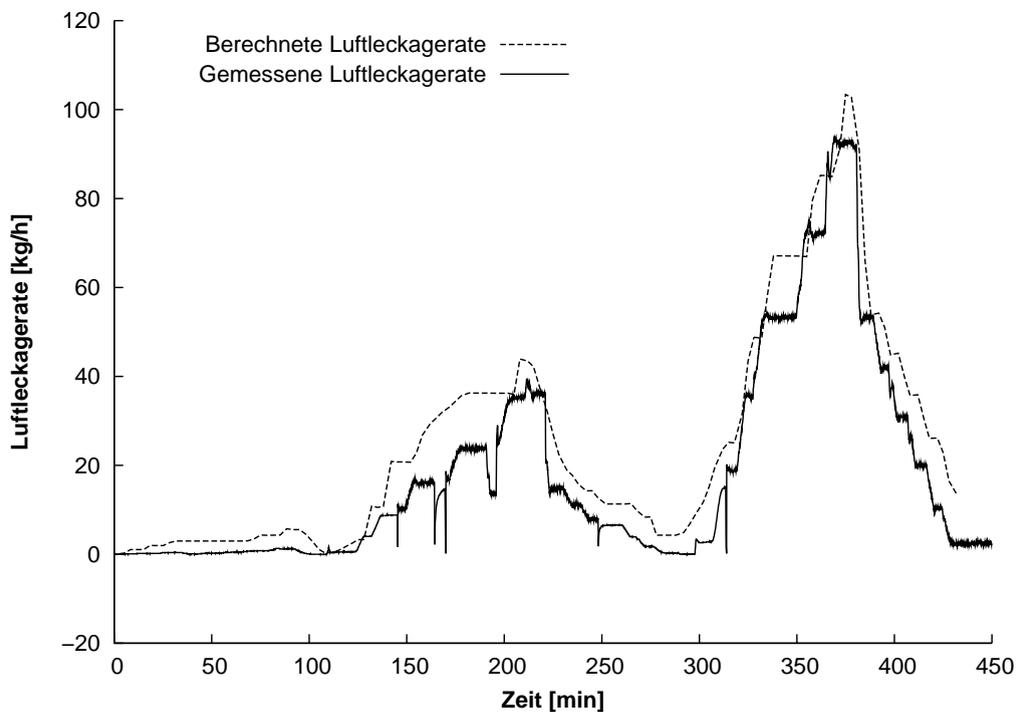


Abbildung 6.21: Vergleich der berechneten mit der gemessenen Luftleckagerate, Mischungslänge  $l_m = 0.02 \text{ mm}$

nung der Rissufer übertragenen Zugkraft. Wäre keine Reststeifigkeit angesetzt worden, so wäre die berechnete Rissbreite zu groß gewesen.

Die 48 Bewehrungsstäbe  $\varnothing 25$  wurden mit Truss-Elementen entsprechenden Querschnitts modelliert und mit den in Abschnitt 4.2.5 entwickelten Verbundelementen mit den linearen Vierknoten-Solid-Elementen verbunden, mit denen der Beton des Versuchskörpers modelliert ist. Die Zusammenfassung von jeweils 4 Bewehrungsstäben  $\varnothing 25$  auf einen Bewehrungsstab  $\varnothing 63$  und die feste Verankerung dieses großen Bewehrungsstabes im Versuch wird durch eine Feder entsprechender Länge und Steifigkeit im Modell abgebildet. Auf der linken Seite wird das feste Lager durch das Festhalten der Verschiebungen simuliert, auf der rechten Seite wird die Presskraft entsprechend der Zugkraft im Versuch aufgebracht.

Für Reynoldszahlen größer 6 wurde die Strömung als turbulent angesehen. Für das Turbulenzmodell wurde zunächst die mit Hilfe der Luftleckageversuche an unbewehrten Einzelrissen in Abschnitt 6.2 für ein Größtkorn von 32 mm bestimmte Mischungsweglänge  $l_m = 0.020 \text{ mm}$  verwendet. Die damit berechnete Luftleckagerate wird in Abbildung 6.21 mit der im Versuch gemessenen Luftleckagerate verglichen. Für die numerische Untersuchung wurde eine Restrissbreite von 0.06 mm gewählt.

Bei einem Vergleich liegt die berechnete Leckagerate während des gesamten

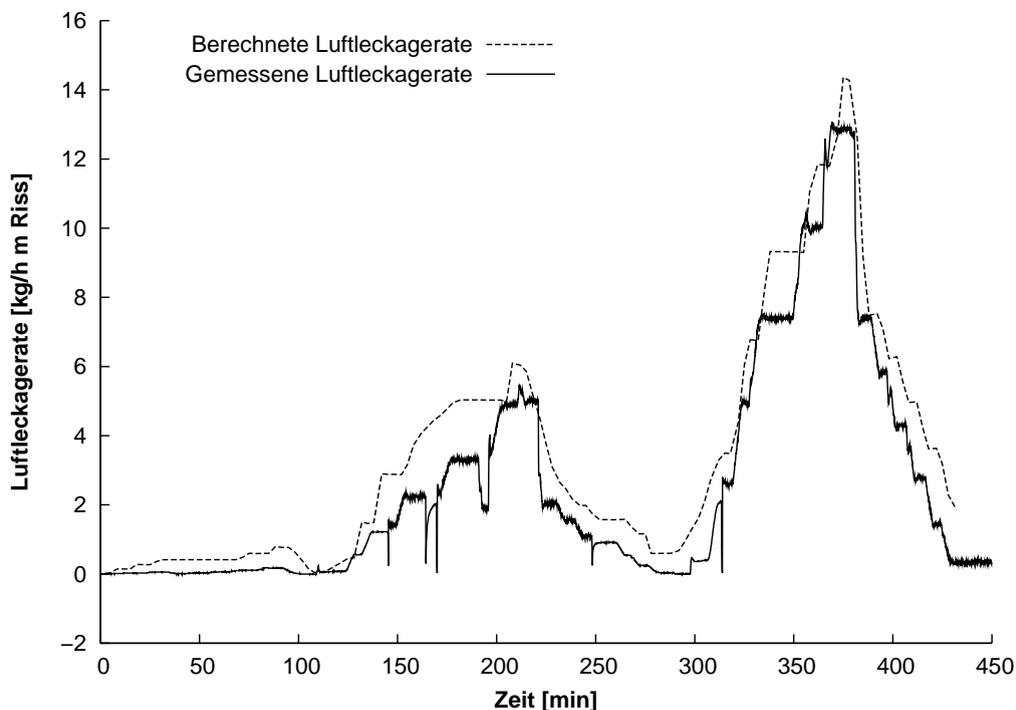


Abbildung 6.22: Vergleich der berechneten mit der gemessenen Luftleckagerate pro Meter Riss, Mischungsweglänge  $l_m = 0.02 \text{ mm}$

Lufttests leicht über der gemessenen Leckagerate. Der grundsätzliche Verlauf der Leckagerate in Abhängigkeit der gewählten Druckstufen wird jedoch gut abgebildet. Genauso erkennt man in der Rechnung den Einfluss der verschiedenen Rissöffnungen in Abhängigkeit von der aufgetragenen zentrischen Zugkraft gemäß Abbildung 6.18.

Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den Untersuchungen und Berechnungen am Einzelriss zu ermöglichen, wird in Abbildung 6.22 die gemessene und die berechnete Luftleckagerate auf einen Meter Risslänge umgerechnet. Dazu wird die vereinfachende Annahme getroffen, dass die 4 angesetzten Risse im Beobachtungsbereich jeweils eine Risslänge entsprechend der Versuchskörperbreite haben.

Die Abbildung 6.23 zeigt einen Vergleich der gemessenen mittleren Strömungsgeschwindigkeit auf der Risseintritts- und der Rissaustrittsseite des Versuchskörpers während des Lufttests. Infolge der höheren Dichte der Luft auf der Risseintrittsseite ist die Strömungsgeschwindigkeit deutlich niedriger als beim Austritt der Luft in die Kontrollkammer. Im Vergleich zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit am Einzelriss in den Abbildungen 6.7 und 6.8 liegt die Strömungsgeschwindigkeit beim gerissenen Wandsegment deutlich unterhalb der Geschwindigkeit am Einzelriss für 0.3 mm Rissbreite und deutlich oberhalb der Geschwindigkeit für 0.1 mm Rissbreite.

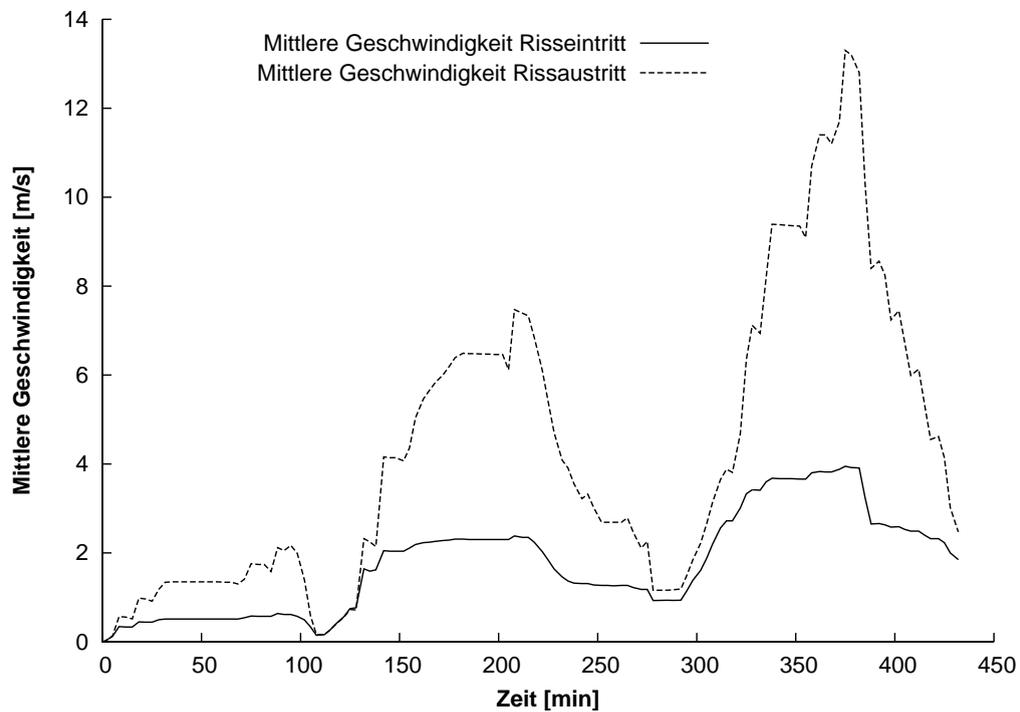


Abbildung 6.23: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Risseintritt und am Rissaustritt, Mischungsweglänge  $l_m = 0.02 \text{ mm}$

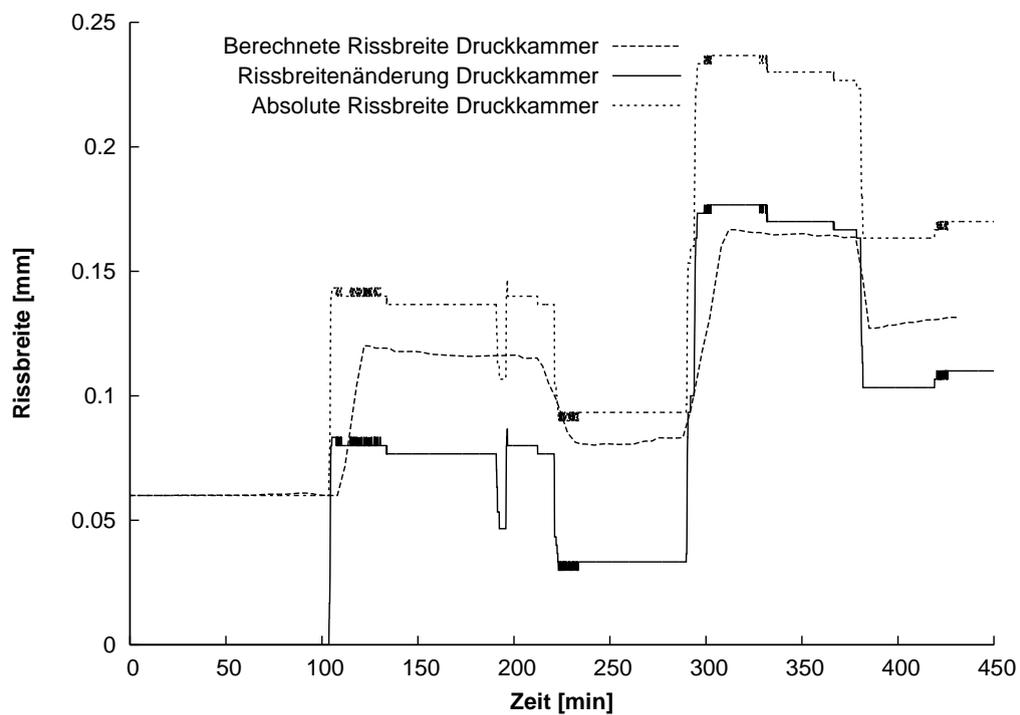


Abbildung 6.24: Vergleich der berechneten mit den gemessenen Rissbreiten auf der Oberseite

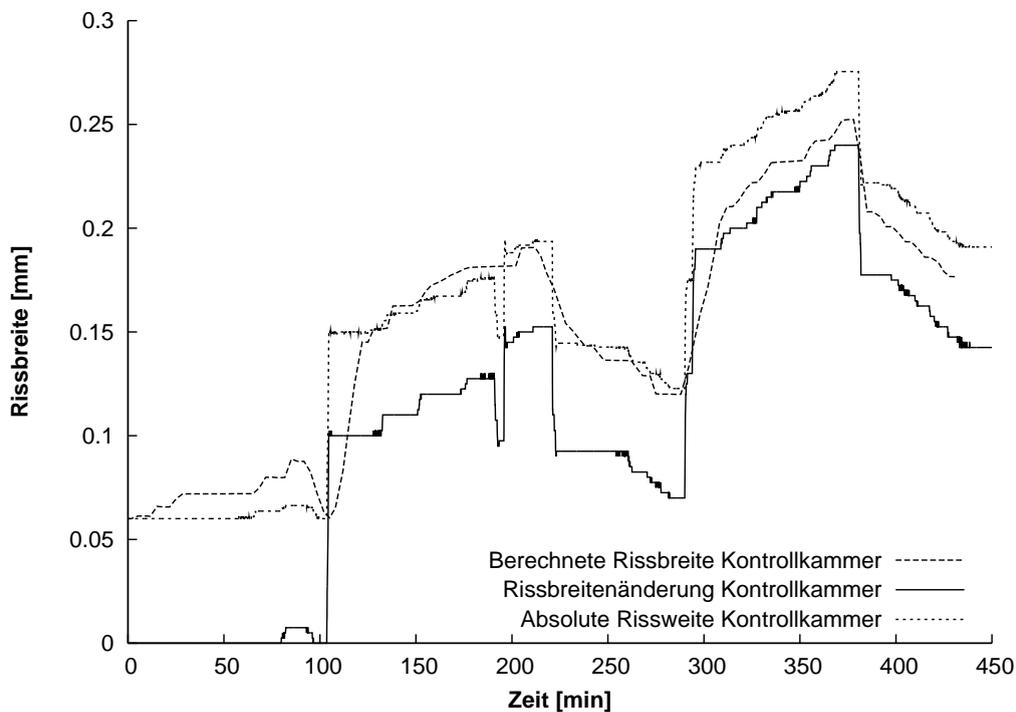


Abbildung 6.25: Vergleich der berechneten mit den gemessenen Rissbreiten auf der Unterseite

In Abbildung 6.24 wird der Mittelwert der gemessenen mit den berechneten Rissbreiten auf der Oberseite während des Lufttests verglichen. Für die Messwerte der Rissbreiten werden zwei Varianten gezeigt: Zum einen die gemessenen relativen Rissbreitenänderungen und zum anderen die absoluten Rissbreiten. Die relativen Rissbreitenänderungen geben die gemessenen Veränderungen der Rissbreite vom unbelasteten Nullzustand an. Die Wegaufnehmer sind nach der Erzeugung der Risse über die „geschlossenen“ Risse montiert und auf Null abgeglichen worden. Die zu diesem Zeitpunkt vorhandene und an zahlreichen Stellen gemessene Restrissbreite im geschlossenen Zustand von ungefähr  $0.06 \text{ mm}$  ist dabei nicht berücksichtigt [91]. Aus diesem Grund wird für den Absolutwert der gemessenen Rissbreite in den Abbildungen 6.24 und 6.25 eine Restrissbreite von  $0.06 \text{ mm}$  hinzugefügt, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den berechneten Rissbreiten zu ermöglichen.

Vergleicht man nun in Abbildung 6.24 die Rissbreiten, so liegt die berechnete Rissbreite in der Regel leicht unterhalb der gemessenen absoluten Rissbreite. Für die erste Laststufe mit einer zentrischen Zugkraft von  $3500 \text{ kN}$  und die anschließende Reduzierung auf  $1500 \text{ kN}$  stimmen die gemessenen und die berechneten Werte gut überein. Für die zweite Laststufe von etwa  $5000 \text{ kN}$  werden etwas zu geringe Rissbreiten auf der Oberseite des Versuchskörpers gemessen.

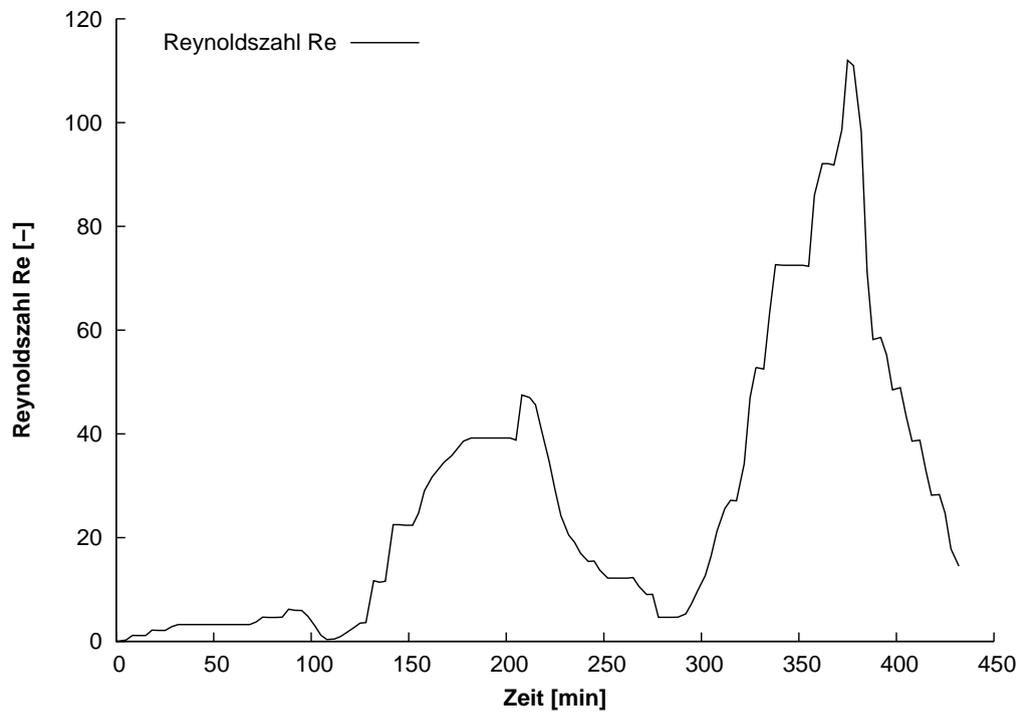


Abbildung 6.26: Rechnerische mittlere Reynoldszahl während des Lufttests am Risseintritt

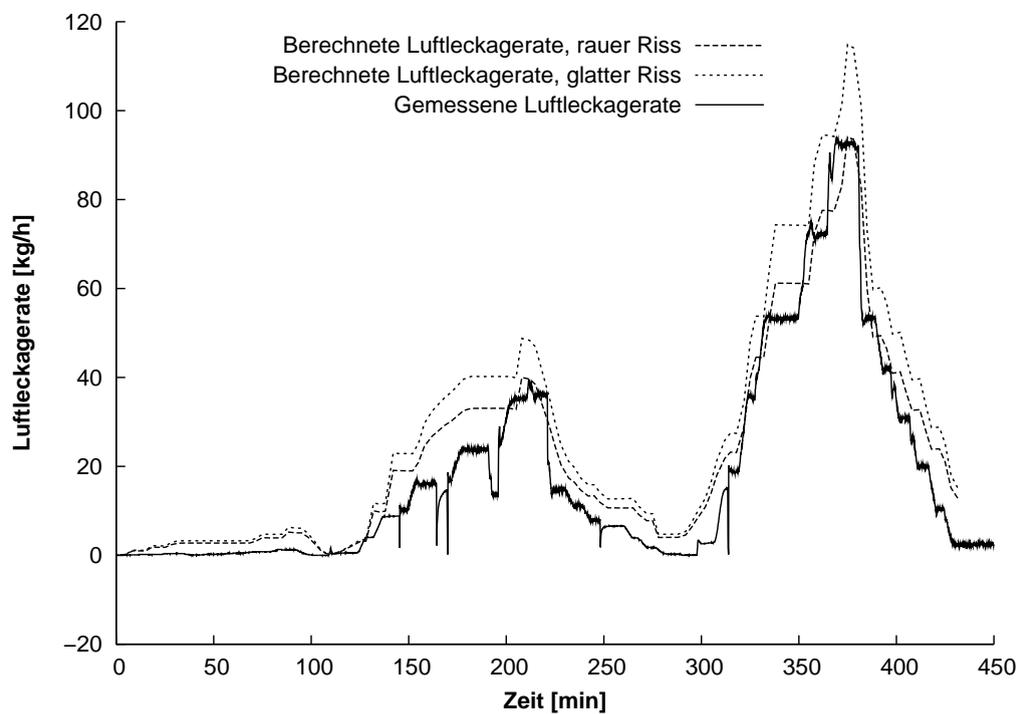


Abbildung 6.27: Vergleich der berechneten mit der gemessenen Luftleckagerate für einen rauhen Riss mit  $l_m = 0.022 \text{ mm}$  und für einen glatten Riss mit  $l_m = 0.018 \text{ mm}$

Auch für die Rissbreiten auf der Unterseite wird der Mittelwert der gemessenen Rissbreite mit dem Mittelwert der berechneten Rissöffnungen verglichen. Wie auf der Oberseite liegt auch auf der Unterseite die berechnete Rissöffnung zwischen der absoluten Rissbreite und der relativen Rissbreitenänderung. Sowohl in den berechneten wie auch in den gemessenen Rissbreiten kann die Durchbiegung des Versuchskörpers infolge des erhöhten Innendrucks abgelesen werden. Der Verlauf der berechneten Rissbreiten gibt dabei den Verlauf der gemessenen gut wieder.

In Abbildung 6.26 wird die mittlere rechnerische Reynoldszahl am Risseintritt für den Luftleckageversuch gezeigt. Für die annähernd geschlossenen Risse liegt die Reynoldszahl unter der für die Rechnung angenommenen kritischen Reynoldszahl  $Re_c = 6$ , so dass in der Rechnung für diese Rissbreite von einer laminaren Durchströmung ausgegangen wird. Für die beiden folgenden Rissbreitenstufen liegt die mittlere Reynoldszahl deutlich über der angenommenen kritischen Reynoldszahl. Die Strömung in den Rissen wird daher als turbulent angesehen.

Um den Einfluss der Rauigkeit der Risswandungen auf die Luftleckagerate abschätzen zu können, wurde der empirische Parameter für die Mischungsweglänge im Turbulenzmodell um jeweils 10 % erhöht und verringert.

In Abbildung 6.27 wird die Luftleckage für glattere Risswandungen mit einer Mischungsweglänge von  $l_m = 0.018 \text{ mm}$  im Vergleich zur gemessenen Luftleckagerate gezeigt. Insbesondere bei der größten Rissöffnung steigt die maximal berechnete Luftleckagerate im Vergleich zur Luftleckagerate in Abbildung 6.21 deutlich an. Für die vorliegenden Risse durch einen Beton mit 32 mm Größtkorn ist eine Mischungsweglänge von  $l_m = 0.018 \text{ mm}$  eindeutig zu niedrig.

Im Gegensatz dazu verringert sich die Leckagerate in Abbildung 6.27 für eine Mischungsweglänge von  $l_m = 0.022 \text{ mm}$  deutlich und liegt insbesondere bei der größten Rissbreite im Bereich der Messwerte.

## Zweiter Versuchskörper

Um den Einfluss eines anderen Rissmusters auf das Leckageverhalten zu untersuchen, wird als Ergänzung zu den Berechnungen des Luftleckageverhaltens des dritten Versuchskörpers das Luftleckageverhalten des zweiten Versuchskörpers untersucht.

Bei einem Vergleich des Rissmusters des zweiten Versuchskörpers in Abbildung 6.28 mit dem Rissmuster des dritten Versuchskörpers in Abbildung 6.17 weist der zweite Versuchskörper trotz desselben Bewehrungslayouts, derselben verwendeten Betonrezeptur und derselben Belastung bei der Erzeugung des

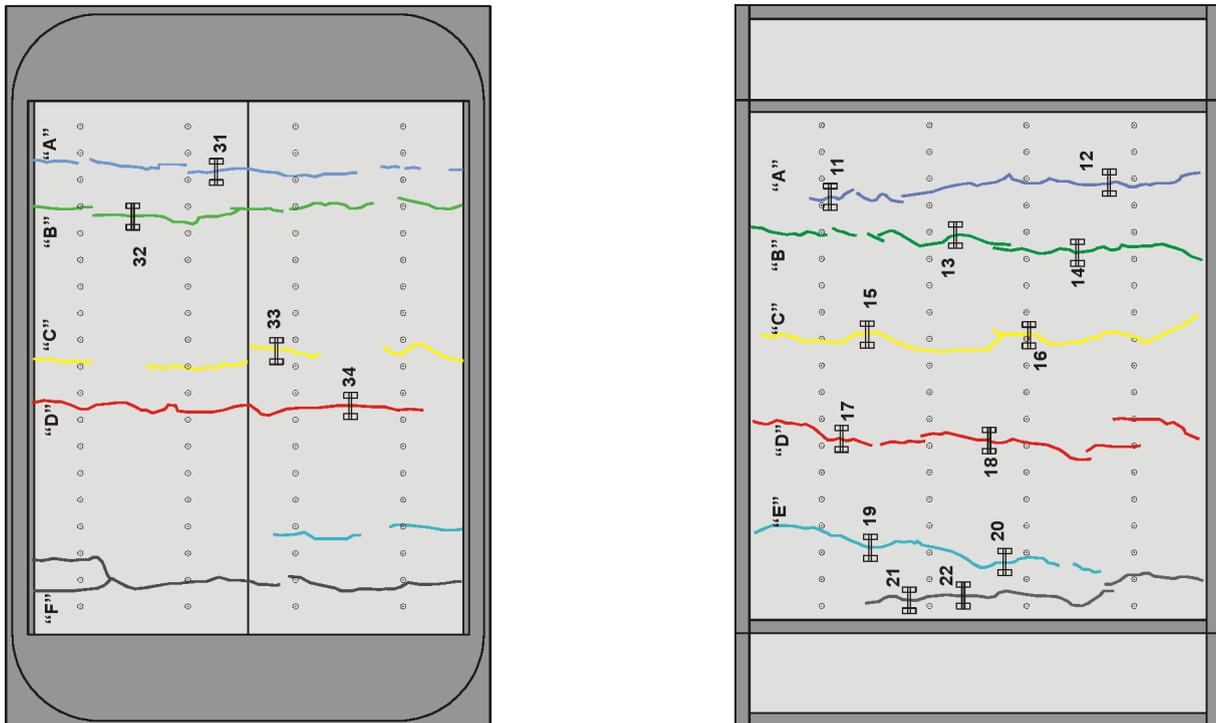


Abbildung 6.28: Rissmuster des zweiten Versuchskörpers von EDF; links: Oberseite, rechts: Unterseite [94]

Rissmusters eine deutlich größere Anzahl an Trennrissen innerhalb des Beobachtungsbereichs wie der dritte Versuchskörper auf.

Getestet wurde der zweite Versuchskörper mit demselben Druckszenario wie der dritte Körper. Der Verlauf des Innendrucks und der über die Hydraulikzylinder aufgebrauchten Zugkraft wird in Abbildung 6.29 gezeigt.

Die für den zweiten Versuchskörper berechneten Rissbreiten auf der Oberseite innerhalb der Druckkammer werden in Abbildung 6.30 mit den gemessenen Rissbreiten verglichen. Für die Messwerte werden erneut zwei Werte angegeben: Die gemessene relative Rissbreitenänderung während des Versuchs und der um die Restrissbreite vergrößerte Absolutwert der Rissbreite, der mit den berechneten Werten vergleichbar ist. Es besteht dabei eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Absolutwerten der Rissbreite. So erfasst die Rechnung die Rissbreitenänderung sowohl als Folge einer Anpassung der aufgebrauchten Kraft als auch aufgrund einer Druckänderung. In Abbildung 6.31 erfolgt ein Vergleich für die berechneten Rissbreiten in der Kontrollkammer mit den gemessenen relativen Rissbreitenänderungen und den um die Restrissbreite vergrößerten Absolutwerten für die gemessenen Rissbreiten. Wie auf der Oberseite gibt die Berechnung auch die Rissbreiten auf der Unterseite gut wieder. Sowohl in den Berechnungen als auch in den Messungen erfolgt bei jeder Erhöhung des Innendrucks eine leichte Vergrößerung der

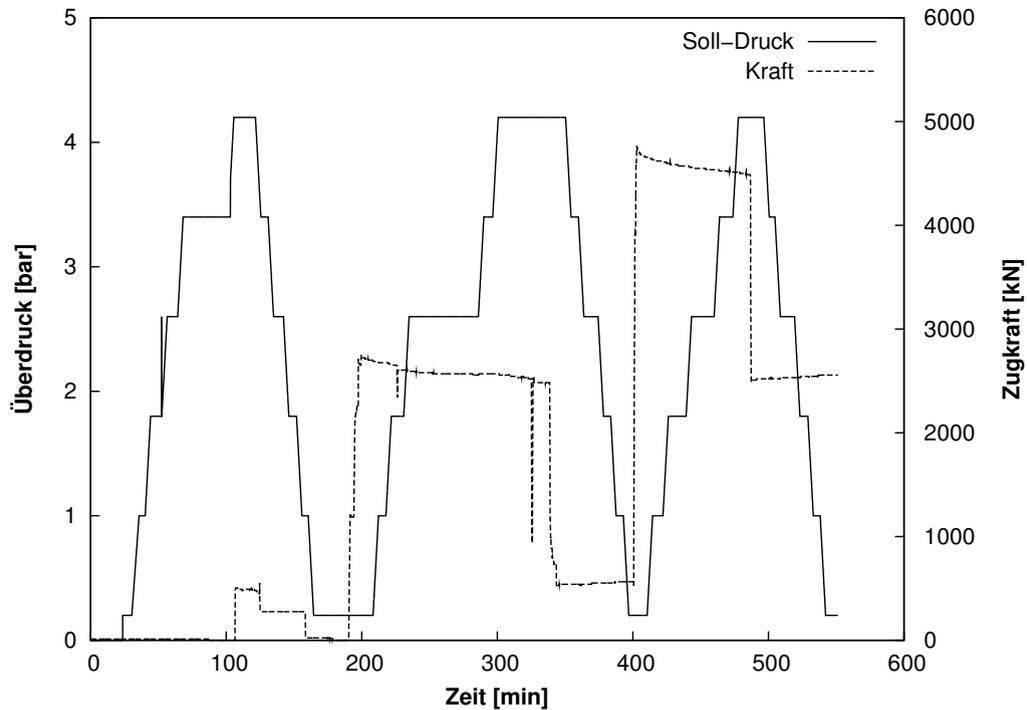


Abbildung 6.29: Verlauf des Innendrucks und der aufgebrachtten Zugkraft während des ersten Lufttests am zweiten Versuchskörper

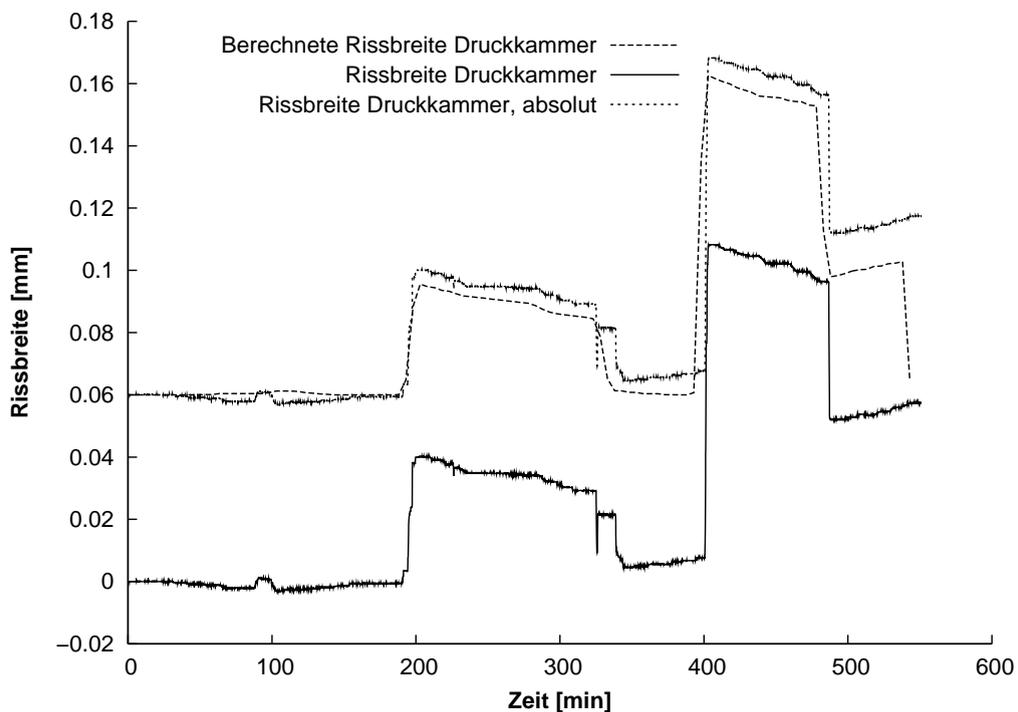


Abbildung 6.30: Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Rissbreiten auf der Oberseite des zweiten Versuchskörpers während des ersten Lufttests

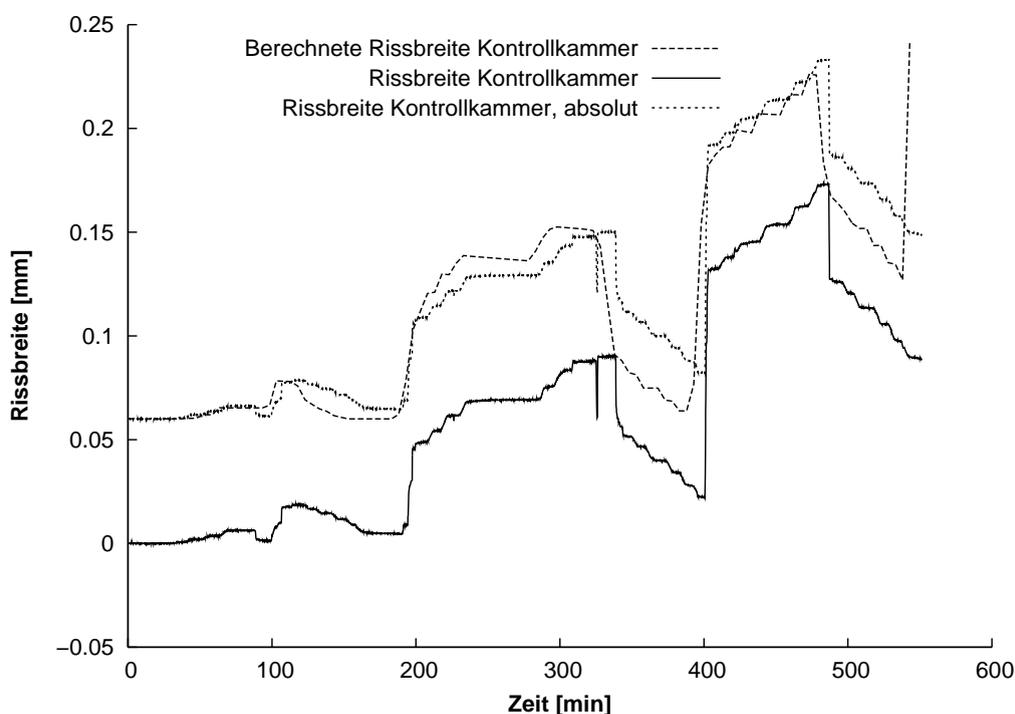


Abbildung 6.31: Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Rissbreiten auf der Unterseite des zweiten Versuchskörpers während des ersten Lufttests

Rissbreite auf der Oberseite: Der Versuchskörper biegt sich leicht nach unten durch. Den Einfluss der Verbundelemente mit einer allmählichen Lasteinleitung von den Versuchskörperenden und den Rissen aus unter gleichzeitiger Abnahme der Stahlspannungen ist in Abbildung 6.32 gut zu erkennen und so nur unter Berücksichtigung des nachgiebigen Verbundverhaltens zu erhalten.

Für die erste Luftleckagemessung wurde für das Turbulenzmodell eine Mischungsweglänge von  $l_m = 0.021 \text{ mm}$  angenommen, die für den dritten Versuchskörper eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Leckageraten ergab. Für den zweiten Versuchskörper überschätzt diese Annahme jedoch die gemessenen Leckageraten für alle Rissbreiten, wie in Abbildung 6.33 ersichtlich wird.

In einer weiteren Rechnung wurde für das Turbulenzmodell der Parameter der Mischungsweglänge auf  $l_m = 0.023 \text{ mm}$  erhöht, um der unterschätzten Rauigkeit der Risswandungen Rechnung zu tragen. Wie in Abbildung 6.34 zu erkennen ist, sinkt die berechnete Leckagerate mit einer Erhöhung des Einflusses der Rissrauigkeit deutlich ab und liegt für die größte Rissöffnung im gemessenen Bereich. Für den geschlossenen Riss und die kleinste Rissöffnung wird die Leckagerate jedoch weiterhin leicht überschätzt.

Verallgemeinernd lässt sich sagen, dass das entwickelte Fluidmodell zusam-

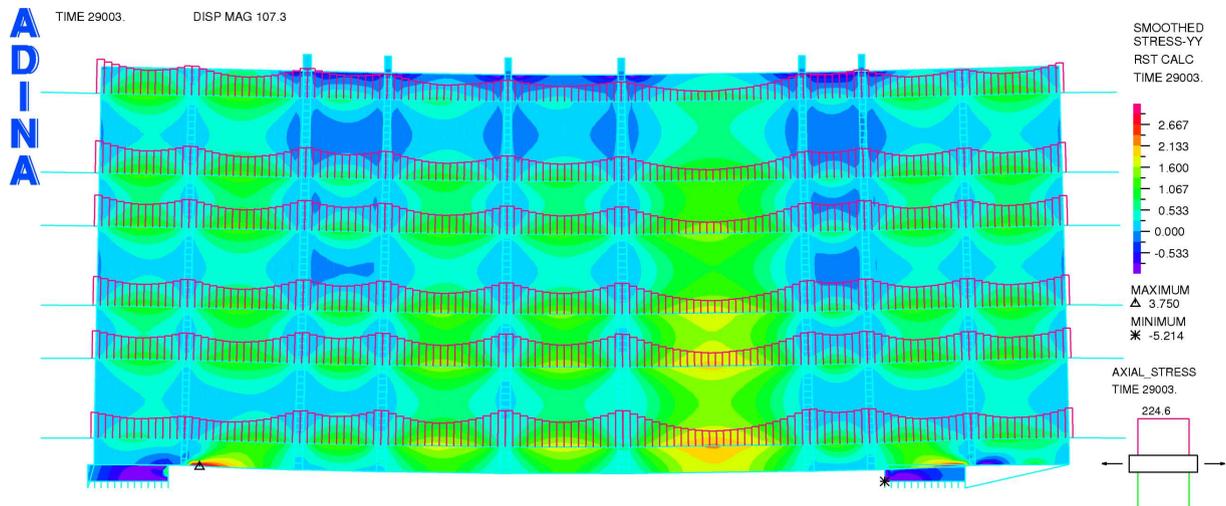


Abbildung 6.32: Beton- und Stahlspannungen für den zweiten Versuchskörper während des ersten Lufttests

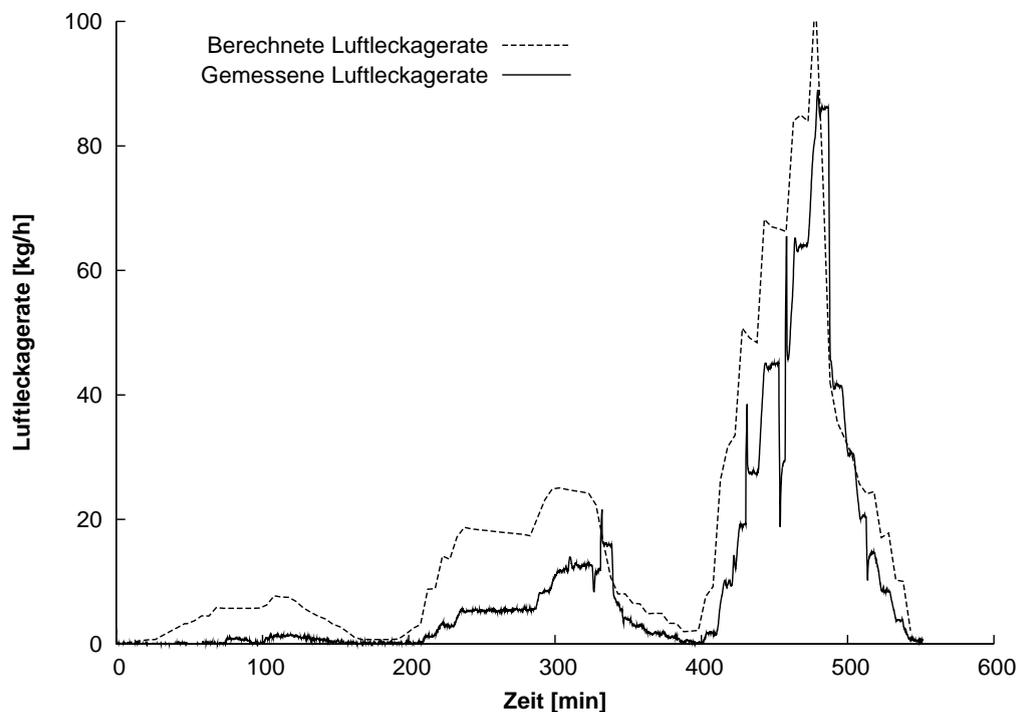


Abbildung 6.33: Vergleich zwischen der berechneten und gemessenen Luftleckagerate während des ersten Lufttests des zweiten Versuchskörpers,  $l_m = 0.021 \text{ mm}$

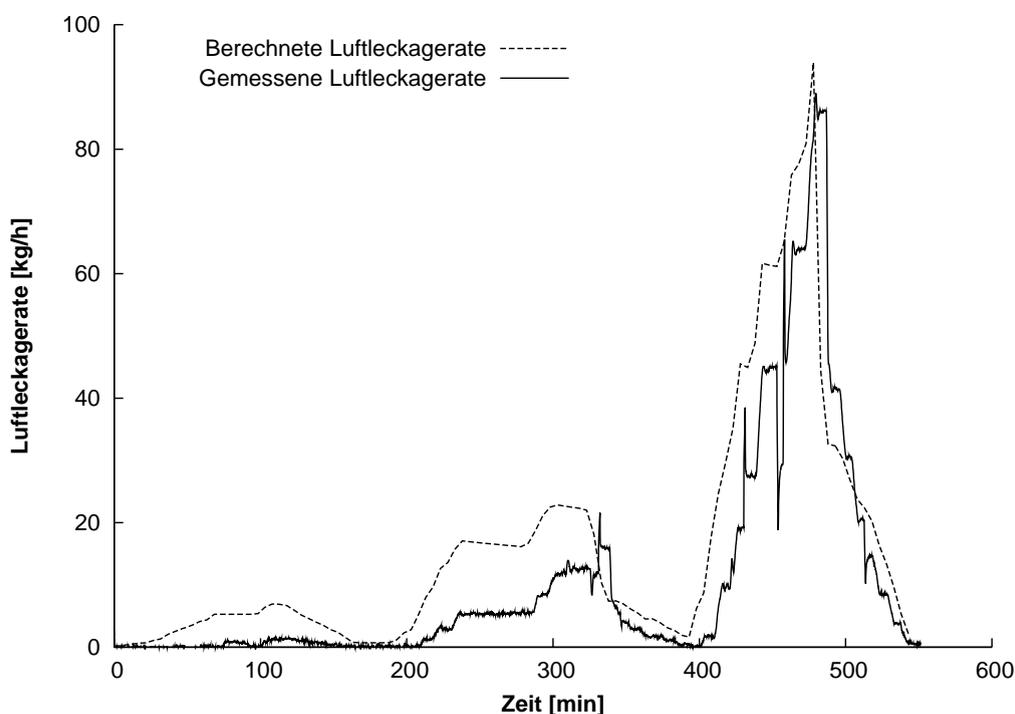


Abbildung 6.34: Vergleich zwischen der berechneten und gemessenen Luftleckagerate während des ersten Lufttests des zweiten Versuchskörpers,  $l_m = 0.023 \text{ mm}$

men mit der realitätsnahen Modellierung der Stahlbetonkonstruktion unter Verwendung von Verbundelementen in der Lage ist, das komplexe Leckageverhalten von Rissen in Beton bei einer Beaufschlagung mit Luft abzubilden.

Die infolge erhöhten Innendrucks vergrößerte Rissbreite der Risse auf der Innenseite zeigt zugleich die Grenzen der empirischen Näherungsformeln auf, die in der Regel von gleichbleibenden Rissbreiten über die gesamte Risslänge ausgehen.

Die am Einzelriss bestimmten Parameter für die Rauigkeit der Risse bieten einen ersten Anhaltspunkt für die zu erwartende Luftleckageraten an gerissenen Stahlbetonwänden. Durch eine erhöhte Rauigkeit und Rissverzweigungen im Bereich der Bewehrungslagen wird die Leckagerate mit an unbewehrten Einzelrissen bestimmten Parametern überschätzt. Beim Vorhandensein von Luftleckagewerten gerissener Stahlbetonwände ist es daher sinnvoll, die Rauigkeitssparameter an den Versuchswerten nochmals nachzukalibrieren.

Wurden keine speziellen Luftleckageversuche an gerissenen Stahlbetonwänden durchgeführt, so werden die tatsächlich zu erwartenden Luftleckageraten auf der sicheren Seite liegend leicht überschätzt, wenn die Berechnung mit einer Mischungsweglänge durchgeführt wird, die an einem Einzelriss bestimmt wurde.

## 6.5 Dampfleckage durch Wandsegment

Von der ersten Versuchsserie an gerissenen, repräsentativen Wandsegmenten, deren Leckageverhalten bei einer Beaufschlagung mit Dampf getestet wurde, wird im Folgenden der zweite Versuch am dritten Versuchskörper exemplarisch berechnet.

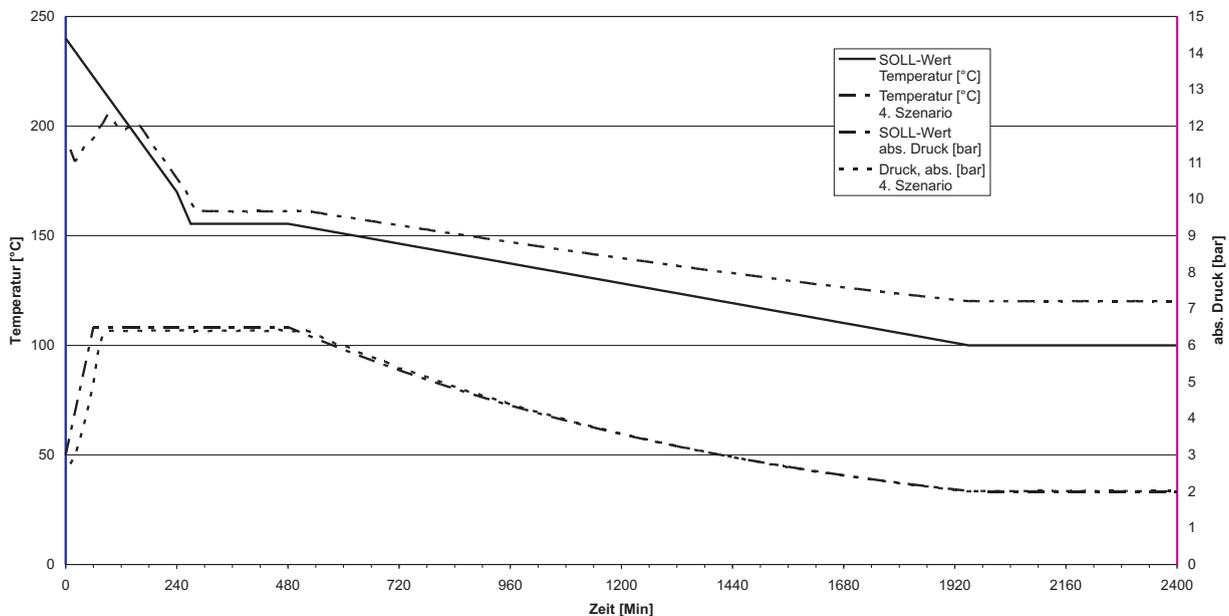


Abbildung 6.35: Vergleich zwischen dem Soll-Szenario und dem getesteten Szenario für den Versuch GRS-VK3-2

Beaufschlagt wurde der Versuchskörper mit einem Szenario, das sich leicht von dem ursprünglich geplanten Versuchsszenario in Abschnitt 3.2.2 unterschied. Das für den Versuch GRS-VK3-2 verwendete Szenario wird in Abbildung 6.35 gezeigt.

Im Gegensatz zu dem ursprünglichen Szenario, das einen variablen Luftanteil vorsah, wurden die Tests ausschließlich mit überhitztem Dampf durchgeführt. Die Dampftemperatur wurde dabei so gewählt, dass sie stets etwa 20 °C oberhalb der jeweiligen Kondensationstemperatur in der Druckkammer lag, um eine Kondensation in der Druckkammer zu vermeiden und die Risse ausschließlich mit Dampf zu beaufschlagen. Auch bei der Annahme eines leichten Temperaturgefälles von der Einlass- hin zur Auslassseite der Druckkammer sollte es zu keiner nennenswerten Kondensation des Dampfes gekommen sein. Um die Stabilität der numerischen Simulation zu erhöhen, wurde bei der Berechnung ein geringer Luftanteil von einem Promille der Gesamtmasse angesetzt. Der Einfluss dieser geringen Luftmasse auf die freiwerdende latente Wärme im Falle einer Kondensation ist vernachlässigbar.

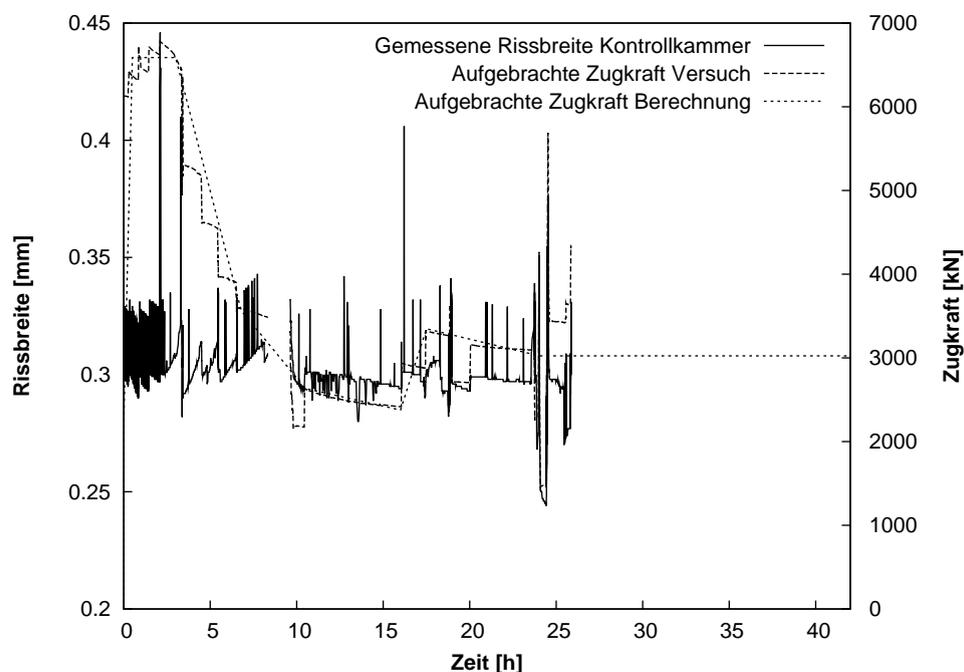


Abbildung 6.36: Zugkraft für den Versuch GRS VK3-2, mittlere Rissbreite

Zusätzlich zu der Dampfbeaufschlagung wurde die mittlere Rissbreite auf der Unterseite des Versuchskörpers durch das Aufbringen einer Zugkraft konstant auf  $0.3 \text{ mm}$  gehalten. Der Verlauf der Rissbreite auf der Unterseite und der aufgebrachten Zugkraft wird in Abbildung 6.36 gezeigt. Für die numerische Simulation dieses Versuches wurde die aufgebrachte Zugkraft gleichmäßig auf die Bewehrungsstäbe auf der aktiven, rechten Seite verteilt und geglättet. Für die Berechnung dieses Versuches wurde für die Berücksichtigung der turbulenten Durchströmung des Risses für den Parameter der Mischungsweglänge derselbe Wert  $0.02 \text{ mm}$  verwendet, der sich bei der Berechnung der Luftleckage durch einen unbewehrten Einzelriss als am geeignetsten für einen Beton mit einem Größtkorn von  $32 \text{ mm}$  erwiesen hat. Im vorangegangenen Kapitel 6.4 konnte die Übertragbarkeit der an einem Einzelriss bestimmten Mischungsweglänge auf die Berechnung repräsentativer, bewehrter Wandsegmente bei einer Beaufschlagung mit Luft gezeigt werden. Mit diesem Beispiel soll überprüft werden, ob auch eine Übertragbarkeit auf das Dampfleckageverhalten repräsentativer Wandsegmente möglich ist.

Für das Strukturmodell wurde das bereits bei der Luftleckageuntersuchung an den repräsentativen Wandsegmenten beschriebene Finite-Element-Modell als Grundlage genommen und die Position sowie die Anzahl der diskreten Trennrisse an das experimentell bestimmte Rissmuster in Abbildung 6.37 angepasst. Gemessen wurde während des Versuches die Veränderung der Rissöffnungen

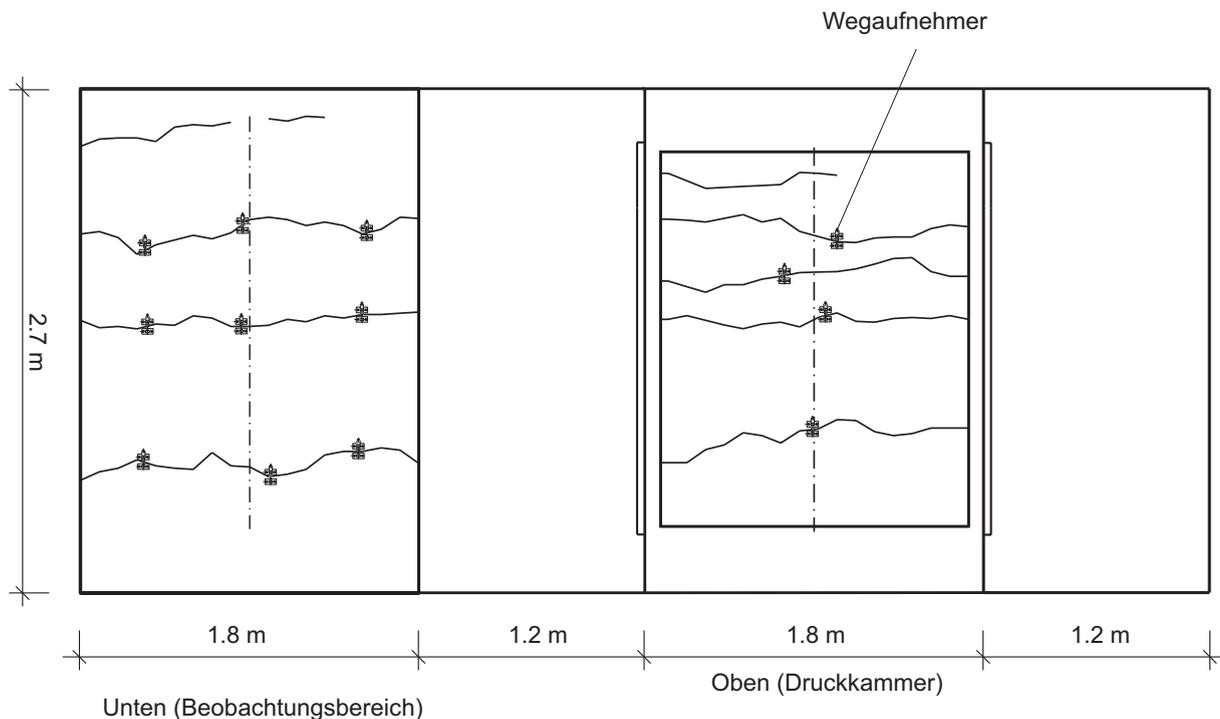


Abbildung 6.37: Rissbild des dritten Versuchskörpers VK3 [26]

mit 4 Wegaufnehmern auf der Oberseite des Versuchskörpers innerhalb der Druckkammer sowie mit 12 Wegaufnehmern in der Kontrollkammer auf der Unterseite. Bei diesem Versuch wurden die Wegaufnehmer vor Versuchsbeginn so abgeglichen, dass sie die an den jeweiligen Stellen optisch gemessenen Rissbreiten bei unbelastetem Versuchskörper anzeigen. Dadurch ist eine direkte Vergleichbarkeit der gemessenen Rissbreiten mit den absoluten Rissbreiten des numerischen Modells gegeben.

In Abbildung 6.38 wird für diesen Versuch die gemessene mit der berechneten Wasserleckagerate verglichen. Beide Kurven zeigen nach einem anfänglichen Peak in der Leckagerate einen schnellen, starken Abfall, wobei die berechnete noch etwas schneller abfällt als die gemessene Leckagerate. Die Ursache dafür ist in der Abweichung der berechneten von der gemessenen mittleren Rissbreite auf der Oberseite des Versuchskörpers zu suchen, die in Abbildung 6.39 deutlich wird. In den ersten 15 Stunden liegt die berechnete dabei deutlich unterhalb der gemessenen Rissbreite, was einen deutlichen Einfluss auf die Durchflussrate hat. Ab einem Zeitpunkt von etwa 15 Stunden nähert sich die berechnete wieder der gemessenen Rissbreite an, gleichzeitig liegen ab diesem Zeitpunkt auch die berechneten wieder im Bereich der gemessenen Leckageraten. Dieses Beispiel zeigt die Bedeutung einer guten Abbildung des Strukturverhaltens auf die Genauigkeit der Berechnung des Leakageverhaltens.

Messwerte über die Temperaturverteilung innerhalb des Versuchskörpers lie-

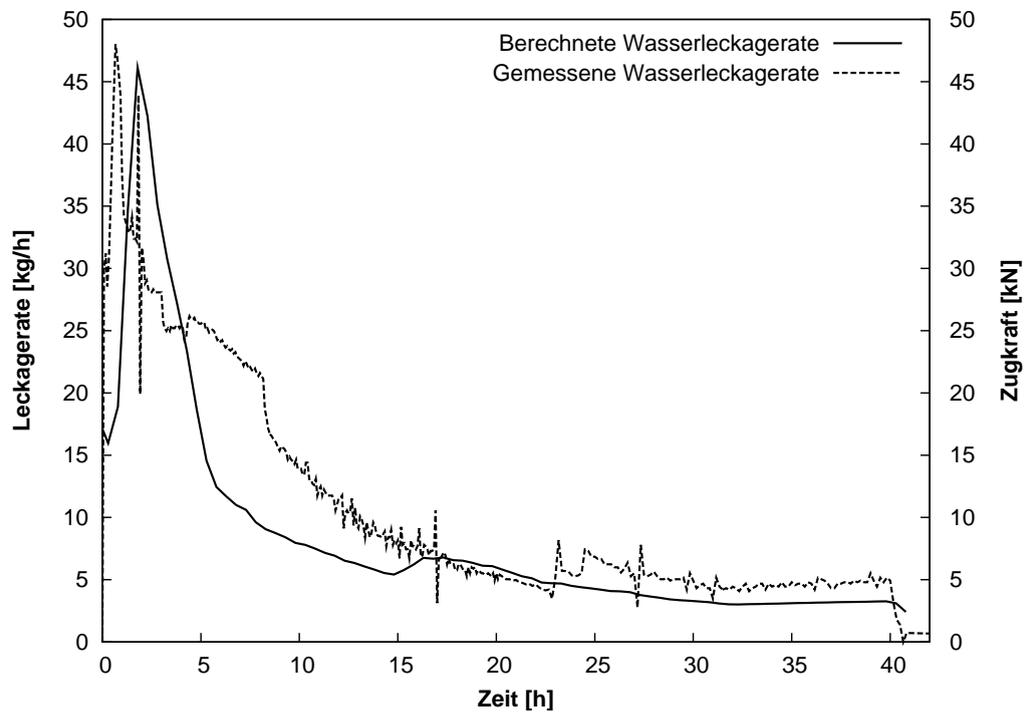


Abbildung 6.38: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Leckageraten für den Versuch GRS-VK3-2

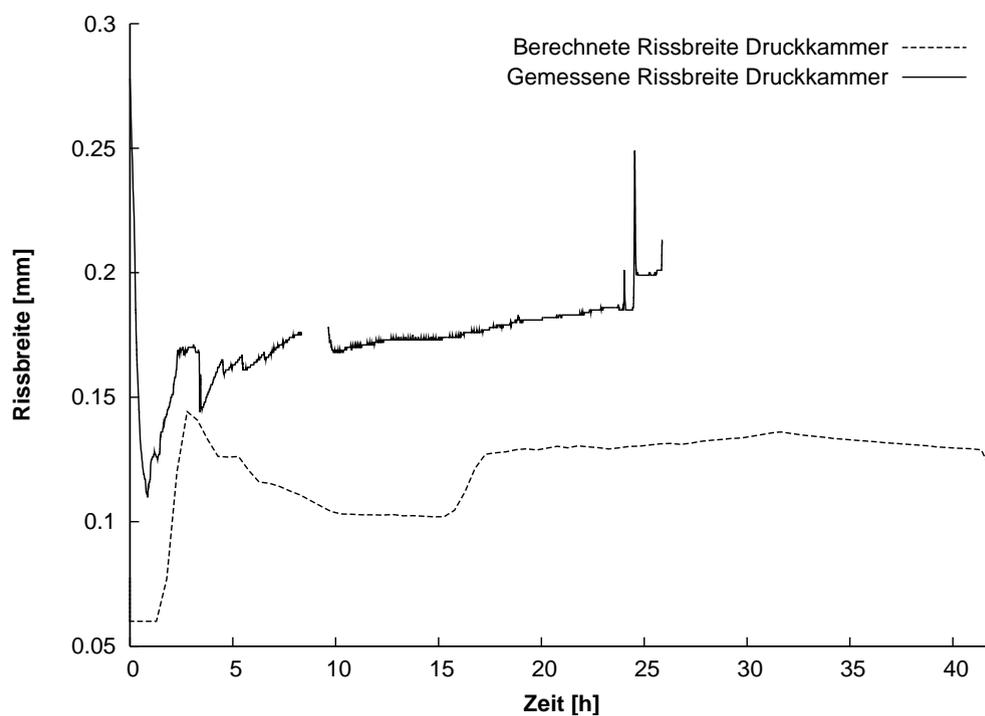


Abbildung 6.39: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Rissbreiten auf der Versuchskörperoberseite für den Versuch GRS-VK3-2

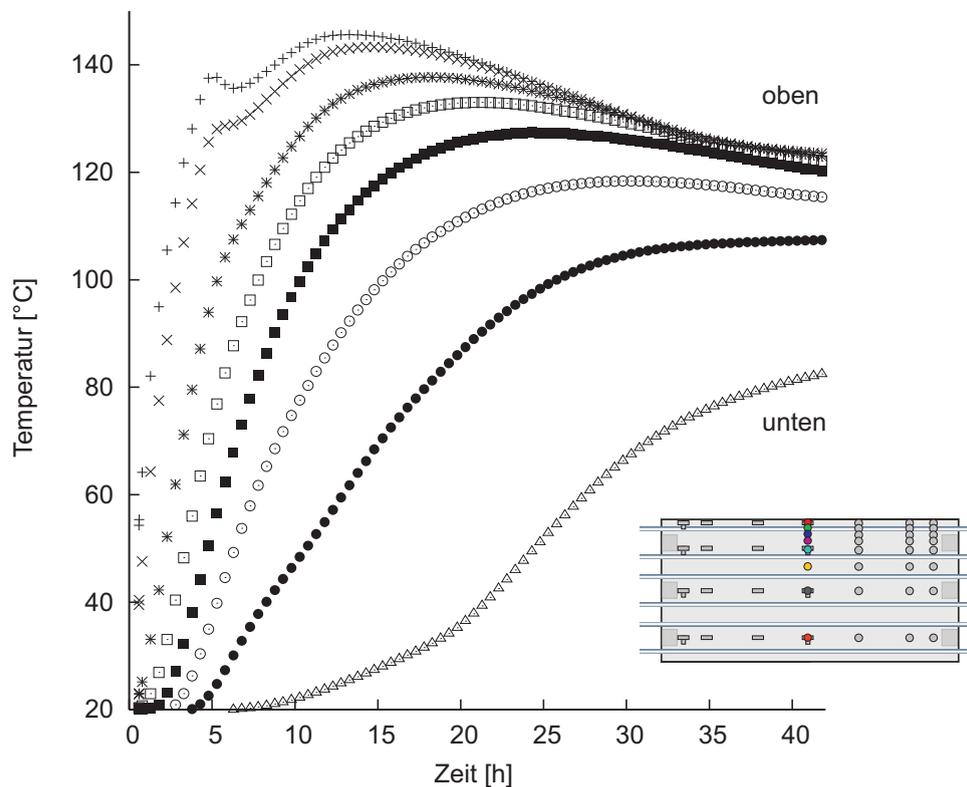


Abbildung 6.40: Temperaturentwicklung innerhalb des Versuchskörpers für den Versuch GRS VK3-2

gen nicht vor, da es während des Versuchs infolge eines Kurzschlusses zu einem Ausfall der Messwertaufzeichnung gekommen ist. In Abbildung 6.40 werden dennoch die Verläufe der berechneten Temperaturen in der Mittelachse des Versuchskörpers gezeigt. Für die Höhenlagen der Temperaturentnehmer wurde dieselbe Verteilung gewählt wie bei den Luft-Dampf-Versuchen der zweiten Versuchsserie (siehe Abbildung 3.21, Seite 66). Der Einfluss des verwendeten Szenarios mit einem Temperaturmaximum des Dampfes in den ersten 8 Stunden des Versuches mit einer anschließenden, langsamen Reduzierung der Dampftemperatur in den folgenden 24 Stunden auf eine verbleibende Temperatur von 120 °C ist auch bei den berechneten Temperaturen sichtbar: Bei den obersten Aufnehmern ist eine Reduzierung der Temperatur erkennbar, während die Temperatur bei den tiefer liegenden Aufnehmern weiter ansteigt.

Ein ähnliches Verhalten lag auch bei dem zweiten Versuchskörper für die GRS vor, bei dem aufgrund eines Ausfalls der seitlichen Abdichtungen eine Unsicherheit in Bezug auf die gemessene Leckagerate besteht. Somit wurde der dritte Versuchskörper für den Vergleich mit der numerischen Berechnung herangezogen und nicht der zweite.

Wie das Beispiel gezeigt hat, lässt sich der qualitative Verlauf der Leckagerate mit Hilfe des entwickelten numerischen Modells berechnen. Zugleich ist die

genaue Beschreibung der Rissbreitenentwicklung von großer Bedeutung für die Genauigkeit der Vorhersage der Leckageraten. Die Temperaturentwicklung innerhalb des Versuchskörpers hat dabei einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Verformung des Versuchskörpers und wird ihrerseits durch die Leckagerate und die dabei in den Versuchskörper eingebrachte Energie nicht unerheblich beeinflusst.

## 6.6 Luft-Dampfleckage durch Wandsegment

Für die Luft-Dampf-Versuche an gerissenen Wandsegmenten, die in einer zweiten Versuchsserie am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie für EDF durchgeführt wurden, liegen die meisten Messwerte vor. Neben den gemessenen Luft- und Wasserleckageraten gibt es Daten von 32 einbetonierten Temperatureaufnehmern und 48 einbetonierten Dehnungsaufnehmern. Ferner wurde die Veränderung der Rissbreite mit 2 bis 4 Wegaufnehmern auf der Oberseite in der Druckkammer und bis zu 12 Wegaufnehmern auf der Unterseite in der Kontrollkammer gemessen. Genauere Informationen zur Versuchsdurchführung finden sich im Abschnitt 3.2 und bei Stegemann [91].

Die Modellierung der Versuchskörper mit einem zweigeteilten Modell, bestehend aus einem Struktur-Modell und einem Fluid-Modell, die iterativ gelöst werden, wurde bereits in Abschnitt 6.4 beschrieben.

Im Vergleich zu den Luftleckageversuchen wurden die thermischen Eigenschaften des Betons für die Luft-Dampf-Leckage zusätzlich benötigt. In einer ersten Rechnung wurden von EDF bestimmte Eigenschaften für die Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität des Betons verwendet, bevor in weiteren Berechnungen diese Eigenschaften temperaturabhängig berücksichtigt wurden. Die temperaturabhängigen Eigenschaften des Betons auf das Ergebnis beeinflussen zwar die Temperaturverteilung innerhalb des Betons, der grundsätzliche, qualitative Verlauf der Leckagerate ist jedoch vergleichbar.

Die Kontrollkammer unterhalb der Versuchskörper wurde bei den Berechnungen nicht diskret modelliert. Die Unterseite des Versuchskörpers, die zur Kontrollkammer hinzeigt, wurde jeweils vereinfachend mit einer Konvektionsrandbedingung und einer konstanten Umgebungstemperatur von 293.15 K oder 20°C versehen. Der Konvektionskoeffizient wurde im Bereich zwischen  $4 \frac{\text{kg}\cdot\text{m}}{\text{s}^3\cdot\text{K}}$  und  $12 \frac{\text{kg}\cdot\text{m}}{\text{s}^3\cdot\text{K}}$  variiert.

Auch die Druckkammer auf der Oberseite wurde nicht im Modell abgebildet. Stattdessen wurde der Druck in der Druckkammer im Strukturmodell als Druckbelastung direkt auf die Versuchskörperoberseite aufgebracht. Für die Berechnung der Durchflussrate im Fluidmodell wurden die Risse mit einer „Einlauf-

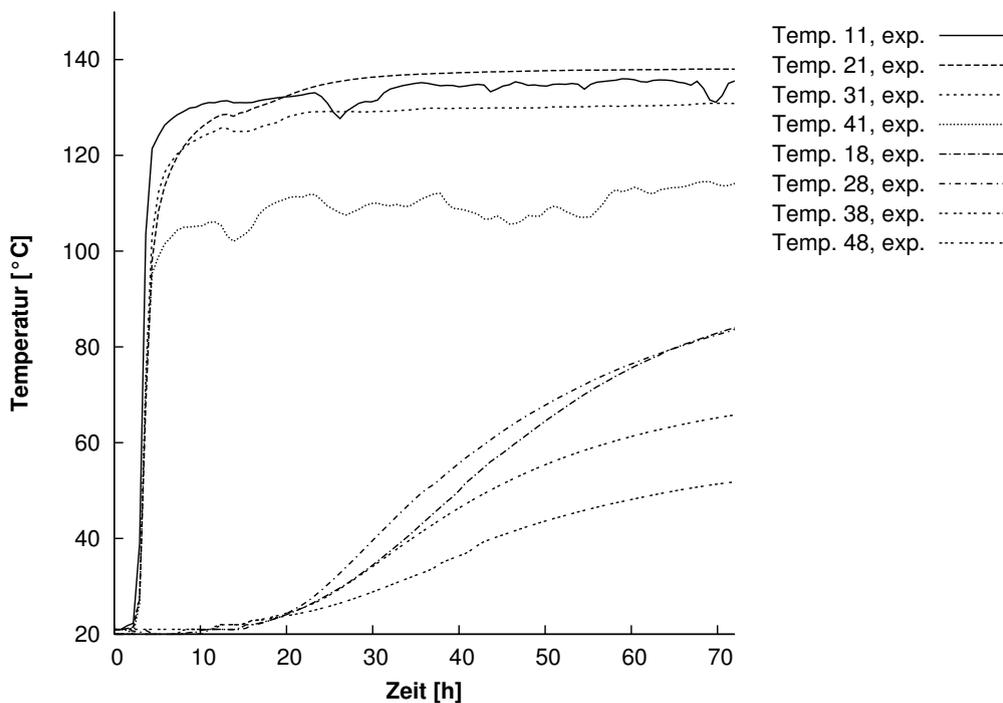


Abbildung 6.41: Vergleich der gemessenen Temperaturen für die 4 obersten Temperaturlaufnehmer T11 bis T41 und die tiefsten Temperaturlaufnehmer T18 bis T48 für den Luft-Dampf-Versuch EDF-VK3-1

strecke“ mit konstanter Temperatur entsprechend der Temperatur in der Druckkammer und einer Druckrandbedingung am Einlass der „Einlaufstrecke“ beaufschlagt.

In der Realität hingegen wird die Temperatur in der Druckkammer nicht konstant sein, sondern es wird sich ein Temperaturgefälle von der Einlassseite über dem festen Widerlager zur Auslassseite über der aktiven Seite mit den Hydraulikzylindern entwickeln. An Messdaten steht jedoch nur die mittlere Temperatur in der Druckkammer zur Verfügung.

In Abbildung 6.41 werden die gemessenen Temperaturen direkt unterhalb der Betonoberfläche für die 4 Positionen der Temperaturlaufnehmer dargestellt. Dabei ist ein deutliches Temperaturgefälle von den Temperaturlaufnehmern T11, T21 und T31 zu dem am Rand des Versuchskörpers und in der Nähe des Auslasses liegenden Temperaturlaufnehmer T41 zu erkennen. Bei den am weitesten von der beaufschlagten Seite entfernten Temperaturlaufnehmern T18 bis T48 liefern die beiden inneren Aufnehmer T18 und T28 sehr ähnliche Werte. Im Vergleich dazu zeigt der am Versuchskörperende befindliche Aufnehmer T48 etwa 40°C niedrigere Temperaturen an. Eine Möglichkeit dafür könnte zum einen eine niedrigere Temperatur in der Druckkammer zum Auslass hin sein, zum anderen auch ein Wärmeverlust über die Seiten des Versuchskörpers zur Umgebung hin.

Dieser Effekt lässt sich in der durchgeführten zweidimensionalen Berechnung des Versuches nicht abbilden.

### 6.6.1 Berechnung des 1. Luft-Dampfversuchs am 3. Versuchskörper

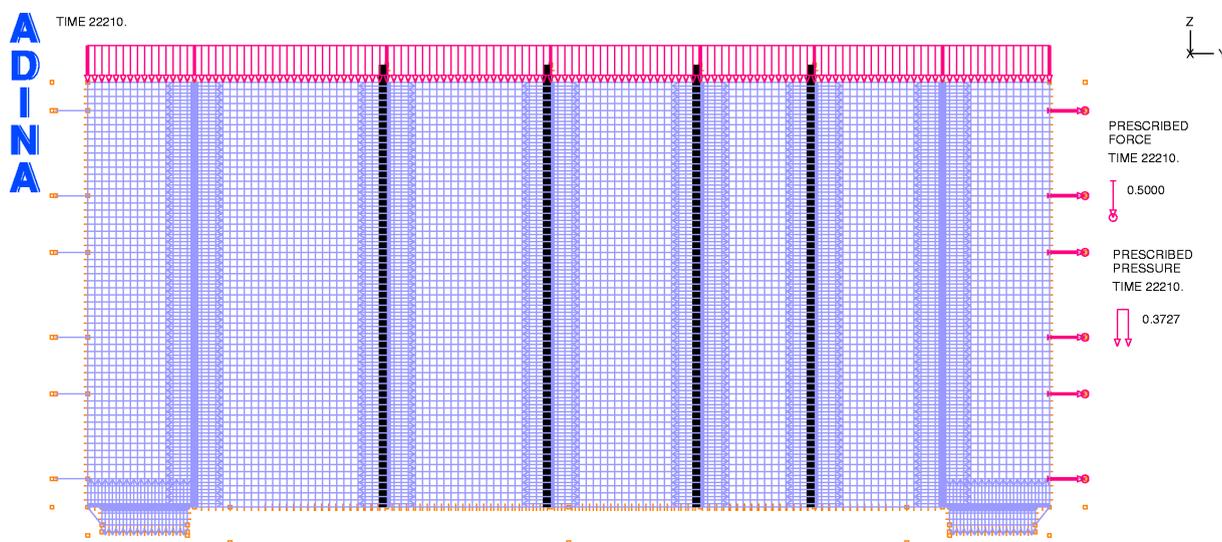


Abbildung 6.42: Finite-Element-Netz für die Strukturberechnung des Luft-Dampf-Leckageversuchs VK3-1

Für den dritten Versuchskörper von EDF wurden bei der Erzeugung des Rissbildes vier durchgehende Trennrisse innerhalb des Beobachtungsbereiches und zwei Trennrisse jeweils an den Enden des Beobachtungsbereiches im Lasteinleitungsbereich erzeugt. In Abbildung 6.17 auf Seite 203 wird das erhaltene Rissbild für die Ober- und die Unterseite des Versuchskörpers gezeigt. Die beiden für den dritten Versuchskörper erstellten Fluid- und Strukturmodelle werden in den Abbildungen 6.43 und 6.42 dokumentiert.

Für die Berechnung wurden für die Beaufschlagung des Versuchskörpers mit dem Luft-Dampf-Gemisch die Soll-Bedingungen verwendet. So soll innerhalb der gesamten Druckkammer keine Kondensation des Dampfanteils des Luft-Dampf-Gemisches erfolgen, obwohl im Versuch der Mittelwert der Temperatur genau der Kondensationstemperatur entspricht.

Betrachtet man die im Versuch gemessene Leckagemenge im Verhältnis zur aufgetragenen Zugkraft in Abbildung 3.25 auf Seite 69, so steht die Erhöhung der Leckagerate nach etwa 12 Stunden in Zusammenhang mit der deutlichen Erhöhung der aufgetragenen Zugkraft zu diesem Zeitpunkt. Für die Berechnung

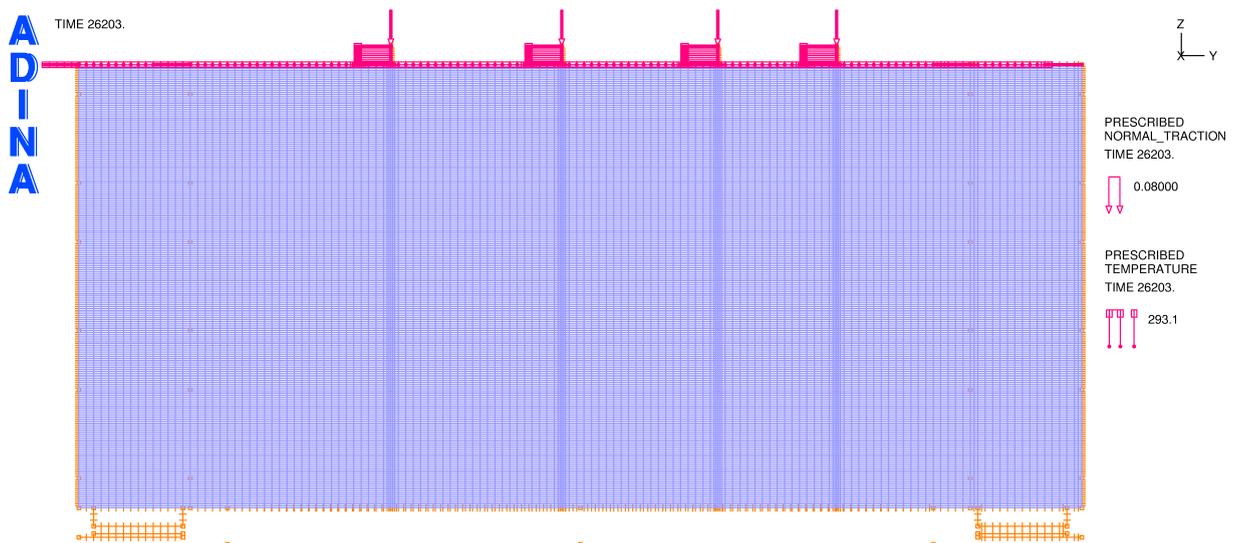


Abbildung 6.43: Finite-Element-Netz für die Fluidberechnung des Luft-Dampf-Leckageversuchs VK3-1

wird daher die Zugkraft entsprechend der Zugkraft im Versuch zeitabhängig aufgebracht.

Vergleicht man nun die gemessenen Leckageraten für Luft und Wasser mit den berechneten in Abbildung 6.44, so ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Kurz nach Beginn des Versuches verringern sich die Leckageraten mit Schließen der Risse auf der Oberseite infolge der Temperatúrausdehnung des Betons. Mit Erhöhung der aufgetragenen Zugkraft nach 12 Stunden steigen sowohl die gemessenen als auch die berechneten Leckageraten an und nähern sich langsam einem stationären Wert, ohne ihn jedoch während der 72-stündigen Versuchsdauer zu erreichen. Für die ersten 40 Stunden liegt die berechnete Luftleckagerate im Bereich der gemessenen und steigt später leicht an, während die gemessene Luftleckagerate leicht abfällt. Dagegen liegt die berechnete Wasserleckagerate zu Beginn des Versuches unterhalb der gemessenen Wasserleckagerate, nähert sich gegen Versuchsende aber immer stärker der gemessenen Wasserleckagerate an.

Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten liegt im konstanten Massenverhältnis zwischen Luft und Dampf in der Berechnung. Es wird am Risseintritt entsprechend dem Sollscenario von 63 Massenprozent Wasser und 37 Massenprozent Luft eingestellt und bleibt über die gesamte Risslänge bis zum Rissaustritt konstant. Zurückzuführen ist dies auf das verwendete Homogeneous Equilibrium Modell für die Modellierung der Zweiphasenströmung, das von gleichen Geschwindigkeiten zwischen den Phasen ausgeht. Im Versuch hingegen unterscheidet sich das Massenverhältnis des Dampf-Luft-Gemisches, das in die Druckkammer eingeleitet wurde von dem, das sich aus der Luft- und Wasser-

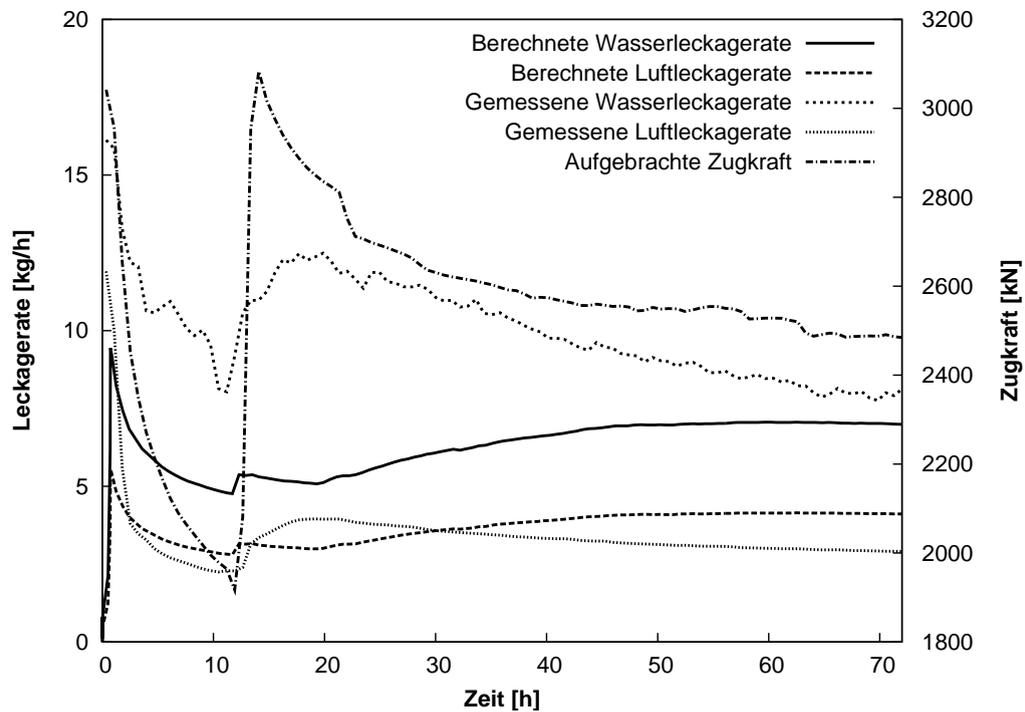


Abbildung 6.44: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Leckageraten für Luft-Dampftest VK3-1 und aufgebrachter Zugkraft

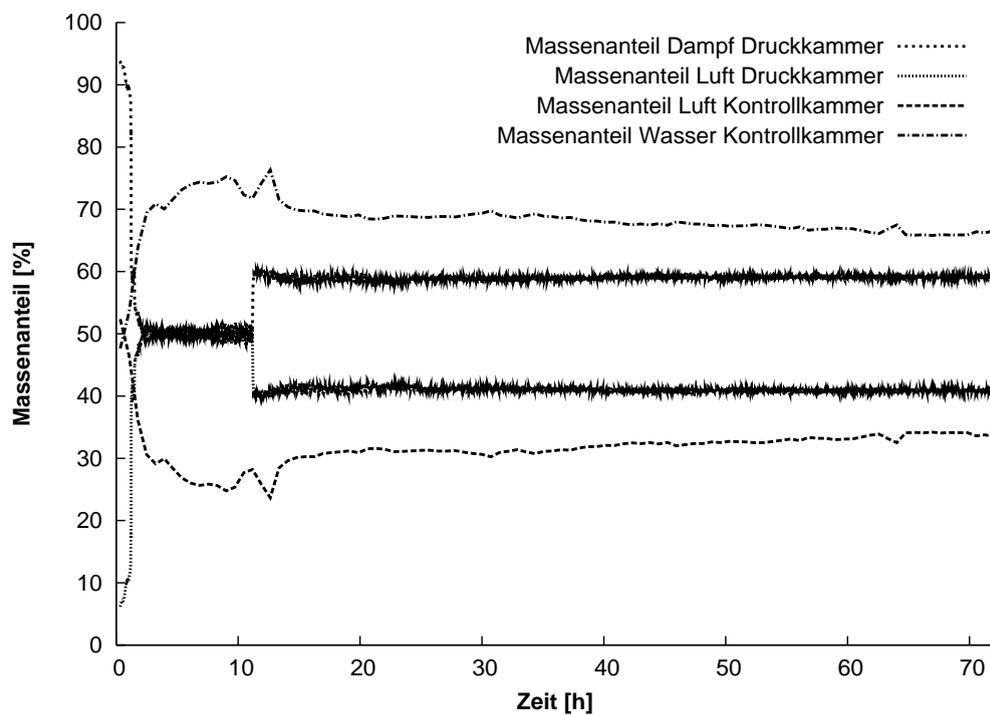


Abbildung 6.45: Vergleich der gemessenen Massenanteile in der Druckkammer und der Kontrollkammer

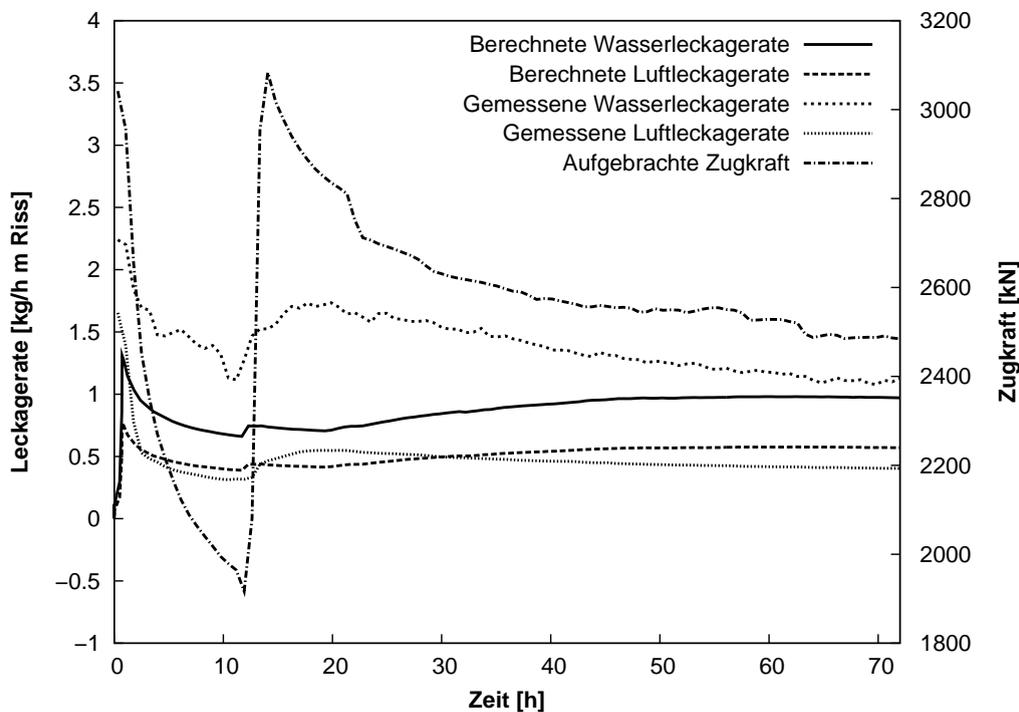


Abbildung 6.46: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Leckageraten für Luft-Dampfrest VK3-1 und aufgebrachter Zugkraft bezogen auf einen Meter Risslänge

leckagerate in der Kontrollkammer bestimmen lässt. Während ab einem Zeitpunkt von etwa 12 Stunden durch die Druckkammer ein Luft-Dampf-Gemisch mit einem Massenverhältnis von etwa 60 Massenprozent Dampf zu 40 Massenprozent Luft geströmt ist, wurde in der Kontrollkammer ein Massenverhältnis von etwa 70 Massenprozent Dampf zu 30 Massenprozent Luft gemessen (siehe Abbildung 6.45). Während der ersten 12 Stunden wurde dagegen ein Massenverhältnis von etwa 50 zu 50 Massenprozent Dampf zu Luft in die Druckkammer eingeleitet. Das in der Kontrollkammer aufgefangene Gemisch wies hingegen über die gesamte Versuchsdauer einen deutlich höheren Massenanteil an kondensiertem Wasser auf als an Luft. Eine mögliche Ursache dafür liegt in einer teilweisen Kondensation des Dampfes bereits in der Druckkammer und einer daraus folgenden Einpressung von Wasser in die Risse.

Auch bei diesem Versuch wird exemplarisch die Leckagerate in Abbildung 6.46 auf einen Meter Risslänge bezogen. Im Vergleich zu einer Luftleckagerate von etwa  $3 \text{ kg/hmRiss}$  bei einem unbewehrten Einzelriss mit  $0.1 \text{ mm}$  Rissweite in Abbildung 6.4 ist die Luftleckagerate bei dem durchgeführten Luft-Dampfleckageversuch am gerissenen Wandsegment deutlich reduziert.

In Abbildung 6.47 wird die jeweils am Risseintritt und Rissaustritt berechnete mittlere Geschwindigkeit über die Versuchsdauer gezeigt. Deutlich zu erkennen

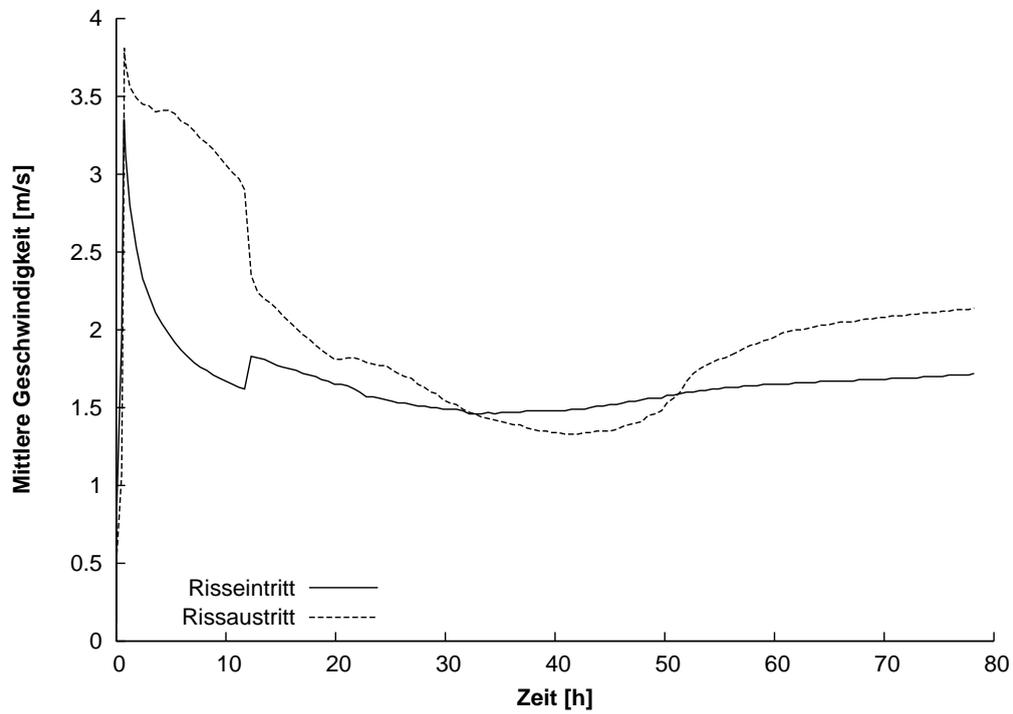


Abbildung 6.47: Vergleich der berechneten mittleren Risseintritts- und Rissaustrittsgeschwindigkeit

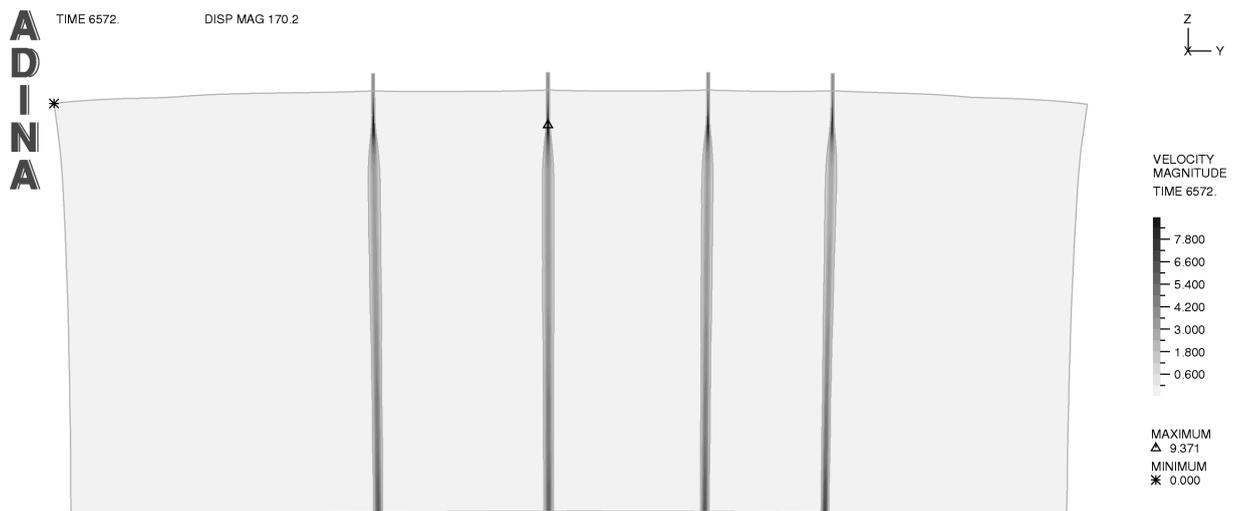


Abbildung 6.48: Geschwindigkeit in den Rissen nach 1h:50min Versuchsdauer in Metern pro Sekunde

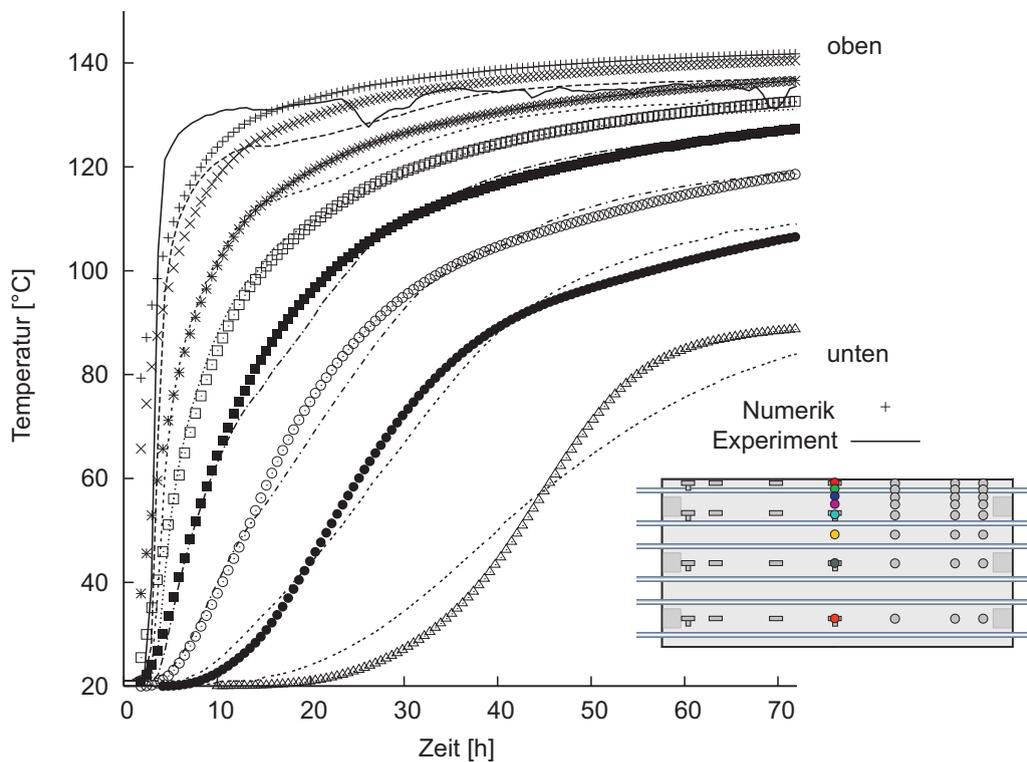


Abbildung 6.49: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen für Luft-Dampftest VK3-1 in der Versuchskörpermitte

ist auch hier die Auswirkung der weiter geöffneten Risse infolge der Erhöhung der aufgetragenen Zugkraft nach etwa 12 Stunden Versuchsdauer. Während auf der Risseintrittsseite die mittlere Geschwindigkeit nur leicht ansteigt, fällt auf der Rissaustrittsseite durch die hier deutlich größere mittlere Rissbreite die mittlere Geschwindigkeit deutlich ab. Den Verlauf der Geschwindigkeit über die Risslänge und die Rissbreite zeigt exemplarisch Abbildung 6.48. Die höchsten Geschwindigkeiten werden dabei mit Werten bis zu  $9 \text{ m/s}$  in den oberen Bereichen der Risse beobachtet, in denen die Rissbreite durch die Wärmeausdehnung des Betons am geringsten und der Druck im Vergleich zum Risseinlass bereits abgefallen ist. Im weiteren Verlauf der Rissdurchströmung liegt die Strömungsgeschwindigkeit zwischen  $2.5$  und  $4 \text{ m/s}$  und damit deutlich niedriger.

In Abbildung 6.49 wird ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen in der Versuchskörpermitte gezeigt. Über die gesamte Versuchskörperdicke ist dabei eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Temperaturen zu erkennen. Im Gegensatz zu den hier gezeigten Ergebnissen für die gekoppelte Fluid-Struktur-Berechnung unter Berücksichtigung der freiwerdenden Kondensationsenergie war es mit einer reinen Temperaturberechnung nicht möglich, den Temperaturanstieg insbesondere im unteren Bereich des Versuchskörpers auch nur annähernd abzubilden. Die

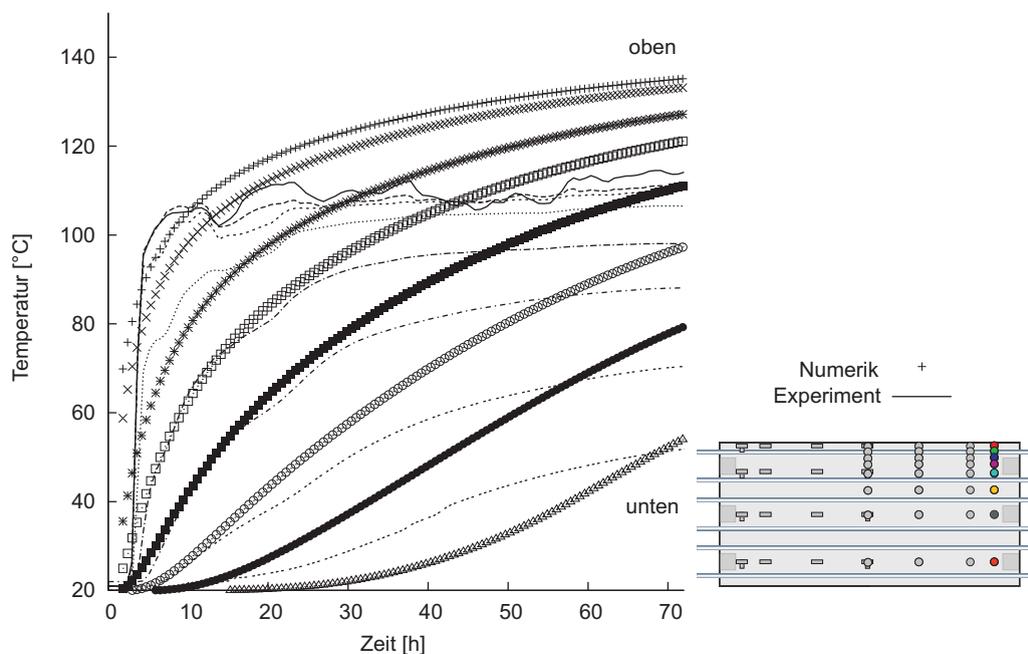


Abbildung 6.50: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen für Luft-Dampftest VK3-1 am Versuchskörperende

Berücksichtigung der Kondensation des Dampfanteils mit einer über die Dauer des Versuches von der Druckkammer in Richtung Kontrollkammer auf der Versuchskörperaußenseite voranschreitenden Kondensationsfront erscheint daher für die numerische Simulation des Leckageverhaltens einer gerissenen Stahlbetonwand bei einer Beaufschlagung mit einem Luft-Dampf-Gemisch von großer Bedeutung zu sein.

Im Gegensatz zur Versuchskörpermitte lassen sich die Temperaturen am Rand des Versuchskörpers auf der Ausströmseite nur bedingt durch das gewählte numerische Modell simulieren, wie Abbildung 6.50 zeigt. Möglicherweise ist das Luft-Dampf-Gemisch in der Druckkammer bis zu dieser Stelle schon abgekühlt, was sich durch die niedrigere Temperatur des randnahen Temperaturnehmern T41 im Vergleich zum mittigen Temperaturnehmern T11 in Abbildung 6.41 andeutet. Da dafür jedoch keine ausreichenden Messwerte zur Temperaturentwicklung und zur Strömung innerhalb der Druckkammer zur Verfügung stehen, wird auf eine Berücksichtigung eines Temperaturgefälles innerhalb der Druckkammer in der numerischen Simulation verzichtet. Eine weitere mögliche Ursache für die niedrigeren Temperaturen sind Wärmeverluste zur Seite und zum Ende des Versuchskörpers hin, die in der zweidimensionalen Berechnung außer acht gelassen werden.

Um die Temperaturverteilung innerhalb des Versuchskörpers und deren zeitliche Entwicklung besser zu veranschaulichen, wird in den Abbildungen 6.51 und

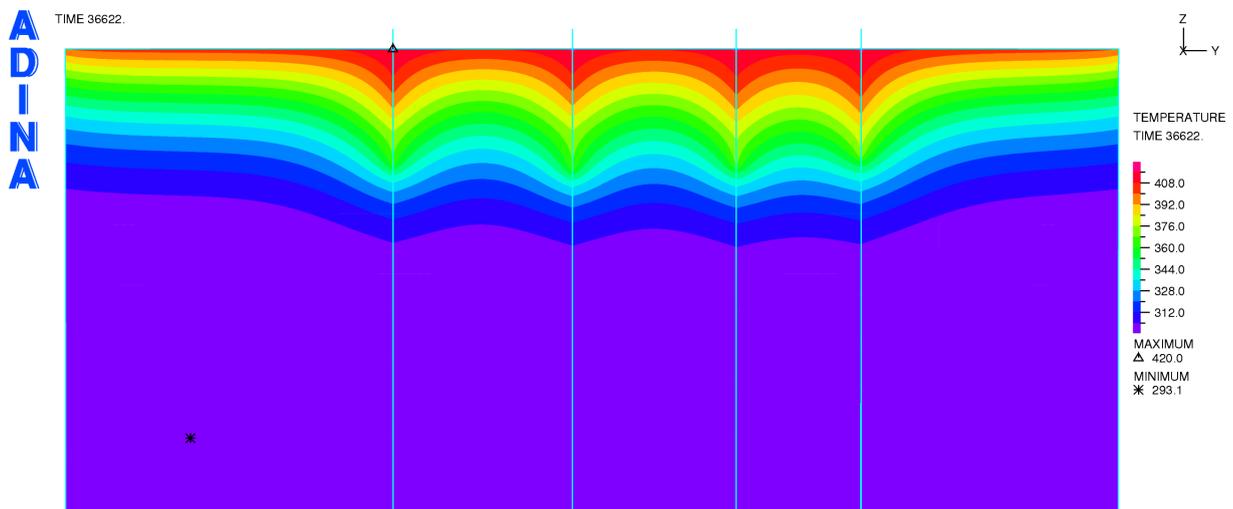


Abbildung 6.51: Berechnete Temperaturverteilung nach 12 Stunden für Luft-Dampftest VK3-1

6.52 die berechnete Temperaturverteilung nach 12 Stunden im Vergleich dazu nach 72 Stunden gezeigt. Dabei ist der Einfluss einer von den Rissen ausgehenden Erwärmung des Betons infolge der Rissdurchströmung und der Kondensation des Dampfanteils innerhalb der Risse deutlich zu erkennen. In der überhöhten Abbildung 6.51 erkennt man zusätzlich die größte Rissbreite im Inneren des Versuchskörpers im Gegensatz zur Unterseite und den „geschlossenen Rissen“ auf der Oberseite.

Bei dem am weitesten rechts liegenden Riss auf der aktiven Seite mit den Hydraulikzylindern ist von der größten Rissöffnung auszugehen. Die Berechnung ergibt für diesen Riss einen Dampfaustritt während der Versuchsdauer. Da während der Versuche die Unterseite der Versuchskörper durch die Kontrollkammer bedeckt war, kann dies nicht durch Beobachtungen während der Versuche bestätigt werden. Bei den Vorversuchen in Kaiserslautern wurde jedoch ab einer Rissbreite von  $0.4 \text{ mm}$  und gesättigtem Dampf bereits innerhalb von 4 Stunden ein Dampfaustritt beobachtet.

Die berechnete Spannungsverteilung im Beton und in den Bewehrungsstäben nach 72 Stunden zeigt die Abbildung 6.53. Deutlich zu erkennen ist die allmähliche Lasteinleitung aus der Bewehrung in den Beton durch den berücksichtigten nachgiebigen Verbund zwischen den Rissen und an den Enden des Versuchskörpers. Eine Modellierung der Bewehrung mit perfektem Verbund würde die Betonspannungen an den Versuchskörperenden und an den diskreten Rissen deutlich überschätzen.

Um die Berechnung der Rissbreiten und die Annahmen zur verbleibenden Restrissbreite von  $0.06 \text{ mm}$  bei überdrückten Rissen zu überprüfen wird in Ab-

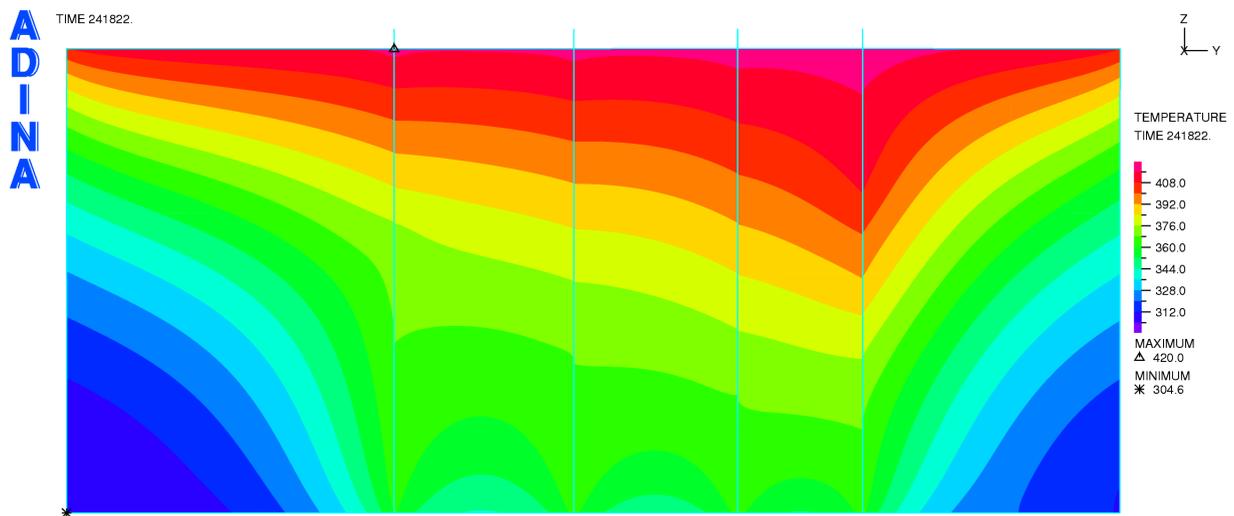


Abbildung 6.52: Berechnete Temperaturverteilung nach 72 Stunden für Luft-Dampftest VK3-1

Abbildung 6.54 zeigt den Mittelwert der berechneten und gemessenen Rissbreiten auf der Oberseite verglichen. Bei der berechneten Rissbreite ist deutlich die minimale Restrissbreite von  $0.06 \text{ mm}$  zu erkennen, wohingegen die gemessene Rissbreitenänderung auf der Oberseite deutlich unter diesen Wert fällt. Weiterhin eingetragen ist der auf die Aufnehmerlänge umgerechnete Messwert des einbetonierten Dehnungsaufnehmers St11, der in der Versuchskörpermitte direkt unter der Betonoberfläche sitzt und durch den ein Riss läuft. Im Gegensatz zur gemessenen Rissbreitenänderung auf der Oberseite fällt bei diesem Aufneh-

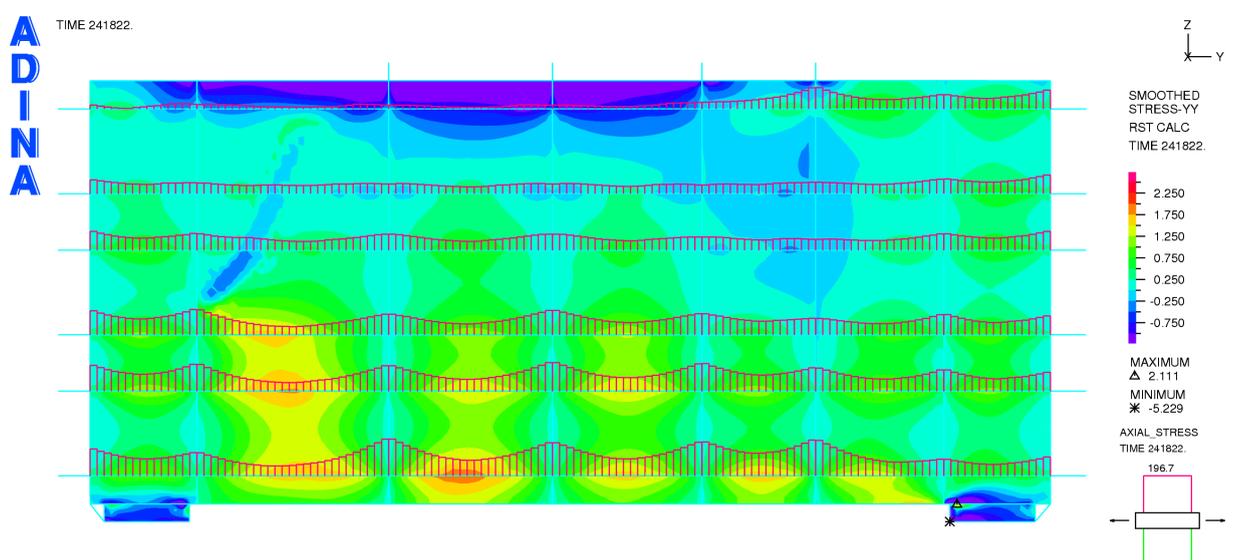


Abbildung 6.53: Betonspannungen in Längsrichtung und Betonstahlspannungen nach 72 Stunden für Luft-Dampftest VK3-1t

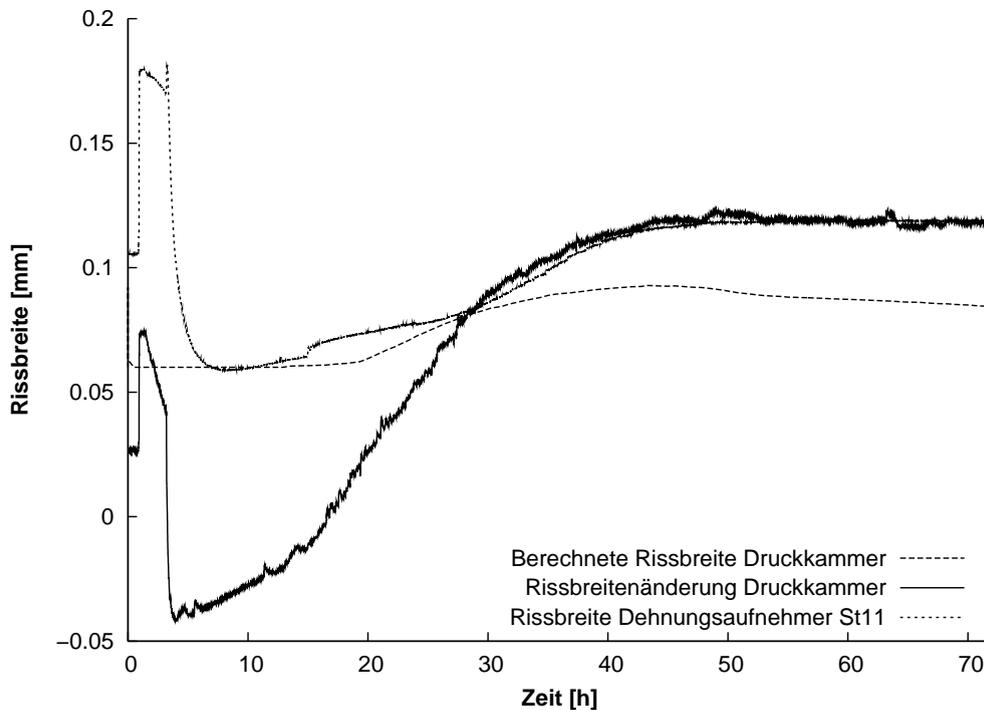


Abbildung 6.54: Vergleich Rissbreiten auf der Oberseite

mer die Rissbreite nicht unter etwa  $0.06 \text{ mm}$  ab und bestätigt damit die Annahmen, die für die Restrissbreite getroffen wurden. Im weiteren Verlauf weisen die Messwerte des Aufnehmers St11 sowie der Mittelwert der Wegaufnehmer in der Druckkammer eine große Übereinstimmung auf. Der Mittelwert der berechneten Rissbreite auf der Oberkammer nimmt im weiteren Versuchsverlauf ebenfalls zu, bleibt aber etwas unterhalb der gemessenen Rissbreiten. Da die Messwerte nur lokale Werte für die Rissbreite liefern und aus nur 3 Aufnehmern gemittelt werden, stehen die berechneten Werte für die Rissbreite in einem zufriedenstellenden Verhältnis zu den gemessenen Rissbreiten.

In Abbildung 6.55 erfolgt ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten für die mittlere Rissbreite auf der Unterseite. Der grundsätzliche Verlauf mit einer Reduzierung der Rissbreite zu Beginn des Versuches, einer schnellen Vergrößerung der Rissbreite mit der Erhöhung der aufgetragenen Zugkraft und der daran anschließenden weiteren, allmählichen Vergrößerung der Rissbreite auf der Unterseite stimmt zwischen der Berechnung und den Versuchswerten überein. Allerdings überschätzt die Berechnung das weitere Öffnen der Risse zunächst und das Rissbreitenmaximum nach etwa 45 Stunden ist nur in der numerischen Simulation zu sehen.

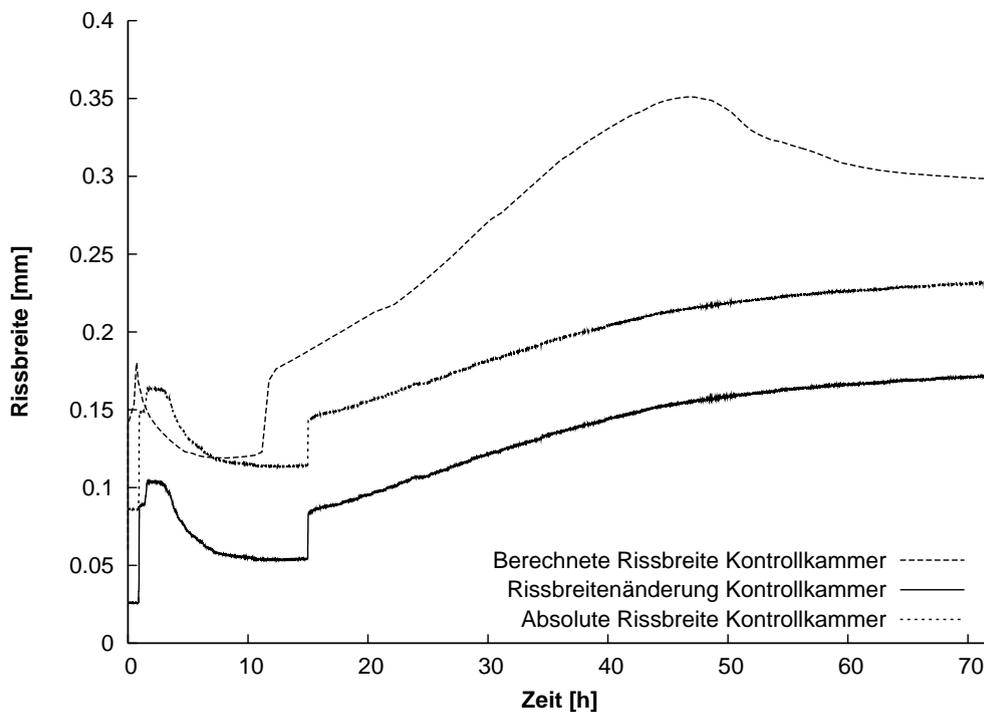


Abbildung 6.55: Vergleich der Rissbreiten auf der Unterseite

### 6.6.2 Berechnung des 1. Luft-Dampfversuchs am 1. Versuchskörper

Als letztes Beispiel wird der erste Luft-Dampf-Versuch am ersten, für EDF getesteten Versuchskörper, als Vergleich zum vorangegangenen Luft-Dampf-Versuch berechnet. Durch einen Fehler bei der Messung der durch die Druckkammer geströmten Dampfmasse sind die genauen Massenverhältnisse zwischen Luft und Dampf bei diesem Versuch nicht bekannt. Die Rechnung wird daher mit den Sollwerten von 63 Massenprozent Dampf und 37 Massenprozent Luft durchgeführt. Für das Turbulenzmodell wird wieder die Mischungsweglänge  $l_m = 0.02 \text{ mm}$  angesetzt, welche bei der Luftleckage von Einzelrissen bestimmt wurde.

Bei einem Vergleich der gemessenen mit den berechneten Leckageraten in Abbildung 6.56 ist eine qualitative Übereinstimmung zu erkennen. Während im Versuch in den ersten 15 Stunden überhaupt keine Luftleckage gemessen wurde, ist in der Berechnung das Massenverhältnis zwischen Wasser und Luft konstant. Die berechnete Wasserleckagerate liegt in dieser Zeit leicht oberhalb der gemessenen. Mit der Anpassung der aufgebrachten Zugkraft nach etwa 15 Stunden steigt die gemessene Wasserleckagerate deutlich an und liegt für die restliche Versuchsdauer leicht oberhalb der berechneten. Ab diesem Zeit-

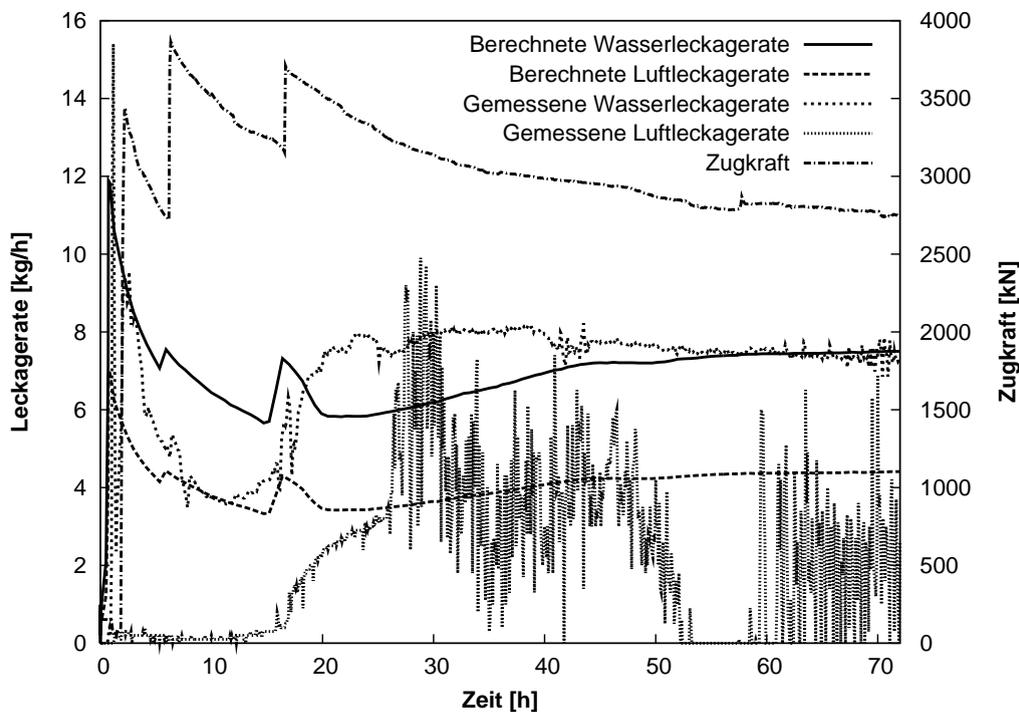


Abbildung 6.56: Vergleich der gemessenen Leckageraten und der aufgetragenen Zugkraft

punkt wurde im Versuch auch ein starker Anstieg der gemessenen Luftleckagerate festgestellt. Durch Kondensation innerhalb des Luftmassenmessgeräts ist nach 30 Stunden keine Aussage mehr über die gemessene Luftleckagerate möglich. Zum Zeitpunkt des Ausfalls der Messwerte ist jedoch eine gute Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Luftleckageraten erkennbar. Für den ersten Versuchskörper sind die Abweichungen der berechneten von den gemessenen Temperaturen etwas größer wie für den im vorangegangenen Beispiel berechneten dritten Versuchskörper. Dennoch wird die grundsätzliche Temperaturentwicklung durch die Berechnung gut wiedergegeben (siehe Abbildung 6.57).

Ein Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten Rissbreiten auf der Ober- und Unterseite für den ersten Versuchskörper erfolgt in den Abbildungen 6.58 und 6.59. Auf der Oberseite geht die gemessene Rissbreite zunächst sehr stark zurück. Nach etwa 15 Stunden wird die ursprünglich gemessene Rissbreite wieder erreicht, bevor ab etwa 30 Stunden eine relativ konstante Rissbreite von 0.08 mm gemessen wird. Die berechnete Rissbreite ist für die ersten 15 Stunden im Bereich der Restrissbreite von 0.06 mm. Durch die Kontakttrandbedingung ist ein Unterschreiten dieser minimalen Restrissbreite in der Berechnung nicht möglich. Mit der Änderung der aufgetragenen Zugkraft nach 15 Stunden steigt die berechnete Rissbreite deutlich an und liegt für die restliche

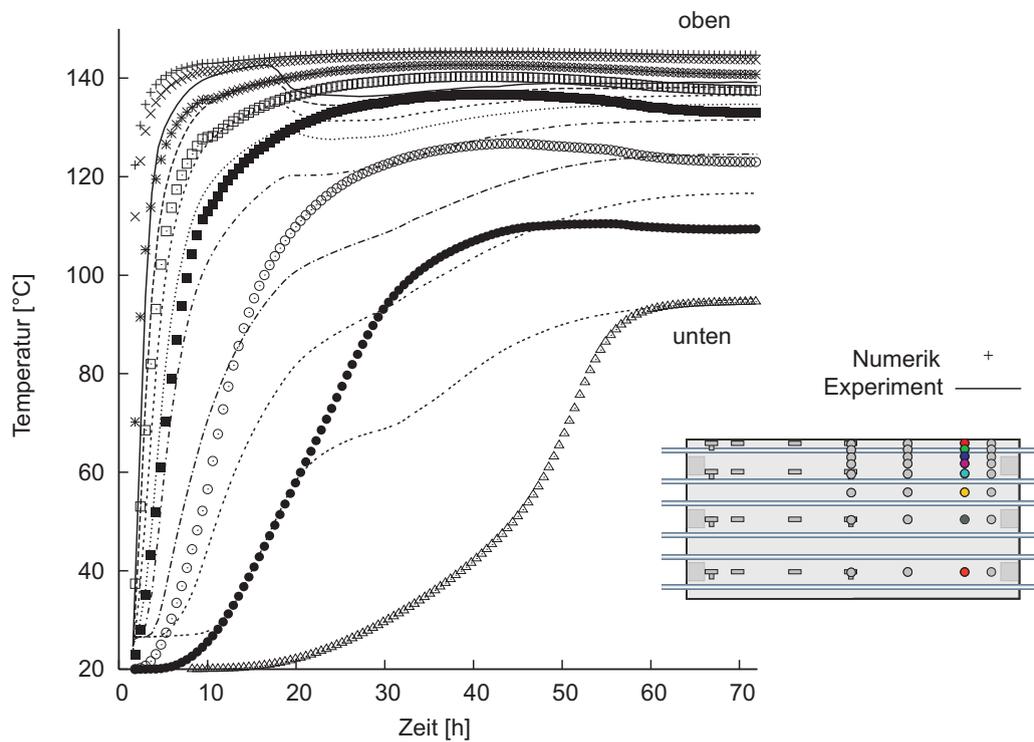


Abbildung 6.57: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen für Luft-Dampftest VK1-1 am Rande des Beobachtungsbereichs

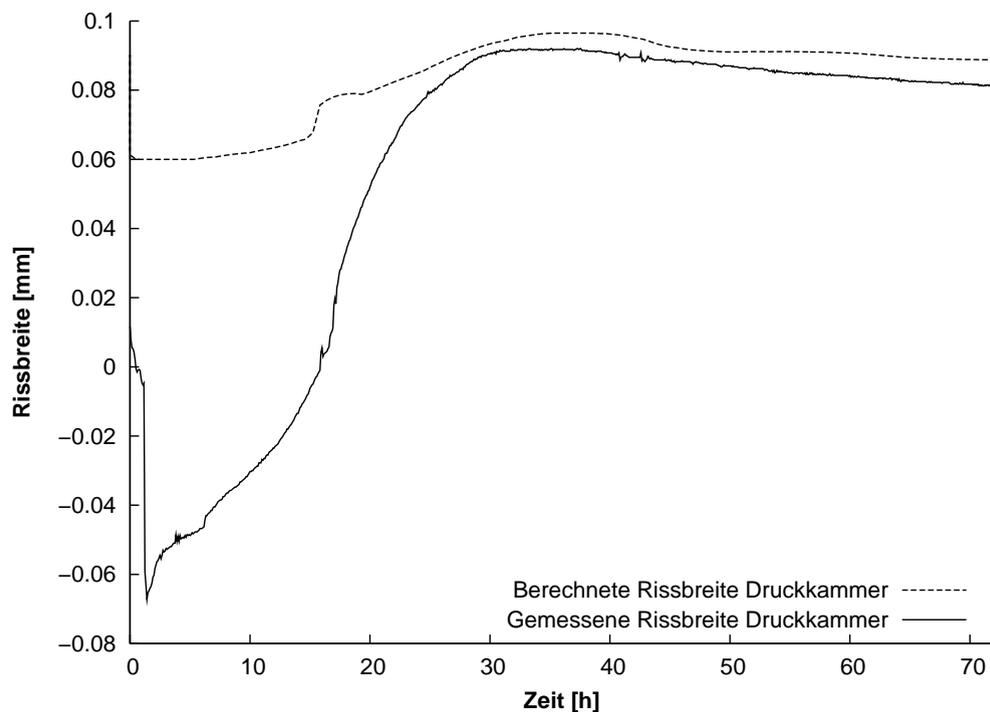


Abbildung 6.58: Vergleich Rissbreiten auf der Oberseite

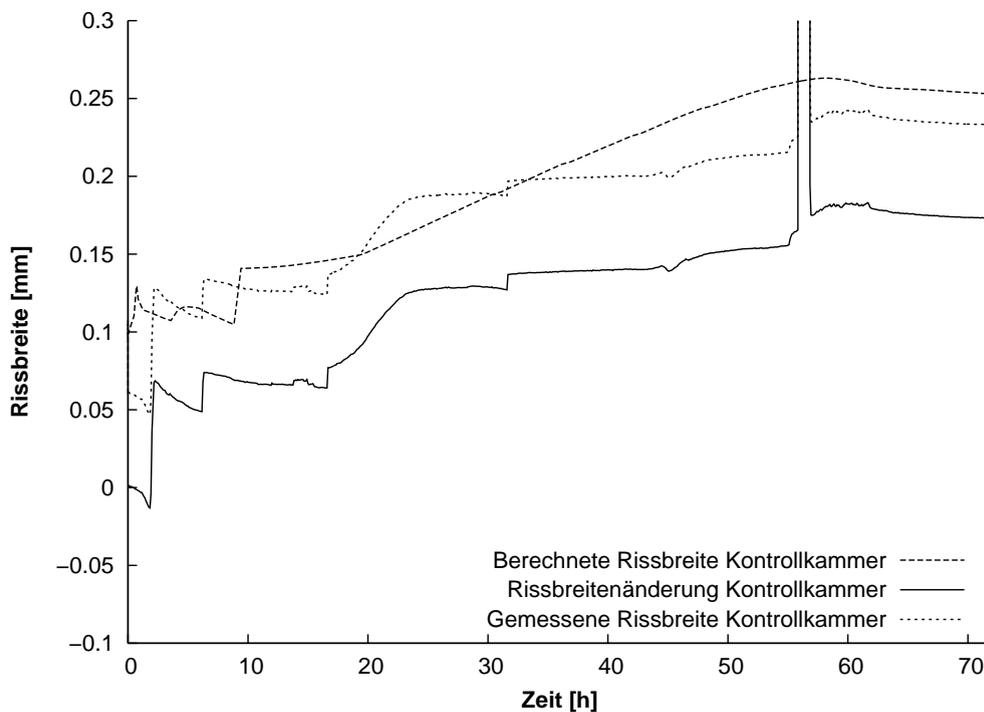


Abbildung 6.59: Vergleich Rissbreiten auf der Unterseite

Versuchsdauer im Bereich der gemessenen Rissbreite.

Die Auswirkungen der Zugkraftänderung auf die Rissbreite sind auch in Abbildung 6.59 sichtbar. Die gemessene und die berechnete mittlere Rissbreite auf der Unterseite liegen über die gesamte Versuchsdauer dicht zusammen. Während zu Beginn des Versuches eine Rissbreite von etwa 0.06 mm gemessen wurde, steigt die Rissbreite bis Versuchsende sowohl in der Berechnung als auch im Versuch auf etwas mehr als 0.2 mm an.

Die Berechnung des Luft-Dampf-Versuches am ersten Versuchskörper konnte, auch unter Berücksichtigung der Unsicherheiten bezüglich der im Versuch vorhandenen Massenverhältnisse zwischen Luft und Dampf in der Druckkammer, durch die Messergebnisse verifiziert werden.

## 6.7 Zusammenfassung

Für die Anwendungsmöglichkeiten des entwickelten Fluid- und Strukturmodells wurden Beispiele gerechnet und dargestellt, die aufeinander aufbauen.

Die Luftleckageversuche an den unbewehrten Versuchskörpern aus Kaiserslautern wurden verwendet, um die Parameter des verwendeten Turbulenzmodells an die Rauigkeiten von Rissen in Beton anzupassen. Der Parameter der Mischungsweglänge wurde für eine kleine Rissweite an die Versuchsergebnisse

für die verschiedenen Betonsorten angepasst. Anschließend war es möglich, mit derselben Mischungsweglänge auch die Durchflussraten bei deutlich größeren Rissweiten mit einer hohen Genauigkeit zu bestimmen. Zudem blieb die Genauigkeit der Ergebnisse über einen großen Druckbereich annähernd konstant.

Die Dampfleckageversuche an einem unbewehrten Einzelriss zeigten die Schwierigkeiten, welche bei der Berechnung vieler Leckageversuche durch Beton auftreten: Die Versuchsrandbedingungen sind einerseits häufig nicht vollständig bekannt und andererseits wurden Szenarien verwendet, die Temperatur- und Druckwerte genau am Taupunkt vorsehen. Bei der Wahl eines solchen Szenarios ist eine zumindest teilweise Kondensation des Dampfes oder des Dampfanteils in den jeweiligen Druckkammern kaum vermeidbar. Als Folge davon kann Wasser in die Risse eingepresst werden.

Bei den Dampfleckageversuchen am Einzelriss in Kaiserslautern ist es wahrscheinlich zu einer teilweisen Kondensation des Sattampfes in der Druckkammer gekommen (siehe Abschnitt 6.3). Wird diese Annahme getroffen, ist die numerische Simulation in der Lage, einen Teil der im Versuch beobachteten Effekte wiederzugeben.

Die an den repräsentativen Wandsegmenten durchgeführten Luftleckageversuche konnten durch die numerischen Untersuchungen gut simuliert werden. Dabei lagen die berechneten Luftleckageraten im Bereich der gemessenen. Ebenso konnte die Veränderung der Rissbreiten auf der Ober- und Unterseite als Folge der Druckänderungen gut wiedergegeben werden. Der für das verwendete Turbulenzmodell an Einzelrissen bestimmte Parameter der Mischungsweglänge lieferte bei der Berechnung der repräsentativen Wandsegmente Ergebnisse, die nur leicht oberhalb der gemessenen Luftleckageraten lagen.

Nachfolgend wurde das an den SIMIBE-Experimenten verifizierte Fluidmodell noch für die numerische Untersuchung des Leckageverhaltens von gerissenen, repräsentativen Wandsegmenten verwendet, die mit Dampf beziehungsweise einem Luft-Dampf-Gemisch beaufschlagt wurden.

Berücksichtigt man, dass für die Luft-Dampf-Leckageversuche ein Szenario verwendet wurde, dessen Temperatur genau am Taupunkt des Luft-Dampf-Gemisches lag und somit Unsicherheiten über die tatsächlichen Verhältnisse innerhalb der Druckkammer während der Versuche bestehen, so bildet das entwickelte Modell die durchgeführten Versuche gut ab. Wie bei dem SIMIBE-Experiment bereits gezeigt wurde, beeinflusst die Kondensation des Dampfanteils die Temperaturentwicklung längs des Risses stark. Vernachlässigt man die bei der Kondensation frei werdende Energie, so wird die Temperaturerhöhung stark unterschätzt. Ein entsprechendes Verhalten konnte auch für die Luft-Dampfleckageversuche an den Wandsegmenten bestätigt werden.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Containments übernehmen bei Kernkraftwerken als äußere Hülle den letzten, passiven Schutz der Umwelt vor dem Austritt umweltgefährdender Stoffe. Während die Containments zur Sicherstellung der Dichtigkeit in der Regel einen innenliegenden Stahl liner haben, wurden als Alternative auch zweischalige Containments entwickelt, bei denen das innenliegende Spannbetoncontainment die Dichtigkeit ohne einen Liner sicherstellen soll und das äußere Containment den Schutz vor Einwirkungen von außen sicherstellt. Leckagen von Luft- und Luft-Dampfgemischen durch das innere Containment lassen sich in dem unter einem leichten Unterdruck stehenden Raum zwischen den beiden Containments auffangen und anschließend aufbereiten.

Um das Leckageverhalten von vorgespannten Containments zu untersuchen, wurden in den letzten Jahren Versuchsaufbauten mit unterschiedlichen Maßstäben und Modellannahmen entwickelt, die sich jedoch als sehr komplex und teuer erwiesen haben. Luft- oder Luft-Dampf-Versuche können an Versuchskörpern aus Beton nicht wiederholt oder mit geänderten Parametern durchgeführt werden, da sich die Durchlässigkeit von Betonrissen im Laufe der Zeit bei einer Beaufschlagung mit Luft-Dampf-Gemischen verändert [91]. Die Interpretation der gewonnenen Versuchsergebnisse ist zudem schwierig, da viele Messverfahren nur lokale Information geben können, die gerade bei dem inhomogenen Werkstoff Stahlbeton stark schwanken und nur in gewissen Streubereichen reproduzierbar sind.

Bei einer zu großen Anzahl von Messaufnehmern innerhalb der Versuchskörper besteht zudem die Gefahr der Beeinflussung und Störung des Verhalten der Versuchskörper durch die Messaufnehmer, wie zahlreiche Risse durch Dehnungsaufnehmer bei der zweiten Versuchsserie in Karlsruhe zeigen [91].

Um dennoch genauere Informationen zum Leckageverhalten von Spannbetoncontainments zu erhalten, sind numerische Modelle nötig, die die durchgeführten Versuche zum Leckageverhalten von gerissenen Stahlbetonwänden abbilden können.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein Modell entwickelt, das sowohl die einfachen Leckageversuche mit Luft und Dampf an Einzelrissen wie auch Versuche an komplexen, repräsentativen Wandsegmenten unter Berücksichtigung der vorhandenen Bewehrung darstellen kann.

Um dieses Ziel zu erreichen, wurde versucht, sowohl die Durchströmung der Risse mit den Hauptmerkmalen wie dem Einfluss der Rauigkeit der Risswänden und der Kondensation des Dampfanteils innerhalb der Risse als auch den Einfluss der Struktur auf die Geometrie der durchströmten Risse abbilden zu können.

Um den Rechenaufwand in einem möglichst geringen Rahmen zu halten sowie in Anbetracht der nur teilweise bekannten Randbedingungen und großen Streuungen der Versuchsergebnisse wurde darauf verzichtet, die einzelnen Teilaspekte mit einer übertriebenen Genauigkeit zu modellieren.

Die große Streubreite der Ergebnisse infolge des inhomogenen Werkstoffs Beton hat sich sowohl in der Literatursichtung als auch bei den in Karlsruhe und Kaiserslautern durchgeführten Versuchen bestätigt. Details zu den in Karlsruhe durchgeführten Versuchen an repräsentativen Wandsegmenten sind in [26] und in der Promotion von Stegemann [91] zu finden und wurden daher nur kurz vorgestellt.

Das entwickelte numerische Modell berechnet das Strukturverhalten infolge der aufgetragenen mechanischen und thermischen Beanspruchung sowie die Durchströmung der diskret modellierten Risse in jedem Zeitschritt iterativ. Dadurch ist es in der Lage, auch die von durchströmten Rissen ausgehende Erwärmung des Betons insbesondere durch die bei der Kondensation des Dampfes frei werdende latente Wärme zu berücksichtigen, was einen großen Fortschritt gegenüber nicht gekoppelten sequentiellen Berechnungen bedeutet.

Das für die Modellierung des Betons verwendete Betonstoffgesetz wurde in Abschnitt 4.1 vorgestellt und erläutert. Der Verbund zwischen Beton und Bewehrung wird mit Verbundelementen modelliert, die in Abschnitt 4.2 vorgestellt wurden. Die Implementierung des Betonstoffgesetzes und des Verbundelements wurde jeweils mit kleinen Verifikationsbeispielen überprüft.

Für die Berechnung der Rissströmung wurde im Kapitel 5 ein zweidimensionales Fluidmodell mit temperatur- und druckabhängigen Fluideigenschaften entwickelt, das in der Lage ist, die Kondensation des Dampfanteils und der dabei frei werdenden latenten Wärme zu berücksichtigen. Die anschließende Zweiphasenströmung eines Gas-Flüssigkeits-Gemischs wurde unter der Annahme gleicher Geschwindigkeiten zwischen der Gas- und der Flüssigkeitsphase berechnet. Dies erscheint durch die hohe Rauigkeit der Risse und einer dadurch bedingten guten Durchmischung gerechtfertigt.

Das implementierte Fluidmodell wurde für die Berechnung von zwei im SIMIBE-Versuchsaufbau durchgeführte Luft-Dampf- Experimenten angewendet. Dabei konnte eine sehr gute Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen festgestellt und die Implementierung des Fluidmodells bestätigt werden. Durch

eine Vergleichsrechnung unter Vernachlässigung der freiwerdenden latenten Wärme wurde zudem die Bedeutung der Dampfkondensation für die Leckage eines Luft-Dampf-Gemisches durch Risse bewiesen.

Im Gegensatz zu den idealisierten glatten Rissen des SIMIBE-Experiments weisen reale Betonrisse eine sehr hohe Rauigkeit der Risswandungen auf, die auch bei numerischen Berechnungen des Leckageverhaltens berücksichtigt werden muss. Bei einigen neueren Untersuchungen zum Luftleckageverhalten von Trennrissen konnte experimentell und numerisch bereits bei einem sehr niedrigen Druckgradienten und sehr niedrigen Reynoldszahlen unterhalb von 10 turbulente Strömungen festgestellt werden.

Da direkte geometrische Modellierungen der Rauigkeit von Risswandungen wie in [13] oder [102] einerseits einen sehr hohen Rechenaufwand erfordern, andererseits aber auch Hinweise für eine turbulente Durchströmung der Risse gegeben haben, wurde ein einfaches Turbulenzmodell auf Basis des Prandtl'schen Mischungsweglängenmodells in das Fluidmodell integriert.

Die Luftleckageversuche an den repräsentativen Wandsegmenten vor und nach den Luft-Dampf-Tests bieten ebenso wie die Luftleckageversuche an den Einzelrissen eine gute Möglichkeit, die Parameter des Strömungsmodells zu überprüfen. Da für die Luftleckageversuche an den Wandsegmenten wie bei den Versuchen an den Einzelrissen zudem derselbe Parameter für das Turbulenzmodell verwendet und Leckageraten berechnet wurden, die nur leicht über den gemessenen lagen, kann man nun Berechnungen zum Leckageverhalten von komplexen Stahlbetonstrukturen durchführen. Eine Anpassung an andere Betoneigenschaften mit veränderter Rissrauigkeit kann an kleinen Versuchen durchgeführt werden.

Da Luftleckageversuche auch an größeren Strukturen ohne größere Schädigungen durchgeführt werden können, können sie mit vertretbarem Aufwand numerische Untersuchungen zur Dichtigkeit komplexer Strukturen experimentell verifizieren.

Die Berechnung der in Kaiserslautern durchgeführten Dampfversuche an unbewehrten Einzelrissen zeigt die Problematik einer teilweisen Kondensation des Dampfes bereits in der Druckkammer von Versuchen auf. Durch den möglichen Eintritt von kondensiertem Wasser in die Risse wird die Interpretation der Versuchsergebnisse und Vergleichbarkeit mit Berechnungen stark erschwert.

Eine vergleichbare Problematik wurde auch bei der Simulation der zweiten Versuchsserie an repräsentativen Wandsegmenten in Karlsruhe festgestellt, da die Temperatur des Szenarios genau der Kondensationstemperatur des Luft-Dampf-Gemisches entsprach. Infolge eines leichten Temperaturgefälles innerhalb Druckkammer wurde wahrscheinlich auch bei diesen Versuchen teilweise

Wasser in die Risse eingepresst.

Für weitere experimentelle Untersuchungen wird daher empfohlen, ein Szenario zu verwenden, das Temperaturen deutlich oberhalb der Kondensations-temperatur des Dampfanteils vorsieht.

Dennoch konnte der qualitative Verlauf der Leckageraten durch die Berechnung vorhergesagt werden. Auch bei der Berechnung konnte nach einer 72-stündigen Beaufschlagung unter konstanter Temperatur und Druck weder eine stationäre Durchflussrate noch eine stationäre Temperaturverteilung über die Dicke einer 1,2 m dicken Stahlbetonwand erreicht werden.

Der Vorteil der numerischen Untersuchungen liegt auch darin, verschiedene Szenarien an einem Strukturmodell testen zu können.

Für die Weiterentwicklung des vorgestellten numerischen Modells wird empfohlen, eine neue Versuchsserie mit geregelteren Eingangszuständen an unbewehrten Einzelrissen und Luft-Dampf-Gemischen durchzuführen, um genauere Informationen zum Druck- und Temperaturverlauf über die Risslänge zu erhalten.

Bei eventuellen weiteren Untersuchungen an repräsentativen Wandsegmenten sollte jedoch versucht werden, die Temperatur des Luft-Dampf-Gemisches nicht zu nahe an die Kondensationstemperatur des Dampfanteils zu legen.

Neue Entwicklungen wie die Elementfreie Galerkin-Methode (EFG) versprechen interessante Möglichkeiten für die Berechnung diskreter Risse, die die Basis für die Leckageberechnung bilden. Eine Integration der Leckageberechnung in ein solches Programm wäre deshalb von großem Interesse für zukünftige Weiterentwicklungen.

Stark rissgefährdet sind die inhomogenen Bereiche realer Containments in Nähe großer Durchdringungen wie Materialschleusen. Das Verhalten der Struktur in diesen Bereichen lässt sich nur mit dreidimensionalen Strukturberechnungen näherungsweise erfassen. Um das Leckageverhalten dieser Bereiche berechnen zu können, wäre es sinnvoll, das entwickelte Modell für dreidimensionale Berechnungen zu erweitern.

# Literaturverzeichnis

- [1] *Handbuch FIDAP*.
- [2] *DIN 1045-1 Tragwerke aus Beton, Stahlbeton und Spannbeton*, Juli 2001.
- [3] *Nuclear containments - fib bulletin nr. 13*. Technischer Bericht, International Federation for Structural Concrete (fib), Juni 2001.
- [4] *ACI: State-of-the-Art Report on Bond Under Cyclic Loads, ACI 408.2R-92*. Technischer Bericht, ACI, Michigan, 1992.
- [5] ADINA R&D, INC.: *ADINA Theory and Modeling Guide - Volume III: ADINA-F*, ADINA 8,2 Auflage, September 2004.
- [6] AGENCY, OECD NUCLEAR ENERGY: *International Standard Problem No. 48 Containment Capacity – Synthesis Report*. Technischer Bericht NEA/CSNI/R(2005)5, OECD Nuclear Energy Agency, 08 2005.
- [7] AKKERMANN, JAN: *Rotationsverhalten von Stahlbeton-Rahmenecken*. Dissertation, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2000.
- [8] BATHE, K.-J.: *Finite-Elemente-Methoden*. Springer-Verlag.
- [9] BATHE, KLAUS-JÜRGEN und ZHANG, HOU: *A flow-condition-based interpolation finite element procedure for incompressible fluid flows*. *Computers and Structures*, 80:1267–1277, 2002.
- [10] BAZANT, ZDENEK P.: *Nonlocal damage theory based on micromechanics of crack interactions*. *Journal of Engineering Mechanics*, 120(3):593–617, März 1994.
- [11] BAZANT, ZDENEK P. und JIRASEK, MILAN: *Nonlocal Integral Formulations of Plasticity and Damage: Survey of Progress*. *Journal of Engineering Mechanics*, 128(11):1119–1149, November 2002.

- [12] BIGAJ, AGNIESZKA JOANNA: *Structural Dependence of Rotation Capacity of Plastic Hinges in RC Beams and Slabs*. Dissertation, Delft University of Technologie, 1999.
- [13] BOUSSA, HOCINE: *Structures en béton soumises à des sollicitations thermomécanique sévères. Evolution des dommages et des perméabilités*. Dissertation, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 12 Januar 2000.
- [14] BRAESS, HENNING: *Untersuchungen von Strömungen in zeitlich veränderlichen Gebieten mit der Methode der Finiten Elemente*. Dissertation, Institut für Baumechanik und Numerische Mechanik, Universität Hannover, 20 Dezember 1999.
- [15] BREITUNG, W. und REDLINGER, R.: *Loads from Large-Scale Hydrogen-Air-Steam Detonations in a Three Dimensional Nuclear Reactor Containment Geometry*. In: *SMiRT 12*, Band U, Seiten 91–96, August 1993.
- [16] CAROLI, C., COULON, N. und RENSON, C.: *Steam Leakage Through Concrete Cracks: Parametric Study With SIMIBE Experiment And Interpretation Of The Results*. Technischer Bericht, Commissariat A L'Energie Atomique, 1995.
- [17] CHEN, WAI-FAH: *Constitutive Equations for Engineering Materials*. Elsevier Science B.V., 1994.
- [18] CHEN, WAI-FAH und SALEEB, ATEF F.: *Constitutive Equations for Engineering Materials - Vol 1: Elasticity and Modeling*, Band 1. Elsevier, 1994.
- [19] CLEAR, C. A.: *The effects of autogenous healing upon the leakage of water through cracks*. Technischer Bericht 559, Cement and Concrete Association, 1985.
- [20] COMITÉ EURO-INTERNATIONAL DU BÉTON: *CEB-FIP model code 1990 : design code*. London : T. Telford ; Lausanne : Comité euro-international du béton, 1993.
- [21] DARWIN, DAVID und PECKNOLD, DAVID A.: *Nonlinear biaxial stress-strain law for concrete*. Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, 103(EM2):229–241, April 1977.
- [22] DARWIN, DAVID und PECKNOLD, DAVID A. W.: *Inelastic Model for Cyclic Biaxial Loading of Reinforced Concrete*. Structural Research Series 409, University of Illinois at Urbana-Champaign, Juli 1974.

- [23] DEN UIJL, J.A. und BIGAJ, A. J.: *A Bond Model for Ribbed Bars Based on Concrete Confinement*. Heron, 41(3):201–226, 1996.
- [24] DIV.: *Bond of reinforcement in concrete*. Technischer Bericht, CEB-FIP, August 2000.
- [25] EDVARDBSEN, CAROLA KATHARINA: *Wasserdurchlässigkeit und Selbstheilung von Trennrissen in Beton*. DAfStb 455, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1996.
- [26] EIBL, JOSEF, TÖLLNER, MEIKE, AKKERMANN, JAN, HERRMANN, NICO, RUTTE, ROBERT, RAMM, WIELAND und ELZ, STEPHAN: *Untersuchungen zum Leckageverhalten von Stahlbetonwänden - Leckage im Stahlbetoncontainment*. Technischer Bericht, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe; Universität Kaiserslautern, 2001.
- [27] ELIGEHAUSEN, ROLF, POPOV, EGOR P. und BERTERO, VITELMO V.: *Local Bond Stress-Slip Relationship Of Deformed Bars Under Generalized Excitations*. Technischer Bericht, Earthquake Engineering Research Center, College of Engineering, University of California, Berkeley, 1983.
- [28] FÄCKE, ANDREAS: *Numerische Simulation des Schädigungsverhaltens von Brückenpfeilern aus Stahlbeton unter Erdbebenlast*. Dissertation, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2006.
- [29] FIEDLER, H. E.: *Turbulente Strömungen*. Vorlesungsskript Technische Universität Berlin, März 2003.
- [30] GARLAND, W. J. und HAND, B. J.: *Simple Functions for the fast Approximation of Light Water Thermodynamic Properties*. Nuclear Engineering and Design, 113:21–34, 1989.
- [31] GARLAND, W. J., WILSON, R. J., BARTAK, J., CIZEK, J., STASNY, M. und ZENTRICH, I.: *Extensions to the approximation functions for the fast calculation of saturated water properties*. Nuclear Engineering and Design, 136:381–388, 1992.
- [32] GELAIN, J., GENSDARMES, F. und VENDEL, J.: *Etude de la pénétration des aérosols à travers une paroi en béton fissurée par des contraintes sismiques*. Technischer Bericht, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Service d'Etudes et de Recherches en Aérodispersion des polluants et en Confinement.

- [33] GRANGER, L. und LABBE, P.: *Mechanical and leaktightness behaviour of a containment mock-up under severe accident*. In: *SMiRT 14*, Band HW, Seiten 441–448, August 1997.
- [34] GRANGER, LAURENT, FLEURY, FRANCOIS und TOURET, JEAN-PIERRE: *Mechanical and leakrate predictions for nuclear power plant containments in accidental conditions*. *Nuclear Engineering and Design*, 203:39–55, 2001.
- [35] GREINER, U. und RAMM, W.: *Air Leakage Characteristics in Cracked Concrete*. In: HEKI SHIBATA (Herausgeber): *SMiRT 11*, Band H, Seiten 181–186, August 1991.
- [36] GREINER, U. und RAMM, W.: *Air leakage characteristics in cracked concrete*. In: K. KUSSMAUL (Herausgeber): *SMiRT 12*, Band H, Seiten 175–180, 1993.
- [37] GREINER, U. und RAMM, W.: *Air leakage characteristics in cracked concrete*. *Nuclear Engineering and Design*, 156(1-2):167–172, 1 Juni 1995.
- [38] GUINET, P., DECCELLE, A., LANCIA, B. und BARRE, F.: *Design and erection of a large mock-up of containment under severe accidental conditions*. In: *SMiRT 14*, Band HW, Seiten 457–463, August 1997.
- [39] HEILMANN, HANS G., HILSDORF, HUBERT K. und FINSTERWALDER, KLEMENS: *Festigkeit und Verformung von Beton unter Zugspannungen*. Ernst, 1969.
- [40] HERING, EKBERT, MARTIN, ROLF und STOHRER, MARTIN: *Physik für Ingenieure*. VDI Verlag, 1995.
- [41] HERRMANN, NICO, NIKLASCH, CHRISTOPH, STEGEMANN, MICHAEL und STEMPNIEWSKI, LOTHAR: *Investigation of the leakage behaviour of reinforced concrete walls*. In: *The Evaluation of Defects, Repair Criteria & Methods of Repair for Concrete Structures on Nuclear Power Plants*. OECD Nuclear Energy Agency, April 2002.
- [42] HERWIG, HEINZ: *Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, 2002.
- [43] HILLERBORG, A., MODEER, M. und PETERSSON, P.-E.: *Analysis of Crack Formation and Crack Growth in Concrete by Means of Fracture Mechanics and Finite Elements*. *Cement and Concrete Research*, 6:773–782, 1976.

- [44] HSIEH, SHOU-SHING, LIN, CHIH-YI, HUANG, CHIN-FENG und TSAI, HUANG-HSIU: *Liquid flow in a micro-channel*. Journal of Micromechanics and Microengineering, 14:436–445, Januar 2004.
- [45] THE INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR THE PROPERTIES OF WATER AND STEAM: *Release on the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use*, 1996.
- [46] JIRASEK, MILAN: *Nonlocal models for damage and fracture: comparison of approaches*. International Journal of Solids and Structures, 35(31–32):4133–4145, 16 April 1997.
- [47] JIRASEK, MILAN: *Objective modeling of strain localization*. Revue française de génie civil, 6(6):1119–1132, Juni 2002.
- [48] JOHNSON, RICHARD W. (Herausgeber): *The Handbook of Fluid Dynamics*. CRC Press, 1998.
- [49] KESSLER, G. und EIBL, J.: *Severe Accident Containment Loads and Possible Design Concepts of Future Large Pressurized Water Reactors*. Nuclear Technology, 11:358–368, September 1995.
- [50] KEUSER, MANFRED: *Verbundmodelle für nichtlineare Finite-Elemente-Berechnungen von Stahlbetonkonstruktionen*. VDI-Verlag, 1985.
- [51] KOLEV, NIKOLAY: *Multiphase Flow Dynamics*. Springer, 2002.
- [52] KOLLEGER, JOHANN und MEHLHORN, GERHARD: *Experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der Druckfestigkeit des gerissenen Stahlbetons bei einer Querkzugbeanspruchung, DafStb Heft 413*. Beuth Verlag, 1990.
- [53] KOMPFFNER, TOMAS ALEJANDRO: *Ein finites Elementmodell für die geometrisch und physikalisch nichtlineare Berechnung von Stahlbetonschalen*. Dissertation, Institut für Baustatik; Universität Stuttgart, 2 Dezember 1983.
- [54] KÖNIG, G. und TUE, N. V.: *Grundlagen und Bemessungshilfen für die Rissbreitenbeschränkung im Stahlbeton und Spannbeton, DafStb Heft 466*. Beuth Verlag, 1996.

- [55] KÖRMELING, H. A. und REINHARDT, H. W.: *Determination of the fracture energy of normal concrete and epoxy modified concrete*. Technischer Bericht 5-83-18, Stevin Laboratory, Delft University of Technologie, 1983.
- [56] KRÄTZIG, WILFRIED B., MESKOURIS, KONSTANTIN und NOH, SAM-YOUNG: *Nichtlineares Nachweisverfahren zur Schädigungsermittlung von Stahlbetontragwerken*. Beton- und Stahlbetonbau, 98(8):418–427, 2003.
- [57] KUPFER, HELMUT und ZELGER, CÖLESTIN: *Das Verhalten des Betons unter mehrachsiger Kurzzeitbelastung unter besonderer Berücksichtigung der zweiachsigen Beanspruchung*. Ernst, 1973.
- [58] LAGHCHA, ABDESLAM und DEBICKI, GERARD: *Study of Air and Steam Leak Rate Through Damaged Concrete Wall*. In: *The 11th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics (NURETH-11)*, Oktober 2005.
- [59] LANGEHEINECKE, KLAUS, JANY, PETER und SAPPER, EUGEN: *Thermodynamik für Ingenieure*. Vieweg, 2004.
- [60] LARCHER, MARTIN: *Dissertation Larcher*. Doktorarbeit, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2007.
- [61] LEMAITRE, J.: *A Course on Damage Mechanics*. Springer, 1992.
- [62] LUNDGREN, KARIN: *Three-Dimensional Modelling of Bond in Reinforced Concrete - Theoretical Model, Experiments and Applications*. Dissertation, Division of Concrete Structures, Chalmers University of Technologie, Goeteborg, 1999.
- [63] MAINZ, JUERGEN: *Modellierung des Verbundtragverhaltens von Betonrippenstahl*. Dissertation, Technische Universität München, 1993.
- [64] MARKESET, G. und HILLERBORG, A.: *Softening of Concrete in Compression - Localisation and Size Effects*. Cement and Concrete Research, 25(4):702–708, 1995.
- [65] MECHTCHERINE, VIKTOR: *Bruchmechanische und fraktologische Untersuchungen zur Rissausbreitung in Beton*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2000.
- [66] MIER, J. G. M. VAN: *Strain-Softening of Concrete under Multiaxial Loading Conditions*. Dissertation, Delft University of Technology, 1984.

- [67] MIVELAZ, P.: *Etancheite des structures en beton armee - fuites au travers d' un element fissure*. Dissertation, EPF Lausanne, 1996.
- [68] NAUDASCHER, E.: *Einführung in die Strömungsmechanik*. Lehrstuhl für Wasserbau-Hydrromechanik, Universität Karlsruhe, 1981.
- [69] NIKLASCH, CHRISTOPH, COUDERT, LAURENT, HEINFLING, GREGORY, HERVOUET, CHANTAL, MASSON, BENOIT, HERRMANN, NICO und STEMP-NIEWSKI, LOTHAR: *Numerical Investigation of the Leakage Behaviour of Reinforced Concrete Walls*. In: *The 11th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics (NURETH-11)*, Oktober 2005.
- [70] NOAKOWSKI, P.: *Nachweisverfahren für Verankerung, Verformung, Zwangsbeanspruchung und Rißbreite, DafStb Heft 396*. Beuth Verlag, Berlin, 1988.
- [71] NOH, SAM-YOUNG: *Beitrag zur numerischen Analyse der Schädigungsmechanismen von Naturzugkühltürmen*. Dissertation, Lehrstuhl für Baustatik und Baudynamik, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Februar 2002.
- [72] OERTEL JR., HERBERT (Herausgeber): *Prandtl-Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg & Sohn, 2001.
- [73] OH, B.H. und BAZANT, Z. P.: *Crack Band Theory for Fracture of Concrete*. *Materials and Structures*, January-February:155–177, 1983.
- [74] P.G. CIARLET und R. GLOWINSKI (Herausgeber): *Handbook of Numerical Analysis, Volume IX, Numerical Methods for Fluids*. Elsevier, 2003.
- [75] PÖLLING, RAINER: *Eine praxisnahe, schädigungsorientierte Materialbeschreibung von Stahlbeton für Strukturanalysen*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Dezember 2000.
- [76] PRASAD, M. V. K. V. und KRISHNAMOORTHY, C.S.: *Computational model for discrete crack growth in plain and reinforced concrete*. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 191:2699–2725, 2002.
- [77] RAMM, W. und GREINER, U.: *Grenztragfähigkeit von Stahlbetonumschließungen im Kernkraftwerk, Teilbericht 2a: Selbstentlastung*. Technischer Bericht, Massivbau Baukonstruktion Kaiserslautern, Massivbau Baustofftechnologie Karlsruhe, 1992.

- [78] REDDY, J. N. und GARTLING, D. K.: *The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics*. CRC Press, 2001.
- [79] RIPPHAUSEN, BERND: *Untersuchungen zur Wasserdurchlässigkeit und Sanierung von Stahlbetonbauteilen mit Trennrissen*. 1989.
- [80] RIVA, PAOLO, BRUSA, LUIGI, CONTRI, PAOLO und IMPERATO, LORENZO: *Prediction of air and steam leak rate through cracked reinforced concrete panels*. Nuclear Engineering and Design, 192(1):13–30, 2 August 1999.
- [81] RIZKALLA, SAMI H., LAU, BON L. und SIMMONDS, SIDNEY H.: *Air leakage characteristics in reinforced concrete*. Journal of Structural Engineering, 110(5):1149–1162, Mai 1984.
- [82] RODI, WOLFGANG: *Turbulenzmodelle und ihre Anwendung mit Hilfe von Differenzenverfahren*. Vorlesungsskript, Universität Karlsruhe.
- [83] ROTS, J. G.: *Computational Modeling of Concrete Fracture*. Dissertation, Universität Delft.
- [84] SAGER, HELMUT: *Zum Einfluss hoher Temperaturen auf das Verbundverhalten von einbetonierten Bewehrungsstäben*. Dissertation, Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz, Technische Universität Braunschweig, 1985. Diss 449.
- [85] SCHIESSL, PETER: *Grundlagen der Neuregelung zur Beschränkung der Rißbreite, DAFStb Heft 400*. Beuth Verlag, Berlin, 1988.
- [86] SCHNEIDER, ULRICH: *Verhalten von Beton bei hohen Temperaturen, DAFStb Heft 337*. Beuth-Verlag, 1982.
- [87] SCHOLTYSSSEK, W.: *Analyse zum thermohydraulischen Verhalten im EPR Containment nach einem Kühlmittelverlustfall*. Technischer Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe; unveröffentlicht, 1995.
- [88] SEDGEWICK, ROBERT: *Algorithmen*. Addison-Wesley, 1988.
- [89] SEEBERGER, JÜRGEN, KROPP, JÖRG und HILSDORF, HUBERT K.: *Festigkeitsverhalten und Strukturänderungen von Beton bei Temperaturbeanspruchungen bis 250° C, DAFStb Heft 360*. Beuth-Verlag, 1985.
- [90] SIMON, HELENE, COULON, NADIA und NAHAS, GEORGES: *Air-Steam Leakage Through Cracks in Concrete Walls*. In: *The 11th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics (NURETH-11)*, Oktober 2005.

- [91] STEGEMANN, MICHAEL: *Experimentelle Untersuchungen zur Leckage von Luft- und Dampfgemischen durch gerissene Stahlbetonwände*. Dissertation, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2007. to be published in 2007.
- [92] STEGEMANN, MICHAEL, HERRMANN, NICO und STEMPNIEWSKI, LOTHAR: *Leakage in Reinforced Concrete Walls - Final Report*. Technischer Bericht, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2004.
- [93] STEGEMANN, MICHAEL, HERRMANN, NICO und STEMPNIEWSKI, LOTHAR: *Leakage in Reinforced Concrete Walls - Report Specimen I*. Technischer Bericht, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2004.
- [94] STEGEMANN, MICHAEL, HERRMANN, NICO und STEMPNIEWSKI, LOTHAR: *Leakage in Reinforced Concrete Walls - Report Specimen II*. Technischer Bericht, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2004.
- [95] STEGEMANN, MICHAEL, HERRMANN, NICO und STEMPNIEWSKI, LOTHAR: *Leakage in Reinforced Concrete Walls - Report Specimen III*. Technischer Bericht, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 2004.
- [96] STEMPNIEWSKI, LOTHAR: *Flüssigkeitsgefüllte Stahlbetonbehälter unter Erdbebeneinwirkung*. Dissertation, Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH), 1990.
- [97] SUZUKI, TOSHIRO, TAKIGUCHI, KATSUKI und HOTTA, HISATO: *Leakage of Gas through Concrete Cracks*. In: HEKI SHIBATA (Herausgeber): *SMiRT 11*, Band H, Seiten 187–192, August 1991.
- [98] THIENEL, KARL-CHRISTIAN: *Festigkeit und Verformung von Beton bei hoher Temperatur und biaxialer Beanspruchung - Versuche und Modellbildung*, *DafStb Heft 437*. Beuth-Verlag, 1994.
- [99] TRUCKENBRODT, ERICH: *Fluidmechanik, Band 1: Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*. Springer-Verlag, 1989.
- [100] WAGNER, W., COOPER, J. R., DITTMANN, A., KIJIMA, J., KRETZSCHMAR, H.-J., KRUSE, A., MARES, R., OGUCHI, K., SATO, H., STÖCKER, I.,

- SIFNER, O., TAKAISHI, Y., TANISHITA, I., TRÜBENBACH, J. und WILLKOMMEN, TH.: *Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam*. The International Association for the Properties of Water and Steam, 1997.
- [101] WAGNER, WOLFGANG: *Properties of Water and Steam: The Industrial Standard IAPWS-IF97 for the Thermodynamic Properties and Supplementary Equations for other Properties*. Springer-Verlag, 1998.
- [102] WILCZECK, MARKUS: *Numerische Untersuchung der Durchlässigkeit gerissener Betonstrukturen*. Diplomarbeit, 2006.
- [103] WITTMANN, FOLKER H.: *Fracture mechanics of concrete*. Elsevier, 1983.
- [104] WÖRMANN, RALF: *Zur Erfassung hygrothermischer Einflüsse auf das nichtlineare Trag- und Schädigungsverhalten von Stahlbetonflächentragwerken*. Dissertation, Abteilung Bauingenieurwesen im Fachbereich D an der Bergischen Universität Wuppertal, 2004.

**Schriftenreihe des  
Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie**

Herausgeber:

Prof. Dr.-Ing. Harald S. Müller und Prof. Dr.-Ing. Lothar Stempniewski

ISSN 0933-0461

- Heft 1**     Manfred Curbach: *Festigkeitssteigerung von Beton bei hohen Belastungsgeschwindigkeiten.* 1987
- Heft 2**     Franz-Hermann Schlüter: *Dicke Stahlbetonplatten unter stoßartiger Belastung - Flugzeugabsturz.* 1987
- Heft 3**     Marlies Schieferstein: *Der Zugflansch von Stahlbetonplattenbalken unter Längsschub und Querbiegung bei kritischer Druckbeanspruchung von Beton.* 1988
- Heft 4**     Thomas Bier: *Karbonatisierung und Realkalisierung von Zementstein und Beton.* 1988
- Heft 5**     Wolfgang Brameshuber: *Bruchmechanische Eigenschaften von jungem Beton.* 1988
- Heft 6**     Bericht DFG-Forschungsschwerpunkt: *Durability of Non-Metallic Inorganic Building Materials.* 1988
- Heft 7**     Manfred Feyerabend: *Der harte Querstoß auf Stützen aus Stahl und Stahlbeton.* 1988
- Heft 8**     Klaus F. Schönlin: *Permeabilität als Kennwert der Dauerhaftigkeit von Beton.* 1989
- Heft 9**     Lothar Stempniewski: *Flüssigkeitsgefüllte Stahlbetonbehälter unter Erdbebeneinwirkung.* 1990
- Heft 10**    Jörg Weidner: *Vergleich von Stoffgesetzen granularer Schüttgüter zur Silodruckermittlung.* 1990
- Heft 11**    Pingli Yi: *Explosionseinwirkungen auf Stahlbetonplatten.* 1991
- Heft 12**    Rainer Kunterding: *Beanspruchung der Oberfläche von Stahlbetonsilos durch Schüttgüter.* 1991
- Heft 13**    Peter Haardt: *Zementgebundene und kunststoffvergütete Beschichtungen auf Beton.* 1991
- Heft 14**    Günter Rombach: *Schüttguteinwirkungen auf Silozellen - Exzentrische Entleerung.* 1991
- Heft 15**    Harald Garrecht: *Porenstrukturmodelle für den Feuchtehaushalt von Baustoffen mit und ohne Salzbefrachtung und rechnerische Anwendung auf Mauerwerk.* 1992

- Heft 16** Violandi Vratsanou: *Das nichtlineare Verhalten unbewehrter Mauerwerksscheiben unter Erdbebenbeanspruchung - Hilfsmittel zur Bestimmung der q-Faktoren.* 1992
- Heft 17** Carlos Rebelo: *Stochastische Modellierung menschengenerierter Schwingungen.* 1992
- Heft 18** Seminar 29./30. März 1993: *Erdbebenauslegung von Massivbauten unter Berücksichtigung des Eurocode 8.* 1993
- Heft 19** Hubert Bachmann: *Die Massenträgheit in einem Pseudo-Stoffgesetz für Beton bei schneller Zugbeanspruchung.* 1993
- Heft 20** DBV/AiF-Forschungsbericht: H. Emrich: *Zum Tragverhalten von Stahlbetonbauteilen unter Querkraft- und Längszugbeanspruchung.* 1993
- Heft 21** Robert Stolze: *Zum Tragverhalten von Stahlbetonplatten mit von den Bruchlinien abweichender Bewehrungsrichtung - Bruchlinien-Rotationskapazität.* 1993
- Heft 22** Jie Huang: *Extern vorgespannte Segmentbrücken unter kombinierter Beanspruchung aus Biegung, Querkraft und Torsion.* 1994
- Heft 23** Rolf Wörner: *Verstärkung von Stahlbetonbauteilen mit Spritzbeton.* 1994
- Heft 24** Ioannis Retzepis: *Schiefe Betonplatten im gerissenen Zustand.* 1995
- Heft 25** Frank Dahlhaus: *Stochastische Untersuchungen von Silobeanspruchungen.* 1995
- Heft 26** Cornelius Ruckenbrod: *Statische und dynamische Phänomene bei der Entleerung von Silozellen.* 1995
- Heft 27** Shishan Zheng: *Beton bei variierender Dehngeschwindigkeit, untersucht mit einer neuen modifizierten Split-Hopkinson-Bar-Technik.* 1996
- Heft 28** Yong-zhi Lin: *Tragverhalten von Stahlfaserbeton.* 1996
- Heft 29** DFG: *Korrosion nichtmetallischer anorganischer Werkstoffe im Bauwesen.* 1996
- Heft 30** Jürgen Ockert: *Ein Stoffgesetz für die Schockwellenausbreitung in Beton.* 1997
- Heft 31** Andreas Braun: *Schüttgutbeanspruchungen von Silozellen unter Erdbebeneinwirkung.* 1997
- Heft 32** Martin Günter: *Beanspruchung und Beanspruchbarkeit des Verbundes zwischen Polymerbeschichtungen und Beton.* 1997

- Heft 33** Gerhard Lohrmann: *Faserbeton unter hoher Dehngeschwindigkeit*. 1998
- Heft 34** Klaus Idda: *Verbundverhalten von Betonrippenstäben bei Querkzug*. 1999
- Heft 35** Stephan Kranz: *Lokale Schwind- und Temperaturgradienten in bewehrten, oberflächennahen Zonen von Betonstrukturen*. 1999
- Heft 36** Gunther Herold: *Korrosion zementgebundener Werkstoffe in mineralsauren Wässern*. 1999
- Heft 37** Mostafa Mehrafza: *Entleerungsdrücke in Massefluss-Silos - Einflüsse der Geometrie und Randbedingungen*. 2000
- Heft 38** Tarek Nasr: *Druckentlastung bei Staubexplosionen in Siloanlagen*. 2000
- Heft 39** Jan Akkermann: *Rotationsverhalten von Stahlbeton-Rahmenecken*. 2000
- Heft 40** Viktor Mechtcherine: *Bruchmechanische und fraktologische Untersuchungen zur Rißausbreitung in Beton*. 2001
- Heft 41** Ulrich Häußler-Combe: *Elementfreie Galerkin-Verfahren – Grundlagen und Einsatzmöglichkeiten zur Berechnung von Stahlbetontragwerken*. 2001
- Heft 42** Björn Schmidt-Hurtienne: *Ein dreiaxiales Schädigungsmodell für Beton unter Einfluß des Dehnrateneffekts bei Hochgeschwindigkeitsbelastung*. 2001
- Heft 43** Nazir Abdou: *Ein stochastisches nichtlineares Berechnungsverfahren für Stahlbeton mit finiten Elementen*. 2002
- Heft 44** Andreas Plotzitz: *Ein Verfahren zur numerischen Simulation von Betonstrukturen beim Abbruch durch Sprengen*. 2002
- Heft 45** Timon Rabczuk: *Numerische Untersuchungen zum Fragmentierungsverhalten von Beton mit Hilfe der SPH-Methode*. 2002
- Heft 46** Norbert J. Krutzik: *Zu Anwendungsgrenzen von FE-Modellen bei der Simulation von Erschütterungen in Kernkraftbauwerken bei Stoßbelastungen*. 2002
- Heft 47** Thorsten Timm: *Beschuß von flüssigkeitsgefüllten Stahlbehältern*. 2002
- Heft 48** Slobodan Kasic: *Tragverhalten von Segmentbauteilen mit interner und externer Vorspannung ohne Verbund*. 2002
- Heft 49** Christoph Kessler-Kramer: *Zugtragverhalten von Beton unter Ermüdungsbeanspruchung*. 2002

- Heft 50** Nico Herrmann: *Experimentelle Verifizierung von Prognosen zur Sprengtechnik*. 2002
- Heft 51** Michael Baur: *Elastomerlager und nichtlineare Standorteffekte bei Erdbebeneinwirkung*. 2003
- Heft 52** Seminar 02. Juli 2004: *DIN 1045-1 Aus der Praxis für die Praxis*. 2004
- Heft 53** Abdelkhalek Saber Omar Mohamed: *Behaviour of Retrofitted Masonry Shear Walls Subjected to Cyclic Loading*. 2004
- Heft 54** Werner Hörenbaum: *Verwitterungsmechanismen und Dauerhaftigkeit von Sandsteinsichtmauerwerk*. 2005
- Heft 55** Seminar Februar 2006: *DIN 4149 - Aus der Praxis für die Praxis*. 2006
- Heft 56** Sam Foos: *Unbewehrte Betonfahrbahnplatten unter witterungsbedingten Beanspruchungen*. 2006
- Heft 57** Ramzi Maliha: *Untersuchungen zur Rissbildung in Fahrbahndecken aus Beton*. 2006
- Heft 58** Andreas Fäcke: *Numerische Simulation des Schädigungsverhaltens von Brückenpfeilern aus Stahlbeton unter Erdbebenlasten*. 2006
- Heft 59** Juliane Möller: *Rotationsverhalten von verbundlos vorgespannten Segmenttragwerken*. 2006
- Heft 60** Martin Larcher: *Numerische Simulation des Betonverhaltens unter Stoßwellen mit Hilfe des Elementfreien Galerkin-Verfahrens*. 2007
- Heft 61** Christoph Niklasch: *Numerische Untersuchungen zum Leckageverhalten von gerissenen Stahlbetonwänden*. 2007
- Heft 62** Halim Khbeis: *Experimentelle und numerische Untersuchungen von Topflagern*. 2007

Frühere Berichte des  
Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie

Ulrich Häußler: *Geschwindigkeits- und Spannungsfelder beim Entleeren von Silozellen.* 1984

Wilfried Gladen: *Numerische Untersuchungen der Lasten in Silozellen beim exzentrischen Entleeren.* 1985

Bezug der Hefte: Institut für Massivbau und Baustofftechnologie  
Universität Karlsruhe (TH)  
D - 76128 Karlsruhe  
Tel. 0721/608-2263  
Fax 0721/608-2265

Druckkostenzuschuss incl. Porto: je Heft 18,-- Euro

Außerdem noch erhältlich:

Festschrift  
Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. techn. h.c. Josef Eibl

**Aus dem Massivbau und seinem Umfeld**

788 Seiten, Preis incl. Versand: 25,-- Euro



# Lebenslauf

Christoph Niklasch  
geb. 17. Oktober 1975  
in Mannheim

1982-1986 Grundschule Hockenheim

1986-1995 Gymnasium Hockenheim

2000 Zivildienst

1995-2001 Studium des Bauingenieurwesens an der Universität Karlsruhe (TH)

1998-2001 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Baustatik

2001-2006 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH)

seit 2007 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Materialprüfungs- und Forschungsanstalt (MPA) der Universität Karlsruhe (TH)