

KfK 4107
August 1986

Untersuchungen zu Ausfrierprozessen bei Kernschmelzen

J. Ohnemus
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 4107

Untersuchungen zu Ausfrierprozessen
bei Kernschmelzen

J. Ohnemus

Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

UNTERSUCHUNGEN ZU AUSFRIERPROZESSEN BEI KERNSCHMELZEN

Zusammenfassung

In Reaktorsicherheitsanalysen für Schnelle Brüter spielt das Ausfrierverhalten geschmolzenen Kernmaterials in Brutmantelstrukturen eine entscheidende Rolle. Dies wurde in Simulationsexperimenten untersucht, wobei insbesondere geklärt wurde, ob und unter welchen Bedingungen stabile Krusten und Schmelzfilme existieren. Es wurden verschiedenartige Strukturen (Rohr, Ringspalt, Bündel) aus Edelstahl und Quarzglas benutzt. Die Kernschmelze wurde durch mittels der Thermit-Reaktion erzeugtes Aluminiumoxid bzw. Eisen simuliert. In allen Versuchen, insbesondere auch bei denen mit aufschmelzenden Stahlwänden wurden stabile Krusten gefunden und es wurde keine Vermischung des geschmolzenen Stahls mit dem strömenden Oxid beobachtet. Die gemessenen Eindringtiefen und Krustendicken wurden mit einer verbesserten Version des Rechenprogramms PLUGM nachgerechnet. Die Übereinstimmung war in den meisten Fällen befriedigend.

Investigations on Freezing Processes of Molten Cores

Abstract

In reactor safety analysis of fast breeder reactors the freezing behaviour of molten core materials plays an important role. This, and particularly the conditions under which stable crusts and melt-films exist were investigated in simulation experiments. Different structures (tubes, annuli, bundles) of stainless steel and quartz glass were used. The molten core was simulated by aluminum oxide and iron. In all experiments, including those with melting steel walls stable crusts were found and no intermixing of molten steel and streaming oxide was observed. The measured penetration depths and crust thicknesses were recalculated with a modified version of the code PLUGM. In most cases the agreement was good.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Problemstellung	1
1.2. Ziele dieser Arbeit	2
2. Überblick über bisherige Arbeiten	3
2.1. Out-of-pile Experimente	3
2.1.1. Modellexperimente	3
2.1.2. Thermit-Experimente	6
2.2. In-pile Experimente	10
2.3. Theoretische Modelle	12
3. Experimente	25
3.1. Experimenteller Aufbau	28
3.2. Durchführung	38
3.3. Ergebnisse	46
4. Theoretische Arbeiten	56
4.1. Beschreibung PLUGO	56
4.2. Änderungen und Verbesserungen in PLUGO	62
4.3. Nachrechnung der Experimente	63
5. Diskussion der Ergebnisse	66
5.1. Experimentelle Untersuchung der Krustenstabilität	66
5.2. Überprüfung theoretischer Kriterien zur Krustenstabilität	70
5.3. Eindringtiefe	74
5.3.1. Sensitivitätsstudie	74
5.3.2. Vergleich der experimentellen und theoretischen Eindringtiefen	76
5.3.3. Ausblick	77
6. Zusammenfassung	78

7. Nomenklatur	80
8. Literaturverzeichnis	82
Anhang	91
A1 Beschreibung der Meßprogramme	92
A2 Experimentelle Ergebnisse und Nachrechnung	98
A2.1. Tabellen der Zeiten und Drücke	101
A2.2. Zeitlicher Verlauf des Eindringvorgangs und Druckverläufe	104
A2.3. Photos von Schnitten	112
A2.4. Eindringtiefen und Krustendicken Exp.-PLUGO	122
A3 Berechnung der Kontakttemperatur	132

1. EINLEITUNG

1.1. Problemstellung

Im Rahmen von Sicherheitsanalysen für schnelle natriumgekühlte Brutreaktoren werden heute vor allem der Ablauf und die Konsequenzen des Kühlmitteldurchsatzstörfalls mit besonderem Interesse untersucht /1,2/. Als Ursache für das Eintreten eines solchen Störfalls wird der extrem unwahrscheinliche Fall des gleichzeitigen Versagens aller Primärkreispumpen und beider Abschaltssysteme angenommen.

Nach Abfahren der Kühlmittelpumpen und nachfolgendem Ausfall der Abschaltssysteme werden die Brennstäbe im Reaktorkern sehr stark aufgeheizt, wodurch zunächst das Natrium verdampft, so daß die Brennelemente von Kühlmittel entleert (gevoidet) werden. Da im Kerninneren der Natrium-Voidkoeffizient positiv ist, kommt es mit zunehmendem Voidanteil zu einer Erhöhung der Reaktivität - die Reaktorleistung steigt und die Brennstäbe werden durch Aufschmelzen in weiten Bereichen des Kerns zerstört. Der darauf folgende Verlauf des Störfalls hängt nun wesentlich vom weiteren Verhalten des geschmolzenen Brennstoffs ab /3/:

- Führt das Ausfrieren von geschmolzenem Brennstoff in den kalten Brutmaterialbereichen zur Bildung von Blockaden und damit zu allseitig abgeschlossenen Brennstoff-Stahl-Pools im Kerninneren, so könnten Rekritikalitäten und damit weitere Leistungserhöhungen auftreten.
- Kann dagegen der beweglich gewordene heiße Brennstoff den axialen Brutmantel durchdringen und sich kontinuierlich in das obere Kühlmittelplenum entladen, so würde sich eine permanent unterkritische Konfiguration einstellen.

Von entscheidender Bedeutung für den Ablauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalls ist also der Ablauf dieses Austragungsvorgangs, insbesondere das Verhalten von frei beweglich gewordenen heißen Kernmaterialien in kalten Brennelementstrukturen, wie z.B. im Bereich des oberen Brutmantels.

1.2. Ziele dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit war es einmal, die Kenntnisse über Krustenstabilität und das Verhalten von Schmelzfilmen durch experimentelle Untersuchungen soweit zu ergänzen, daß zur Beschreibung der Ausfrierphänomene geeignete Modelle ausgewählt bzw. erstellt werden können. In einem zweiten Schritt sollte dann die Eindringtiefe von Schmelzen in reaktortypischen Strukturen experimentell bestimmt werden und die theoretischen Modelle durch Vergleich mit gerechneten Eindringtiefen verifiziert werden. Um die Realitätsnähe der Experimente zu gewährleisten, bestand die Wand des Strömungskanals i.a. aus Edelstahl und als Fluid wurde mittels der Thermitreaktion (Abschn. 3.2.) erzeugtes Al_2O_3 (gelegentlich auch Fe) benutzt, das im flüssigen Zustand Temperaturen von 2200 bis 2400 K aufwies. Damit wurde ein oxidisches Fluid im einphasigen Zustand auf einfachste Weise hergestellt. Es wurden die entscheidenden Parameter variiert, um den für Reaktorsicherheitsbetrachtungen interessierenden Bereich der Randbedingungen zu überdecken. Untersuchte Parameter waren die Geometrie und Temperatur der Struktur sowie die treibende Druckdifferenz. Mehrere Experimente wurden mit Quarzglas statt Stahl als Strukturmaterial durchgeführt, um das Eindringen der Schmelze optisch erfassen zu können. Die Unterschiede im Verhalten von metallischer und oxidischer Schmelze sollten in einigen Experimenten mit, ebenfalls durch die Thermitreaktion erzeugtem, Fe als Fluidmaterial untersucht werden.

2. ÜBERBLICK ÜBER BISHERIGE ARBEITEN

Im folgenden werden zunächst die experimentellen Arbeiten und anschließend die theoretischen Arbeiten zum Ausfrieren von geschmolzenem Kernmaterial beschrieben. Bei den experimentellen Arbeiten unterscheidet man out-of-pile und in-pile Experimente, wobei die out-of-pile Experimente wiederum in Modellexperimente (Fluide: Wasser, Woods-Metall, organische Substanzen etc.) und Thermitexperimente (UC_2/Mo - und Al_2O_3 -Thermit) unterteilt werden.

2.1. Out-of-pile Experimente

2.1.1. Modellexperimente

Cheung und Baker /4/ führten eine Reihe von Experimenten durch mit dem Ziel, eine empirische Korrelation für die normierte Eindringtiefe X_E/D zu entwickeln.⁺⁾ Dabei wurden als Fluide Wasser, Woods-Metall, Naphtalen, Paraffinwachs und Olivenöl mit variablen Anfangstemperaturen verwendet, die unter der Wirkung der Schwerkraft in eine gekühlte Kupferschlange strömten. Mit Hilfe der Dimensionsanalyse und den Ergebnissen ihrer parametrischen Versuche entwickelten Cheung und Baker eine empirische Korrelation, die in Abschn. 2.3. näher beschrieben ist.

Ebenfalls in einem vertikalen Kanal führten Chun et al. /5/ Experimente zum Ausfrierverhalten von Fluiden durch. Dabei verwendeten sie Paraffinwachs und Woods-Metall als Strömungsmedien, die in einem gekühlten Kanal aus Messing ausfroren. Diese Experimente lieferten keine reproduzierbaren Ergebnisse. Entsprechend war auch die Nachrechnung mit dem von Gasser und Kazimi /6/ entwickelten Modell, welches radiales Ausfrieren des Fluids voraussetzt, mit 40-50% Abweichung unbefriedigend. Chun et al. /7/ änderten daraufhin die Gleichung für das Anwachsen der gefrorenen Fluidschicht, die sie in das Modell von Gasser und Kazimi übernahmen. Durch diese Änderung konnten die Experimente besser nachgerechnet werden.

⁺⁾ Dabei ist X_E die Eindringtiefe und D der Durchmesser

Epstein et al. /8/ führten mit Freon 112 A, Benzol und Wasser Experimente durch, bei denen das Fluid nicht überhitzt war und unter der Wirkung der Schwerkraft und eines zusätzlich wirkenden Überdrucks von 0.1 MPa durch eine gekühlte Kupferschlange strömte. Die gemessenen Eindringtiefen wurden mit einem theoretischen Modell verglichen /9,10/, das eine Kruste auf der Kanalwand annimmt. Bei Freon war die Übereinstimmung relativ gut, während sich bei Wasser und Benzol größere Unterschiede zwischen Theorie und Experiment ergaben.

Sienicki et al. /11/ führten weitere Experimente durch, bei denen als Strömungskanal ein 7-Stab-Bündel verwendet wurde. Als Fluide wurden Wasser, p-Xylen und Pentadekan verwendet. Die normierte Eindringtiefe wurde über der dimensionslosen treibenden Druckdifferenz aufgetragen und mit theoretischen Rechnungen verglichen die auf dem "conduction" Modell basieren, wobei sich für Wasser gute Übereinstimmung ergab. Die organischen Fluide bereiteten Schwierigkeiten in der theoretischen Nachrechnung, da zum einen in den Experimenten keine reinen Fluide verwendet wurden und zum anderen nur Materialdaten bei Raumtemperatur zur Verfügung standen.

Sienicki et al. /12/ untersuchten das Eindringverhalten von geschmolzenen Metallen (SS, Ni) verschiedener Temperatur in Stahlrohren. Die wichtigsten Ergebnisse waren, daß in allen Experimenten keine Benetzung zwischen Rohrwand und Fluid auftrat, und daß der Eindringvorgang bei vertikaler Strömung von der Strömungsrichtung (mit/gegen Gravitation) abhängig ist. Die Autoren nahmen bei der theoretischen Nachrechnung der Experimente trotz der festgestellten Nicht-Benetzung einen perfekten thermischen Kontakt zwischen Schmelze und Wand sowie die Bildung einer stabilen Kruste auf der Rohrwand an. Dies steht im Gegensatz zu den Ausführungen von Kölling und Grigull /13/, die einen Wärmewiderstand zwischen Schmelze und Wand postulierten und diesen Widerstand durch die Einführung eines konzentrischen Luftspalts zwischen Kruste und Wand modellierten. In ihren Experimenten hatten Kölling und Grigull das Fließvermögen reiner Metalle (Sn, Pb, Zn, Al) untersucht.

Mit dem Ausfrierverhalten von Zwei-Phasen-Strömungen befaßten sich mehrere Arbeiten. Greene et al. /14-18/ untersuchten den Ausfrierprozeß einer Mischung von Woods-Metall und Stickstoff in einem kalten Rohr. Die Autoren nehmen die Einmischung von Stickstoffblasen in die feste Phase an und schließen aus ihren experimentellen Ergebnissen, daß die Ausfrierrate im zweiphasigen Fall wesentlich größer ist als im entsprechenden einphasigen Fall, d.h. die Zeit bis zur Verblockung des Kanals wird mit Erhöhung des Voidanteils vermindert.

Petrie et al. /19,20/ untersuchten das Wachstum einer Eiskruste in einer Wasser-Stickstoff-Mischung auf einer vertikalen Platte. Die Platte war in einem wassergefüllten Bassin aufgehängt, die Stickstoffströmung ging vertikal nach oben. Sie stellten fest, daß der Void-Anteil bei der Modellierung des Krustenwachstums vernachlässigt werden kann. Die Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase ist für die Erhöhung des konvektiven Wärmeübergangs maßgebend.

Epstein et al. /21/ und Swedish et al. /22/ zeigten, daß eine stabile isolierende Kruste auch im Gebiet eines Flüssigkeitsstrahls existieren kann. Sie führten Experimente durch, bei denen ein Wasserstrahl auf einen schmelzenden Stab aus festem Oktan oder Quecksilber auftraf. Dabei wurde eine Änderung der Abschmelzrate in Abhängigkeit von der Temperatur des Strahls und der Schmelztemperatur des Stabes beobachtet. Aus dem Verlauf der Kurve wurde geschlossen, daß sich nach kurzer Zeit eine stabile Eiskruste gebildet hatte, die den Wasserstrahl von der schmelzenden Staboberfläche isolierte und so das weitere Abschmelzen stark reduzierte.

Yim et al. /23,24/ führten Experimente durch, bei denen simultanes Ausfrieren und Wandschmelzen in einem Rohr simuliert wurde. Als Fluid diente Freon 112A (40-92°C), welches in ein dickwandiges horizontales Eisrohr strömte. Die Autoren vermuten, daß

sich zunächst eine Freonkruste auf dem schmelzenden Eis bildet und solange anwächst, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Konvektion und Konduktion eingestellt hat. Dann beginnt die Kruste wieder zu schmelzen. Wenn die Kruste vollständig geschmolzen ist, wird der Film aus geschmolzenem Wandmaterial in die Strömung eingemischt und der Vorgang beginnt von neuem.

Zusammenfassung

Da die benutzten Fluide und Strukturmaterialien nicht reaktortypisch sind, ist die Übertragung der Modellexperimente auf Reaktorsicherheitsuntersuchungen nicht möglich. Die entdeckten Phänomene sind jedoch für grundlegende Betrachtungen interessant.

2.1.2. Thermit-Experimente

Ostensen et al. /25/ führten eine Versuchsreihe durch, bei denen durch eine Thermitreaktion erzeugtes UO_2 in ein kompliziertes 7-Stab-Stahlbündel horizontal einströmte. Die gemessenen Eindringtiefen waren sehr gering, ≤ 25 cm zwischen den Rohren, ≤ 40 cm in den Rohren. Mit einem analytischen Modell, das eine Vorstufe des "bulk-freezing" Modells darstellt, rechnete Ostensen die Experimente nach und erhielt eine qualitative Übereinstimmung. Danach würde der Brennstoff sehr schnell ausfrieren und das axiale Blanket nicht durchdringen. Aufgrund der sehr komplizierten Geometrie der Struktur und großen Unsicherheiten über die Art der Schmelze sind die Ergebnisse Ostensens kaum zu bewerten.

In einer anderen Arbeit /26/ untersuchten Epstein et al. das Ausfrierverhalten einer Metall/Oxid-Mischung in vertikalen Stahlrohren und 7-Stab-Bündeln. Die Schmelze bestand aus ca. $3200^\circ C$ heißem UO_2 und Mo mit Spuren von Cr. Der Gasanteil betrug fast 75%. Bei den Rohrexperimenten wurde entlang der Rohrwand eine

stabile Kruste gefunden, deren Dicke bei Rohrrinnendurchmessern ≤ 4 mm unabhängig vom Rohrrinnendurchmesser war. Mit steigender Wandtemperatur nahm die Krustendicke ab. Bei Wandtemperaturen $> 700^\circ\text{C}$ fand Wandschmelzen statt. Bei Temperaturen $> 800^\circ\text{C}$ und Strömungsgeschwindigkeiten > 10 m/s war die Kruste instabil. Bei den Bündelexperimenten war die Eindringtiefe relativ unabhängig von der Anfangstemperatur der Struktur, sie wuchs jedoch mit der Erhöhung der eingespritzten Thermitmasse. Eine wichtige Feststellung war, daß die gemessenen Eindringtiefen größer waren als sie vom "bulk-freezing" Modell und vom "ablation-induced-freezing" Modell vorausberechnet wurden. Auch bei diesen Experimenten ist eine theoretische Nachrechnung kaum möglich; einmal wegen der komplizierten Bündelstruktur und zum anderen wegen der Unsicherheit über die Art der Schmelze (unklar ist 1) ob die Thermitreaktion beim Einspritzen schon vollständig abgelaufen war, 2) die Art der Vermischung von Oxid und Metall und 3) die Art der Vermischung von Gas und Flüssigkeit).

Spencer et al. /27-29/ führten Ausfrierexperimente durch, bei denen sie ein Gemisch aus 81% UO_2 und 19% Mo bei 3470 K in FFTF- und CRBR- typische 7- und 37-Stab-Bündel einströmen ließen. Dabei stellten sie fest, daß es zu beträchtlichem Wandschmelzen und Vermischung von Stahl und UO_2 kam und die Eindringtiefe i.a. durch frühe Blockadebildung auf niedrige Werte begrenzt blieb. Stabile Krusten wurden nicht festgestellt. Nachrechnungen zeigten, daß die gemessenen Eindringtiefen kleiner waren als die vom "conduction-"Modell berechneten und größer als die vom "bulk-freezing"-Modell berechneten. Ein wesentlicher Nachteil dieser Experimente ist die Unsicherheit des Gasanteils und die Art der Vermischung der verschiedenen Schmelzenkomponenten.

Sienicki /30/ schlägt zur theoretischen Beschreibung obengenannter Bündelexperimente eine Kombination des "bulk-freezing" mit dem "ablation-induced-freezing"-Modell vor.

Weitere Ausfrierexperimente führten Chu et al. /31/ durch, bei denen ein Gemisch aus geschmolzenen Al_2O_3 und SiO_2 in ein 37-Stab-Bündel und in Rohre aus 50 Pb/50 Sn strömte. Die Strömung

erfolgte unter der alleinigen Wirkung der Schwerkraft vertikal nach unten. Die Experimente mit den 37-Stab-Bündeln, in denen die Stäbe durch Abstandshalter fixiert waren, erwiesen sich aufgrund ihres komplexen Aufbaus als nicht interpretierbar. Der Einfluß der Überhitzung auf die Eindringtiefe wurde als gering festgestellt.

Alle oben beschriebenen Thermitexperimente sind aufgrund komplizierter Geometrien und aufgrund großer Unsicherheiten der durch die Uran-Molybdän-Thermitreaktion hergestellten Schmelzen kaum interpretierbar.

Im CEN Grenoble wurden out-of-pile Experimente mit induktiv beheiztem UO_2 durchgeführt, das unter der Wirkung der Schwerkraft und eines zusätzlichen Gasdrucks vertikal nach unten strömte /67/. Die Ergebnisse dieser Versuche waren nicht reproduzierbar.

Werle /32/ führte Thermitexperimente durch bei denen als Fluid Al_2O_3 und Fe in Quarzglasrohren vertikal nach oben strömte. Die Strömungsrichtung gegen die Schwerkraft wurde gewählt, da frühere Experimente von Werle et al. /33/ für nach unten gerichtete Strömung keine reproduzierbaren Ergebnisse lieferten. Die Ergebnisse waren sehr gut reproduzierbar, die Eindringtiefe war nur gering abhängig von der Temperatur der Schmelze und vom zeitlichen Verlauf des Druckanstiegs. Die Eindringtiefe war für Fe und Al_2O_3 etwa gleich und stieg mit Erhöhung des Kanaldurchmessers. Mit der empirischen Korrelation von Cheung und Baker /4/ und mit dem "conduction"-Modell wurden die Experimente nachgerechnet. Die Korrelation berechnete die Eindringtiefe um einen Faktor 2 zu gering, lieferte jedoch etwa gleiche Ergebnisse für Metall und Oxid. Das "conduction"-Modell lieferte für Al_2O_3 relativ gute Übereinstimmung, die Abhängigkeit vom Kanaldurchmesser ist jedoch zu stark. Für Fe-Schmelze sind die mit dem "conduction"-Modell

errechneten Eindringtiefen wesentlich zu gering. Aufgrund der relativ guten Übereinstimmung mit dem "conduction"-Modell und experimenteller Hinweise kann davon ausgegangen werden, daß sich während des Eindringvorgangs eine stabile Kruste ausgefrorenen Schmelzenmaterials auf der Kanalinnenwand bildete. Darauf lassen auch ähnliche Experimente von Fieg et al. /34/ mit beheizten Stahlrohren und Aluminiumrohren (Wandschmelzen) mit Drücken bis 1 MPa schließen.

Zusammenfassung

Die beschriebenen Thermitexperimente sind i.a. gekennzeichnet durch den Einsatz komplizierter Geometrien und durch starke Unsicherheiten im Ablauf der Thermitreaktion (Vermischung von Oxid und Metall, Anteil des Gases in der Strömung), so daß eine Interpretation schwierig ist. Außerdem wurde die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse in den meisten Arbeiten nicht nachgewiesen.

2.2. In-pile Experimente

Im Forschungsreaktor ACRR (Annular Core Research Reactor) der Sandia National Laboratories wurden acht in-pile Experimente zum Ausfrierverhalten geschmolzener Reaktormaterialien durchgeführt /35-38/. Diese sog. TRAN (transition-phase)-Experimente waren in zwei Versuchsreihen eingeteilt: TRAN-Series I (fünf Experimente) und TRAN-B (drei Experimente).

In den fünf Experimenten der Serie I wurde der Einfluß der Wand- und Fluidtemperatur, sowie des treibenden Druckes untersucht, in den Experimenten B1 und B3 der Einfluß der Geometrie und der Wandtemperatur und im Experiment B2 der Einfluß eines Fe-Anteils in der UO_2 -Schmelze. Die wichtigsten Ergebnisse aus diesen Experimenten werden im folgenden kurz dargestellt und bewertet.

TRAN Serie I /35/

- . Die Eindringtiefe der Schmelze hängt von der in der Schmelzkammer geschmolzenen Masse UO_2 und von der treibenden Druckdifferenz ab. Der im Kanal ausgefrorene Brennstoffanteil liegt zwischen 30 und 50% der Anfangsmasse.
- . Durch die geringe eingesetzte Schmelzenmasse kam es nicht zu einem Verblocken des Strömungskanals, sondern zur Bildung einer Kruste. In allen durchgeführten Experimenten wurde auf der Wand des Strömungskanals eine stabile Kruste gefunden. Die Kruste war bei Wandtemperaturen unterhalb von 973 K von gleichmäßiger Dicke und Struktur. Oberhalb von 973 K war die Kruste ungleichmäßig dick und von "schaumigem" Aussehen.
- . Auch bei Wandschmelzen war die Kruste so stabil, daß keine wesentliche Vermischung von Brennstoff und Stahl auftrat.

Die Autoren nehmen an, daß die Kruste aus einer gefrorenen Schicht von Brennstoff besteht, die sich während des Strömungsvorgangs gebildet hatte und einer darüberliegenden Schicht, die sich aus einem Film flüssigen Brennstoffs bildete, den der hochströmende Propfen hinter sich auf der bereits gebildeten Kruste zurückließ (ähnlich wie beim Na-Voidvorgang /39/).

TRAN B /36-38/

- B1: Aus der post-mortem gefundenen großen Anzahl von Krustenstücken wird geschlossen, daß sich sowohl auf der konvexen wie auf der konkaven Seite des Kanals eine Kruste gebildet hatte. Untersuchungen der Mikrostruktur zeigen kugelförmige Körner auf der Innenseite mehrerer Krustenstücke. Da diese kugelförmigen Körner bei großen Temperaturdifferenzen gebildet werden, müssen sich diese Krustenstücke auf dem kalten Innenstab des Ringspalts befunden haben.
- B2: Wie die Nachuntersuchungen zeigten ist die Kruste gleichmäßig dick. Ein Einfluß des geringen Stahlgehalts in der UO_2 -Schmelze war nicht festzustellen. Die Ergebnisse entsprechen denen von TRAN-I.
- B3: Die Krusten entsprechen denen von B1. Ein Einfluß des Wandschmelzens auf die Krustenstabilität konnte nicht festgestellt werden.

Zusammenfassung

Das wichtigste Ergebnis, das diese beiden Versuchsreihen liefern, ist, daß sich beim Ausfrieren von Brennstoff in Kanälen stabile Krusten bilden und zwar für alle innerhalb dieser Experimente untersuchten Parameterkombinationen. Die Kruste bildete sich sowohl auf konvex und konkav gekrümmten Wänden, bei nichtschmelzender und schmelzender Wand, sowie bei reiner UO_2 -Strömung und bei geringem Stahlgehalt im UO_2 -Fluid. Da für jede Parameterkombination jeweils nur ein Experiment durchgeführt wurde, ist über die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse nichts bekannt.

2.3. Theoretische Modelle

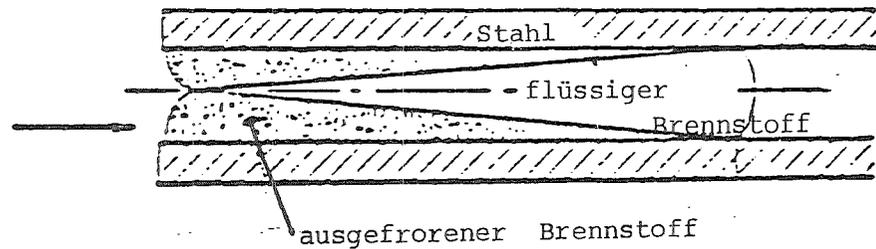
Wärmeübertragungsprobleme, bei denen die Wärmeübertragung zwischen zwei verschiedenen Schichten stattfindet, wobei sich ein Phasenwechsel vollzieht, werden nach einer Arbeit von Stefan /40/ als "Stefan-Probleme" bezeichnet. In dieser Arbeit aus dem Jahre 1891 untersuchte Stefan das Abschmelzen der Polkappen. Es gibt eine Reihe von theoretischen Ansätzen. Gute Übersichten über theoretische Abhandlungen zum Problem des Wärmeübergangs bei Erstarrungs- und Aufschmelzvorgängen geben neben Carslaw und Jaeger /41/, Eckert und Drake /42/ und Bankoff /43/ auch Mühlbauer und Sunderland /44/ sowie Stephan und Holzknicht /45/. Keiner der bekannten theoretischen Ansätze ist für die vollständige Beschreibung der komplexen Vorgänge bei Reaktorsicherheitsuntersuchungen geeignet. In der Reaktortechnik werden daher für die zu behandelnden Ausfrierprobleme rein phänomenologische Modelle formuliert. Dabei wird i.a. nicht direkt von den üblichen Grundgleichungen der Thermo- und Fluidodynamik ausgegangen, sondern es werden zunächst aufgrund experimenteller Beobachtungen bestimmte Vorstellungen über den phänomenologischen Ablauf gewonnen und in theoretischen Modellen verwendet.

Die vier gebräuchlichen Modelle zur Beschreibung von Ausfriervorgängen sind:

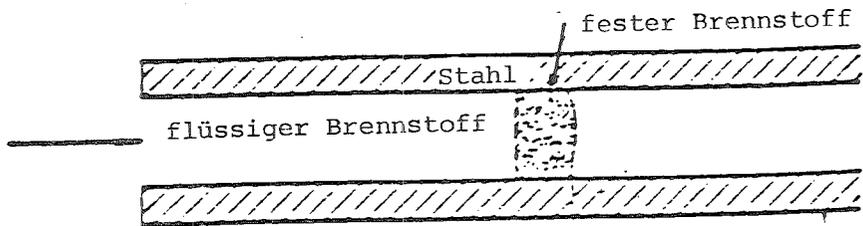
- "conduction controlled freezing" Modell
- "bulk-freezing" Modell
- "ablation-induced freezing" Modell
- "thin-film" Modell

In Abb.2.1. sind diese vier Modelle veranschaulicht.

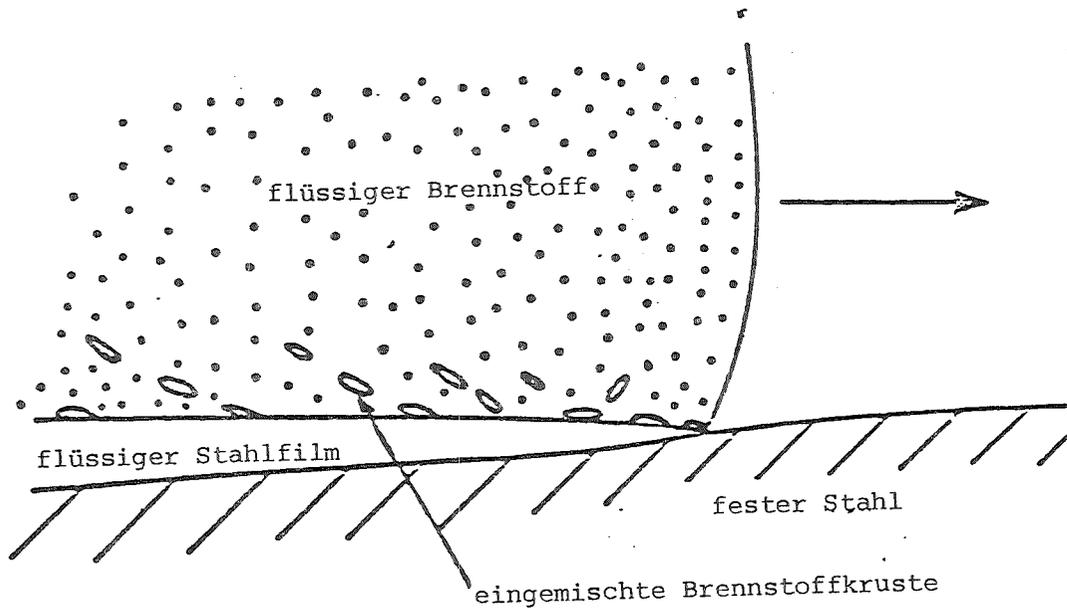
Daneben gibt es eine empirische Korrelation von Cheung et al./4/ zur Berechnung der Eindringtiefe, die von Werle /32/ bestätigt wurde.



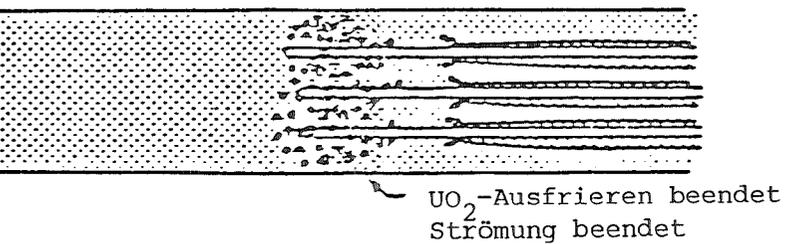
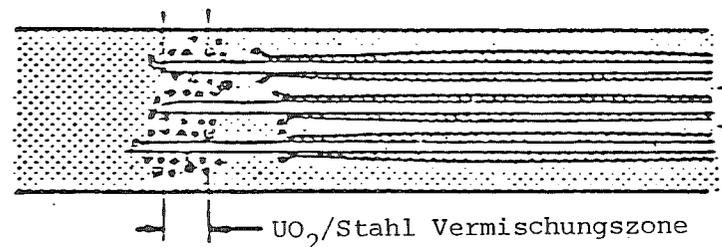
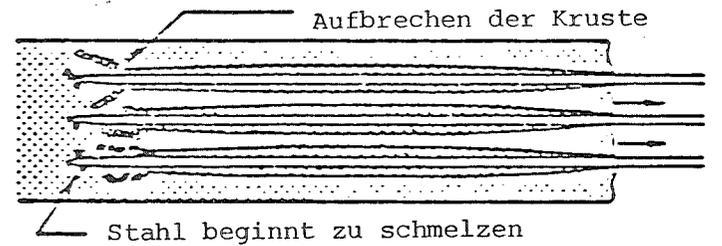
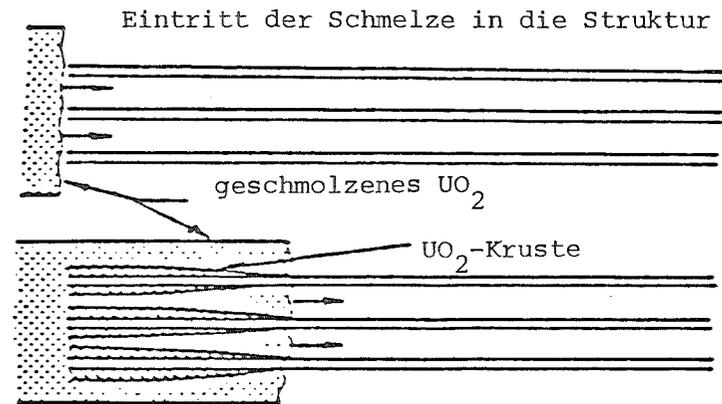
a) "conduction controlled freezing" Modell



b) "bulk-freezing" Modell



c) "thin film" Modell
Abb. 2.1. Ausfriermödelles



d) "ablation induced freezing" Modell

Im folgenden werden diese Modelle beschrieben:

a) "Conduction controlled freezing" Modell

Das wesentliche Merkmal dieses Modells ist die Voraussetzung einer stabilen Brennstoffkruste auf den Wänden des Strömungskanals. Durch die isolierende Wirkung dieser Kruste wird der Wärmeübergang vom strömenden Fluid zur Wand herabgesetzt. Die in der Schmelze gespeicherte Wärme, insbesondere die beim Ausfrieren an der Phasengrenze freiwerdende Schmelzwärme muß durch Wärmeleitung über die Kruste an die kalte Struktur abgeführt werden, daher die Bezeichnung "conduction controlled freezing". Epstein /46/ gibt eine sehr einfache Gleichung zur Berechnung der Eindringtiefe X_E mit dem "conduction"-Modell an:

Mit
$$X_E = \frac{D^2 v}{16 \lambda \alpha_F}$$

D Rohrdurchmesser
v Geschwindigkeit
 λ Krustenwachstumskonstante
 α_F Diffusivität des Fluids

Epstein nimmt an, daß dabei ein nicht überhitztes Fluid mit konstanter Geschwindigkeit in einen dickwandigen Kanal eindringt. Die Eindringtiefe der Schmelze in die Struktur hängt also wesentlich von der Zeit ab, die benötigt wird, um die Kruste so dick anwachsen zu lassen, bis der Strömungskanal zugefroren ist. Das zeitliche Wachstum der Kruste $\delta(t)$ wird durch das Krustenwachstumsgesetz

$$\delta(t) = 2 \lambda (\alpha \cdot t)^{0,5}$$

beschrieben. Das Wachstum der Kruste ist nicht von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig. Das Profil der Kruste wird so angenommen, daß am Kanaleinlauf das Maximum der Krustendicke besteht, an der Strömungsfront ist die Krustendicke gleich Null. Wenn der Kanaleinlauf zugefroren ist, kommt die Strömung zum Stillstand.

b) "Bulk-freezing" Modell

Ostensen /47/ nimmt an, daß sich beim Durchströmen von UO_2 durch Stahlstrukturen keine stabilen Krusten bilden, das Ausfrierverhalten wird durch turbulenten Wärmetransport von der Strömungsfront der Schmelze an die Struktur bestimmt. Aufgrund dieser Annahme wurde das "bulk-freezing" Modell entwickelt, das Epstein et. al /46/ beschreiben. In diesem Modell bildet sich hinter der Fluidfront ein Gebiet aus Matsch, da sich die an der Wand bildenden Krusten wieder ablösen und in die turbulente Strömung eingemischt werden. Der Ausfriervorgang ist beendet, wenn die gesamte Schmelzwärme und ggf. Überhitzung durch turbulenten Wärmeübergang aus dem Matsch an die Wand abgeführt ist. Epstein et al. /46/ geben eine Formel zur Berechnung der Eindringtiefe an:

$$X_E = \frac{1}{2} \frac{D}{f} \frac{L_F / C_{PF} + (T_{F,0} - T_{F,mp})}{T_{F,0} - T_W}$$

Hayden /48/ faßt die Ausfriermechanismen des "conduction controlled freezing" Modells und des "bulk-freezing" Modells zusammen, d.h. Bildung einer stabilen Kruste auf der Kanalwand und turbulente Wärmeübertragung an der Fluidfront. Dringt also die heiße Schmelze in den kalten Kanal ein, so bildet sich an den Wänden - entfernt von der Spitze, kontrolliert durch Wärmeleitung - eine stabile Kruste ("conduction freezing"), während an der Spitze der Strömung die Wärme aus dem Fluidmatsch durch turbulenten Wärmeübergang abtransportiert wird, da sich im Bereich der Matschzone keine Kruste bildet ("bulk-freezing"). Mit temperaturabhängigen Stoffwerten wird die Kontakttemperatur Schmelze/Wand berechnet und als Wandtemperatur angenommen. Der Ausfrierprozeß ist beendet, wenn aus der Fluidfront die gesamte Schmelzwärme abgeführt ist. Die von Hayden entwickelte Gleichung zur Berechnung der Eindringtiefe lautet:

$$X_E = X_C + \left\{ K_{s/l} \left[\frac{L/C_p}{(T_{mp} - T')} \right] \right\}^{1/1.1}$$

$$K = 12.218 \frac{s^{0.9} c_p D^{1.3} v^{0.8}}{k Pr^{0.6}} \left[\frac{\Delta p}{f_{app}} \right]^{0.1}$$

$$X_C^{1.1} = K_1 \cdot \ln \left[\frac{0.883(T_{F,0} - T_{F,mp}) + L/c_p}{L/c_p} \right]$$

- X_e totale Eindringtiefe
 X_C erreichte Eindringtiefe bis $T_b = T_{mp}$
 T' effektive Krustentemperatur
 f_{app} tatsächlicher Reibungsfaktor
 L Schmelzwärme

wobei der Index s/l angibt, daß mittlere Werte zwischen fest und flüssig genommen werden.

c) "Ablation-induced freezing" Modell

Epstein et al./46/ entwickelten das "ablation-induced freezing" Modell, das nur bei Wandschmelzen anwendbar ist. Dabei wurde von zwei grundsätzlich neuen Annahmen ausgegangen:

- Turbulentes Ausfrieren findet nicht im Gebiet der Strömungsfront statt, sondern weiter stromaufwärts in Richtung des Kanaleintritts. Die Ablösung von Krustenteilen findet zuerst im Bereich des Einlaufs statt, da dort die Überhitzung des Fluids und die Schmelzrate am größten und damit die Krusten am instabilsten sind. Epstein schreibt, man könne zeigen, daß hinter der Fluidfront in Entfernungen bis zu mehr als 40 Kanaldurchmessern die Kruste immer stabil sei.
- Auch bei Abwesenheit einer Kruste kann das einfache "bulk freezing"-Modell nicht direkt benutzt werden. Nach Epstein et al. /46/ ist es "der relativ kalte, geschmolzene Stahl, der sich mit der Strömung vermischt und das Fluid dann ähnlich wie beim bulk freezing ausfrieren läßt. In anderen Worten, bulk freezing tritt auf, wenn der Krustenwachstumsprozeß in einen Ablösungsprozeß übergeht."

Eine Ablösungswelle bewegt sich so durch den Kanal, daß sich hinter der Fluidfront eine Zone aus Matsch mit abgelösten und eingemischten Krustenbruchstücken bildet. Damit kann der flüssige Brennstoff mit der Stahlwand direkt in Kontakt kommen, wodurch Stahl von den Wänden abgeschmolzen wird und in einer zweiten Front dem flüssigen Brennstoff beigemischt wird. Der heißere Brennstoff wird dann durch den kälteren Stahl abgekühlt. Wenn ein "genügend großer" Anteil dieser Stahl-Brennstoff-Mischung ausgefroren ist, kommt die Strömung zum Stillstand. Die Größe dieses Anteils hängt von den Anfangstemperaturen von Stahl und Brennstoff ab.

Für das Verhältnis der Eindringtiefe, die mit dem "ablation-induced" Modell berechnet werden, zu den mit dem "bulk-freezing" Modell berechneten ergibt sich:

$$\frac{X_E (\text{"ablation-freezing"})}{X_E (\text{"bulk-freezing"})} = \left[1 + \frac{c_{pS}^l (T_{F,mp} - T_{S,mp})}{L_S + c_{pS}^s (T_{S,mp} - T_{S,o})} \right]^{-1}$$

L_S Schmelzwärme der Struktur

d) "Thin film" Modell

Beim "thin film" Modell von Eisenhower et al. /49-52/ wird angenommen, daß sich keine stabile Kruste bildet und daß gefrorener Brennstoff mit flüssigem Brennstoff vermischt wird. Das Wandmaterial schmilzt ab, vermischt sich aber nicht mit dem Fluid, sondern strömt als stabiler Film entlang der Wand ab. Der Effekt dieses flüssigen Films liegt in der Reduzierung des Wärmeübergangskoeffizienten von der Schmelze zur festen Oberfläche der Wand, wobei der zusätzliche Wärmewiderstand von der Filmdicke abhängig ist. Die berechneten Eindringtiefen

liegen bei diesem Modell nach /51/ etwa 2,5-5 mal höher als beim "bulk-freezing"-Modell. Die Eindringtiefe ist gegeben durch

$$\frac{X_E (\text{"thin-film"})}{X_E (\text{"bulk-freezing"})} = \frac{h_c}{h_e}$$

Dabei ist h_c/h_e das Verhältnis des turbulenten Wärmeübergangskoeffizienten zum effektiven Wärmeübergangskoeffizienten und beträgt im System UO_2 /Stahl etwa 2,5-5. Es ist zu bemerken, daß die Existenz des in diesem Modell vorausgesetzten laminaren Films weder experimentell noch theoretisch nachgewiesen werden konnte.

e) Empirische Korrelation

Cheung und Baker /4/ fanden aufgrund theoretischer Überlegungen, daß die normierte Eindringtiefe X_E/D eines Fluids in einen Kanal bei konstanter Wandtemperatur und laminarer Strömung (in erster Näherung auch bei turbulenter Strömung) eine Funktion von Re , Pr , C_p , T_F , T_O , α_s , α_l ist. Die Anpassung an experimentelle Ergebnisse lieferte:

$$\frac{X_E}{D} = K \cdot Re^{3/4} \left[\frac{L}{C_{p_s} (T_F - T_W)} \right]^{1/3} \cdot \left[1 + \gamma \frac{C_{p_m} (T_O - T_F)}{L} \right]$$

$$K = 0.23 Pr^{1/2} \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_l} \right)^{-1/9} \quad \gamma = 0.7$$

Dabei ist

L Schmelzwärme

T_O Anfangstemperatur des Fluids

Die in die Korrelation eingehenden Materialdaten wurden als temperaturunabhängig angenommen, Volumenänderungen bei Phasenänderung, axiale Wärmeleitung, Dissipationseffekte und Effekte des Unterkühlens wurden vernachlässigt. Aus den Ergebnissen wird geschlossen, daß Wärmeleitung in der sich bildenden Kruste der Mechanismus ist, der den Ausfrierprozeß kontrolliert. Da es sich bei den oben beschriebenen Modellen um phänomenologische Modelle handelt, gelten sie nur, wenn die den verschiedenen Modellen zugrundeliegenden Phänomene auch auftreten. Sienicki /30/ schlägt daher vor, im Verlauf des Eindring- und Ausfrierprozesses verschiedene Modelle zeitlich hintereinander anzuwenden:

1. Bildung einer Brennstoffblockade an der Fluidfront aufgrund konvektiven Wärmeübergangs zur Stahlstruktur ("bulk freezing").
2. Aufschmelzen des umgebenden Stahls durch Wärmeleitung aus der Blockade.
3. Weiterbewegung des Gemisches aus geschmolzenem Stahl und festem Brennstoff bis das Gemisch ausfriert ("conduction freezing", angewandt auf SS/UO₂)

f) Weitere Modelle

Epstein /53/ liefert eine exakte analytische Lösung für das Temperaturfeld und das zeitliche Verhalten der Schmelz- und Erstarrungsfronten in der Umgebung einer Grenzfläche zwischen ursprünglich flüssigem und festem Material wobei in beiden Schichten ein Phasenwechsel stattfindet. Dies stellt die Erweiterung der exakten Lösung von Carslaw und Jaeger /41/ dar, die gilt, wenn nur in einer Schicht ein Phasenwechsel stattfindet. Epstein gibt außerdem eine Gleichung an zur Berechnung der Kontakttemperatur die sich zwischen den beiden Medien in-

stantan einstellt. Damit bestimmt er, für welche Anfangs-temperaturen von UO_2 und Stahl Ausfrieren von UO_2 und Stahlschmelzen auftritt. Wie Hayden /48/ später zeigte, muß aber, wenn man mit temperaturabhängigen Stoffdaten rechnet, die Wandtemperatur des Stahls um ca. 450 K erhöht werden, um bei Kontakt mit flüssigem UO_2 instantan zu schmelzen (Abb.2.2).

Sienicki und Spencer /54/ erweiterten das "bulk-freezing" Modell, um die ANL-Experimente von Epstein /26/ und Spencer /28/ interpretieren zu können. Sie nehmen an, daß der Wärmeübergang von der Schmelze zur Stahlwand wesentlich reduziert wird, wenn es zu turbulenten Wechselwirkungen zwischen festen Brennstoffpartikeln und flüssigem Brennstoff kommt. Dadurch wird die Eindringtiefe um mehr als einen Faktor 2 erhöht. Die Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Werten ist dann gut.

Epstein /55/ untersuchte analytisch das Verhalten einer gefrorenen Schicht, die sich auf einer kalten, dicken, ebenen Wand bildet. Das Anwachsen der Kruste endet, wenn die Wärmeleitung durch Kruste und Wand und der konvektive Wärmeübergang an die Kruste gleich groß sind. Wird die konvektive Wärmeübertragung größer, dann beginnt die Kruste zu schmelzen. Epstein liefert numerische Beziehungen für die maximale Krustendicke, für die Zeit, die benötigt wird um die maximale Krustendicke zu erreichen, und für die Lebensdauer der Kruste.

Einen Vergleich des Eindringpotentials von oxidischem und karbidischem Brennstoff führten Sienicki et al. /56/ durch, indem sie mit dem "conduction"-, "bulk-freezing"- und "thin-film"-Modell die Eindringtiefen bei verschiedenen Schmelztemperaturen berechneten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.1. angegeben.

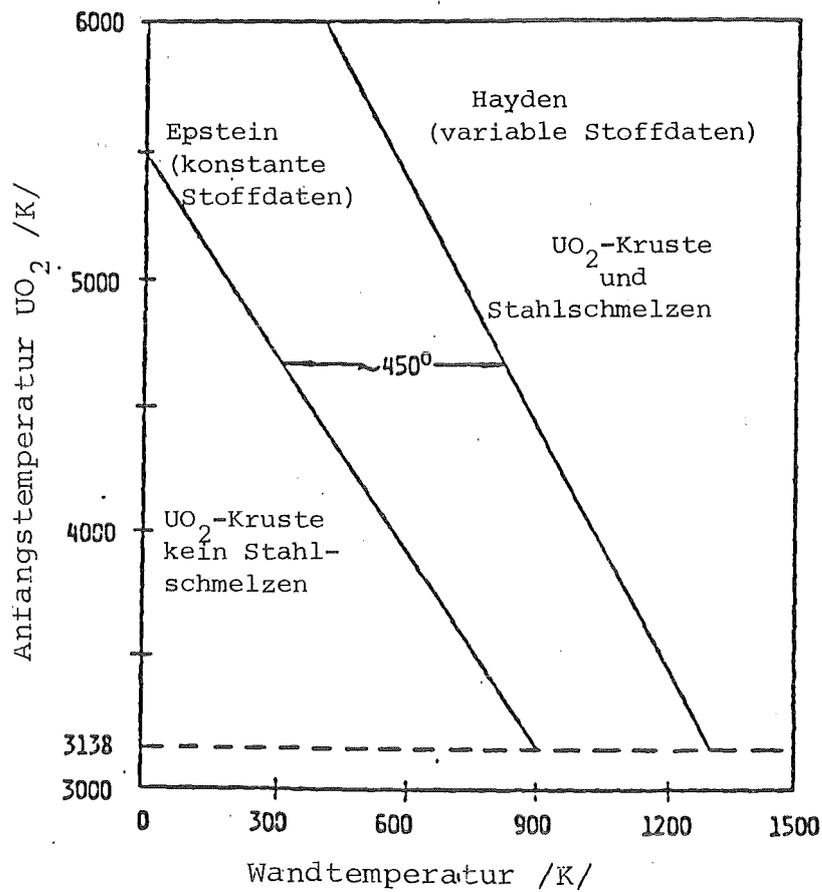


Abb. 2.2. Kontakttemperatur für $UO_2:SS$, Hayden /48/

	Conduction	Bulk Freezing	Thin Film
Carbide 2780 K ^a	0.79	0.16	0.40
Oxide 3138 K ^a	1.21	0.16	0.38
Carbide 3470 K	1.18	0.23	0.65
Oxide 3470 K	1.53	0.21	0.52
Carbide 4000 K	1.34	0.27	0.80
Oxide 4000 K	1.70	0.27	0.70

^aLiquidus temperature.

Tab. 2.1. Eindringtiefen von karbidischem und oxidischem Brennstoff (UO_2 , UN)
Sienicki /56/

Den Einfluß nicht-kondensierbarer Gase auf die mittels des "conduction"-, "bulk-freezing"- und "thin film"-Modells berechneten Eindringtiefen untersuchten Sienicki und Spencer /57/. Aus ihren Rechnungen ergibt sich, daß die Unterschiede in den berechneten Eindringtiefen der verschiedenen Modelle, die im einphasigen Fall schon beträchtlich sind, mit dem Gasgehalt noch weiter ansteigen.

Zusammenfassende Wertung

1) Krustenstabilität

Aufgrund experimenteller Ergebnisse bei Modellexperimenten nehmen Epstein /21/, Swedish /22/ und Yim /23,24/ an, daß sich vermutlich während des Ausfriervorgangs eine stabile Kruste gebildet hatte. Diese Annahme konnte jedoch nicht direkt experimentell beobachtet werden. Sowohl in diesen als auch in allen anderen beschriebenen Modellexperimenten (Abschn. 2.1.1) findet man keinen eindeutigen Beweis für die Existenz stabiler Krusten.

Auch bei den Thermitexperimenten gibt es widersprüchliche Beobachtungen. Ostensen /25/ und Spencer /27-29/ stellten keine stabile Kruste fest. Epstein /26/ und Werle /32/ postulieren dagegen die Existenz stabiler Krusten während des Eindringvorgangs. Dabei ist zu beachten, daß die Experimente von Werle /32/ (einphasig) die einzigen sind, die reproduzierbar sind. Bei allen anderen ist aufgrund komplizierter Geometrien und Unsicherheiten in der Thermitreaktion (mehrkomponentig, zweiphasig) eine Interpretation und der Nachweis der Reproduzierbarkeit nicht möglich.

Bei den in-pile Experimenten der TRAN-Serien /35-38/ wurden stabile Krusten bei verschiedenen Drücken und Geometrien sowie mit und ohne Wandschmelzen nachgewiesen. Da nur sehr wenige Experimente durchgeführt wurden ist die Reproduzierbarkeit nicht gesichert.

2) Eindringtiefe

Anwendung der Modelle auf Experimente verschiedener Autoren:

- Die mit dem "conduction controlled freezing" Modell berechneten Eindringtiefen sind im Vergleich mit den experimentell ermittelten Eindringtiefen der Modellexperimente von Cheung und Baker /4/ und den Thermitexperimenten von Epstein /26/ zu groß (Faktor 2).
- Das "bulk-freezing" Modell berechnet Eindringtiefen, die bis zu einem Faktor 10 kleiner sind als die von Cheung und Baker /4/ (Modellexperimente) und Epstein /26/ und Spencer /28/ (Thermitexperimente) gemessenen.
- Hayden /48/ gibt an, daß die mit ihrem Modell (Kombination aus "conduction" und "bulk-freezing") berechneten Eindringtiefen gut mit den experimentellen Ergebnissen der Thermitexperimente von Spencer /27/ und den in-pile Experimenten von Mc Arthur /35/ übereinstimmen.
- Im Vergleich zu den experimentell ermittelten Werten von Mc Arthur /35/ (in-pile) und Epstein /26/ (Thermit) sind die mit dem "ablation-induced freezing" Modell berechneten Eindringtiefen viel zu klein.
- Die Thermitexperimente von Spencer /27/ und die UO₂-Reaktorexperimente von Mc Arthur /35/ wurden mit dem "thin-film" Modell nachgerechnet. Die Übereinstimmung war für Thermit gut. Für die Reaktorexperimente waren die errechneten Eindringtiefen erheblich zu gering.
- Bei KfK durchgeführte Thermitexperimente (einphasig) von Werle /32/ wurden mit der empirischen Korrelation von Cheung et al. /4/ nachgerechnet. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und errechneten Werten.

Tabelle 2.2. gibt an, welche Modelle auf die verschiedenen Experimente angewandt wurden.

	Modell- experimente ^{*)}	Thermitexperimente		in-pile Experimente
		UO ₂	Al ₂ O ₃	
"conduction"			+	+
"bulk-freezing"		+		
"ablation-induced"		+		
"thin film"		+		

*) Bei den Modellexperimenten verwendeten die verschiedenen Autoren spezielle Modelle, die jeweils nur auf die betreffenden Experimente anwendbar sind.

Tab. 2.2. Anwendung der Modelle auf versch. Experimente

3. EXPERIMENTE

Das Hauptziel der Experimente war, zu untersuchen, ob bzw. unter welchen Bedingungen sich feste Brennstoffkrusten auf den Kühlkanalwänden bilden. Variiert wurden dabei

- Krümmung der Kühlflächen (konkav, konvex)
- Art des Strukturmaterials
- Temperatur der Struktur, bis zum Schmelzen beim Kontakt mit heißem Fluid
- Art der Schmelze (oxidisch, metallisch)
- Reynolds-Zahl

Bei schmelzenden Wänden sollte insbesondere noch untersucht werden, ob und in welcher Weise sich die Oxidschmelze und der aufgeschmolzene Edelstahl vermischen, wenn sich keine stabile Kruste bildet, die diese beiden flüssigen Phasen trennt. Darüberhinaus sollten auch Eindringtiefen bestimmt und mit berechneten Werten verglichen werden. Es wurde versucht, das Eindring- und Ausfrierverhalten geschmolzender Reaktormaterialien möglichst realitätsnah zu modellieren. Da der Reaktor-brennstoff UO_2 teuer und schwer zu handhaben ist, wird als Simulationsmaterial für die Oxidphase der Schmelze Al_2O_3 verwendet, das aus der Thermitreaktion $Fe_2O_3 + 2Al \rightarrow Al_2O_3 + 2Fe$ gewonnen wird. (Abschn. 3.2.) Wie man aus der Reaktionsgleichung ersieht, entsteht als zweites Reaktionsprodukt Eisen, so daß auch die metallischen Bestandteile der Coreschmelze simuliert werden können.

Die Temperatur der Reaktionsprodukte lag bei allen Experimenten oberhalb etwa $2000^\circ C$. Bei den ersten Experimenten wurde ein Thermitpulver verwendet, dessen Dichte ca. 10% geringer war als die Dichte des später verwendeten Thermitpulvers. Die im Reaktionstiegel eingesetzte Thermitmasse war entsprechend etwas verschieden und betrug 900 bzw. 1000 g. Daraus resultierende Unterschiede im Verhalten beim Eindringen und Ausfrieren konnten nicht festgestellt werden.

Der Einfluß der Geometrie des Strömungskanals wurde parametrisch untersucht, indem neben Rohren auch Ringspalte und schließlich verschiedenartige Stabbündel eingesetzt wurden. Experimente mit Rohren sind am einfachsten zu realisieren und sind darüberhinaus von besonderer Bedeutung für Vergleiche mit theoretischen Modellen. Ein wichtiger Austragungspfad der Coreschmelze in axialen Blanketstrukturen sind die Kühlkanäle zwischen den Brennstäben. Deshalb sind Experimente mit Stabbündeln für die Reaktorsicherheit besonders interessant. Es wurden Bündel mit unterschiedlichen Brennstabattrappen (massive Edelstahlstäbe, leere und oxidgefüllte Edelstahlrohre) benutzt. Experimente mit Ringspalten sind deshalb von besonderem Interesse, weil diese Art von Struktur sowohl konvex als auch konkav gekrümmte Kühlflächen aufweist und die Art der Krümmung die Stabilität von Brennstoffkrusten beeinflussen kann. Im Hinblick auf reaktorrelevante Bedingungen wurde als Strukturmaterial in den meisten Fällen Edelstahl benutzt. In einigen Experimenten wurde jedoch Quarzglas benutzt um die Strömung der Schmelze optisch erfassen zu können.

Bei den Experimenten zur Untersuchung der Krusten- und Schmelzfilmstabilität wurde die in den Strömungskanal einfließende Schmelzenmasse begrenzt, da bei unbegrenzter Masse die Struktur vollständig mit Schmelze gefüllt wird und daher post-mortem nicht mehr festgestellt werden kann, ob sich während des Ausfriervorgangs eine Kruste an den Kanalwänden bildet. Als Ergänzung zur Untersuchung der Krustenstabilität wurden jedoch auch einige Experimente mit 3-Stab-Bündeln durchgeführt, bei denen die einströmende Masse praktisch unbegrenzt war, um die Eindringtiefe zu bestimmen.

Das Einringen der Schmelze in die Strukturen wurde in den ersten Versuchsreihen durch eine treibende Druckdifferenz $\leq 10^5$ Pa bewirkt, während bei den darauffolgenden Versuchsreihen die treibende Druckdifferenz bis auf 10^6 Pa erhöht wurde.

Eine weitere Randbedingung, die untersucht wurde, war die Temperatur der Struktur, die zwischen Raumtemperatur und Temperaturen $>1000^{\circ}\text{C}$ variiert wurde.

Die im Hinblick auf Reaktorbedingungen wichtigen Merkmale dieser Experimente sind:

- Schmelze, oxidisch bzw. metallisch, überhitzt
- Struktur
 - . Material Edelstahl
 - . Geometrie, systematisch variiert Art (Rohr, Ringspalt, Bündel) und hydraulischer Durchmesser
 - . Temperatur, variiert zwischen Raumtemperatur und $>1000^{\circ}\text{C}$ (Wandschmelzen)
- Treibende Druckdifferenz Δp , parametrisch variiert im Bereich $\leq 10^6$ Pa

Die durchgeführten Experimente wurden entsprechend der unterschiedlichen Versuchsziele bzw. Versuchsparameter in vier verschiedene Versuchsreihen unterteilt (Tab. 3.1.).

Versuchsziel	Versuchsreihe	Schmelzenmasse	Δp [Pa]	Struktur		
				Art	Geometrie	Temp.
Krustenbildung und Krustenstabilität	I	begrenzt	$\leq 10^5$	Quarz	Rohr Ringspalt Bündel	Raumtemp.
	II	begrenzt	$\leq 10^6$	Stahl	Rohr (Ringspalt) Bündel	Raumtemp.
	III	begrenzt	$\leq 10^6$	Stahl	Rohr Bündel	> 1300 K
Eindringtiefe	IV	unbegrenzt	$\leq 10^6$	Stahl	Bündel	> 1300 K

Tab. 3.1. Parameter der Experimente dieser Arbeit

3.1. Experimenteller Aufbau

Für die Durchführung der Experimente wurden zwei verschiedene Anlagen verwendet. Abb. 3.1 zeigt eine Prinzipskizze der Vakuumanlage, an der die Versuchsreihe I und einzelne Experimente der anderen Versuchsreihen durchgeführt wurden. In Abb. 3.2 ist die THEFIS-Anlage dargestellt, an der die Mehrzahl der Experimente der Versuchsreihen II-IV durchgeführt wurde. Bei der Vakuumanlage ist die treibende Druckdifferenz auf maximal 10^5 Pa beschränkt, wobei am Struktureinlauf Umgebungsdruck herrscht und der Strukturauslauf mit einer Vakuumkammer verbunden ist. Durch die treibende Druckdifferenz wird die Schmelze in die Struktur gesaugt. Bei der THEFIS-Anlage können Druckdifferenzen bis 10^6 Pa erzeugt werden. Bei dieser Anlage steht der Strukturauslauf unter Umgebungsdruck. Der Struktureinlauf befindet sich in einem abgeschlossenen Kessel, der mit Drücken bis $1,0 \cdot 10^6$ Pa beaufschlagt werden kann. Im folgenden werden die wichtigsten Teile der beiden Anlagen beschrieben.

Strukturen

Die in Versuchsreihe I benutzten Strukturen (Rohr, Ringspalt und Bündel) waren aus Quarzglas gefertigt. Tab.3.2 zeigt die Geometriedaten der verwendeten Strukturen, in Abb. 3.3 ist beispielhaft ein Bündel skizziert. Für die Rohrexperimente wurden Rohre mit Innendurchmesser von 3 bzw. 4 mm (Wandstärke 1 mm) gewählt. Die Länge der Quarzglasstrukturen betrug 1 m. Die Ringspalte und Bündel waren aus Quarzglasrohren verschiedener Durchmesser zusammengesetzt, wobei das untere, in die Schmelze eintauchende Ende der inneren Rohre zugeschmolzen war, um zu gewährleisten, daß die Schmelze nicht in die Innenrohre, sondern in den Spalt bzw. in die Zwischenräume des Bündels eindringt. Die inneren Rohre waren ca. 25 mm in das äußere Führungsrohr hineingezogen und mit kleinen Aluminiumstücken (5 mm Länge) als Abstandshalter im Führungsrohr positioniert.

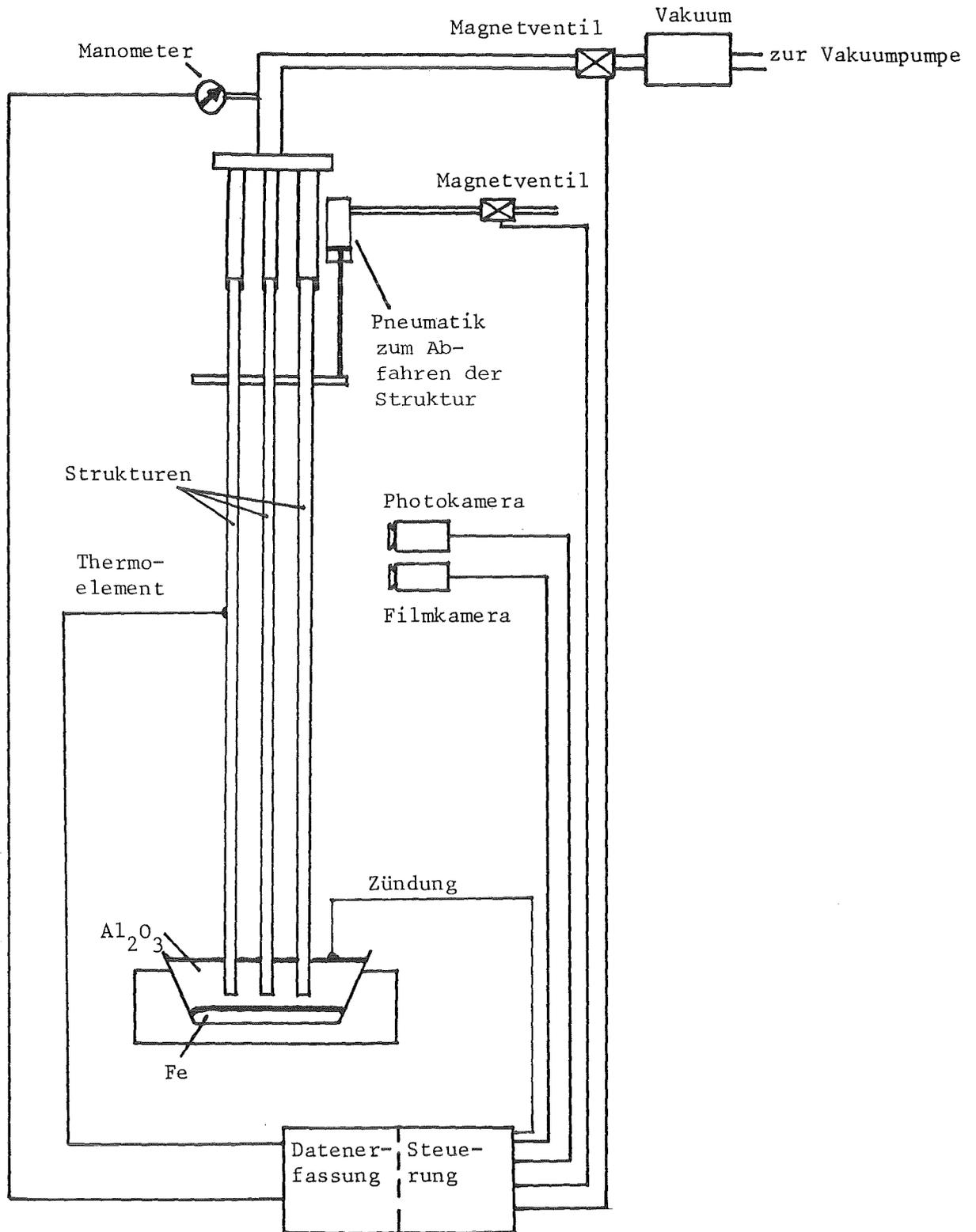
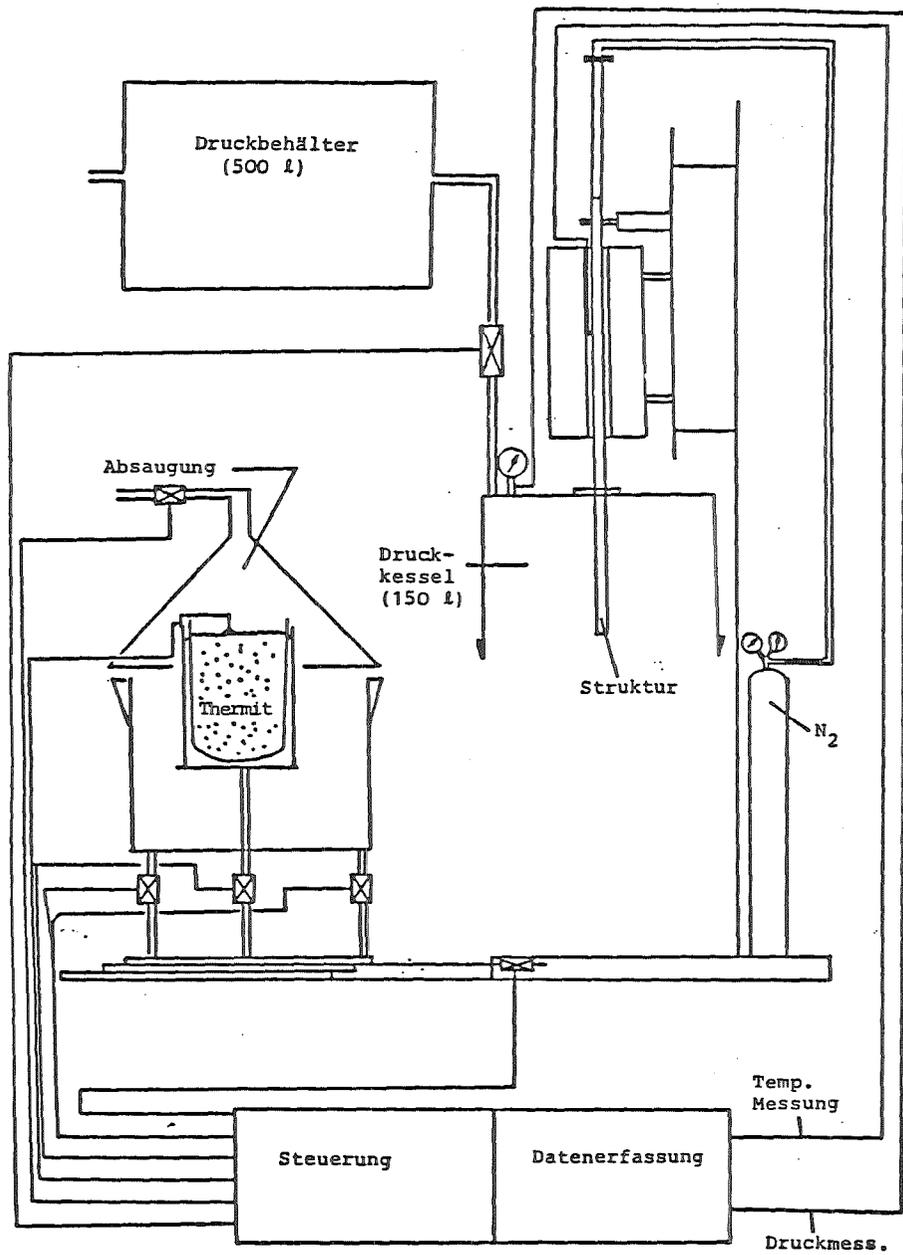
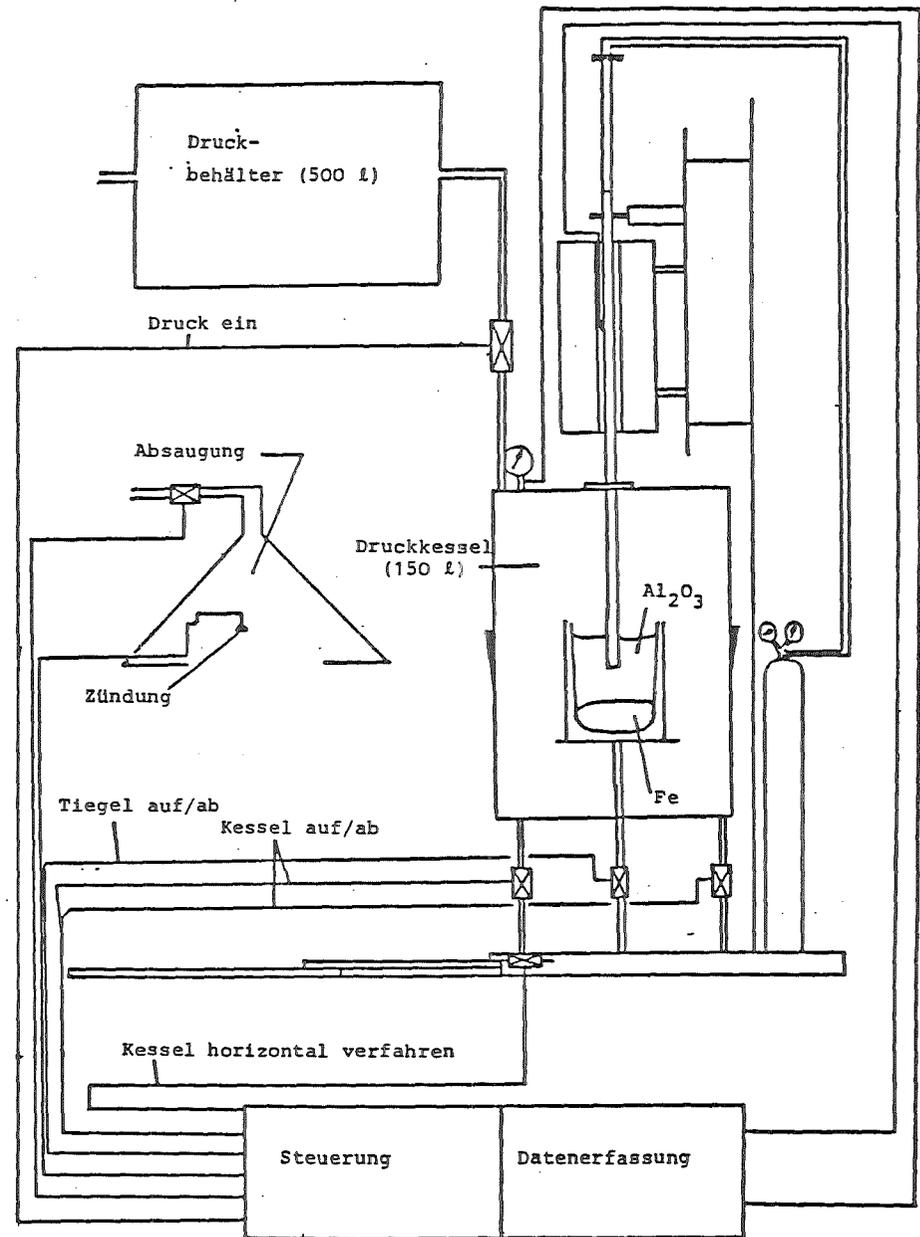


Abb. 3.1. Prinzipskizze der Vakuumanlage



vor Versuch

Abb.3.2.a THEFIS-Anlage (Prinzipkizze)



während Versuch

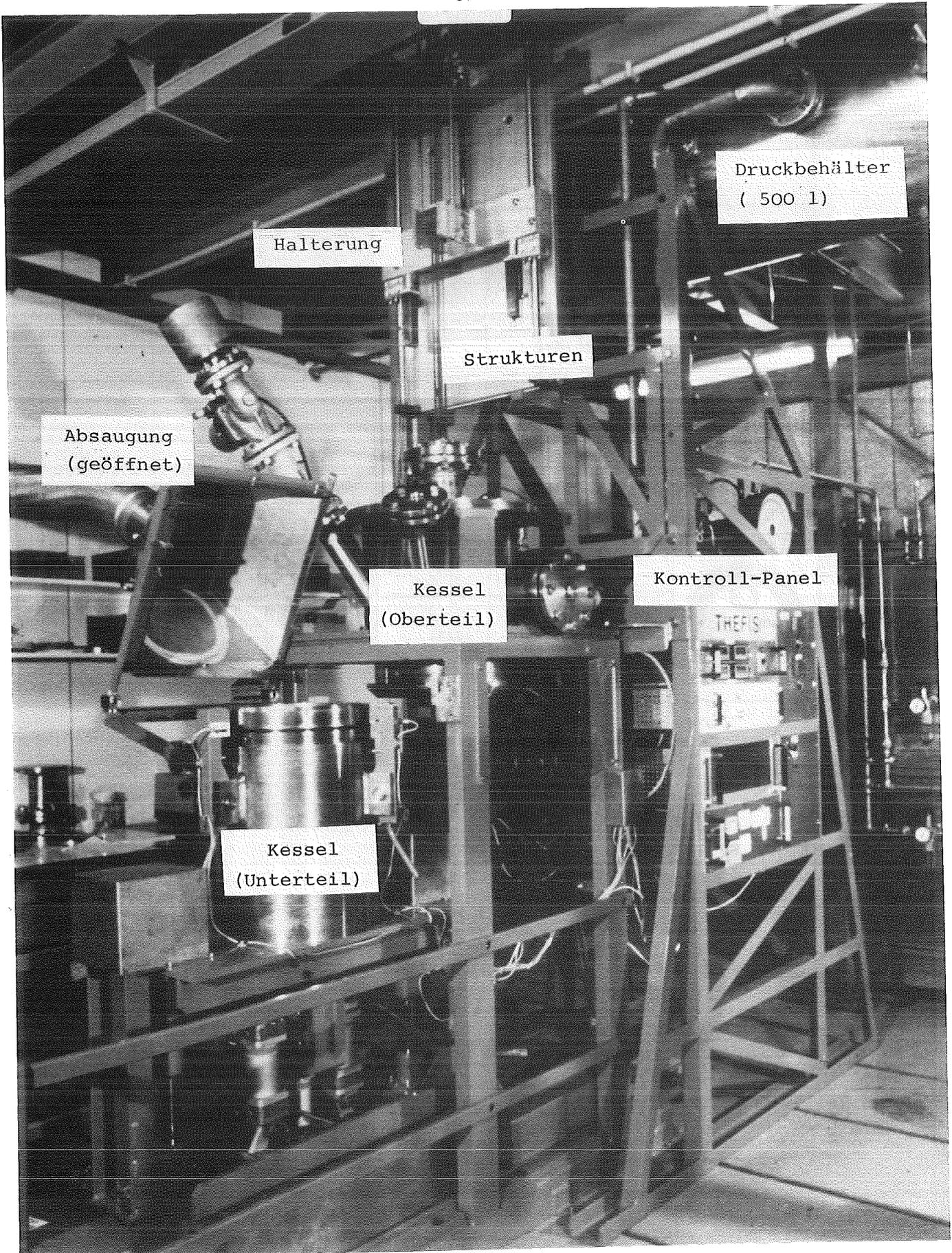
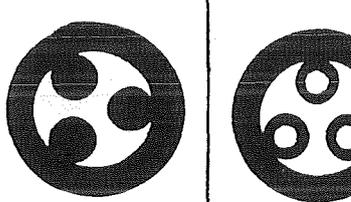


Abb. 3.2.b THEFIS - Anlage

	Typ	Außenrohr (mm)	Innenrohr (mm)	hydraul. Durchmesser (mm)	Strömungs- querschnitt (mm ²)	benetzter Umfang (mm)
	a	5x1	-	3	7,07	9,42
	b	6x1,5	-	-	-	-
	2	6x1	-	4	12,57	12,57
	3	8x2	-	4	12,57	12,57
	4	10x1	4x1 4 (voll)	4	37,70	37,70
	5	12x1	4 (voll)	6	65,97	43,99
	6	16x1,25	7x1	6,5	104,66	64,40
	7	16x1,25	6x1	2,36	58,33	98,96
	8	16x1	6 (voll) (6x1)	2,75	69,13	100,53
	9	18x2	6 (voll) (6x1)	2,75	69,13	100,53
	10	-	-	-	-	-

Tab.3.2. Daten der verwendeten Strukturen

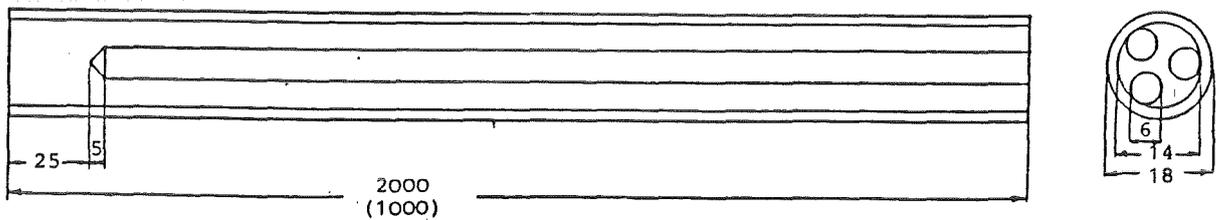
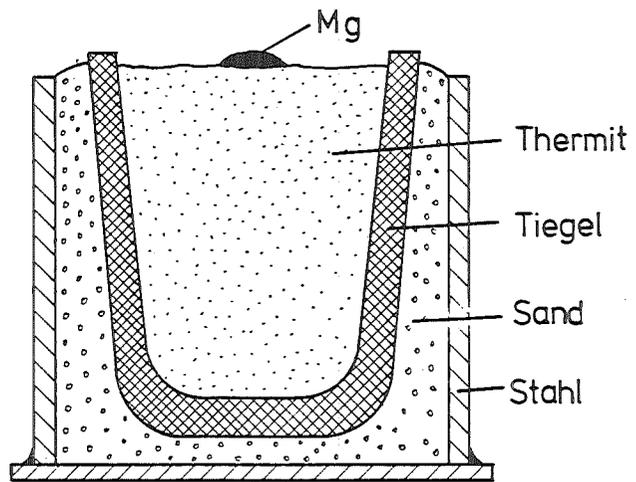


Abb.3.3 Skizze eines Bündels (Angaben in mm)

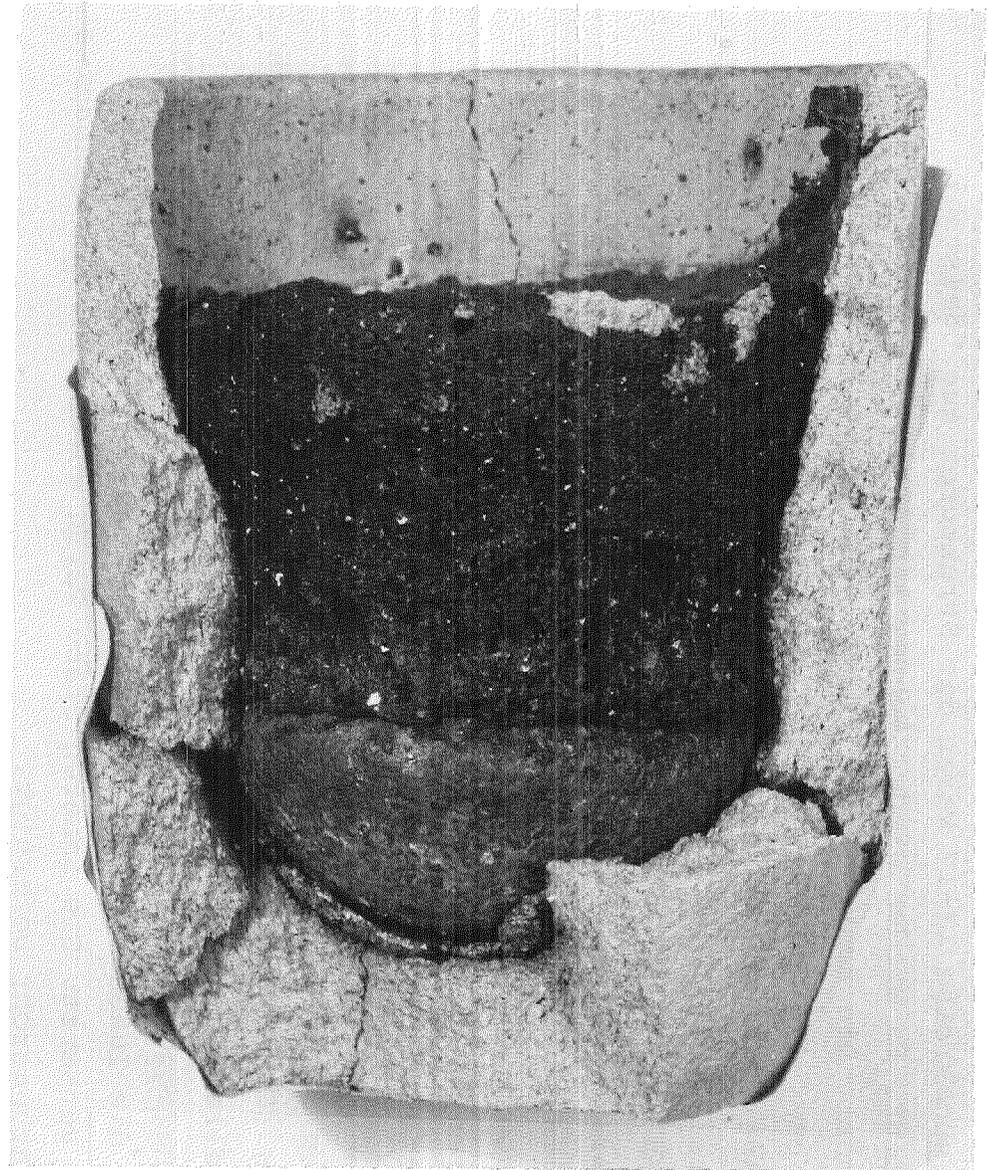
In Versuchsreihe II-IV waren die Strukturen aus Edelstahl gefertigt. Es wurden wieder Rohre, Ringspalte und Bündel verwendet. Die Rohre hatten 3 bzw. 4 mm Innendurchmesser und 1 bzw. 1,5 mm Wandstärke. Ringspalte aus Stahl kamen nur innerhalb der Versuchsreihe II zum Einsatz. Bündel mit drei Innenstäben wurden bei den beheizten und unbeheizten Experimenten eingesetzt, wobei die inneren Stäbe bei Versuchen ohne Heizung aus massivem Stahl waren. Bei den Experimenten mit Heizung wurde ein Experiment mit leeren Innenrohren (4 mm I.D., 1 mm Wand) durchgeführt, bei allen weiteren beheizten Experimenten bestanden die Innenstäbe im beheizten Bereich aus mit Al_2O_3 gefüllten Edelstahlrohren (6 mm Außendurchmesser, 0,6 mm Wandstärke), in den nicht beheizten Bereichen darüber und darunter aus massiven Edelstahlstäben (6 mm Durchmesser). Diese Oxidfüllung bewirkt, daß auch bei vollständig geschmolzener Stahlwand der ursprüngliche Strömungsquerschnitt erhalten bleibt. Auch bei den Stahlbündeln waren die Innenstäbe ca. 25 mm gegenüber dem Außenrohr nach innen versetzt. Die inneren Stäbe waren durch vier Schweißpunkte am Führungsrohr befestigt.

Reaktionsbehälter

Es wurden zwei verschiedene Reaktionsbehälter verwendet. Bei allen Experimenten zur Krustenbildung und bei den Experimenten zur Eindringtiefe mit $\Delta p \leq 0,5$ MPa wurde der in Abb. 3.4 gezeigte Tiegel verwendet. Dieser Tiegel war 110 mm tief und hatte einen Durchmesser von ca. 85 mm. Bei den Bündel-Eindringexperimenten mit $\Delta p > 0,5$ MPa wurde ein größerer Tiegel mit 190 mm Tiefe und 115 mm Durchmesser verwendet, da bei diesen Experimenten eine größere Thermitmenge benötigt wurde (3000 g). Die Reaktionsbehälter, die im wesentlichen aus Al_2O_3 - SiO_2 -Mischkeramik bestehen, wurden mittels feuchtem Klebsand in einer Stahlform fixiert. Diese Einbettung war notwendig, um ein Zerspringen der Schmelztiegel während der Thermitreaktion zu verhindern. In einem handelsüblichen Backofen wurde der feuchte Klebsand bei ca. 150°C mehrere Stunden lang getrocknet.



vor der Reaktion (Thermitpulver)



nach der Reaktion (Fe unten, Al_2O_3 oben)

Abb. 3.4 Reaktionstiegel

Treibender Druck

An der Vakuumanlage wird die treibende Druckdifferenz durch eine Vakuumpumpe erzeugt. Die Vakuumpumpe evakuiert eine Vakuumkammer, die über Rohrleitungen und Kunststoffschläuche mit dem Auslauf der Struktur verbunden ist. Der in die Schmelze eintauchende Einlauf der Struktur steht unter Umgebungsdruck. Damit ist die maximal erreichbare Druckdifferenz von 10^5 Pa vorgegeben. Beim Öffnen eines Magnetventils zwischen der Vakuumkammer und der Struktur wird die Schmelze in die Struktur gesaugt.

Bei der THEFIS-Anlage befindet sich der Auslauf der Struktur unter Umgebungsdruck, die Schmelze und der Einlauf in einem Kessel (150 l , $\leq 1,0 \cdot 10^6 \text{ Pa}$). Der Kessel ist über eine mit einem Magnetventil abgeschlossenen Leitung mit einem 500 l - Druckbehälter verbunden, der mit dem gewünschten Druck ($\leq 1,5 \cdot 10^6 \text{ Pa}$) beaufschlagt ist. Nach Öffnen des Magnetventils wird die Schmelze durch den Überdruck in die Struktur getrieben.

Eintauchen, Herausziehen

Die Strukturen sind bei beiden Anlagen mit Aluminiumhalterungen an einer Platte befestigt. An der Vakuumanlage (Abb.3.1.) wird diese Platte auf - und abbewegt, wodurch die Strukturen in die Schmelze eingetaucht bzw. herausgezogen werden. Auch an der THEFIS-Anlage (Abb.3.2.) kann die Befestigungsplatte bewegt werden. Der Vorgang des Eintauchens und Herausziehens wurde dort jedoch durch Bewegen des Reaktionstiegels bewirkt. Bei der THEFIS-Anlage wird die Struktur über einen Flansch in dem Druckkessel geführt. Die Abdichtung erfolgt mit O-Ringen.

Ofen

Für die Experimente mit Wandschmelzen muß die Struktur vorgeheizt werden. Dazu wurde ein Rohrofen Typ Leybold-Heraeus RoK 5/60 benutzt, mit dem Temperaturen bis 1200°C erzeugt werden können. Im Inneren des Ofens befindet sich eine in Keramik eingebettete Heizwicklung, die elektrisch beheizt wird. Das obere und das untere Ende des Ofens wurde mit Keramikstopfen abgedichtet, die Bohrungen für die Strukturen enthielten. Die beheizte Länge des Ofens beträgt ca. 600 mm, der Innendurchmesser ca. 50 mm.

Instrumentierung

Es wird die treibende Druckdifferenz und in manchen Experimenten zusätzlich die Temperatur der Struktur als Funktion der Zeit gemessen. Für die Druckmessungen wurden Bell - und -Howell-Druckmesser Typ BHL 4400 verwendet, mit denen der Umgebungsdruck sowie der Druck in der Vakuumkammer bzw. im Druckbehälter gemessen wird, woraus die treibende Druckdifferenz in der Struktur während des Eindringvorgangs errechnet wird. Die Temperaturmessungen erfolgten mit Chromel-Alumel-Thermoelementen Typ K (Durchmesser 0,25 - 1mm) vornehmlich an der äußeren Oberfläche der Strukturen oder in der Strukturwand. Die Druckaufnehmer und die Ausgleichsleitungen der Thermoelemente sind über einen Meßstellen-Umschalter mit dem schnellen Digitalvoltmeter (Typ HP3437A) des Datenloggers verbunden. Die Temperatur der Thermitmelze wurde durch in Quarzglas eingeschmolzene Wolfram-Rhenium-Thermoelemente gemessen. Um eine Überlastung des Ofens zu vermeiden, wurde außerdem die Temperatur in der Ofenkeramik mit Chromel-Alumel-Thermoelementen gemessen.

Steuerung, Meßwerterfassung

Für die Steuerung der Experimente und die Erfassung der Meßwerte wurde ein Meßwert-Erfassungssystem, bestehend aus einem Rechner Typ HP85 und einem Datenlogger Typ HP3497A verwendet. Durch diese elektronische Steuerung ist der zeitliche Ablauf der Experimente genau definiert. Die Meßprogramme sind im Anhang A1 beschrieben. Der Datenlogger ist mit fünf Relais-Platinen ausgestattet. Mit diesem Relais werden die verschiedenen Magnetventile für Heben und Senken der Struktur bzw. des Reaktionstiegels, Öffnen der Vakuum- bzw. Druckleitung, Entfernen der Abdeckung, Ein- und Ausschalten der Lüftung, Zündung etc. geschaltet. Die Zeit für das Öffnen bzw. Schließen eines Relais beträgt 44 ms. Druckmessungen konnten im Abstand von 20 ms durchgeführt werden. Die Drucksignale werden mit einem schnellen Digitalvoltmeter Typ 3437A gemessen und im Rechner in physikalische Druckwerte umgerechnet. Zur optischen Erfassung des zeitlichen Eindringvorgangs und der Krustenbildung wurden bei den Quarzglasexperimenten eine 16 mm- Locam-Filmkamera eingesetzt. Die Bildfrequenz betrug für die Photos 3,5 Bilder/s, für die Filmkamera 72 Bilder/s. Außerdem wurden während der Experimente mit einer Polaroid Kamera SX70 Sofortbilder aufgenommen.

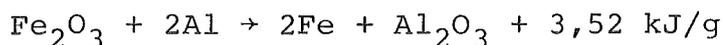
3.2. Durchführung

Der Ablauf der Experimente lässt sich in vier Phasen gliedern:

- Vorbereitung
- Zündung
- Thermitreaktion
- Eindringvorgang

Vor der Montage wurden die Strukturen mit Aceton ausgewaschen um die Wände, die von der heißen Schmelze berührt werden, von Verunreinigungen, die den Ausfriervorgang beeinflussen könnten, zu säubern. Anschließend wurden die Strukturen an der Anlage befestigt und, entsprechend der gewünschten Eintauchtiefe des Struktureinlaufs in die Schmelze, justiert. Die Reaktionstiegel wurden, wie oben beschrieben, mit Klebsand in einer Stahlhalterung eingebettet und getrocknet, bevor sie in die Anlage eingebaut wurden. Das Reaktionsgut wurde in den Tiegel eingefüllt und leicht festgestampft. Die Zündung des Thermits erfolgte mittels eines elektrischen Zünders und einer kleinen Menge ($\approx 3\text{g}$) Magnesiumpulver.

Die Reaktionsgleichung des verwendeten Thermits lautet:



Etwa 12s nach der Zündung ist die Reaktion beendet. Durch die unterschiedlichen Dichten von Fe und Al_2O_3 trennen sich die beiden Reaktionsprodukte (Al_2O_3 oben, Fe unten); der Trennvorgang ist ca. 18s nach Reaktionsbeginn abgeschlossen. Zu diesem Zeitpunkt sind auch die entstandenen Reaktionsgase aus der Schmelze entwichen. Abb.3.4 zeigt einen aufgeschnittenen Reaktionstiegel. Fe und Al_2O_3 sind deutlich voneinander getrennt. Die Reaktionsprodukte und die in den Strukturen ausgefrorenen Schmelzen wurden mit einem Scanner-Elektronen-Mikroskop (SEM) analysiert. In Tab. 3.3 sind die Ergebnisse dieser Analysen sowie zum Vergleich diejenigen einer früheren Arbeit zusammengestellt.

Ergebnis dieser Arbeit	Al	Fe	Si	sonstige	Bem.
Oxid-Regulus	76 43,4	12,2 23,7	11,8 32,9		Mitte Rand
Fe-Regulus	- 2,4 3,3	97,9 93,5 85,6	2,1 4,1 4,3	Ni 6,8	Mitte Mitte Rand
Oxid im Rohr (Stahl)	43,4 79,2	13,3 9,1	38,1 10,3	K 1,6 Ca 3,6 K 1,0 Ca 0,4	Mitte Rand
(Quarz)	74,1 80,7	21,5 8,3	4,4 11		Mitte Rand
Werle /32/	Al	Fe	Si	sonstige	Bem.
Oxid-Regulus	44 54	22 30	34 16		2 versch. Positionen
Oxid im Rohr (Quarz)	74-79	11-15	7-11		versch.Exp.
Fe im Rohr (Quarz)	-	100	-		
Reaktionstiegel	19 27	- -	72 60	K 9,0 K 13,0	2 versch. Exp. reihen

Tab. 3,3.SEM-Analysen (in At-%)

Mit WRe-Thermoelementen wurden die Temperaturen der Oxidschmelze gemessen. Die Abb. 3.5. und 3.6. geben die Meßwerte wieder. Aus dem Temperaturabfall über der Zeit wurde die Temperatur extrapoliert, die zum Zeitpunkt des Eintauchens der Strukturen herrschte. Bei Verwendung des größeren Schmelztiegels (3000 g Thermit) liegen die Temperaturen ca. 200 K höher als im kleinen Schmelztiegel (900 g), wo die Temperatur des Oxids ca. $2050 \pm 50^\circ \text{C}$ betrug. Die Unterschiede in den Zeitskalen der Abbildungen ergeben sich aus der unterschiedlichen Zeit, die bis zum vollständigen Reaktionsende verstreicht. Werle /32/ bestimmte mit einem geeichten Pyrometer den Schmelzpunkt der metallischen Phase (Fe), der gut mit dem Schmelzpunkt von reinem Eisen übereinstimmt. Der Schmelzpunkt des Oxids (Al_2O_3) wurde mit einem WRe-Thermoelement bestimmt. Er beträgt $1830 \pm 20^\circ \text{C}$ und entspricht nach dem Phasendiagramm des Systems $\text{FeO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ (Abb.3.7.) der gemessenen Zusammensetzung.

Aufgrund der Trennung von Fe und Al_2O_3 wird über die Eintauchtiefe der Struktur in die Schmelze festgelegt, welches der beiden Materialien eindringt. Für die Experimente mit Fe-Schmelzen wurde der Struktureinlauf bis 20 mm über dem Tiegelboden eingetaucht, für die mit Al_2O_3 -Schmelzen bis 45 mm über dem Tiegelboden. Bei Fe als Fluidmaterial gelangt immer etwas Oxid in die Struktur, da beim Eintauchen zunächst die Schicht von Al_2O_3 durchstoßen werden muß, bevor der Struktureinlauf den Eisenpool erreicht. Außerdem schmolzen im Eisenpool in der Regel mehrere Zentimeter Strukturmaterial am Einlauf ab. Daher wurden nur wenige Experimente mit Fe durchgeführt.

Um die Menge der eindringenden Schmelze zu begrenzen, wird die Struktur nach einer genau definierten Zeit wieder aus der Schmelze herausgezogen. Da die treibende Druckdifferenz nach dem Herausziehen der Struktur noch wirksam ist, dringt die

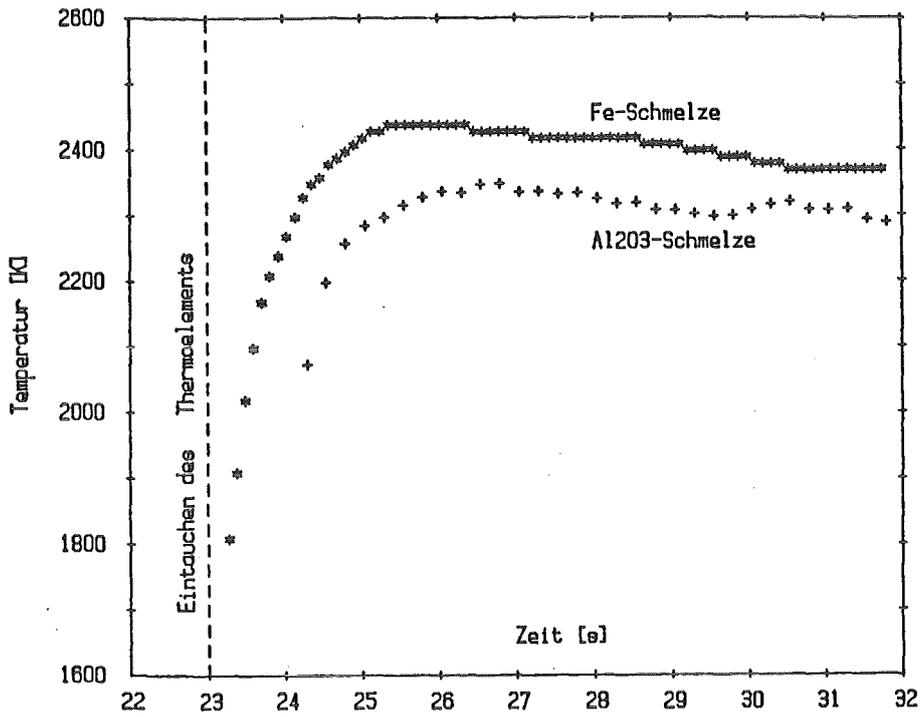


Abb.3.5. Temperaturmessung kleiner Tiegel (900 g Thermit)

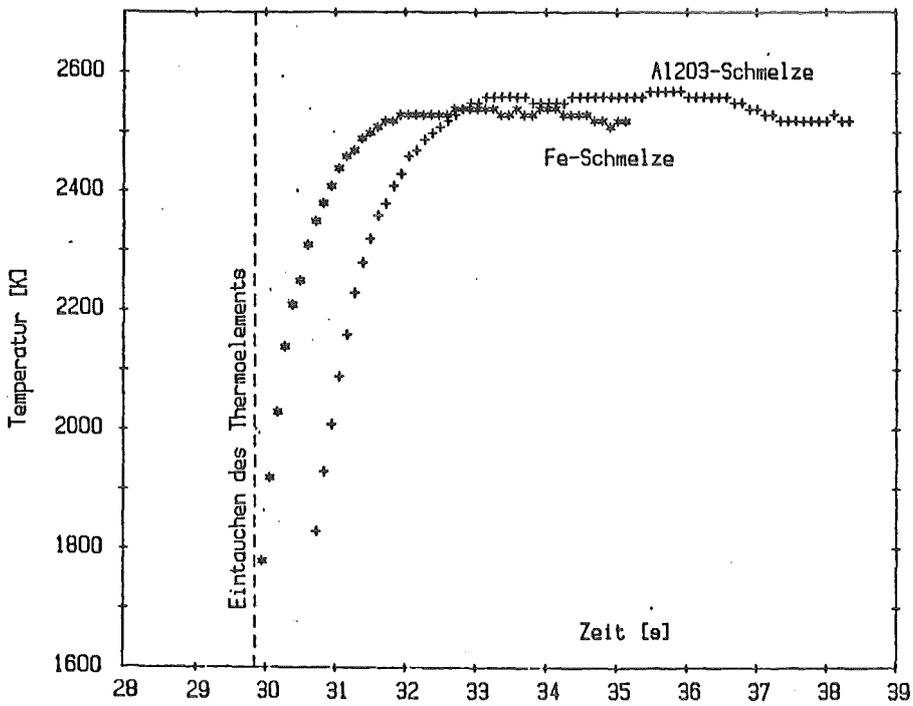
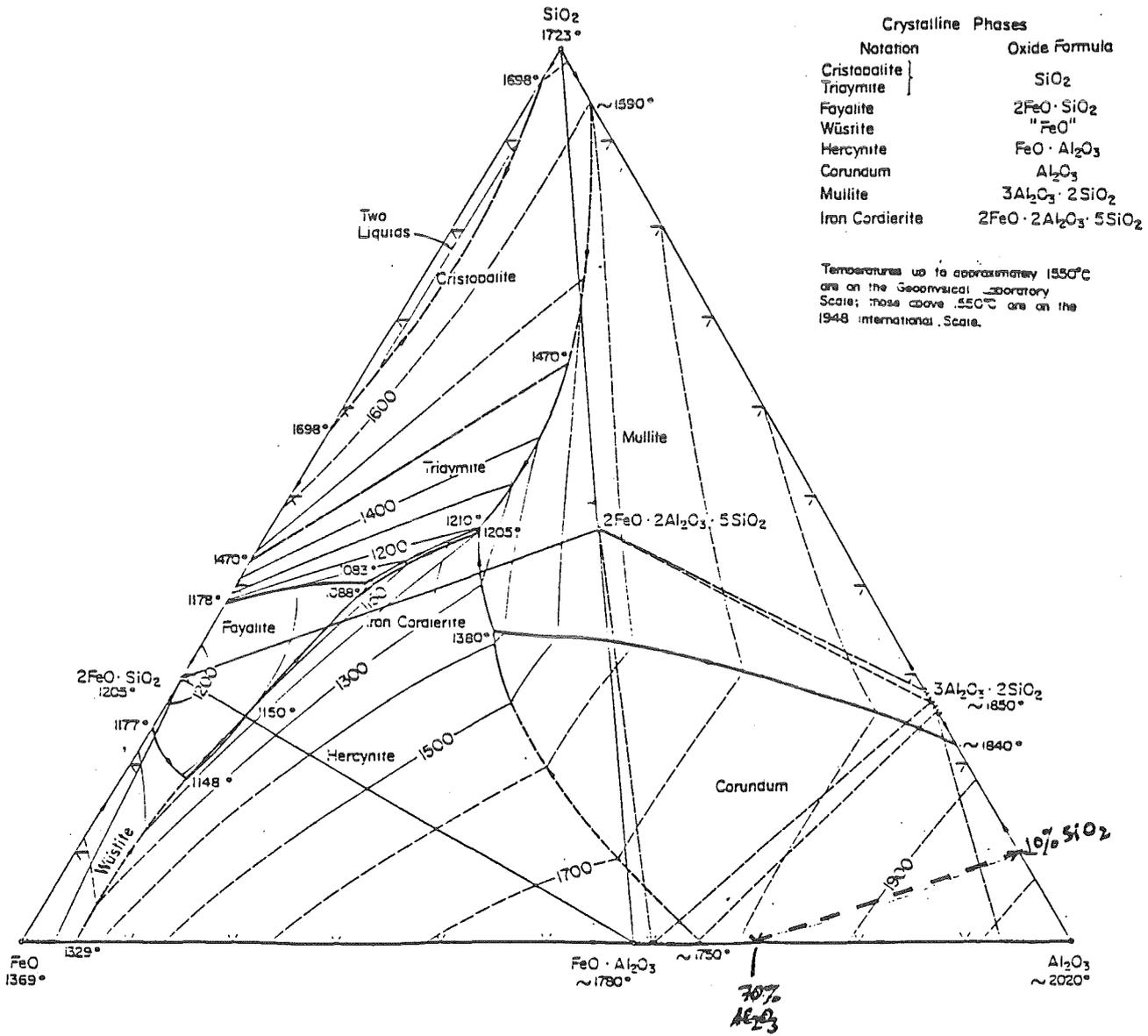


Abb.3.6. Temperaturmessung großer Tiegel (3000 g Thermit)

FeO-Al₂O₃-SiO₂



Crystalline Phases	
Notation	Oxide Formula
Cristobalite	SiO ₂
Triamite	
Fayalite	2FeO·SiO ₂
Wüstite	"FeO"
Hercynite	FeO·Al ₂ O ₃
Corundum	Al ₂ O ₃
Mullite	3Al ₂ O ₃ ·2SiO ₂
Iron Cordierite	2FeO·2Al ₂ O ₃ ·5SiO ₂

Temperatures up to approximately 1550°C are on the Geophysical Laboratory Scale; those above 1550°C are on the 1948 International Scale.

Abb.3.7. Phasendiagramm des Systems FeO-Al₂O₃-SiO₂ /66/

Schmelze in Form eines Pfropfens in die Struktur ein. Beim Hochströmen friert die Schmelze dann an den Wänden der Struktur als Kruste aus (Abb. 3.8.). Bei unbegrenzter Schmelzenmenge wächst dagegen die Dicke der Kruste solange an, bis der gesamte Strömungsquerschnitt zugefroren ist. Es wurde eine Vielzahl von Experimenten mit begrenzter Schmelzenmenge durchgeführt, um die Stabilität der sich bildenden Kruste und, bei beheizter Struktur, die Stabilität des entstehenden Schmelzfilms aus Hüllmaterial zu untersuchen. Als Ergänzung wurden noch einige Experimente zur Bestimmung der Eindringtiefe von Al_2O_3 in Stabbündeln durchgeführt. Tab. 3.4. zeigt schematisch den chronologischen Ablauf der Experimente an der Vakuumanlage und an THEFIS. Eine ausführliche Darstellung des zeitlichen Ablaufs findet man im Anhang A1 bei der Beschreibung der Meßprogramme.

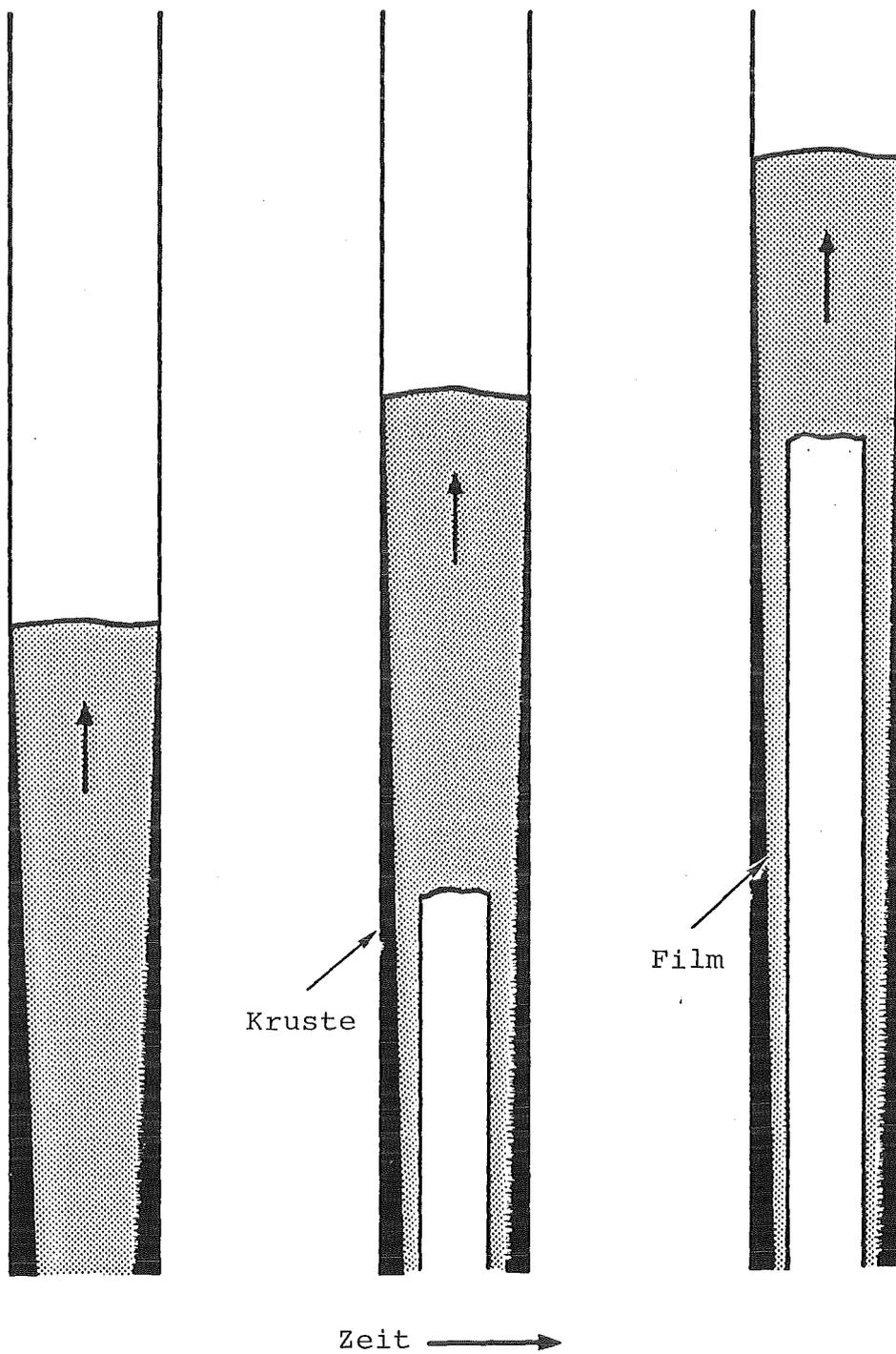


Abb.3.8. Hochströmen einer begrenzten Schmelzenmasse

Chronologischer Ablauf eines Experiments an der Vakuumanlage

- Zündung des Thermitgemisches
- Entfernung der Abdeckung vom Reaktionstiegel
- Einschalten der Photo- und Filmkamera (nur bei Quarzglas)
- Eintauchen der Struktur
- Druckmessungen
- Öffnen des Vakuumventils
- Druckmessungen
- Herausziehen der Struktur
- Druckmessungen

Chronologischer Ablauf eines Experiments an der THEFIS-Anlage

- Zündung des Thermitgemisches
- Unterteil des Druckkessels unter das Oberteil fahren
- Schließen des Druckkessels
- Hochfahren des Reaktionstiegels (=Eintauchen der Struktur)
- Druckmessungen
- Öffnen des Druckventils
- Druckmessungen
- Abfahren des Reaktionstiegels (=Herausziehen der Struktur)
- Druckmessungen

Tab. 3.4. Zeitl. Ablauf der Experimente

3.3. Ergebnisse

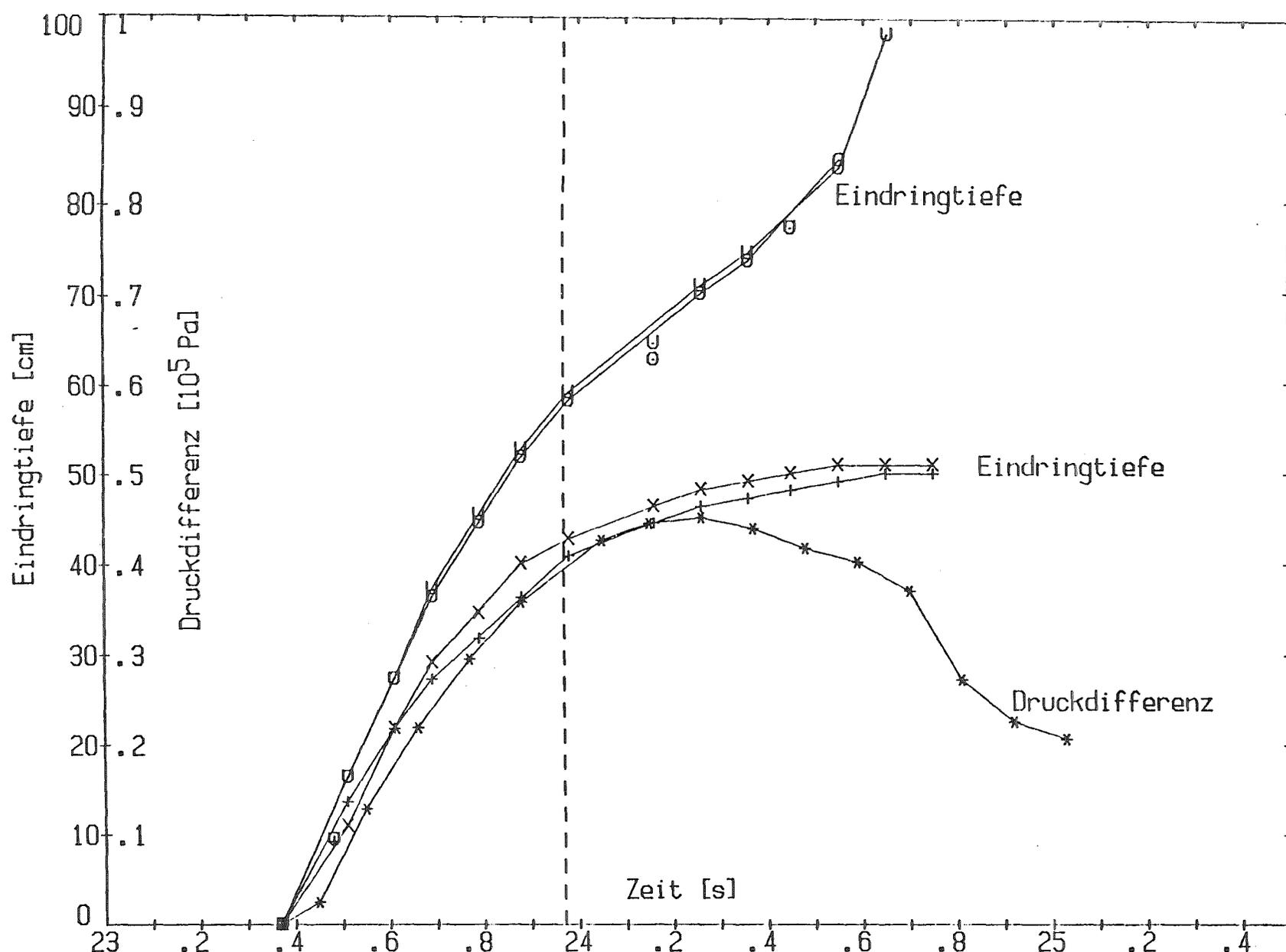
Versuchsreihe I

Diese Versuchsreihe wurde an der Vakuumanlage durchgeführt. Es wurden unbeheizte Quarzglasstrukturen (Rohr, Ringspalt und Bündel) und sowohl Al_2O_3 - als auch Fe-Schmelze verwendet. In allen Experimenten wurden 900 g Thermit zur Reaktion gebracht. Mit der Zündung ($t=0.0s$) begann die Zeitmessung. Nach 23 s wurden die Strukturen in die Schmelze eingetaucht, 0.37 s später wurde die treibende Druckdifferenz wirksam. 24 s nach der Zündung wurden die Strukturen wieder aus der Schmelze herausgezogen. Ca. 1 s später konnte das Ventil zwischen Struktur und Vakuumbehälter geschlossen werden, da zu diesem Zeitpunkt die Bewegung der Schmelze zu Ende war. Im Anhang A2.1 sind wichtige Daten dieser Versuchsreihe zusammengestellt. Die Verwendung von Quarzglasstrukturen erlaubte die optische Erfassung und Auswertung des Eindringvorgangs mit Film- und Photokamera. Die aus den Filmen ermittelte Eindringtiefe stimmt gut mit der post-mortem gemessenen überein. Die Bewegung der Strömungsfront und der zugehörige zeitliche Verlauf der treibenden Druckdifferenz sind für ein Experiment dieser Versuchsreihe in Abb. 3.9. dargestellt. Weitere Abbildungen findet man in Anhang A2.2.

Für Rohrgeometrie wurde die Dicke der Kruste ermittelt und über den Abstand vom Rohreinlauf aufgetragen. Dabei ist zu beachten, daß bei starker Streuung der Meßwerte zwei oder mehr Meßpunkte für den gleichen Abstand vom Einlauf eingetragen sind.

Abb. 3.10 gibt als Beispiel die Krustendicke in einem Rohr 6x1 aus einem Experiment dieser Versuchsreihe wieder. Weitere Abbildungen im Anhang A2.4. Aus den in Tab. 3.5. angegebenen Eindringtiefen der Schmelze vor dem Herausziehen wurden mittlere Krustendicken errechnet, die ebenfalls in den Abbildungen angegeben sind. Die Eindringtiefe vor dem Herausziehen konnte aus den Filmaufnahmen relativ genau ermittelt werden.

In Tabelle 3.5. sind neben der Eindringtiefe vor dem Herausziehen h^* auch die post-mortem ermittelte Eindringtiefe h und die daraus errechnete mittlere Krustendicke $\bar{\delta}$ angegeben.

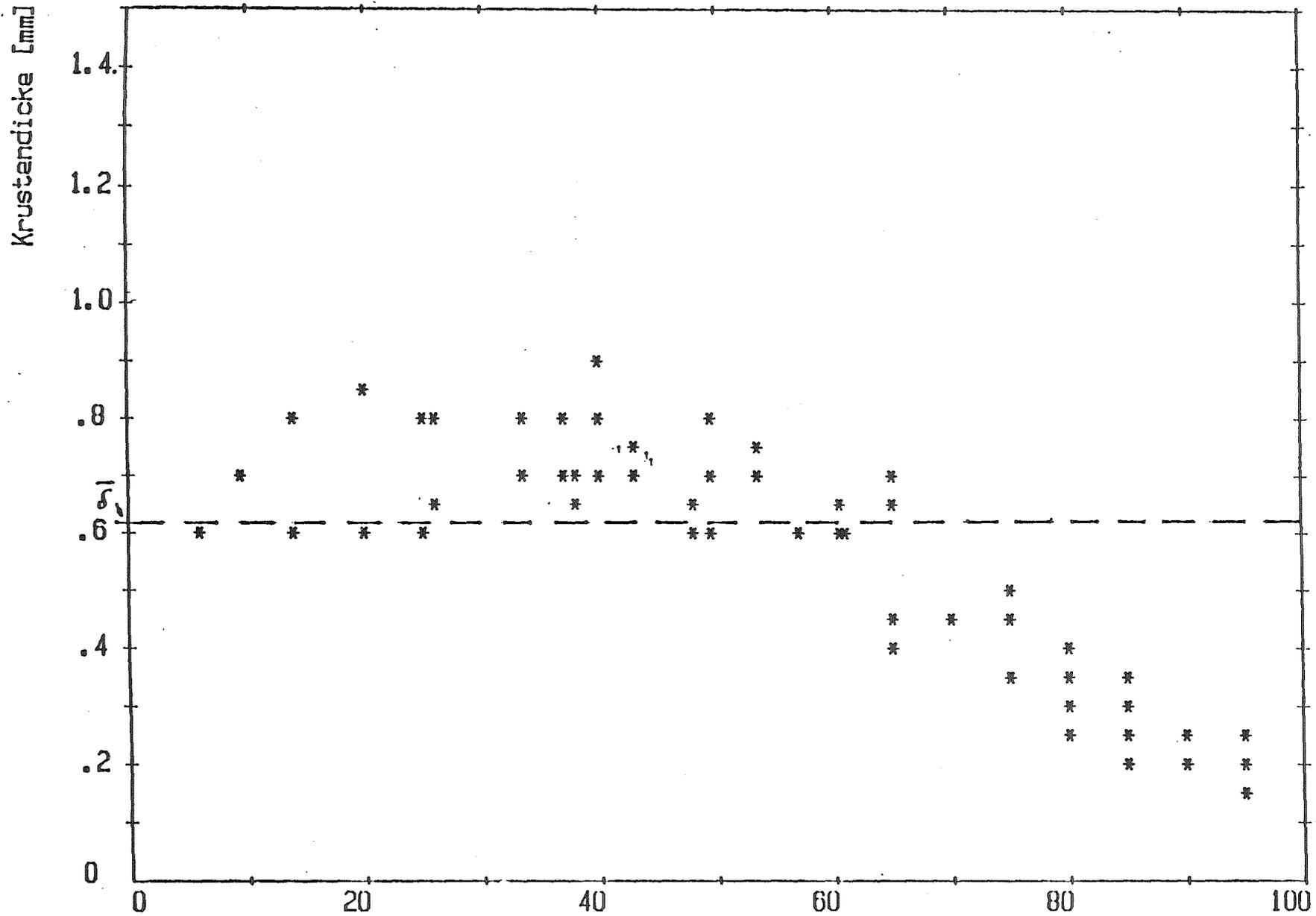


Vers. Nr.: 83/7/27-1
 Schmelze: Al2O3
 Struktur: Quarz

* Druckdifferenz
 + 1. Rohr 3mm I.D.
 x 2. Rohr 3mm I.D.

- - - - - Hochfahren
 o 1. Rohr 4mm I.D.
 u 2. Rohr 4mm I.D.

Abb.3.9. Druckverlauf und Eindringtiefe



Vers. Nr.: 83/7/27-1
 Schmelze: AL203
 Struktur: 4. Quarzrohr 6*1

Abb. 3.10. Krustendicke

Exp.Nr.	Rohr Nr./Geometrie	h^* (cm)	h (cm)	$\bar{\delta}$ (mm) (berechnet)
83/7/27-1	1 5x1	40,0	42,4	0,92
	2 5x1	42,5	43,5	0,99
	3 6x1	57,0	100	0,61
	4 6x1	57,5	100	0,62
83/8/3-1	1 5x1	27,4	54,0	0,4
	2 5x1	25,6	42,0	0,49
	3 6x1	37,4	73,0	0,53
	4 6x1	27,4	53,0	0,54
83/8/4-1	1 5x1	26,5	31,0	0,79
	2 5x1	36,5	67,5	0,43
	3 6x1	46,5	100	0,48
	4 6x1	50,5	90,0	0,6
83/8/23-2	5x1	61,5	64,7	0,94

Tab. 3.5. Eindringtiefen und mittlere Krustendicke $\bar{\delta}$

h^* Eindringtiefe vor dem Herausziehen

h Eindringtiefe post-mortem

Bei Rohren 5x1 war es möglich, daß zum Zeitpunkt des Herausziehens die Kruste schon relativ dick war und so den freien Strömungsquerschnitt stark verringerte. Die Eindringtiefe steigt dann nach dem Herausziehen nur noch gering an. In diesen Fällen ist die mittlere Krustendicke sehr groß.

Die mittlere Krustendicken wurden folgendermaßen ermittelt:

Vor dem Herausziehen ist der gesamte Strömungsquerschnitt mit Schmelze gefüllt. Die eingeströmte Masse ist

$$m_s = \pi r_i^2 \cdot \bar{\rho} \cdot h^*$$

Dabei ist r_i = Innenradius des Rohres

h^* = Eindringtiefe der Schmelze vor dem Herausziehen

und als Dichte wurde

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_{\text{liq}} + \rho_{\text{sol}}}{2}$$

Mit ρ_{liq} = Dichte der Schmelze

ρ_{sol} = Dichte der Kruste

gesetzt, da beim Herausziehen schon ein Teil der Schmelze angefroren ist.

Nachdem der Strömungsvorgang beendet ist, ist die gesamte im Rohr befindliche Masse als Kruste ausgefroren.

Die Masse der Kruste ist

$$m_{\text{Kr}} = \pi \left[r_i^2 - (r_i - \bar{\delta})^2 \right] \cdot \rho_{\text{sol}} \cdot h$$

Dabei ist h die post-mortem ermittelte Eindringtiefe.

Gleichsetzen von m_s und m_{Kr} und Auflösen nach der Krustendicke liefert

$$\bar{\delta} = r_i - r_i' \sqrt{1 - \frac{\bar{\rho}}{\rho_{sol}} \cdot \frac{h^*}{h}}$$

Versuchsreihe II

In dieser Versuchsreihe wurden unbeheizte Stahlstrukturen und als Fluid meist Al_2O_3 und nur einmal Fe verwendet, da sich gezeigt hatte (Experiment 83/9/1-1), daß der Einlauf der Struktur beim Eintauchen in Fe abschmilzt und dies zu verfälschten Versuchsergebnissen führen kann. Die Experimente wurden zunächst mit Rohren, Ringspalten und Bündeln an der Vakuumanlage begonnen und dann mit Rohren und Bündeln an der THEFIS-Anlage weitergeführt. Zeiten und Drücke sind in Anhang A2.1. angegeben. In dieser Versuchsreihe wurde die treibende Druckdifferenz stark variiert (0.1 bis 1MPa). Durch Erhöhung der Druckdifferenz dringt schon vor dem Herausziehen mehr Schmelze in die Struktur ein. Dadurch wird die Eindringtiefe stark erhöht und die Kruste etwas dicker. Krustendicken findet man in Anhang A2.4. Photos von Schnitten enthält Anhang A2.3. In Abb.3.11. findet man eine Auswahl von Schnitten, die die gebildeten Krusten sehr gut demonstrieren.

Versuchsreihe III

In der dritten Versuchsreihe wurde außer der Krustenstabilität auch die Stabilität von Schmelzfilmen untersucht. Das Ziel war insbesondere, zu prüfen, ob sich eine stabile Kruste bildet, wenn gleichzeitig die Stahlwand des Strömungskanals schmilzt. Abb. 3.12. unten zeigt die Krusten, die sich auf den geschmolzenen Kanalwänden gebildet haben. Um die Stahlwand bei Kontakt mit flüssigem Al_2O_3 instantan zu schmelzen, muß die Stahlstruktur vorgeheizt werden. Tab.3.6. gibt die Kontakttemperatur in Abhängigkeit von der Temperatur der Schmelze und der Anfangstemperatur der Wand an. Im Anhang A3 findet man den Formalismus zur Berechnung der Kontakttemperatur. Zeiten und Drücke findet man in Anhang A2.1.

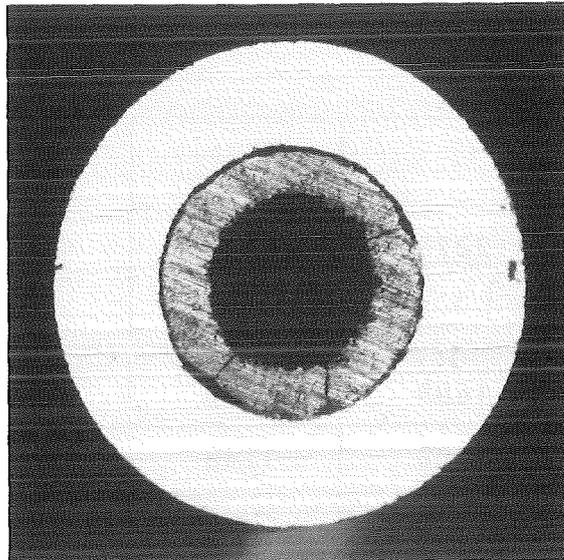
Durch Erhöhung der treibenden Druckdifferenz werden, wie in Versuchsreihe II, die Eindringtiefen und Krustendicken größer. Bei den Bündelexperimenten wurden verschiedene Innenstäbe verwendet. Bei den Experimenten 84/6/15-1 und 84/6/18-1 waren die Innenstäbe leere Rohre, bei allen anderen Experimenten waren sie mit Al_2O_3 gefüllt. Beispiele von Krustendicken sind in Anhang A2.4. dargestellt. In Anhang A2.3. findet man weitere Photos der Schnitte.

Versuchsreihe IV

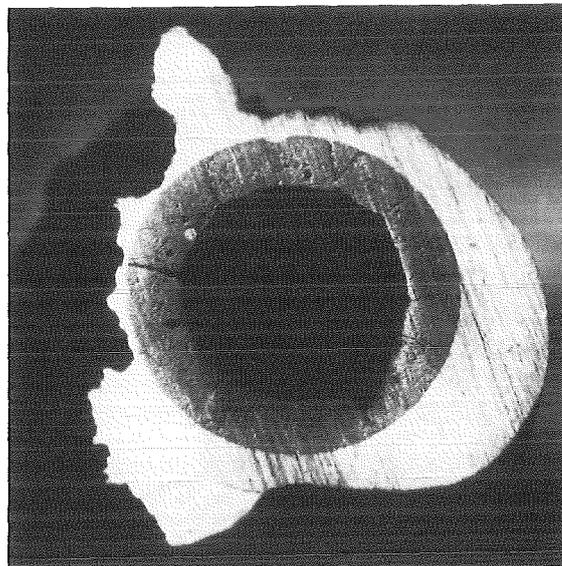
In dieser Versuchsreihe wurden die Strukturen (Bündel) nach dem Eintauchen in der Schmelze belassen, so daß das Fluid den gesamten Strömungsquerschnitt ausfüllte. Es wurden beheizte und unbeheizte Experimente durchgeführt. Anhang A2.1. enthält die Versuchsparameter und wichtige Daten. Das Ziel dieser Versuchsreihe war die Messung der Eindringtiefe. Da bei höheren Drücken ($>5 \cdot 10^5 \text{Pa}$) relativ viel Schmelze in die Bündel eindrang, wurde ein größerer Reaktionstiegel mit 3000 g Thermit verwendet. Zeiten und Drücke dieser Versuchsreihe findet man in Anhang A2.1.

Temperatur Schmelze (K)			
Temperatur Wand (K)	2273	2323	2373
1173	1689	1728	1771
1200	1708	1748	1791
1273	1760	1802	1848
1300	1779	1822	1879

Tab. 3.6. Kontakttemperatur (K), errechnet mit dem Programm
KONTK2 /34/
Wand Edelstahl, Schmelze Al_2O_3
Schmelzpunkt Edelstahl ≈ 1780 K

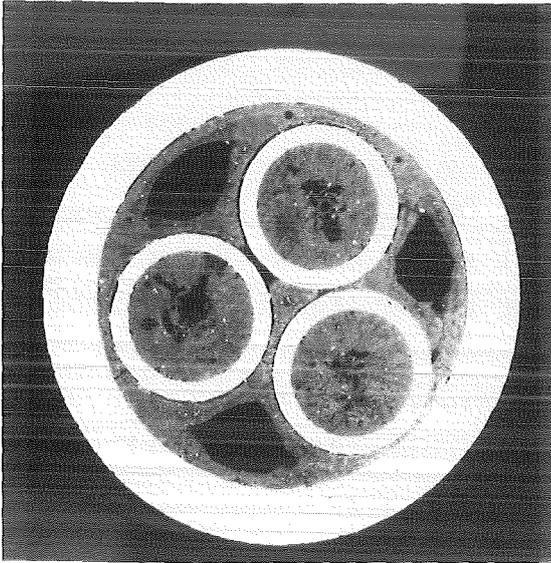


Exp. 8505281
unbeheizt, $\Delta p = 0.5$ MPa
110 cm vom Einlauf
Rohr 6x1.5

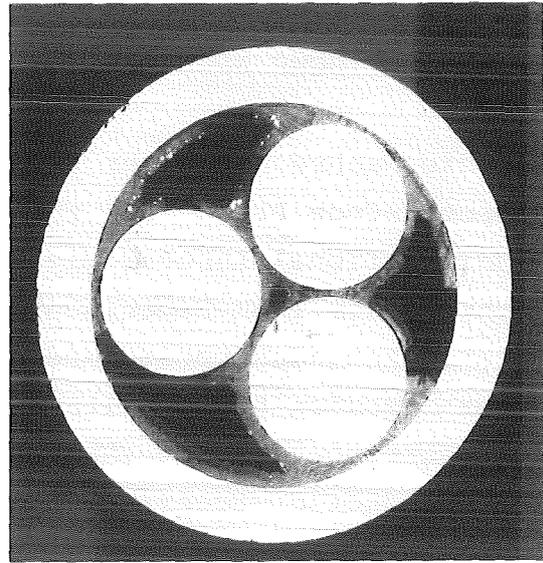


Exp. 850829
beheizt, $\Delta p = 0.5$ MPa
100 cm vom Einlauf
Rohr 6x1

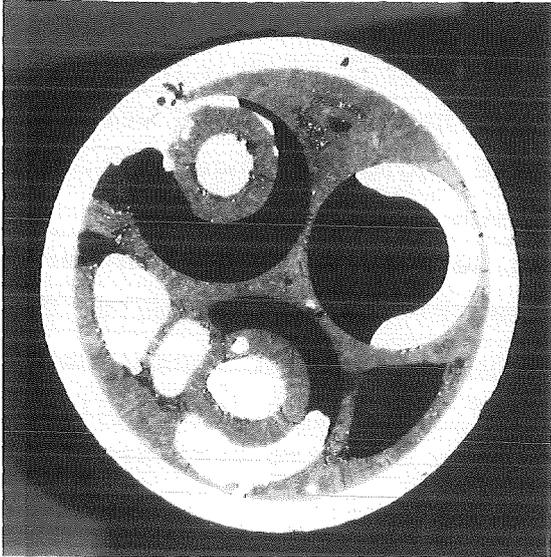
Abb. 3.11. Photos von Schnitten
(Rohre, beheizt und unbeheizt)



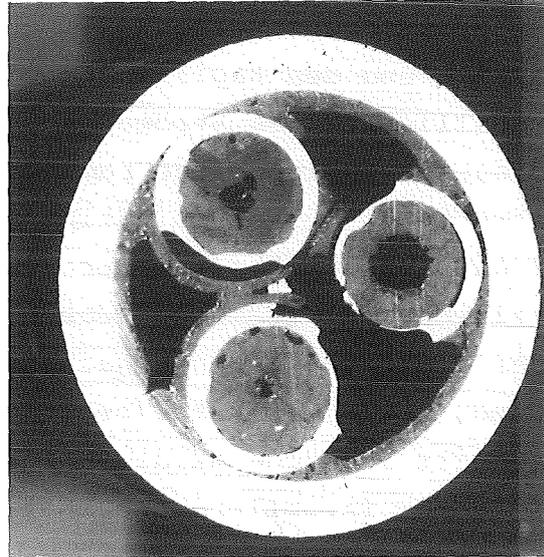
Exp. 84/12/17-1
unbeheizt, $\Delta p = 0.1$ MPa
10 cm vom Einlauf



Exp. 850725-2
unbeheizt, $\Delta p = 1$ MPa
60 cm vom Einlauf



Exp. 84/6/15-1
beheizt, $\Delta p = 0.1$ MPa
10 cm vom Einlauf



Exp. 851105
beheizt, $\Delta p = 1$ MPa
70 cm vom Einlauf

Abb.3.12. Photos von Schnitten

(3-Stab-Bündel, beheizt und unbeheizt)

4. THEORETISCHE ARBEITEN

Für die Nachrechnung der Experimente stand als Grundlage der Computer-Code PLUGM /58/ zur Verfügung, der ursprünglich in den Sandia National Laboratories entwickelt wurde und dort zur Nachrechnung der TRAN-Experimente verwendet wurde. Zur theoretischen Untersuchung der vorliegenden Experimente wurde PLUGM zur Programm-Version PLUGO weiterentwickelt, die einige Änderungen und Verbesserungen enthält (Abschn. 4.2.) Der Code PLUGM basiert auf dem "conduction-freezing" Modell (Abschn. 2.3.).

4.1. Beschreibung PLUGO

Der Finite-Differenzen-Code PLUGO beschreibt das Eindring- und Ausfrierverhalten einer strömenden Schmelze in einem kreisförmigen Kanal, wobei die Schmelze, die sich zu Beginn der Rechnung in einem Reservoir befindet, unter der Wirkung einer treibenden Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslauf der Struktur, der Gravitation und des Kapillaritätsdrucks in den Kanal eindringt. Zur Modellierung des Strömungskanals und der umgebenden Wand werden diese in verschiedene radiale und axiale Regionen eingeteilt, die ihrerseits aus einer wählbaren Anzahl von axialen Maschen zusammengesetzt sind. Zur Beschreibung des hydrodynamischen Verhaltens der strömenden Schmelze, des Ausfrierens der Schmelze und des damit verbundenen Wachstums einer Kruste auf der Kanalinnenwand, sowie des Aufheizens der Kanalwand, werden in jedem Zeitschritt für jede axiale Masche in der sich Schmelze befindet, folgende Parameter berechnet:

- Temperatur der Schmelze
- Dicke der Kruste aus erstarrtem Schmelzenmaterial auf der Kanalinnenwand
- Temperaturen in Kruste und Wand
- Geschwindigkeit der Schmelze

Einzugeben sind

- Strömungsrichtung (vertikal nach oben/unten, horizontal)
- Radien des leeren Strömungskanals und der Wandbereiche
- Anfangstemperaturen der Struktur und der Schmelze

Temperatur der Schmelze

Die Temperatur der Schmelze wird als Funktion der Zeit und der axialen Koordinate berechnet unter Berücksichtigung des Massentransports in Strömungsrichtung und des konvektiven Wärmeübergangs von der Schmelze an die Wand bzw. Kruste. Dabei wird die axiale Wärmeleitung vernachlässigt. Die konvektive Wärmeübertragung (Nusselt-Zahl) kann sowohl laminar als auch turbulent sein und wird in Abhängigkeit von Prandtl-Zahl und Reynolds-Zahl berechnet. Der Wärmeübergangskoeffizient ist:

$$h = \frac{Nu \cdot k_b}{D_h} \quad (4-1)$$

Für jede vollständig mit Schmelze gefüllte Masche i folgt aus der Energiebilanz (Nomenklatur Kap. 7)

$$m_i \cdot c_{p_b} \frac{\delta T_{b,i}}{\delta t} = \dot{m} c_{p_b} T_{b,i} - \dot{m} c_{p_b} T_{b,i+1} + h_i A_{s,i} \Delta T_{b/S} \quad (4-2)$$

$$\begin{aligned} \rho_b c_{p_b} V_i^n \frac{(T_{b,i}^{n+1} - T_{b,i}^n)}{\Delta t} &= \rho_b v_{i-1}^n A_{f,i-1}^n c_{p_b} T_{b,i-1}^{n+1} \\ &\quad - \rho_b v_i^n A_{f,i}^n c_{p_b} T_{b,i}^{n+1} \\ &\quad - h_i^n A_{s,i} (T_{b,i}^{n+1} - T_{s,i}^n) \end{aligned} \quad (4-3)$$

Mit

m	Masse	
\dot{m}	Massenstrom	
A_S	benetzte Oberfläche, A_f	Strömungsquerschnitt
V	Volumen	
v	Geschwindigkeit	

Unter der Voraussetzung konstanten Massenstroms wird daraus die Gleichung zur Berechnung von $T_{b,i}^{n+1}$:

$$T_{b,i}^{n+1} = \frac{T_{b,i}^n + A_i^I \cdot T_{s,i}^n + A_i^{II} \cdot T_{b,i-1}^{n+1}}{1 + A_i^I + A_i^{II}} \quad (4-4)$$

mit
$$A_i^I = \frac{h_i^n}{s_b c_{p,b}} \cdot \frac{A_{s,i}^n}{V_i^n} \Delta t \quad (4-5)$$

und
$$A_i^{II} = v_i^n \frac{A_{f,i}^n}{V_i^n} \Delta t \quad (4-6)$$

Die Temperatur an der Grenzfläche Schmelze/Wand wird aus der Lösung der Wärmeleitgleichung für die radialen Maschen in Kruste und Wand gewonnen.

Dicke der Kruste

Sinkt die Temperatur in der ersten an die Wand grenzenden Masche unter den Erstarrungspunkt der Schmelze, so beginnt die Bildung einer Kruste.

Dazu wird die Krustendicke mit Epsteins Krustenwachstumsgesetz /46/ initialisiert:

$$\delta(t) = 2 \lambda (\alpha \cdot t)^{0.5} \quad (4-7)$$

Für die Berechnung des weiteren Krustenwachstums wird die Energiegleichung

$$\rho (L + c_p \frac{\partial T}{\partial t}) = k \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - h \Delta T \quad (4-8)$$

- λ Krustenwachstumskonstante
- L Schmelzwärme
- k konduktive Wärmeübergangszahl
- h konvektive Wärmeübergangszahl

diskretisiert und nach $\frac{\partial r^2}{\partial t}$ aufgelöst. Daraus erhält man den Zuwachs Δr an Kruste während eines Zeitschritts Δt .

Für die Wärmeleitung an der Grenze Schmelze/Kruste gilt $k=h \cdot r$, wobei r den Abstand Kanalmittelpunkt - Kruste angibt und h den aus Gleichung (4-1) berechneten konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten.

Temperaturen in Kruste und Wand

Aus der Energiegleichung

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T \quad (4-9)$$

(∇ = Nabla-Operator) wird nach Diskretisierung und Einsetzen von $\alpha_i = \frac{m_i c_p}{2 \pi r_i \Delta s_i \Delta t}$ und Einführung von Wärmeübergangszahlen β_i :

$$\alpha_i (T_i^n - T_i^{n-1}) = \beta_{i+1} T_{i+1}^n - \beta_{i+1} T_i^n - \beta_i T_i^n + \beta_i T_{i-1}^n \quad (4-10)$$

Darin sind die β_i von der Form:

$$\beta_i = \frac{k_{i-1} \cdot k_i}{k_i \left| \ln \left(\frac{(r_{i-1} + r_i) / 2}{r_{i-1}} \right) \right| + k_{i+1} \left| \ln \left(\frac{r_i}{(r_{i-1} + r_i) / 2} \right) \right|} \quad (4-11)$$

Diese Gleichungen für alle radialen Maschen i einer axialen Masche j geschrieben, liefern ein gekoppeltes Gleichungssystem für die gesuchten Temperaturen T_i . Der Index i beginnt an der äußeren Wand des Kanals und läuft bis zum Zentrum des Strömungskanals. Man erhält eine tridiagonale Matrix, die mit dem Gaußschen Eliminationsverfahren gelöst wird. In einem Iterationsverfahren werden diese Temperaturen verwendet, um die Matrix für den nächsten Integrationszeitschritt wieder zu lösen. Die Temperaturen des Zeitschritts n und $n+1$ werden verglichen. Das Integrationsverfahren wird abgebrochen, wenn zwei aufeinanderfolgende Temperaturen das Kriterium

$$\left| \frac{T_i^n - T_i^{n-1}}{T_i^n} \right| < 10^{-4} \quad (4-12)$$

erfüllen.

Geschwindigkeit der Schmelze

Für das vorliegende Strömungsproblem läßt sich die Impuls-
gleichung in folgender Form schreiben:

$$\rho_b \cdot \frac{Dv}{Dt} = -\nabla p^* + \rho_b \cdot g \quad (4-13)$$

bzw.

$$\rho_b \cdot \frac{\partial v}{\partial t} + \rho_b \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{v^2}{2} \right) = \frac{\partial p^*}{\partial s} + \rho_b \cdot g \quad (4-14)$$

Dabei ist D das totale, ∂ das partielle Differential.

p^* beinhaltet den aufgeprägten äußeren Druck sowie Kapillaritätseffekte und Verluste aufgrund von Reibung. Gleichung (4-14) wird für jede Finite-Differenzen-Masche über deren Länge Δs_i integriert. Man erhält

$$\rho_b \Delta s_i \frac{dv_i}{dt} = \frac{-\rho_b}{2} (v_{i+1} - v_i) + (p_i - p_{i+1}) + \rho_b g (z_{i+1} - z_i) \quad (4-15)$$

$$+ 4 \sigma_b \left(\frac{1}{D_{h,i+1}} - \frac{1}{D_{h,i}} \right) - f_i \cdot \frac{A_{s,i}}{A_{f,i}} \frac{\rho_b}{2} v_i^2$$

Mit

- σ_B Oberflächenspannung
- A_s benetzte Oberfläche
- A_f Strömungsquerschnitt
- D_h hydraulischer Durchmesser

Der Term $\partial p^* / \partial s$ ist dabei bereits in seine Komponenten zerlegt. Unter der Bedingung konstanten Massenstroms im gesamten Kanal und der Voraussetzung, daß während eines Zeitschritts der Querschnitt der einzelnen Maschen konstant sei erhält man die transiente Lösung

$$\begin{aligned}
\frac{dv_t}{dt} = & \left(\Delta s_i \frac{A_{f,t}}{A_{f,i}} \right)^{-1} \cdot \left[-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{A_{f,t}}{A_{f,i+1}} \right)^2 - \left(\frac{A_{f,t}}{A_{f,i}} \right)^2 \right] v_t^2 \right. \\
& + \frac{1}{\rho_b} (p_i - p_{i+1}) + g(z_{i+1} - z_i) + \frac{4G_b}{\rho_b} \left(\frac{1}{D_{h,i+1}} - \frac{1}{D_{h,i}} \right) \\
& \left. - f_i \frac{A_{s,i}}{A_{f,i}} \left(\frac{A_{f,t}}{A_{f,i}} \right)^2 \cdot \frac{1}{2} v_t^2 \right] \quad (4-16)
\end{aligned}$$

Um die Anfangsgeschwindigkeit festzulegen (falls sie nicht mit 0 vorgegeben wurde) setzt man $dv_t/dt=0$ (quasi-stationäre Lösung) und löst die transiente Lösung nach v_t auf. Man erhält v_t zum Zeitschritt t^n mit $l = \text{leading}$, $t = \text{trailing}$

$$v_t^n = \frac{\left(\frac{2(p_l - p_t)}{\rho_b} + 2g(z_l - z_t) + \frac{4G_b}{\rho_b} \left(\frac{1}{D_{h,l}} - \frac{1}{D_{h,t}} \right) \right)}{\left[\sum_i \left(\frac{A_{f,t}}{A_{f,i}} \right)^2 \cdot \left[\left(\frac{A_{f,i}}{A_{f,i+1}} \right)^2 - 1 + f_i \frac{A_{s,i}}{A_{f,i}} \right] \right]} \quad (4-17)$$

In den übrigen Maschen wird v_i^n berechnet mit

$$v_i^n = \frac{A_{f,t}}{A_{f,i}} v_t^n \quad (4-18)$$

Die Geschwindigkeit v_t^{n+1} wird dann aus der transienten Lösung (4-16) berechnet mit

$$v_t^{n+1} = \frac{dv}{dt} \Delta t \quad (4-19)$$

Die Reibungsfaktoren f_i werden wie folgt berechnet:

$v_i = 0$	$f_i = 0$
$Re < 1600$	$f_i = 16 \cdot Re^{-1}$
$1600 \leq Re < 3895$	$f_i = 0.01$
$Re \geq 3895$	$f_i = 0.079 \cdot Re^{-1/4}$

4.2. Änderungen und Verbesserungen in PLUGO

- . PLUGM wurde gründlich überprüft (Theorie und Programmierung)
- . Geringfügige Programmierfehler behoben
- . Der Übersichtlichkeit halber wurden nicht benötigte Programmteile entfernt
- . Sensitivitätsstudien zeigten, daß die Ergebnisse insbesondere von der Viskosität der Schmelze und der Wärmeleitfähigkeit der Wand abhängen (Tab.5.1, Abschn.5.3.1.). Da diese Materialwerte stark temperaturabhängig sind, werden temperaturabhängige Werte benutzt. Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität von Al_2O_3 wurde neu eingeführt.

$$\text{Al}_2\text{O}_3: \quad \eta(T) = \frac{11448}{T} - 8,2734 \quad (4-20)$$

$$\text{SS:} \quad k(T) = \begin{cases} 12.41 + 0.0032 \cdot T, & T > 1780 \text{ K} \\ 9.248 + 0.01571 \cdot T, & T \leq 1780 \text{ K} \end{cases} \quad (4-21)$$

- . Die Nachrechnung von TRAN-Experimenten /36/ zeigte, daß die Annahme unterschiedlich dicker Filme für laminare und turbulente Strömung nicht gerechtfertigt ist. In PLUGO wird daher eine von der Strömungsart unabhängige Filmdicke benutzt.
- . Schnitte (Anhang A2.3) zeigen einen Spalt zwischen Wand und Kruste. Nachrechnungen von experimentellen Eindringtiefen und Wandtemperaturen /34/ deuten darauf hin, daß dieser Spalt schon während des Einströmens existiert. In PLUGO wurde daher ein Spalt zwischen Kruste und Wand modelliert. Dazu wurde eine zusätzliche Zone zwischen Wand und Kruste eingeführt, die aus Luft besteht.

4.3 Nachrechnung der Experimente

Da die Experimente zur Krustenstabilität gezeigt hatten, daß die wesentliche Annahme des "conduction-controlled-freezing" Modells, nämlich die Existenz stabiler Krusten erfüllt ist, wurden einige ausgewählte Experimente mit dem Code PLUGM, Version PLUGO nachgerechnet.

Für die Bündelexperimente wurde ein hydraulischer Durchmesser gemäß

$$D_h = \frac{D^2 - nd^2}{D + nd} \quad (4-22)$$

bestimmt.

Mit D = Innendurchmesser des Führungsrohrs

d = Außendurchmesser der inneren Stäbe bzw. Rohre

Für jeden Versuch wurde der gemessene Druckverlauf zeitabhängig eingegeben. Bei den Experimenten zur Krustenstabilität war im Experiment die Masse durch Herausziehen der Struktur aus dem Schmelztiegel begrenzt. Obwohl in jedem Experiment der gleichen Versuchsreihe der Zeitpunkt des Herausziehens genau definiert und immer gleich war, ist die eingedrungene Masse zum Zeitpunkt des Herausziehens aus verschiedenen Gründen geringfügig unterschiedlich. Die einzugebende Schmelzenmasse wurde bei den Quarzglasexperimenten durch die Eindringtiefe beim Herausziehen optisch ermittelt, bei den Stahlexperimenten über Abwiegen der Masse eingedrungener Schmelze festgestellt. In der Rechnung wurde die begrenzte Schmelze durch das Reservoir festgelegt. Für die Beschreibung des Flüssigkeitsfilms auf der Kruste wurde die Option einfache Filmbildung (ohne Rayleigh-Taylor-Instabilität) benutzt. Wie die Nachrechnungen zeigten, muß die Breite des Spalts beim Übergang von Quarzglas- zu Stahlstrukturen und bei Variation des Druckes geändert werden um theoretische Ergebnisse zu erhalten, die mit den experimentell ermittelten Daten übereinstimmen. Für alle Quarzglasexperimente ($\Delta p \leq 0,1$ MPa) wurde unabhängig vom Rohrendurchmesser immer mit dem gleichen Luftspalt von $0,03 \cdot 10^{-3}$ m gerechnet.

Bei den unbeheizten Stahlexperimenten wurden folgende Luftspalte verwendet:

$\Delta p = 0,1 \text{ MPa}$, Spalt = $0,01 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ für Rohre mit 3 und 4 mm I.D.

$\Delta p = 1 \text{ MPa}$, Spalt = $0,005 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ für Rohre mit 4 mm I.D.

$\Delta p = 1 \text{ MPa}$, Spalt = $0,0035 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ für Rohre mit 3 mm I.D.

Für alle Drucke,

Spalt = $0,015 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ für 3-Stab-Bündel ($D_h = 2,75 \text{ mm}$).

Bei den beheizten Stahlexperimenten war es nicht erforderlich, einen Spalt anzunehmen, um die Übereinstimmung zwischen experimentellen Ergebnissen und den berechneten Werten zu verbessern.

Abb.4.1 zeigt experimentell ermittelte und gerechnete Eindringtiefen über der Zeit, Abb. 4.2. zeigt die gemessene und berechnete axiale Verteilung der Krustendicke, die i.a. gut übereinstimmen. Weitere Vergleiche sind in Anhang A2.4 zusammengestellt. Die theoretisch ermittelte Eindringtiefe ist gegenüber der experimentell gemessenen am Anfang etwas zu klein. Am Ende des Strömungsvorgangs dagegen berechnet PLUGO zu große Werte für die Eindringtiefe. Dies ist zum einen auf die einfache Modellierung des Spaltes zurückzuführen (zeit- und temperaturunabhängig), zum andern darauf, daß in PLUGO der hochströmende Pfropfen zu stark beschleunigt wird, wenn seine Masse abnimmt.

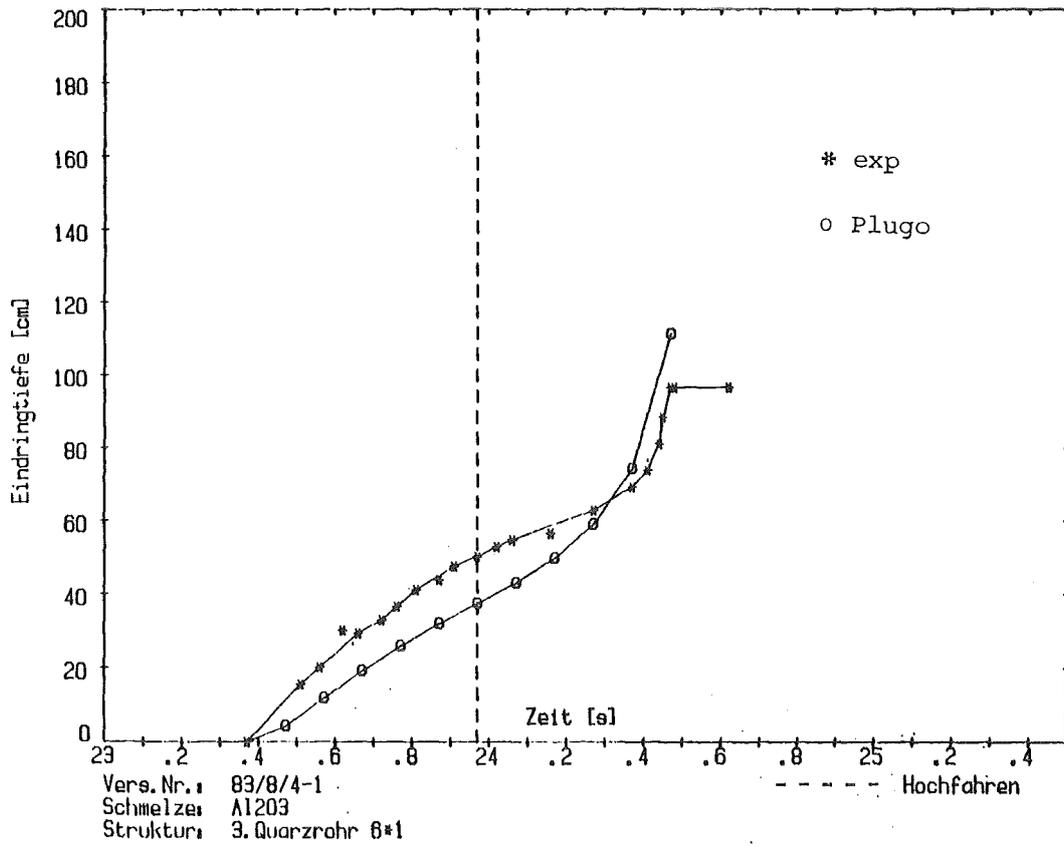


Abb.4.1. Eindringtiefe experimentell und theoretisch

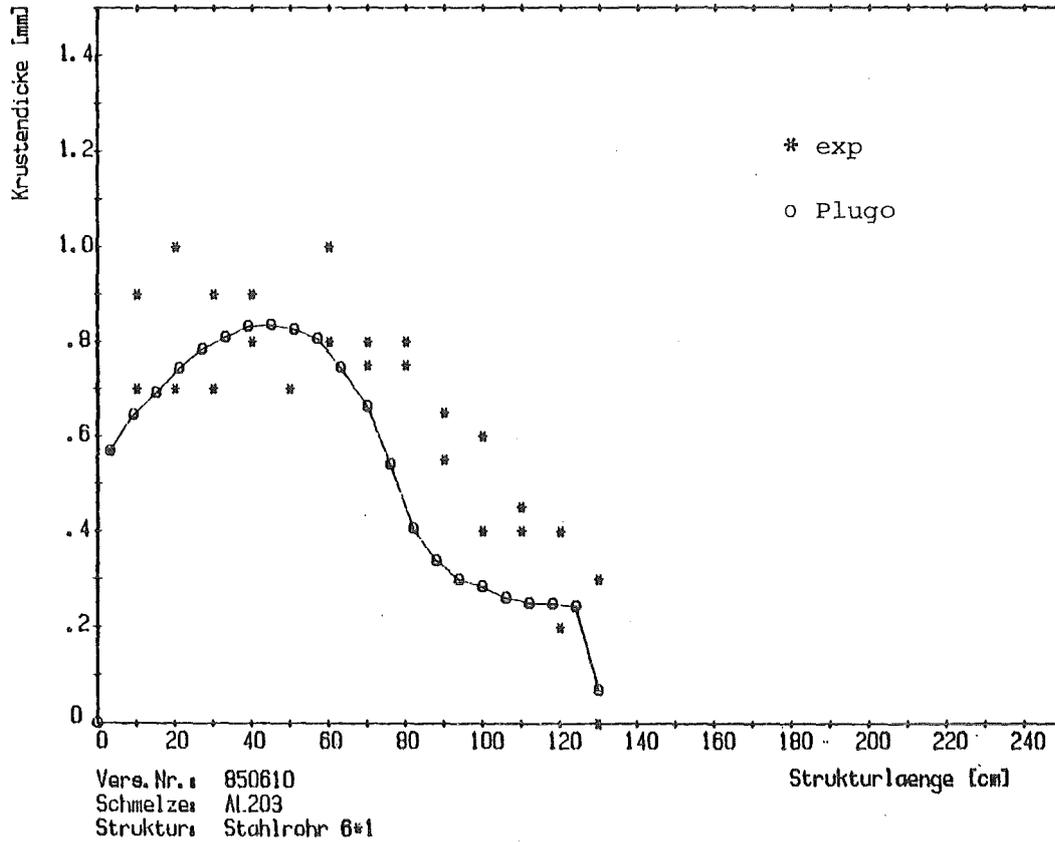


Abb.4.2. Krustendicke experimentell und theoretisch

5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

5.1. Experimentelle Untersuchung der Krustenstabilität

Das wichtigste Ergebnis der durchgeführten Experimente ist, daß die Krusten aus gefrorenem Al_2O_3 unter allen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten experimentellen Bedingungen stabil sind. D.h., wenn ein Pfropfen heißer Schmelze einen Kanal durchströmt, dann haftet die Kruste aus erstarrtem Fluidmaterial an der Kanalwand und wird durch thermische und mechanische Einwirkung nicht zerstört, wie die post-mortem photographierten Schnitte (Abb.3.11 und 3.12 sowie Anhang A2.3) zeigen.

Die Versuchsparameter waren:

a) Strukturmaterial

Bei den meisten Experimenten bestanden die Wände des Strömungskanals aus Edelstahl. Darüberhinaus wurden auch, obwohl nicht reaktortypisch, Quarzglasstrukturen verwendet, um die Strömung der Schmelze optisch erfassen zu können. Beim Hochströmen des Flüssigkeitspfropfens bildete sich sowohl auf der Kanalwand aus Quarzglas als auch auf der Edelstahlwand eine stabile Kruste. (Abb.3.11 und 3.12. sowie Anhang A2.3).

b) Geometrie der Struktur

Sowohl bei Quarzglas- als auch bei Edelstahlstrukturen wurden verschiedene Kanalgeometrien eingesetzt. Diese waren Rohre verschiedener Durchmesser und 3-Stab-Bündel, gelegentlich auch Ringspalte. Ausgehend vom einfachsten Fall, Krustenbildung auf der Innenseite von Rohren, wurde durch die Verwendung von Ringspalten und reaktortypischen Bündeln auch die Stabilität der Kruste auf konvex gekrümmten Wänden, auf der Außenseite von Rohren, untersucht. Die Bildung einer stabilen Kruste auf der Rohraußenseite widerspricht früheren Untersuchungen des ANL /54,61/ und konnte bisher nur in zwei Experimenten der TRAN B-Serie festgestellt werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Vielzahl von Bündelexperimenten mit verschiedenen Randbedingungen (s.u.) durchgeführt

und es wurde in allen Fällen eine stabile Kruste auf der Außenseite von Rohren gefunden. (Abb. 3.11 und 3.12. sowie Anhang A2.3). Beim Herstellen der Schnitte brachen teilweise Krustenstücke ab.

c) Treibende Druckdifferenz, Reynoldszahl

Die treibende Druckdifferenz wurde bei Experimenten mit Edelstahl zwischen 0,1 und 1 MPa variiert. Bei Quarzglasstrukturen war Δp immer $\approx 0,1$ MPa. Bei allen Drücken war die gebildete Kruste stabil. Durch die große Viskosität der verwendeten Al_2O_3 -Schmelze von $5 \cdot 10^{-2}$ Ns/m² konnten selbst bei 1 MPa treibender Druckdifferenz nur Reynoldszahlen bis ca. 2500 erreicht werden. Wie Rechnungen mit dem Code PLUGO zeigen, werden nur am Ende des Strömungsvorgangs, wenn die Masse des Pfropfens schon stark abgenommen hat, kurzzeitig Werte bis $Re \approx 6000$ erreicht. Abgesehen von dieser letzten Phase des Strömungsvorgangs liegt jedoch laminare Strömung, höchstens Übergangsströmung, vor.

d) Temperatur der Struktur

Bei Verwendung von Edelstahlstrukturen wurden Versuche mit unbeheizter Struktur (Raumtemperatur) und mit beheizter Struktur (≥ 1300 K) durchgeführt. Bei Temperaturen von 1300 K schmilzt die Edelstahlwand bei Kontakt mit heißem Al_2O_3 instantan auf. Dadurch war es möglich die Stabilität von Krusten bei gleichzeitigem Wandschmelzen zu untersuchen. Auch in diesen Fällen war die Kruste, sowie der darunterliegende Film flüssigen Wandmaterials stabil (keine Vermischung). Wie die post-mortem angefertigten Schnitte zeigen, bleibt die Kruste sogar stabil, wenn die Stahlwand vollständig durchgeschmolzen ist. (Abb. 3.11 und 3.12. sowie Anhang A2.3.).

Bei beheizten Strukturen liegt die größte Schwierigkeit darin, zu bestimmen ob, wann und wieviel Strukturmaterial schmilzt. Der genaue Zeitpunkt des Aufschmelzens und die Aufschmelzrate können experimentell nur sehr schwer bestimmt werden. Daß die Wand geschmolzen war, kann mit bloßem Auge anhand radialer Schnitte nur dann festgestellt werden, wenn das flüssige Strukturmaterial seinen ursprünglichen Ort verlassen hat und umgelagert wurde. In

den Fällen, wo die aufgeschmolzene Wand am Ort des Aufschmelzens wieder erstarrte, mußten mikroskopische Untersuchungen der Kornstruktur durchgeführt werden. Aufgrund der Kornstruktur kann dann nachgewiesen werden, daß die Wand von der heißen Seite her ganz oder teilweise geschmolzen war (Abb.5.1.). Die mikroskopischen Aufnahmen geben auch Auskunft darüber, wie tief die Schmelzfront in die Rohrwand eingedrungen ist.

Der Zeitpunkt des Wandschmelzens ist der wichtigste Punkt bei Untersuchungen zur Krustenstabilität bei schmelzenden Wänden: Nur bei instantanem Wandschmelzen ist gewährleistet, daß sich die Kruste auf einem Film flüssigen Wandmaterials bildet. Da der experimentelle Nachweis instantanen Wandschmelzens sehr schwierig ist, wurden hierzu theoretische Untersuchungen durchgeführt. Instantanes Wandschmelzen findet statt, wenn die Kontakttemperatur, zwischen Schmelze und Wand größer ist als der Schmelzpunkt des Wandmaterials. Im Falle von Edelstahl muß die Kontakttemperatur größer als 1780 K sein. Dies kann bei vorgegebener Schmelztemperatur von 2300 K nur erreicht werden, wenn die Struktur beheizt wird. Mit einem Computerprogramm von Fieg /34/ (s. Anhang A3) wurde die notwendige Anfangstemperatur der Struktur berechnet. Tab. 3.6. gibt an, welche Kontakttemperaturen sich bei bestimmten Anfangswandtemperaturen einstellen. Bei der für die vorliegenden Experimente gewählten Temperatur von ≥ 1300 K kann also davon ausgegangen werden, daß beim Kontakt Schmelze/Wand letztere instantan aufschmilzt.

Einschränkend soll nochmals betont werden, daß die hier gefundenen Krusten sich nur auf einphasige Oxidschmelzen (genauer Aluminiumoxid) beziehen. Experimentell wurde nachgewiesen /65/, daß das Ausfrierverhalten von UO_2 und Al_2O_3 ähnlich ist. Die Experimente zur Krustenstabilität sind also auf Reaktorverhältnisse übertragbar. In Reaktorsicherheitsanalysen hat man jedoch mit komplizierteren Schmelzen (Mischungen von Oxid, Metall, Spaltprodukten, Dampf) zu rechnen. Es ist denkbar, daß die Krustenstabilität von der Art der Schmelze abhängt und insbesondere gibt es Hinweise /25-29 und 65/, daß bei Oxid-Metall-Mischschmelzen sich nicht in allen Fällen stabile Krusten bilden.

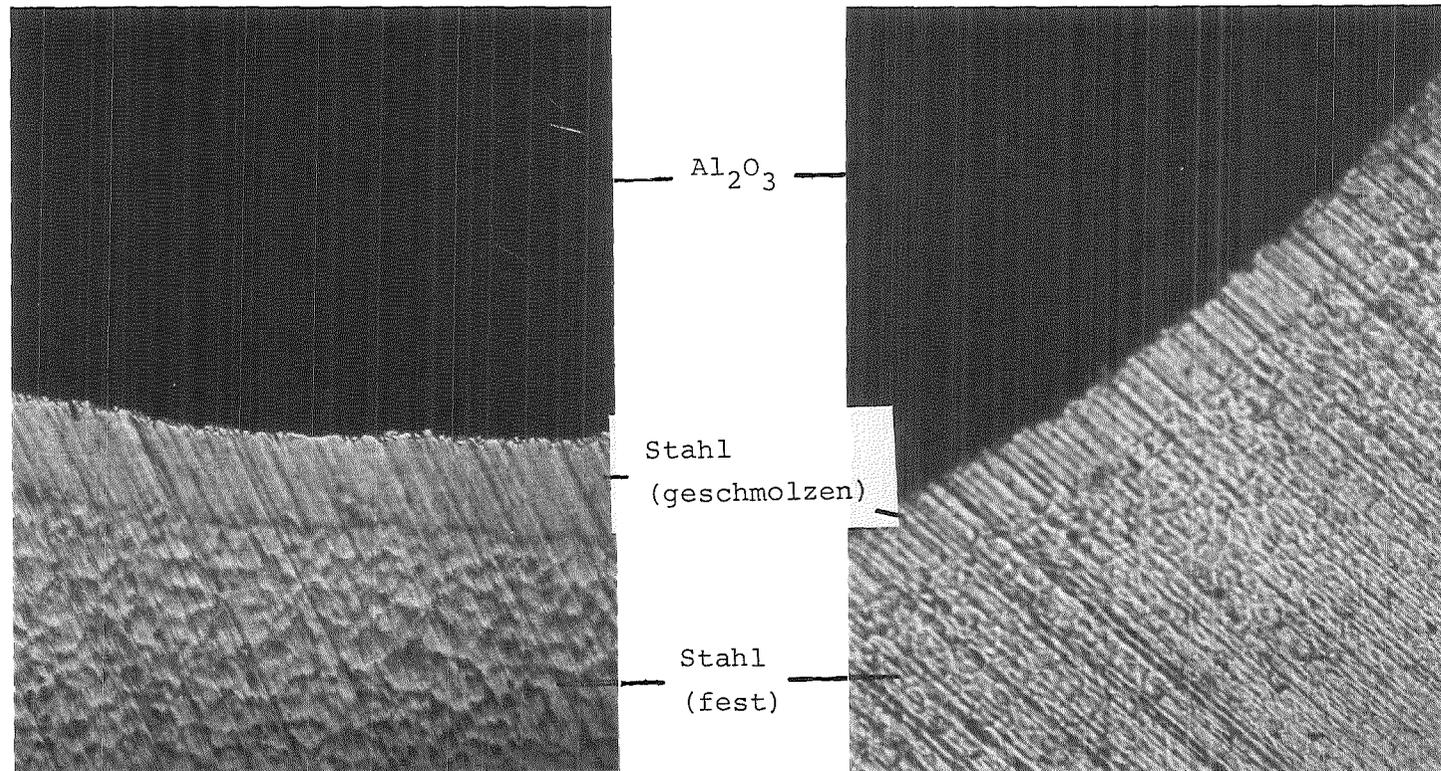


Abb. 5.1. Angeschmolzene Kanalwand

Rohr 6 x 1 $\Delta p_{\text{max}} = 0.5 \text{ MPa}$, $T_{\text{Struktur}} = 1300 \text{ K}$

5.2. Überprüfung theoretischer Kriterien zur Krustenstabilität

Es gibt nur wenige theoretische Arbeiten zur Krustenstabilität. Die meisten beschränken sich darüberhinaus nur auf einzelne Aspekte. Eine etwas umfassendere Abhandlung zur Krustenstabilität stammt von Epstein /46/. Falls die Kruste auf einer festen Stahlwand wächst, ist sie nur der Reibungskraft des Fluids ausgesetzt, während sie beim Aufwachsen auf einer schmelzenden Stahlschicht sowohl der Intensität der Turbulenz der Strömung als auch dem Druck der darunterliegenden Stahlschmelze ausgesetzt ist. Nach dieser Untersuchung bricht die Kruste nur bei laminarer Strömung nicht auf.

Epstein gibt eine Gleichung an zur Errechnung der kritischen Strömungsgeschwindigkeit unterhalb derer die Kruste mechanisch stabil ist:

$$v = \frac{2.3 \lambda_F^{0.8}}{f^{0.8} (1-\epsilon^2)^{0.2}} \cdot \left(\frac{E \alpha_F^3}{\rho_F D^3} \right)^{0.2} \cdot \left(\frac{T_{F,mp} - T_{S,o}}{T_{F,o} - T_{F,mp}} \right)^{0.6}$$

Mit

- λ_F Krustenwachstumskonstante
- ϵ Poisson-Zahl des Fluids
- f Reibungsfaktor
- E Elastizitätsmodul des Fluids
- α_F Diffusivität

Für 3- und 4 mm-Rohre wurde diese kritische Geschwindigkeit berechnet. Die Werte sind 58,2 m/s bzw. 69,1 m/s. Da diese Geschwindigkeit in den vorliegenden Experimenten bei weitem nicht erreicht wurden, sind die theoretischen Ergebnisse in Übereinstimmung mit der experimentell beobachteten Stabilität der Kruste.

Ostensen /59/ untersuchte den Einfluß thermischer Spannungen auf die Krustenstabilität und kam zu dem Schluß, daß Krusten viel schwächer seien, als bisher angenommen wurde. Aus dem Vergleich der thermischen Spannung mit der Versagensspannung berechnete Ostensen eine kritische Temperaturdifferenz über die Kruste von 330 K, d.h. Krusten sind nur in dem Bereich $T_{mp} - T_{Kruste} < 330$ K stabil. Nach diesen Überlegungen wird die Kruste von der kalten Seite (Wand) her aufbrechen, bis zu der Stelle, wo die Krustentemperatur gerade 330 K unterhalb des Schmelzpunktes des Krustenmaterials liegt.

Die Anwendung von Ostensens Gleichung zur Berechnung dieser Temperaturdifferenz

$$\Delta T = \left[3(1-\epsilon) G_b / \left(\alpha_{th} \frac{dE}{dt} \right) \right]^{0.5}$$

(mit α_{th} =thermischer Ausdehnungskoeffizient)

ergibt für Al_2O_3 einen Wert von 2030 K.

Dies bedeutet, daß für Al_2O_3 -Schmelzen die Kruste thermisch stabil ist, da die maximale experimentelle Temperaturdifferenz mit $T_{F,O}=2300$ K und $T_{S,O}=300$ K nur 2000 K beträgt und damit unterhalb des theoretischen ermittelten kritischen Wertes von 2030 K liegt.

Eine Arbeit von Lipinski /60/ berücksichtigt bei der Untersuchung der thermischen Krustenstabilität auch den Einfluß des Kriechens, der bei Ostensen unberücksichtigt blieb. Lipinski übernahm den bei Ostensen beschriebenen Fall, in dem die Kruste auf geschmolzenem Stahl wächst. Er bestimmte eine kritische Krustendicke, wobei er annahm, daß bei Überschreitung dieser kritischen Dicke der Einfluß des Kriechens signifikant wird. Aus den Ergebnissen Lipinskis folgt, daß die thermischen Spannungen, die nach Ostensen zu einer Zerstörung von 76% der Krustendicke führen können, innerhalb weniger Millisekunden durch den Einfluß des

Kriechens unbedeutend werden. Diese Zeitspanne ist für die meisten Anwendungen in der Reaktorsicherheit klein genug, um die thermische Zerstörung der Kruste zu verhindern. Danach ist im Hinblick auf thermische Effekte in jedem Fall mit stabilen Al_2O_3 -Krusten zu rechnen.

Sienicki et al. /61/ untersuchten die Geometrieabhängigkeit der Spannungen bei Erstarren einer Brennstoffkruste auf Stahl. Ausgegangen wurde von einer Kruste, die sich sowohl auf der Außenseite als auch auf der Innenseite eines Hüllrohrs bildet. Als Temperatur des Stahls wurden 570 K gewählt. Diese Temperatur entspricht der unteren Temperaturgrenze in Reaktorsicherheitsexperimenten und schließt Wandschmelzen aus. Unterhalb 2000 K wird die Kruste als elastisches Medium betrachtet, bei höheren Temperaturen wird der Einfluß des Kriechens relevant.

Sienicki unterscheidet drei Fälle:

1. Krustenbildung auf der Außenseite des Hüllrohrs

Das gleichzeitige Zusammenziehen des Brennstoffs beim Abkühlen und die entgegengesetzt gerichtete Ausdehnung der Hülle bei Erwärmung, lassen die Spannungen, die vor allem in der Nähe der Brennstoff-Stahl-Grenzfläche auftreten, sehr schnell anwachsen. An der Grenzfläche Brennstoff-Stahl treten extrem hohe Spannungen auf, die mit der Entfernung von dieser Grenzfläche etwa linear abnehmen.

2. Krustenbildung auf ebener Stahlplatte

Das Spannungsfeld im Brennstoff bleibt zeitlich konstant und fällt von der Grenzfläche Brennstoff-Stahl zur äußeren Oberfläche des elastischen Bereichs nahezu linear ab.

3. Krustenbildung auf der Innenseite des Hüllrohrs

Die gleichzeitige Ausdehnung des Hüllrohrs und das Zusammenziehen des Brennstoffs führt dazu, daß sich die Kruste von der Wand ablöst. Die Spannungen fallen linear von hohen positiven Werten an der Brennstoff-Stahl-Grenzfläche zu gleich großen negativen Werten an der inneren Grenzschicht der elastischen Zone.

Die Spannungen beim Ausfrieren auf der Außenseite des Rohres sind sehr groß und lassen auf eine geringe Wahrscheinlichkeit für Krustenstabilität schließen, während auf der Innenseite die größte Wahrscheinlichkeit für stabile Krusten gegeben ist, vorausgesetzt, daß sich der erstarrende Brennstoff von der Stahlwand ablösen kann.

Unsicherheiten in Sienickis Arbeit ergeben sich durch den unbekanntem Wert der Versagensspannung bei Sprödbruch und die unbekannte Ausbreitung von Rissen in der Kruste. Sienicki gibt an, daß selbst bei Rissen, die die gesamte Krustendicke durchziehen, das endgültige Versagen unsicher ist, da abgebrochene Krustenstücke an ihrem ursprünglichen Platz verbleiben können und nicht notwendigerweise in die Strömung eingemischt werden. In diesem Fall würde das mechanische Versagen der Kruste keinen Einfluß auf die Eindringtiefe des geschmolzenen Brennstoffs haben.

Auch Schwarz et al. /62/ geben in dem von ihnen entwickelten Code BUCOGEL Stabilitätskriterien an, die jedoch nur für $Re > 4000$ gültig sind und somit hier nicht angewendet werden können.

5.3. Eindringtiefe

5.3.1. Sensitivitätsstudie

Mit dem Code PLUGO wurde eine Sensitivitätsstudie durchgeführt, um den Einfluß der wichtigsten Stoffeigenschaften (Viskosität der Schmelze, Wärmeleitfähigkeit des Stahls) und den Einfluß eines Luftspaltes zwischen Kruste und Wand (s.Kap.4.) auf die Eindringtiefe zu untersuchen. Tab. 5.1. gibt die Ergebnisse dieser Studie wieder. In Tab. 5.2. sind die benutzten Stoffwerte von Al_2O_3 und UC_2 angegeben.

η (Ns/m ²)	Eindringtiefe (cm)
$5 \cdot 10^{-2}$	47,0
$5 \cdot 10^{-3}$	101,3
$1 \cdot 10^{-3}$	115,5

a) Einfluß der Viskosität

$$(k_{ss}^{sol} = 24 \text{ W/mK})$$

k_{ss}^{sol} (W/mK)	Eindringtiefe (cm)
12	50,3
18	48,1
24	47,0

b) Einfluß der Wärmeleitfähigkeit der Wand

$$(\eta = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Ns/m}^2)$$

Spalt (mm)	Eindringtiefe (cm)
0,0	42,7
0,005	62,0
0,01	76,2
0,015	87,7
0,02	97,2

c) Einfluß des Spaltes

(η und k temperaturabhängig)

Tab. 5.1. Einfluß verschiedener Parameter auf die Eindringtiefe

Edelstahlrohre 6x1, Schmelze Al_2O_3

	Al ₂ O ₃	UO ₂
Schmelzpunkt (K)	2100	3040
Schmelzwärme (J/kg)	1,16 · 10 ⁶	2,8 · 10 ⁵
<u>flüssig</u>		
therm. Leitfähigkeit (W/mK)	6	2,3
spez. Wärme (J/kg K)	1,42 · 10 ³	7 · 10 ²
Dichte (kg/m ³)	3 · 10 ³	8,7 · 10 ³
dynam. Viskosität (Ns/m ²)	3,7 · 10 ⁻²	4 · 10 ⁻³
<u>fest</u>		
therm. Leitfähigkeit (W/mK)	6	6
spez. Wärme (J/kg K)	1,42 · 10 ³	2,7 · 10 ²
Dichte (kg/m ³)	3,67 · 10 ³	10,9 · 10 ³

Tab. 5.2. Stoffdaten von Al₂O₃ und UO₂ für PLUGO-Rechnungen

Es zeigt sich, daß die Viskosität und die Einführung eines Luftspaltes die Eindringtiefe stark beeinflussen. Bei gegebener Viskosität und Wärmeleitfähigkeit kann nur durch die Modellierung eines Spaltes eine theoretische Eindringtiefe erreicht werden, die den experimentell ermittelten Werten entspricht (s. Abschnitt 5.3.2.).

Eine Vergleichsrechnung mit UO₂ als Strömungsmedium und sonst vergleichbaren Bedingungen zeigt, daß die berechneten Eindringtiefen für UO₂ um einen Faktor 2 kleiner sind als für Al₂O₃.

5.3.2. Vergleich der experimentellen und theoretischen Eindringtiefen

In den Experimenten zur Bestimmung der Eindringtiefe wurden 3-Stab-Bündel benutzt. Da der Code PLUGO die Strömung im Bündel nicht modellieren kann, wurde ein äquivalentes zylindrisches Rohr entsprechend dem hydraulischem Durchmesser des Bündels verwendet. Da die post-mortem festgestellte Breite des Luftspalts nicht unbedingt der während des Einlaufvorgangs entspricht, wurden Rechnungen mit verschiedenen Spalten durchgeführt. Die experimentell ermittelten Eindringtiefen stimmen sehr gut mit berechneten Werten überein, wenn ein Luftspalt von 0,015 mm angenommen wird (Tab. 5.3.).

Exp.Nr.	Δp (MPa)	Eindringtiefe (cm)	
		experimentell	PLUGO (Luftspalt 0.015 mm)
E850726-1	0,1	85,5	77,5
E851107	0,62	166	165
E851108	0,88	200	203

Tab. 5.3. Gemessene und gerechnete Eindringtiefen

5.3.3. Ausblick

Wie die Vergleiche PLUGO - Experiment zeigten, wären für eine bessere theoretische Beschreibung des Eindring- und Ausfriervorgangs noch weitere, den Wärmeübergang betreffende Änderungen notwendig, die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnten:

- Berechnung der Spaltdicke temperatur- und zeitabhängig unter Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung von Kruste und Wand und der Wirkung des Druckes in der Schmelze.
- Einführung weiterer temperaturabhängiger Stoffdaten /63/
- Wärmeübergang durch Strahlung im Spalt und von der Rohraußenwand an die Umgebung (geringer Effekt) /34/
- Exakte Berechnung der Wandtemperatur bei Wandschmelzen
- Bessere Modellierung der Geometrie des Strömungskanals bei Bündeln

6. ZUSAMMENFASSUNG

Das Ausfrierverhalten von heißen Fluiden in verschiedenartigen Strukturen wurde experimentell untersucht. Die Experimente wurden im Hinblick auf Reaktorsicherheitsanalysen ausgelegt (reaktor-typische Materialien) und es wurden die wichtigsten Parameter (Geometrie und Temperatur der Struktur, treibender Druck bis 1 MPa) abgedeckt. Die Experimente sollten insbesondere die für den Wärmeübergang und damit die Eindringtiefe entscheidende Frage der Stabilität von Krusten und Schmelzfilmen klären. Als Fluide wurden mittels der Thermit-Reaktion erzeugtes Aluminiumoxid und Eisen als Simulationsmaterialien verwendet. Die Strukturen bestanden meistens aus Edelstahl, gelegentlich wurden auch, um das Strömen des Fluids beobachten zu können, Strukturen aus Quarzglas verwendet. Die Strukturen wurden post-mortem geschnitten, die Schnitte photographisch und zum Teil mikroskopisch untersucht.

Die Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, haben die Existenz stabiler Krusten unter den gegebenen reaktor-typischen Bedingungen (oxidische Schmelze, Stahlstruktur, Bündelgeometrie, Drücke bis 1 MPa) mit und ohne Wandschmelzen nachgewiesen. Im Falle von schmelzenden Kanalwänden wurde insbesondere keine Vermischung des flüssigen Stahlfilms mit Krustenmaterial festgestellt. Dies beweist die Existenz stabiler Krusten auch bei schmelzenden Wänden. In den vorliegenden Experimenten wurde stets einkomponentige, einphasige Schmelze verwendet. Die Übertragbarkeit auf Reaktorverhältnisse ist durch das ähnliche Ausfrierverhalten von Al_2O_3 und UO_2 gegeben, zumindest solange, wie einphasige, einkomponentige Schmelze vorliegt.

Die Existenz stabiler Krusten und Schmelzfilme ist von erheblicher Bedeutung in Sicherheitsanalysen für schnelle Brutreaktoren. Die Krusten begrenzen den Wärmeverlust von den geschmolzenen Coremassen an die durchströmte Struktur, was eine weiträumige Verteilung des Corematerials und eine Verringerung der Gefahr von Rekritikalitäten zur Folge hat.

Durch einen Vergleich der vorliegenden experimentellen Ergebnisse mit Krusten-Stabilitätskriterien verschiedener Autoren konnte die experimentell nachgewiesene Existenz stabiler Krusten auch theoretisch bestätigt werden.

Neben der Untersuchung der Stabilität von Krusten und Schmelzfilmen dienten die Experimente auch zur Überprüfung und Verbesserung der theoretischen Modelle zum Ausfrierverhalten. Die gemessenen Eindringtiefen und Krustendicken wurden deshalb mit einer verbesserten und erweiterten Version PLUGO des Codes PLUGM nachgerechnet. Die Übereinstimmung ist in den meisten Fällen befriedigend. Der neu eingeführte Spalt wird durch Schnittbilder bestätigt.

7. Nomenklatur

A	Fläche
A_f	Strömungsquerschnitt
A_s	benetzte Oberfläche
c_p	spezifische Wärme
D, d	Durchmesser
D_h	hydraulischer Durchmesser
f	Reibungsfaktor
h	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient
k	Wärmeleitfähigkeit
L	Schmelzwärme
m	Masse
Nu	Nusselt-Zahl
p	Druck
Δp	Druckdifferenz
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
r	Radius, radiale Koordinate
Δs	Maschenhöhe
T	Temperatur
t	Zeit
v	Geschwindigkeit
V	Volumen

X_E	Eindringtiefe
α	Diffusivität
α_{th}	therm. Ausdehnungskoeffizient
β	Wärmeübergangszahl
γ	konstanter Faktor (=0.7)
δ	Krustendicke
ϵ	Poisson-Zahl
η	dynamische Zähigkeit
λ	Krustenwachstumskonstante
ν	kinematische Zähigkeit
ρ	Dichte
σ	Oberflächenspannung
σ_B	Bruchspannung

Indizes:

app	tatsächlich
b	Bulk
F	Fluid
i	Masche i
l	liquid
mp	Schmelzpunkt
n	Zeitschritt n
O	Anfangs-
S	Struktur
s	solid
W	Wand

8. LITERATUR

- /1/ R. Fröhlich et al.
Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR 300
MARK 1A Reaktorkern
KfK 2310, Juni 1976
- /2/ P. Royl et al.
Untersuchungen zu Kühlmitteldurchsatzstörfällen im abge-
brannten MARK 1A Kern des Kernkraftwerks Kalkar
KfK 2845, Dez. 1979
- /3/ W. Maschek
A Brief Review of Transition Phase Technology
KfK 3330, Juli 1982
- /4/ F.B. Cheung, L. Baker Jr.
Transient Freezing of Liquids in Tube Flow
Nucl. Sci, Eng. 60, 1976, S.1-9
- /5/ M.H. Chun, R.D. Gasser, M.S. Kazimi, T. Ginsberg,
O.C. Jones Jr.
Dynamics of Solidification of Flowing Fluids with Applica-
tions to LMFBR Post-Accident Fuel Relocation
Conf. 761001, Chicago, 1976, S.1808-1818
- /6/ R.D. Gasser, M.S. Kazimi
Study of Post-Accident Molten Fuel Downward Streaming
through the Axial Shield Structure in the Liquid-Metal Fast
Breeder Reactor
Nucl. Technol. 33, 1977, S.248-259
- /7/ M.H. Chun, T. Ginsberg, O.C. Jones Jr.
Investigation of Molten Fuel Relocation Dynamics with
Simulant Fluids
Trans. ANS 27, 1977, S.500-501

- /8/ M. Epstein, A. Yim, F.B. Cheung
Freezing-Controlled Penetration of a Saturated Liquid into a
Cold Tube
Journal of Heat Transfer 99, 1977, S.233-238
- /9/ M. Epstein, G.M. Hauser
Freezing of an Advancing Tube Flow
Journal of Heat Transfer 99, 1977, S.687-689
- /10/ M. Epstein, G.M. Hauser
Solidification of a Liquid Penetrating into a Convectively
Cooled Tube
Letters in Heat and Mass Transfer 5, 1978, S. 19-28
- /11/ J.J. Sienicki, L.J. Stachyra, G.A. Lambert
Transient Solidification in Flow into a Rod-Bundle
Journal of Heat Transfer 102, 1980, S. 330-334
- /12/ J.J. Sienicki, B.W. Spencer, D.L. Vetter, R.H. Wesel
Freezing Controlled Penetration of Molten Metals Flowing
through Stainless Steel Tubes
23rd National Heat Transfer Conf., Denver, 1985, S.245-254
- /13/ M. Kölling, U. Grigull
Unsteady Heat Transfer with Solidification Applied to the
Fluidity of Pure Metals
Wärme- und Stoffübertragung 14, 1980, S.231-244
- /14/ G.A. Greene, O.C. Jones, M.S. Kazimi, T. Ginsberg,
J.J. Sienicki
Analysis and Measurement of Solidification Dynamics of
Flowing Two-Phase Noncondensable Mixtures
Trans. ANS 28, 1978, S. 465

- /15/ G.A. Greene, O.C. Jones, M.S. Kazimi
Effects of Noncondensable Void Fraction on Freezing of
Flowing Fluids
Trans. ANS 27, San Francisco, 1977, S.546-547
- /16/ G.A. Greene, O.C. Jones, W.J. Leonhardt, M.S. Kazimi
Transient Fuel Solidification and Relocation from Core
during Transition-Phase conditions
Trans. ANS 30, 1978, S. 451-452
- /17/ G.A. Greene, O.C. Jones, M.S. Kazimi, J.J. Barry,
G.A. Zimmer
Two-Phase Transient Solidification Dynamics of Flowing
Fluids with Noncondensable Vapors
BNL-NUREG 24486, 1978
- /18/ G.A. Greene, J.J. Barry
Freezing of Multiphase Mixtures Flowing Downward in Circular
Tubes
BNL-NUREG 28302, 1980
- /19/ D.J. Petrie, J.H. Linehan, M. Epstein, G.A. Lambert,
L.S. Stachyra
Solidification in Two-Phase Flow
Journal of Heat Transfer 102, 1980, S. 784-786
- /20/ D.J. Petrie, M. Epstein, J.H. Linehan, G.A. Lambert,
L.J. Stachyra
Solidification in Two-Phase Flow
Trans. ANS 34, Las Vegas, 1980, S. 554-556
- /21/ M. Epstein, M.J. Swedish, J.H. Linehan, G.A. Lambert,
G.M. Hauser, L.J. Stachyra
Simultaneous Melting and Freezing in the Impingement Region
of a Liquid Jet
Reactor Analysis and Safety Div., Argonne National Lab.,
Argonne, IL/USA
AIChE Journal, Vol. 26, No.5, 743-51 (Sept. 1980)

- /22/ M.J. Swedish, M. Epstein, J.H. Linehan, G.A. Lambert,
G.M. Hauser, L.J. Stachyra
Surface Ablation in the Impingement Region of a Liquid Jet
Trans. ANS 28, 1978, S. 446-447
- /23/ A. Yim, M. Epstein, S.G. Bankoff, G.A. Lambert
Freezing of a Flowing Liquid Inside a Melting Tube
Trans. ANS 27, 1977, S. 501-502
- /24/ A. Yim, M. Epstein, S.G. Bankoff, G.A. Lambert, G.M. Hauser
Freezing-Melting Heat Transfer in Tube Flow
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 21, 1978, S.1185-1196
- /25/ R.W. Ostensen, R.E. Henry, J.F. Jackson, G.T. Goldfuss,
W.H. Gunter, N.E. Parker
Fuel Flow and Freezing in the Upper Subassembly Structure
Following an LMFBR Disassembly
Trans. ANS 18, Philadelphia, 1974, S. 214-215
- /26/ M. Epstein, R.E. Henry, M.A. Grolmes, H.K. Fauske,
G.T. Goldfuss, D.J. Quinn, R.L. Roth
Analytical and Experimental Studies of Transient Fuel
Freezing
Conf. 761001, Chicago, 1976, S. 1788-1798
- /27/ B.W. Spencer, R.L. Roth, G.T. Goldfuss, R.E. Henry
Results of Fuel Freezing Tests with Simulated
CRBR-Type Fuel Pins
Trans. ANS 30, Washington, 1978, S. 446-447
- /28/ B.W. Spencer, R.E. Henry, H.K. Fauske, G.T. Goldfuss,
R.L. Roth
Summary and Evaluation of Reactor-Material Fuel Freezing
Tests
International Meeting on Fast Reactor Safety Technology,
Seattle, WA, USA, 19-23 Aug. 1979
LaGrange Park, IL.: American Nuclear Society 1979,
p.1766-1775

- /29/ B.W. Spencer, G.T. Goldfuss, R.E. Henry, D.J. Quinn, R.L. Roth
Reactor-Material Fuel Freezing Experiments Using Small-
Bundle CRBR-Type Pins
ANL/RAS 79-11, 1979
- /30/ J.J. Sienicki, B.W. Spencer
An Extended Material Motion Model for Thermite Fuel Freezing
Tests
Trans. ANS 38, Miami Beach, 1981, S. 392-392
- /31/ N.Y. Chu, D.T. Eggen, E. Khan
Simulation of Transient Freezing of Cladding in GCFR Blanket
Channels
Int. Meeting in Fast Reactor Safety and Related Physics,
Chicago, 1976, 22-5
- /32/ D.Kuhn, M. Möschke, H. Werle
Freezing of Aluminum Oxide and Iron Flowing Upward in
Circular Quartz Glass Tubes
KfK 3592, 1983
- /33/ D. Kuhn, M. Möschke, H. Werle
Persönliche Mitteilung, 1982
- /34/ G. Fieg, M. Möschke, H. Werle
Persönliche Mitteilung, 1985
- /35/ D.A. Mc Arthur, N.K. Hayden
In-Core Fuel Freezing and Plugging Experiments: Preliminary
Results of the Sandia Tran Series I Experiments
NUREG/CR-3675, Sand 81-1726, 1984

- /36/ D.A. Mc Arthur, P.K. Mast
Tran B-1: Experimental Investigation of Fuel Crust Stability
on Surfaces of an Annular Flow Channel
NUREG/CR-3484, Sand-1916, 1984
- /37/ D.A. Mc Arthur, P.K. Mast
Tran B-2: The Effect of Low Steel Content on Fuel Penetration
in a Non-Melting Cylindrical Flow Channel
NUREG/CR-3757, Sand 84-0814, 1985
- /38/ D.A. Mc Arthur, P.K. Mast
TRAN B-3: Experimental Investigation on Fuel Crust Stability
on Melting Surfaces of an Annular Flow Channel
NUREG/CR-3944, Sand 84-1646, 1985
- /39/ H.K. Fauske, W.D. Ford, M.A. Grolmes
Liquid Film Thickness for Slug Ejection
Trans. ANS 13, 1970, S. 646
- /40/ J. Stefan
Über die Theorie der Eisbildung, insbesondere über die Eisbildung
im Polarmeere
Ann. Phys. Chem. 42, 1891, S. 269-286
- /41/ H.S. Carslaw, J.C. Jäger
Conduction of Heat in Solids
Clarendon Press, Oxford, 2nd Ed., 1959, S. 282-296
- /42/ E.R.G. Eckert, R.M. Drake
Analysis of Heat and Mass Transfer
MC Graw Hill, Tokyo, Int. Student Ed., 1972, S.222-237

- /43/ S.G. Bankoff
Heat Conduction or Diffusion with Change of Phase
Adv. in Chem. Eng. 5, Ed. T.B. Drew et al., Acad. Press, New
York, 1964, S. 74-150
- /44/ J.C. Mühlbauer, J.E. Sunderland
Heat Conduction with Freezing or Melting
Appl. Mech. Rev. 18, 1965, S. 951-959
- /45/ K. Stephan, B. Holzknacht
Wärmeleitung beim Erstarren geometrisch einfacher Körper
Wärme- und Stoffübertragung 7, 1974, S. 200-207
- /46/ M. Epstein, M.A. Grolmes, R.E. Henry, H.K. Fauske
Transient Freezing of a Flowing Ceramic Fuel in a Steel
Channel
Nucl. Sci. Eng. 61, 1976, S. 310-323
- /47/ R.W. Ostensen
Disassembly and Postdisassembly Analysis Models - Extended
Fuel Motion Study
ANL-RDP-18, 1973, S. 74-77
- /48/ N.K. Hayden
An Analytical Model of Freezing Liquid Penetration in Tube
Flow
Trans. ANS 39, San Francisco, 1981, S. 671-672
- /49/ D.O. Lee, S.W. Eisenhower, M.L. Corradini, R.W. Ostensen
Forced Convection Melting Heat Transfer in a Tube for a Two
Component System
Aiche Symp. Series 75, 189, San Diego, 1979, S.55-68
- /50/ S.W. Eisenhower, D.O. Lee, M.L. Corradini, F. Gonzalez
Fuel Dynamics, Transition Phase
Sand 79-1566, 1980, S. 101-128

- /51/ S.W. Eisenhower, D.O. Lee, M.L. Corradini, R.W. Ostensen
On the Physics of Fuel Streaming and Freezing in Fast
Reactor Core Disruptive Accidents
NUREG/CR-2028, Sand 84-0484, R7, 1981
- /52/ S.W. Eisenhower, D.O. Lee, M.L. Corradini, R.W. Ostensen,
F. Gonzalez
A Study of Heat Transfer from a Flowing Liquid to a Melting
Wall
International Meeting on Fast Reactor Safety Technology,
Seattle, WA, USA, 19-23 Aug. 1979
LaGrange Park, IL.: American Nuclear Society 1979,
p.2081-2092
- /53/ M. Epstein
Heat Conduction in the UO_2 - Cladding Composite Body with
Simultaneous Solidification and Melting
Nucl. Sci. Eng. 51, 1973, S. 84-87
- /54/ J.J. Sienicki, B.W. Spencer
The Effects of Flowing Fuel Particulate on Bulk Freezing
Predictions
Trans. ANS 41, 1982, S.377 und ANL/RAS 82-4
- /55/ M. Epstein
The Growth and Decay of a Frozen Layer in Forced Flow
Journal of Heat and Mass Transfer 19, 1976, S. 1281-1288
- /56/ J.J. Sienicki, B.W. Spencer
Relative Freezing Controlled Penetration Potential of
Carbide and Oxide Fuel
Trans. ANS 41, 1982, S. 379
- /57/ J.J. Sienicki, B.W. Spencer
Two-Phase Flow Effects on Freezing and Plugging of Molten
Fuel
Trans. ANS 38, Miami Beach, 1981, S. 392-393

- /58/ M. Pilch, P.K. Mast
PLUGM - A Coupled Thermal-Hydraulic Computer Model for
Freezing Melt Flow in a Channel
NUREG/CR-3190, SAND 82-1580, 1984
- /59/ R.W. Ostensen
Effect of Thermal Stress on Oxide Crusts
Trans. ANS 27, 1977, 662
- /60/ R.J. Lipinski
Effect of Creep on Thermal Fracturing in Oxide Crusts
Trans. ANS 28, 1978, S. 470-471
- /61/ J.J. Sienicki, J.M. Kramer, B.W. Spencer
The Effects of Geometry upon Solidification Induced Thermal
Stresses in a Growing Fuel Crust
ANL/RAS 82-18
- /62/ M.Schwarz
Persönliche Mitteilung, 1986
- /63/ K.Thurnay
Persönliche Mitteilung, 1985
- /64/ Hewlett-Packard Handbücher
- /65/ W.Peppler, H. Will
Simulation of TRAN B Experiments by Alumina Thermite Melt
Injection
KfK 4078, 1986
- /66/ M.K. Reser, ed. "Phase Diagrams for Ceramics"
The American Ceramists Society, 1964
- /67/ J.M. Seiler
Persönliche Mitteilung, 1985

ANHANG

- A1 Beschreibung der Meßprogramme

- A2 Experimentelle Ergebnisse und Nachrechnung
 - A2.1. Tabellen der Zeiten und Drücke
 - A2.2. Zeitlicher Verlauf des Eindringvorgangs und Druckverläufe
 - A2.3. Photos von Schnitten
 - A2.4. Eindringtiefen und Krustendicken Exp. - PLUGM

- A3 Berechnung der Kontakttemperatur

A1 Beschreibung der Meßprogramme

Im folgenden werden die Programme beschrieben mit denen die Experimente zur Krustenstabilität und zur Eindringtiefe gesteuert und die Meßdaten aufgenommen wurden. Da im Laufe der Arbeit die Programme erweitert, verbessert und an technische Änderungen der Versuchsanlagen angepaßt wurden, sind im Gesamten vier Programme vorhanden. Dies sind die Programme THERM4, THERM5, THFS2 und THFS3. Die THERM-Programme wurden bei Experimenten an der Vakuumanlage eingesetzt, die THFS-Programme an der Druckbehälteranlage THEFIS. Die Programme THERM4 und THFS2 steuerten die Krustenbildungsexperimente, bei denen die Struktur in die Schmelze eingetaucht und wieder herausgezogen wurde, THERM5 und THFS3 wurden bei Experimenten zur Messung der Eindringtiefe verwendet, bei denen die Struktur in die Schmelze eingetaucht wurde und darin verblieb.

Die Programme lassen sich in drei Abschnitte gliedern:

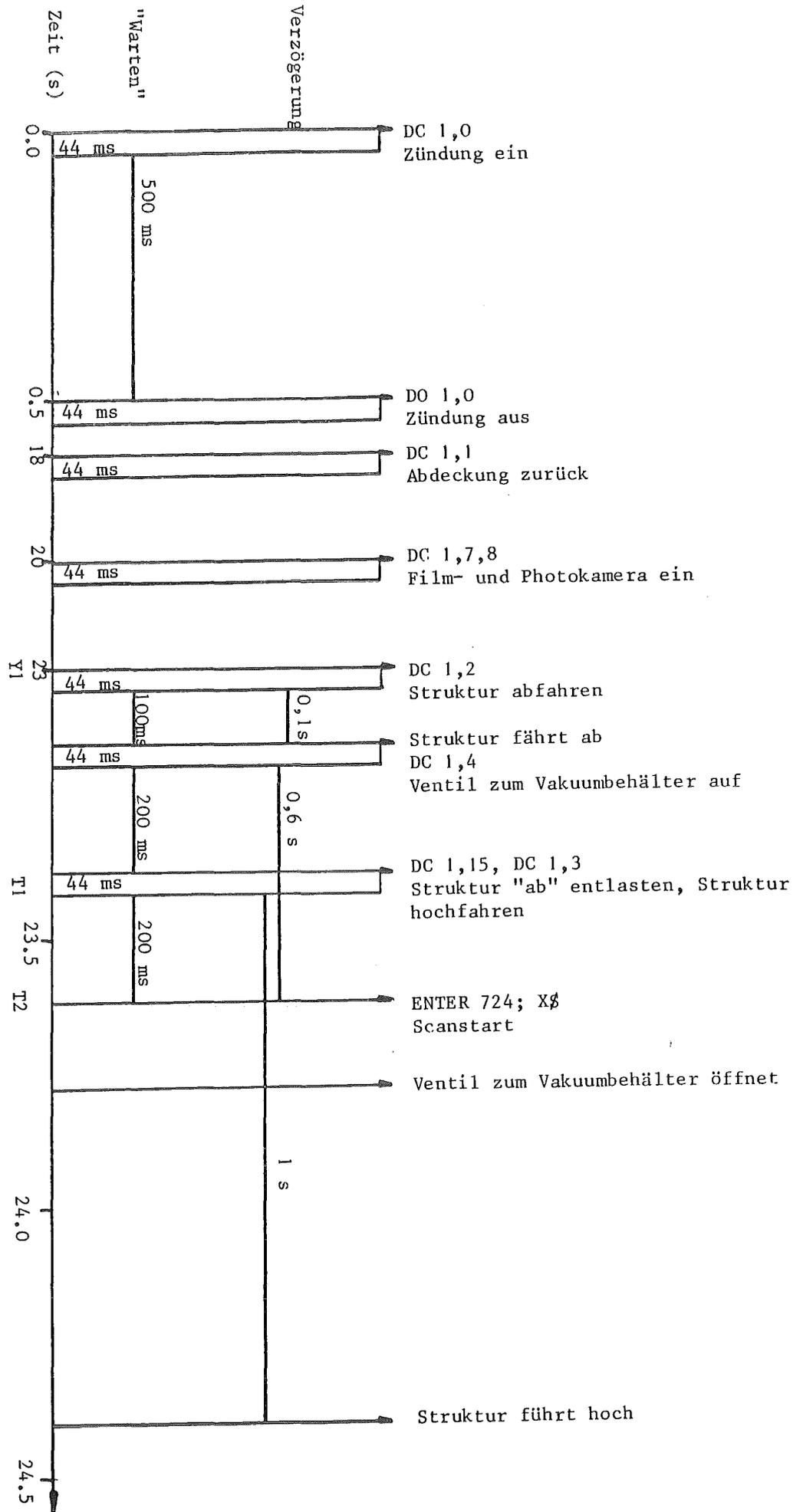
- 1) Einlesen der Parameter und Formeln und Initialisierung der Geräte
(die Parameter, die zur Initialisierung nötig sind findet man in /64/)
- 2) Steuerung des Experiments und Meßdatenerfassung
- 3) Ausgabe der Meßwerte

Das Programm THERM4 - Krustenbildung an der Vakuumanlage

Zuerst wird die Nummer des durchzuführenden Experiments eingegeben. Dann werden verschiedene Marken zur zeitlichen Strukturierung des experimentellen Ablaufs eingelesen. Anschließend wird die Referenztemperatur (Raumtemperatur) in °C eingegeben und der atmosphärische Druck gemessen (Umgebungsdruck). Für den später folgenden Meßscan werden der Datenlogger und ein schnelles Digitalvoltmeter initialisiert, sowie Meßbereich, Trigger, Meßrate usw. eingestellt.

Abb. A1.1 gibt den Zeitplan dieses Programms wieder.

Abb. A1.1. Zeitplan des Programms THERM4



Nach Beendigung des Experiments werden die Zeitmarken Y1, T1, T2 und T3 ausgegeben. Die Ventile werden geschlossen, die Kameras ausgeschaltet. Nach der Umrechnung der gemessenen Spannungen in Druck und Temperatur werden die Meßdaten und die dazugehörigen Zeiten ausgegeben und auf Datenkassette abgespeichert.

Das Programm THERM5 - Eindringtiefe an der Vakuumanlage

THERM5 entspricht im wesentlichen dem Programm THERM4. Unterschiede zu THERM4 sind:

- 1) Es wird keine Temperaturmessung durchgeführt.
- 2) Die Struktur wird nach dem Eintauchen in die Schmelze nicht wieder herausgezogen, so daß solange Schmelze in den Kanal eindringen kann, bis der Strömungsquerschnitt völlig zugefroren ist.

Ein ähnliches Programm verwendeten Werle et. al. /32/. In der vorliegenden Arbeit wurde THERM5 nur zur Herstellung der oxid-gefüllten Innenstäbe für beheizte Bündelexperimente benötigt.

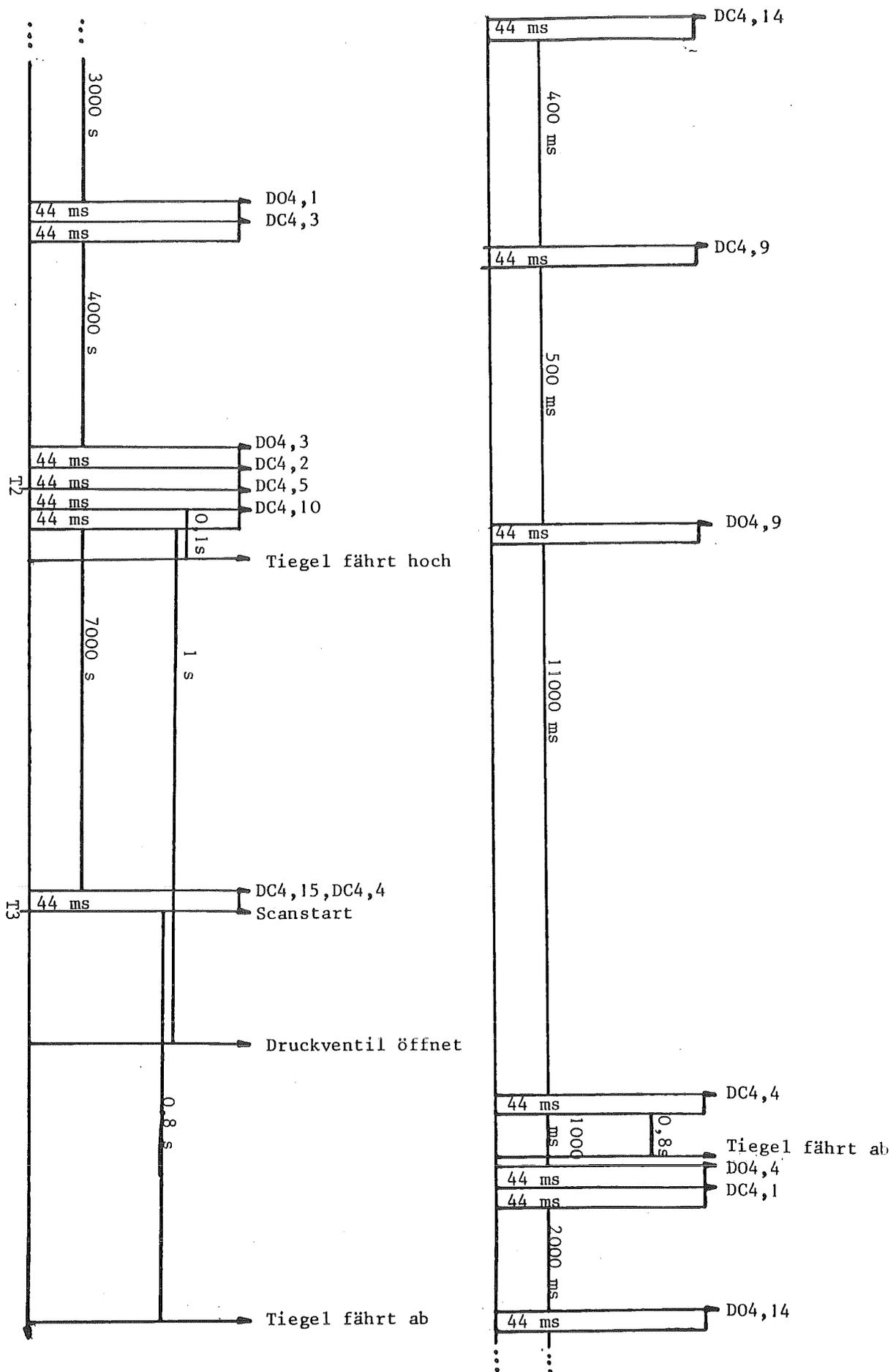
Das Programm THFS2 - Krustenbildung an der THEFIS-Anlage

Der Zeitplan dieses Programms, das für Krustenbildungsexperimente an der THEFIS-Anlage verwendet worden ist, findet man in Abb. A1.2. Abb. A1.3 gibt den Teil des Programms wieder, durch den die Experimente gesteuert werden. In dieser Abb. sind auch die Steuerbefehle erklärt. Abb. A1.4 zeigt den zeitlichen Ablauf der Tiegelbewegung.

Das Programm THFS3 - Eindringtiefe an der THEFIS-Anlage

Das Programm THFS3, das auch Fieg /34/ für seine Eindringexperimente verwendete, unterscheidet sich von THFS2 nur dadurch, daß bei THFS3 der Tiegel nach dem Hochfahren nicht wieder abgefahren wird.

Abb. A1.2. Zeitplan des Programms THFS2



630	REM #ZEITPUNKT NULL BEI ZUENDUNG DES THERMITS	630	Absaugung ein
640	OUTPUT 709 ; "DC4,14"	650	400 ms warten
650	WAIT 400	660	Zeit = 0.0
660	SETTIME 0,0	670	Zuendung ein
670	OUTPUT 709 ; "DC4,9"	680	T1 = Zeitpunkt der Zuendung
680	T1=TIME	690	500 ms warten
690	WAIT 500	700	Zuendung aus
700	OUTPUT 709 ; "DC4,9"	710	11000 ms warten
710	WAIT 11000	720	Tiegel ab
720	OUTPUT 709 ; "DC4,4"	730	1000 ms warten
730	WAIT 1000	740	Tiegel ab entlasten
740	OUTPUT 709 ; "DC4,4"	750	Kessel horizontal verfahren
750	OUTPUT 709 ; "DC4,1"	760	2000 ms warten
760	WAIT 2000	770	Absaugung aus
770	OUTPUT 709 ; "DC4,14"	780	3000 ms warten
780	WAIT 3000	790	Kessel verfahren entlasten
790	OUTPUT 709 ; "DC4,1"	810	Kessel hochfahren
810	OUTPUT 709 ; "DC4,3"	820	4000 ms warten
820	WAIT 4000	830	Kessel hochfahren entlasten
830	OUTPUT 709 ; "DC4,3"	840	Kessel verschliessen
840	OUTPUT 709 ; "DC4,2"	850	T2 = Zeit des Triggers
850	T2=TIME		Tiegel hoch
860	OUTPUT 709 ; "DC4,5"	860	Tiegel hoch (mit Verzoeser)
870	OUTPUT 709 ; "DC4,10"	870	Druckventil auf (")
880	WAIT 700	880	700 ms warten
890	OUTPUT 709 ; "DC4,15,DC4,4"	890	Tiegel hoch inst. entlasten
900	T3=TIME		Tiegel ab (mit Verzoeser)
910	ENTER 724 ; X\$	900	T3 = Zeit des Scanstart
920	T4=TIME	910	Scan
		920	T4 = Scanende

Abb. A1.3. Steuerbefehle

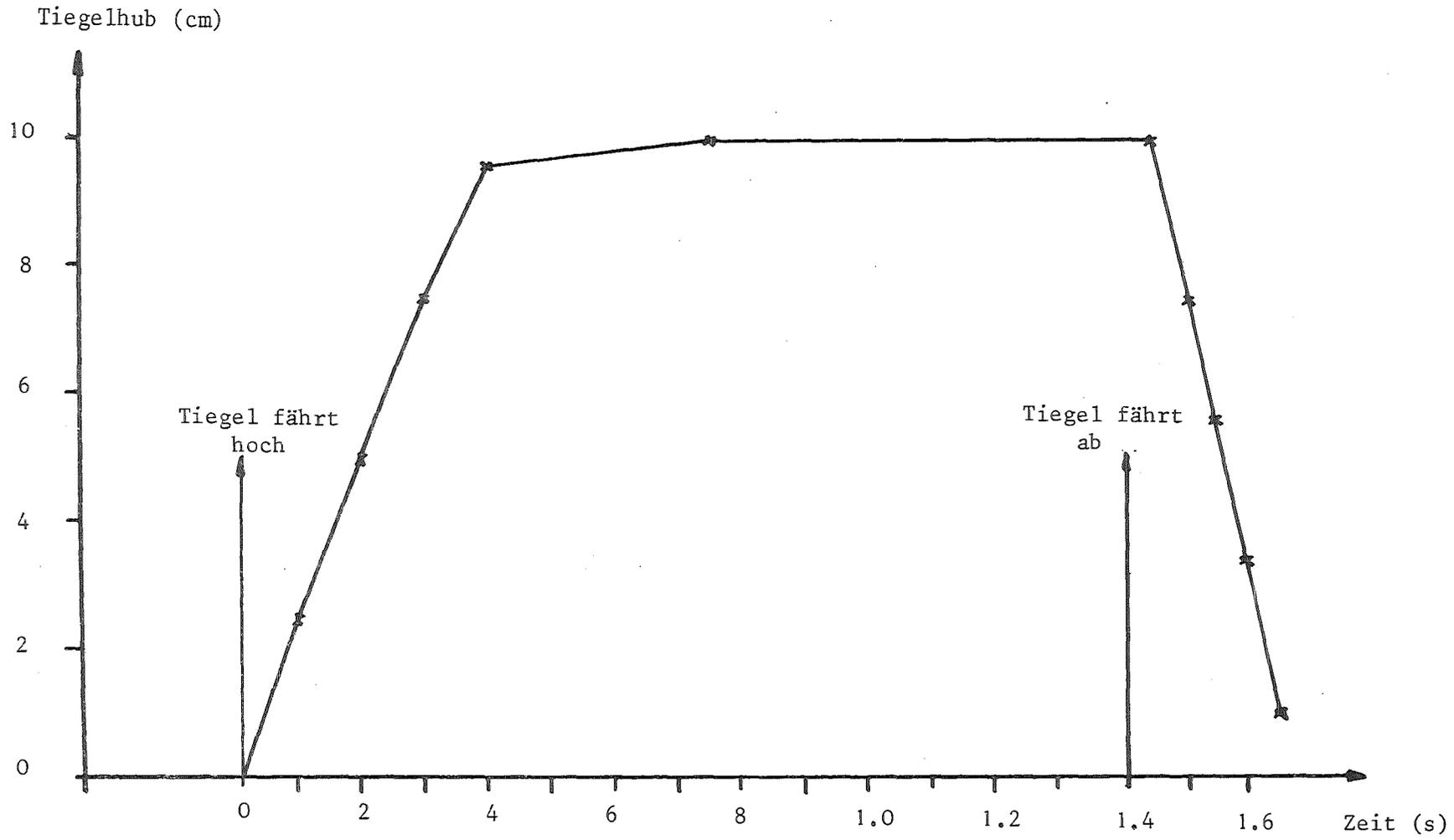


Abb. A1.4. Zeitlicher Ablauf der Tiegelbewegung

A2 Experimentelle Ergebnisse und Nachrechnung

A2.1. Tabellen der Zeiten und Drücke

A2.2. Zeitlicher Verlauf des Eindringvorgangs
und Druckverläufe

A2.3. Photos von Schnitten

A2.4. Eindringtiefen und Krustendicken

Zusammenstellung der Experimente der Versuchsreihe I-IV

Schmelze Al_2O_3			Schmelze Fe		
Rohre	Ringspalt	Bündel	Rohre	Ringspalt	Bündel
83/7/27-1	83/7/28-1	83/8/24-2	83/8/15-1	83/8/31-1	83/9/26-1
83/8/3-1	83/8/23-1	83/9/15-1	83/8/30-1		
83/8/4-1	83/8/23-2				
83/8/22-1	83/8/24-1				
	83/9/7-1				

Versuchsreihe I

Struktur: Quarzglas, Raumtemperatur

$\Delta p < 0,1$ MPa

Schmelze Al_2O_3			Schmelze Fe		
$\Delta p < 0,1$ MPa			$0,1 \text{ MPa} < \Delta p < 1$ MPa		$\Delta p < 0,1$ MPa
Rohre	Ringspalt	Bündel	Rohre	Bündel	Ringspalt
8506051	83/9/7-2	83/11/17-1	8505241	850724-1	83/9/1-1
850610	83/9/23-2	83/11/22-1	8505281	850724-2	
	83/9/27-1	83/11/22-2	850603	850725-1	
		84/12/17-1	850605	850725-2	
		850611			

Versuchsreihe II

Struktur: Edelstahl, Raumtemperatur

$\Delta p < 0.1 \text{ MPa}$		$0.1 \text{ MPa} < \Delta p \leq 1 \text{ MPa}$	
Rohre	Bündel	Rohre	Bündel
84/5/22-1	84/6/15-1	850829	851030
	84/6/18-1	851003	851031
		851015	851105
		851025	

Versuchsreihe III

Struktur: Edelstahl beheizt

Schmelze: Al_2O_3

Struktur unbeheizt	Struktur beheizt
E850726-1	E851106
E851107	E851118
E851108	E851122

Versuchsreihe IV

Struktur: Edelstahl, Bündel

Schmelze: Al_2O_3

$0.1 \text{ MPa} < \Delta p \leq 1 \text{ MPa}$

A2.1. Tabellen der Zeiten und Drücke

Tabellen der Zeiten und Drücke

Vers.Nr.	Struktur			Struktur ziehen		Δp_{max}	
	Geometrie	-typ (s. Abb. 3.3)	Schmelze	Zeit /s/	$\Delta p/10^5 Pa/$	Zeit /s/	Wert/ $10^5 Pa/$
83/7/27-1	Rohre	1a, 2	Al ₂ O ₃	23,97	0,359	24,26	0,452
83/8/3-1	Rohre	1a, 2	Al ₂ O ₃	24,03		keine Druckmessung	
83/8/4-1	Rohre	1a, 2	Al ₂ O ₃	23,97	0,356	24,48	0,567
83/8/22-1	Rohre	1a, 2	Al ₂ O ₃	24,03	0,897	24,03	0,897
83/7/28-1	Ringspalt	4, (2)	Al ₂ O ₃	23,97	0,109	24,26	0,364
83/8/23-1	Ringspalt	4, (1a)	Al ₂ O ₃	24,03	0,870	23,84	0,870
83/8/23-2	Ringspalt	4, (1a)	Al ₂ O ₃	24,03	0,867	23,84	0,868
83/8/24-1	Ringspalt	4, (1a)	Al ₂ O ₃	24,03	0,866	23,73	0,881
83/9/7-1	Ringspalt	6, (1a)	Al ₂ O ₃	23,97	0,827	23,77	0,839
83/8/24-2	Bündel	7, (1a)	Al ₂ O ₃	23,97	0,825	23,77	0,834
83/9/15-1	Bündel	7, (1a)	Al ₂ O ₃	24,03	0,920	23,84	0,922
83/8/15-1	Rohre	1a, 2	Fe	23,96		keine Druckmessung	
83/8/30-1	Rohre	1a	Fe	24,03	0,925	24,44	0,927
83/8/31-1	Ringspalt	4, (1a)	Fe	24,03	0,872	23,84	0,875
83/9/26-1	Bündel	7, (1a)	Fe	23,97			

Versuchsreihe I

Quarzglas unbeheizt, Struktur eintauchen bei 23 a

Vers.Nr.	Struktur		Struktur eintauchen /s/	Druck ein /s/	Struktur ziehen		Δp_{max}	
	Geometrie	-typ (s. Abb. 3.3)			Zeit/s/	$\Delta p/10^5 Pa/$	Zeit/s/	Wert/ $10^5 Pa/$
83/9/1-1	Ringspalt	4, (1)	23,0	23,37	24,03	0,861	23,84	0,866
83/9/7-2	Ringspalt	4	23,0	23,37	keine Druckmessung			
83/9/23-2	Ringspalt	4, (1)	23,0	23,37	23,97	0,556	23,66	0,657
83/9/27-1	Ringspalt	5, (1)	23,0	23,37	23,97	0,435	23,66	0,579
83/11/17-1	Bündel	8, (1)	23,0	23,37	23,97	0,849	24,04	0,850
83/11/22-1	Bündel	8, (1)	23,0	23,37	23,97	0,850	24,05	0,851
83/11/22-2	Bündel	8, (1)	23,0	23,37	23,97	0,848	24,05	0,849
83/12/17-1	Bündel	8	23,0	23,37	24,43	0,960	24,37	0,960

Versuchsreihe II

Vakuumanlage, Stahl unbeheizt, (83/9/1-1 mit Fe-Schmelze, alle anderen Al₂O₃)

Vers.Nr.	Struktur		Druck ein /s/	90% Δp_{max} bei.../s/	Struktur ziehen		Δp_{max}		
	Geometrie	-typ (s. Abb. 3.3)			Zeit/s/	$\Delta p/10^5 Pa/$	Zeit/s/	Wert/ $10^5 Pa/$	
8505241	Rohre	1b, 2	22,1	23,25	23,71	23,60	3,99	23,98	5,28
8505281	Rohre	1b, 2	22,1	23,22	23,70	23,63	4,53	23,93	5,39
850603	Rohre	1b, 2	22,1	23,25	23,73	23,6	7,41	23,92	10,16
850605	Rohre	1b, 2	22,1	23,23	23,73	23,6	7,31	23,94	9,96
8506051	Rohre	1b, 2	22,1	23,25	24,05	23,62	0,853	24,16	1,01
850610	Rohre	1b, 2	22,1	23,21	23,60	23,62	1,16	23,90	1,23
850611	Bündel	9	22,1	23,23	23,63	23,62	0,972	23,76	1,13
850724-1	Bündel	9	22,1	23,25	23,67	23,62	4,36	23,86	5,18
850724-2	Bündel	9	22,1	23,22	24,51	23,62	3,36	25,44	8,80
850725-1	Bündel	9	22,1	23,25	24,51	23,62	3,44	24,84	8,35
850725-2	Bündel	9	22,1	23,25	24,01	23,60	3,48	24,22	9,67

Versuchsreihe II

THEFIS-Anlage, Stahl unbeheizt, Schmelze Al₂O₃

Vers.Nr.	Struktur Geometrie -typ (s. Abb. 3.3)		Struktur eintauchen /s/	Druck ein /s/	90% ΔP_{max} bei./s/	Struktur ziehen		Δp_{max}		Temp. der Struktur /K/
	Zeit/s/	$\Delta p/10^5 Pa/$				Zeit/s/	Wert/ $10^5 Pa/$			
84/5/22-1	Rohre	2	23,01	23,70	23,96	24,45	0,964	24,30	0,970	~1210
84/6/15-1	Bündel	8	23,01	23,70	23,92	24,46	0,666	24,02	0,879	~1050
84/6/18-1	Bündel	8			keine Daten					
850829	Rohre	1b,2	22,1	23,21	23,70	23,6	3,863	24,13	5,1	~1300
851003	Rohre	2	22,1	23,22	23,70	23,63	3,997	23,87	5,1	~1300
851015	Rohre	1b,2	22,1	23,23	23,61	23,62	1,572	23,9	1,9	~1300
851025	Rohre	1b,2	22,1	23,23	23,77	23,62	7,094	24,04	10,14	~1300
851030	Bündel	9	22,1	23,21	23,63	23,62	1,857	23,76	2,19	~1300
851031	Bündel	9	22,1	23,23	23,73	23,62	4,013	23,98	5,22	~1300
851105	Bündel	9			keine Daten					

Versuchsreihe III

Stahl, beheizt an Vakuumanlage (oben) und THEFIS (unten)

Vers.Nr.	Struktur Geometrie (s. Abb. 3.3)	Struktur -typ	Struktur eintauchen /s/	Druck ein /s/	90% ΔP_{max} bei./s/	Δp_{max}		Temp. der Struktur /K/	Eindringtiefe /m/
						Zeit	Wert/ $10^5 Pa/$		
E850726-1	Bündel	9	22,1	23,23	23,56	23,65	1,13	Raumtemp.	0,84
E851107	Bündel	9	22,1	23,24	23,70	24,03	5,21	Raumtemp.	1,66
E851108	Bündel	9	22,1	23,22	23,72	23,93	7,87	Raumtemp.	>2,0
E851106	Bündel	9	22,27	23,33	23,79	24,05	2,2	~1300	
E851118	Bündel	9	31,11	32,26	32,72	32,89	5,25	~1190	1,54
E851122	Bündel	9	31,1	32,26	32,74		7,67	~1190	>2,0

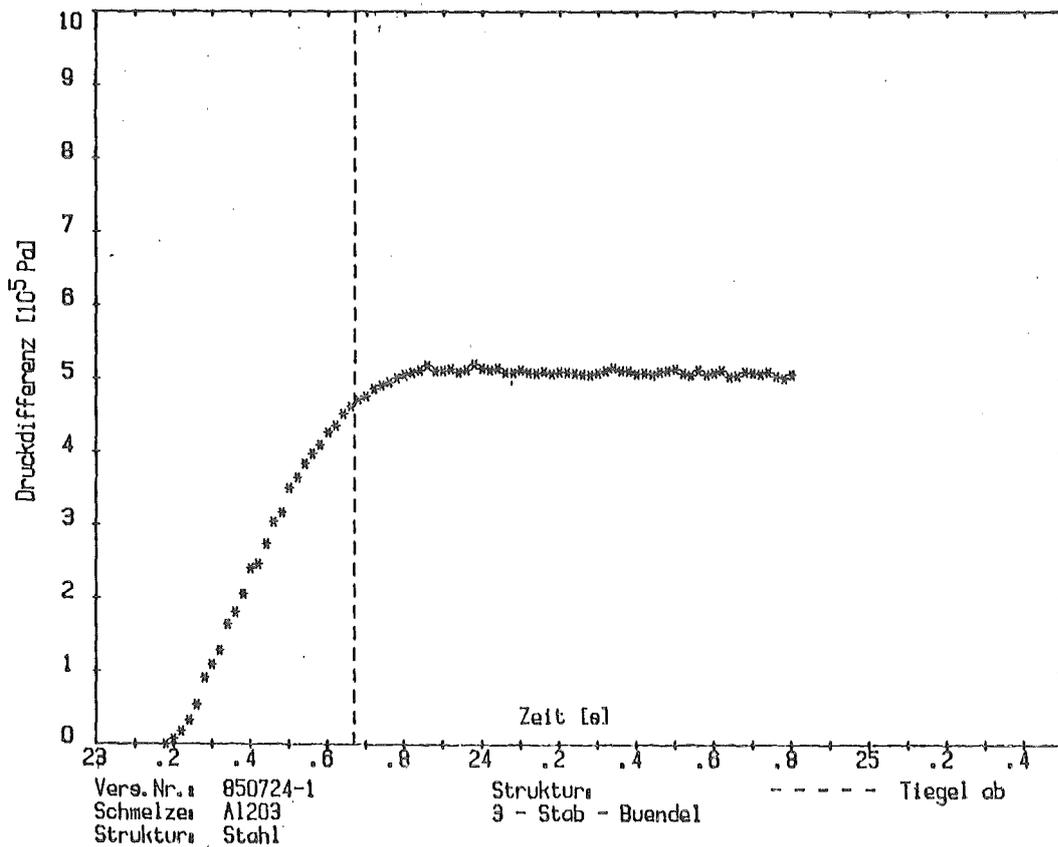
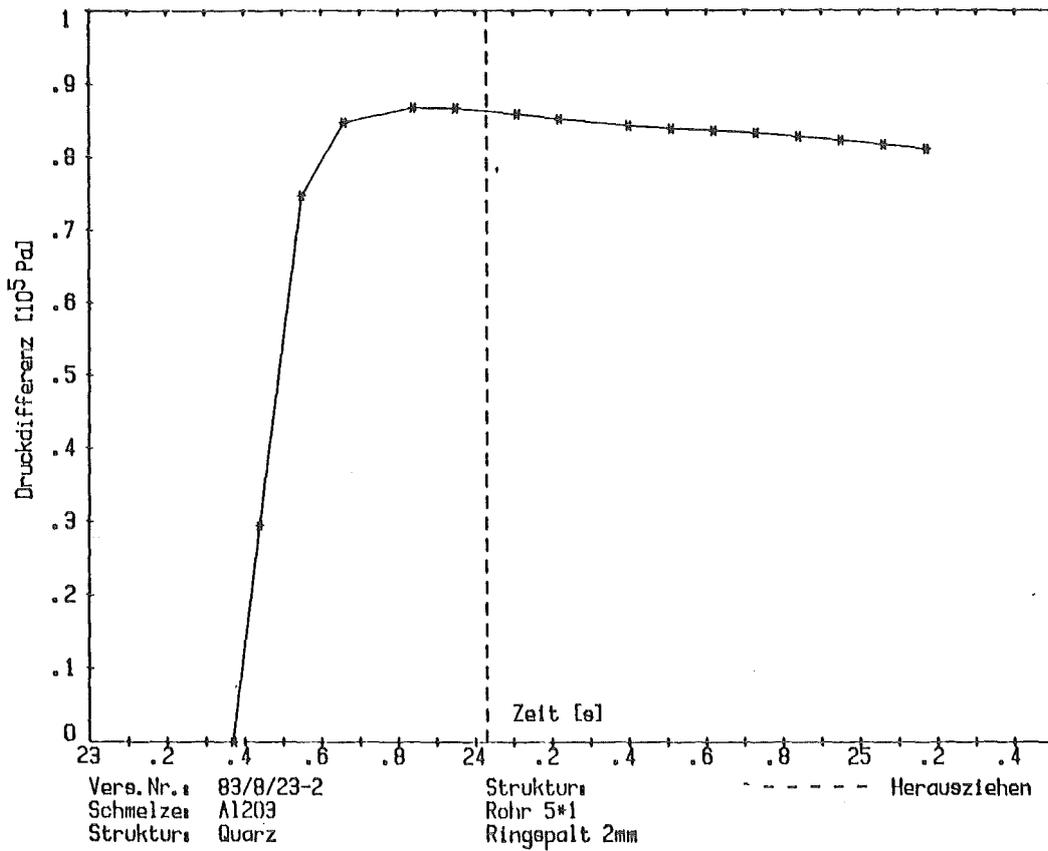
Versuchsreihe IV

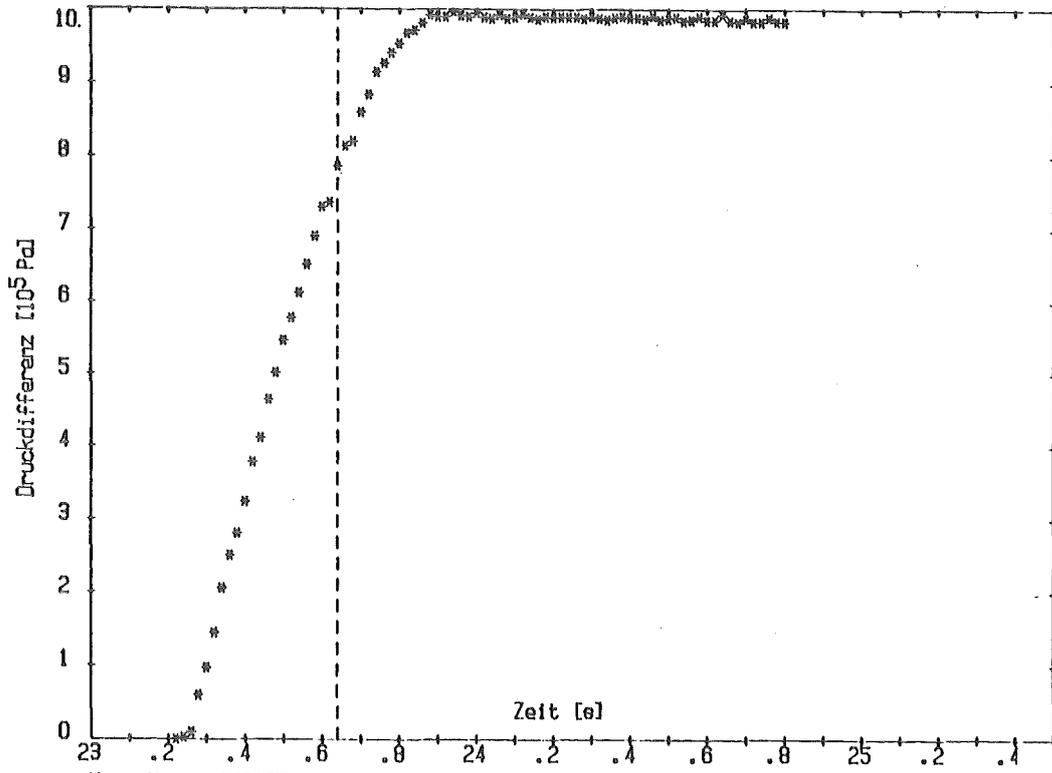
(bei $\Delta P_{max} < 5 \cdot 10^5$ Pa kleiner Tiegel mit 900 g Thermit, bei $\Delta P_{max} > 5 \cdot 10^5$ Pa großer Tiegel mit 3000 g Thermit)

Experimente zur Eindringtiefe

A2.2. Zeitlicher Verlauf des Eindringvorgangs und Druckverläufe

Beispiele für Druckverläufe (0.1, 0.5, 1 MPa)



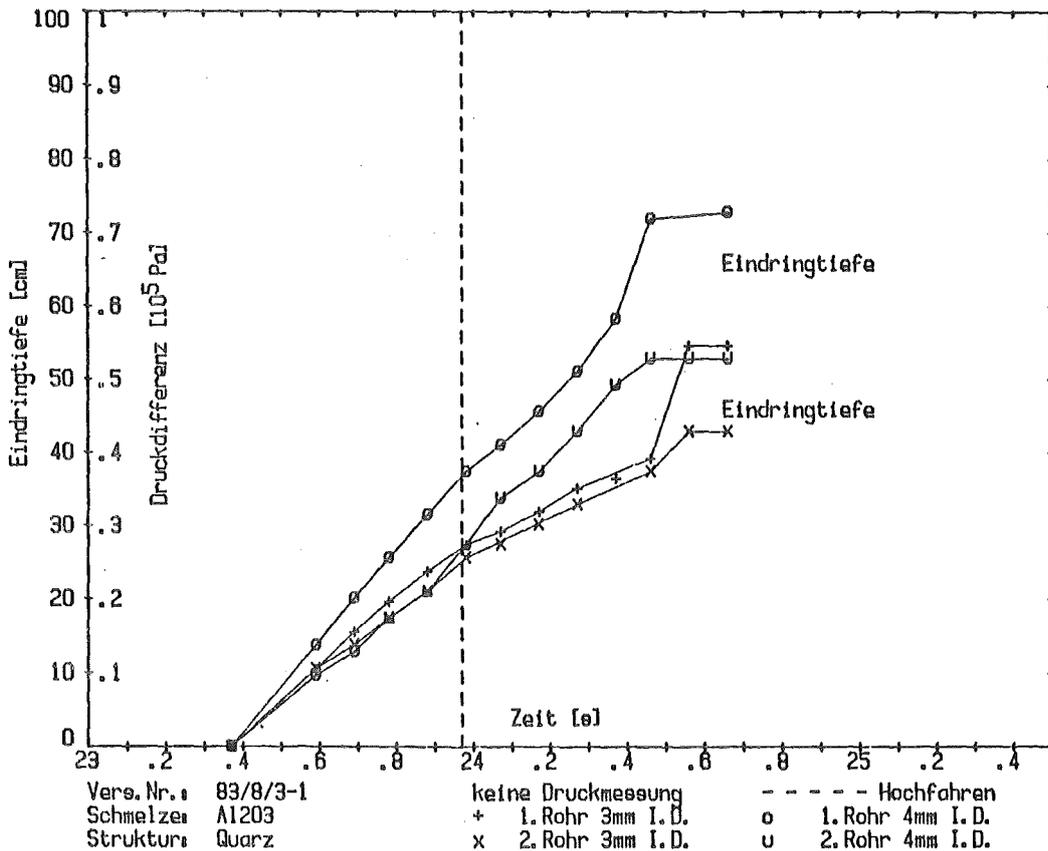
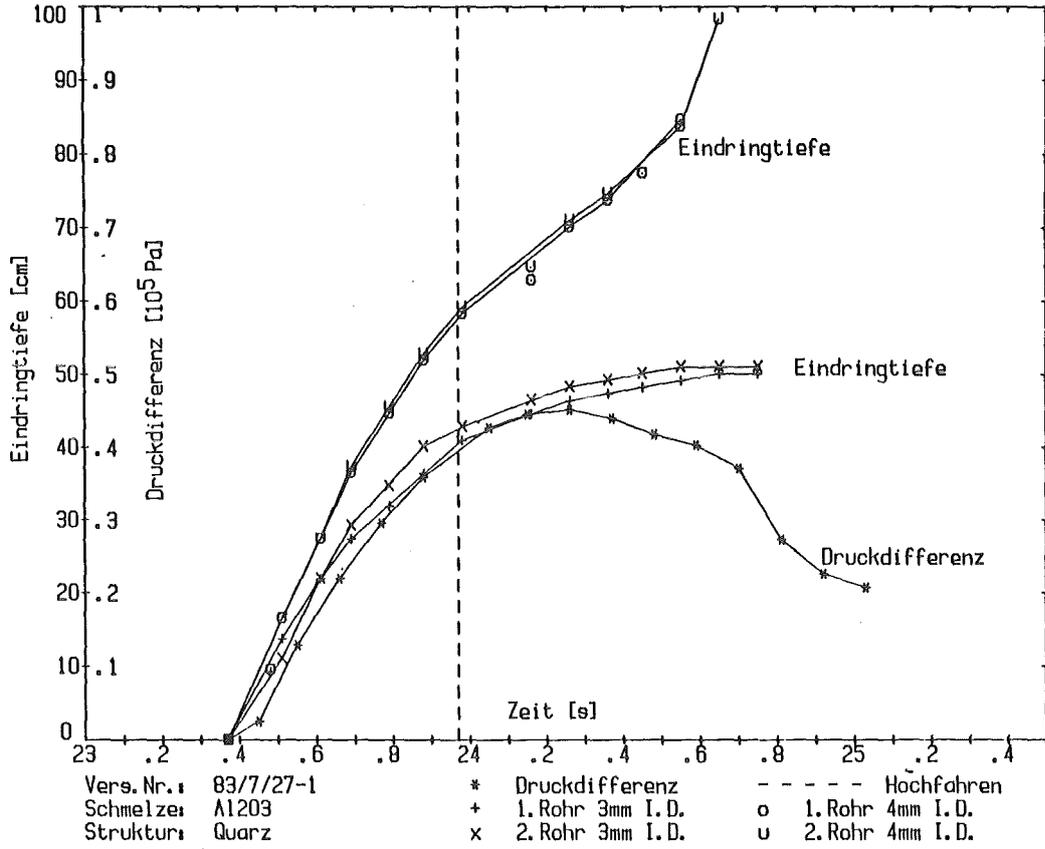


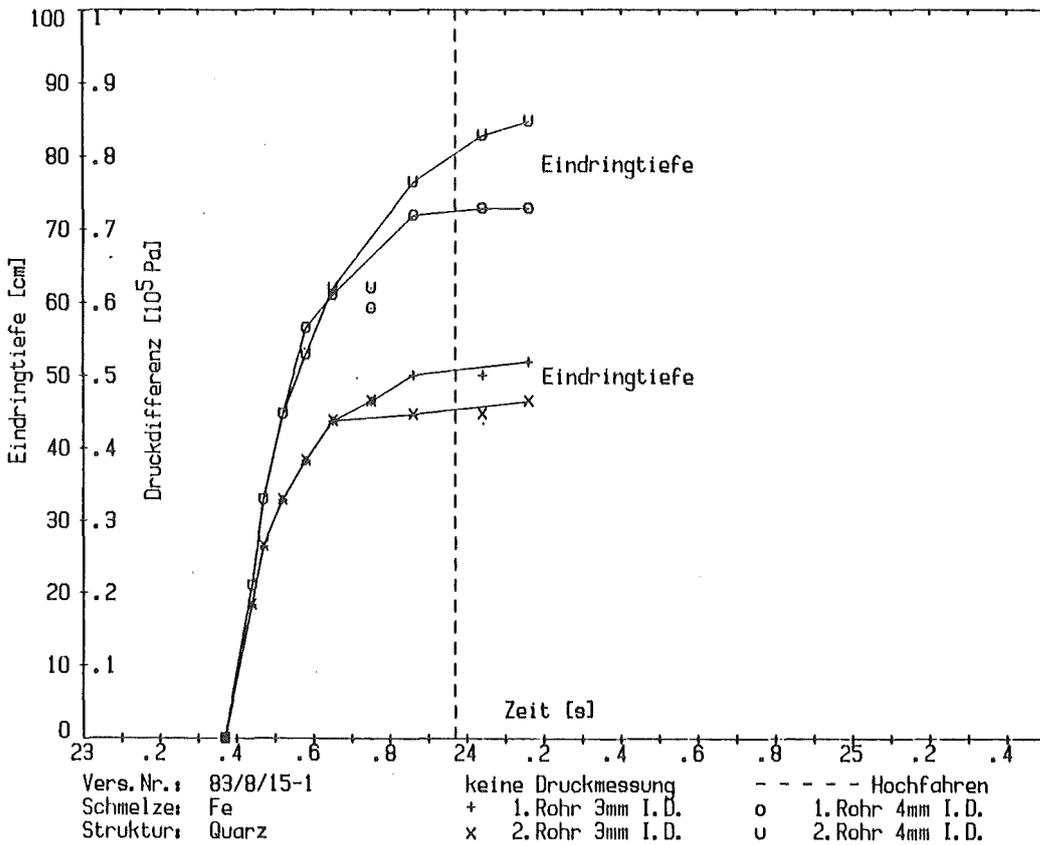
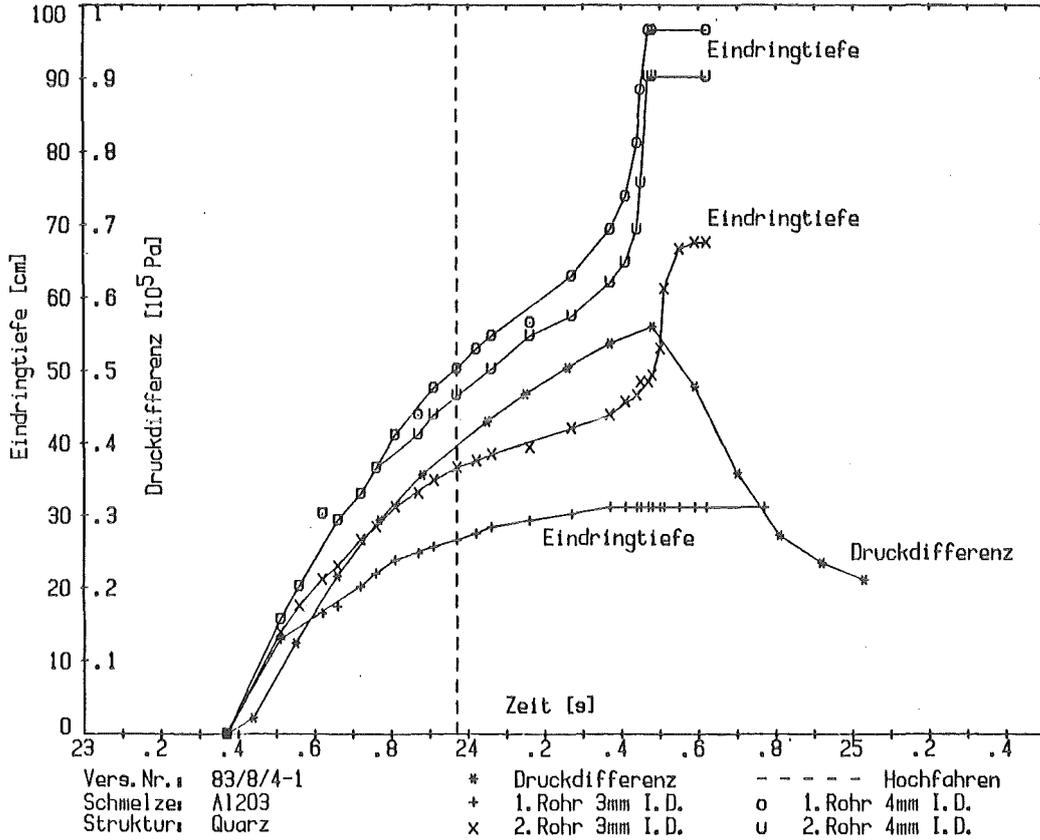
Vers. Nr.: 850605
Schmelze: A1203
Struktur: Stahl

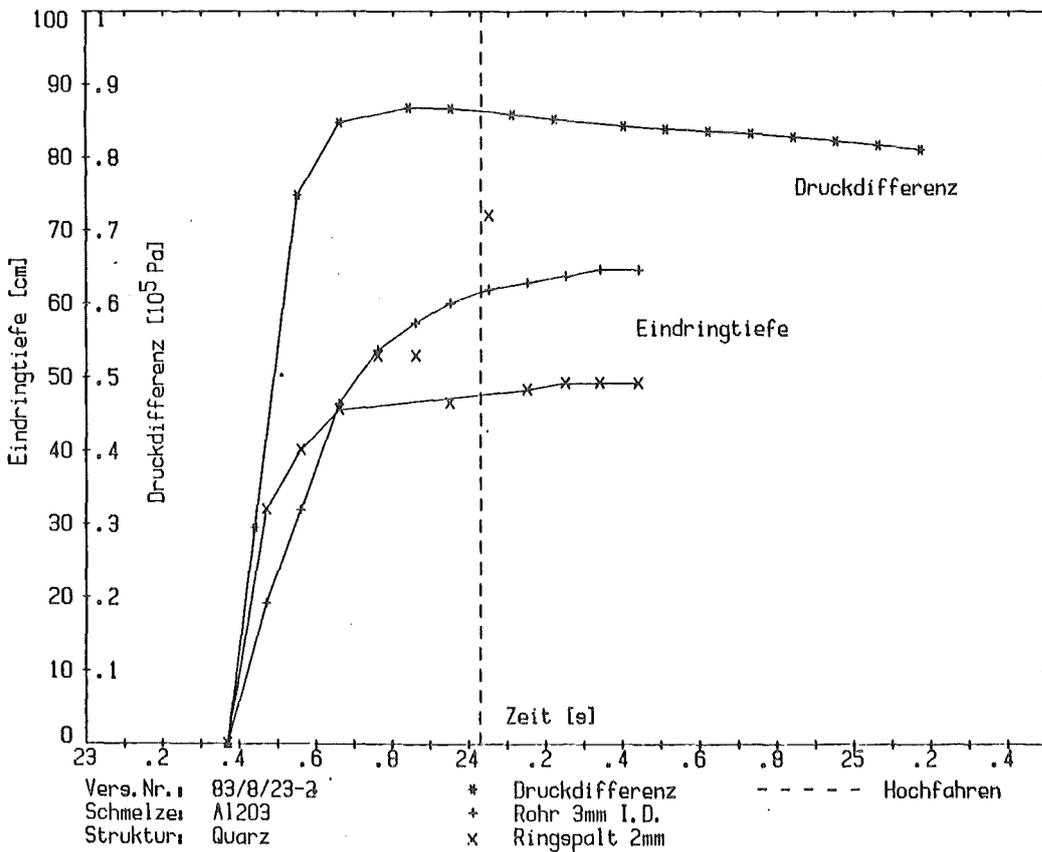
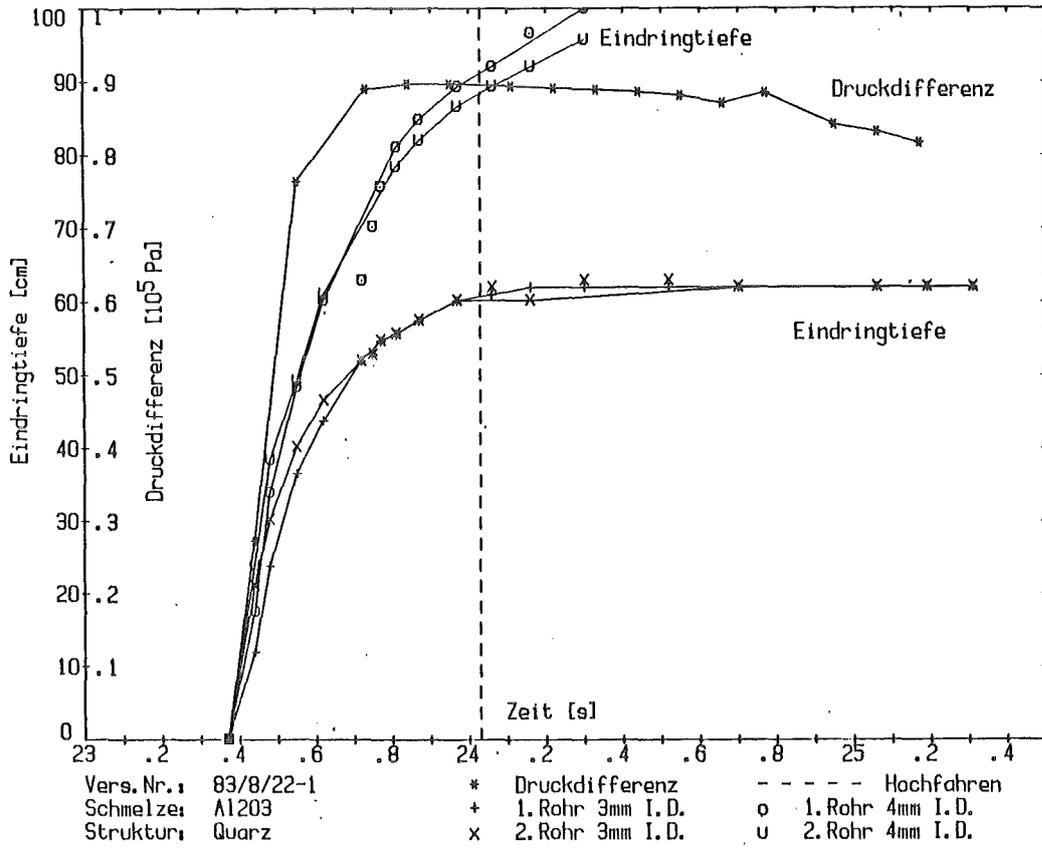
Struktur: Rohr 6*1.5
Rohr 6*1

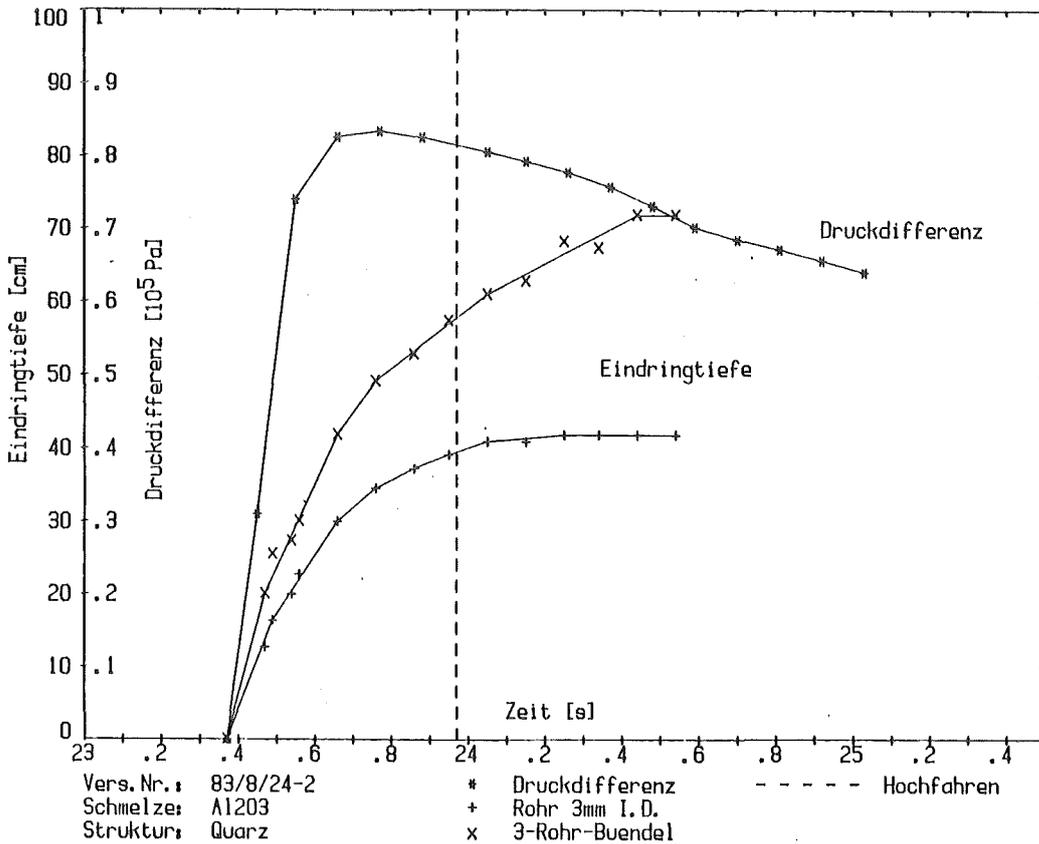
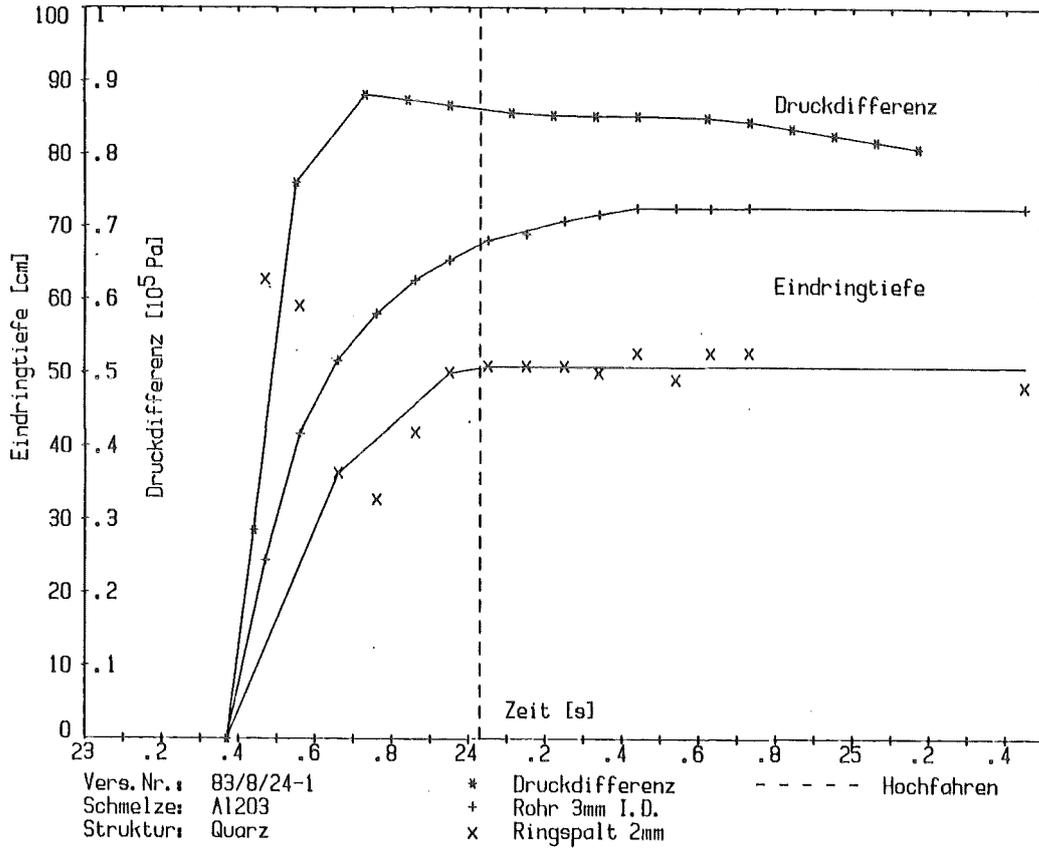
----- Tiegel ab

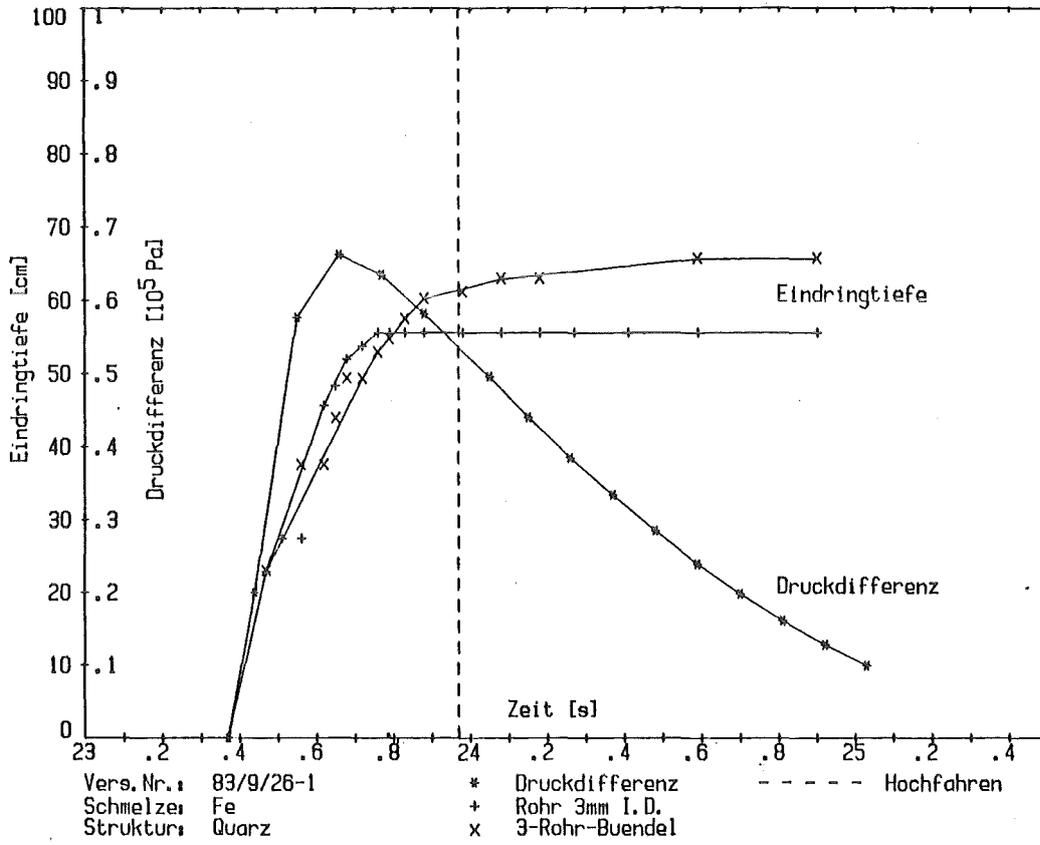
Für Versuchsreihe I optisch ermittelte Eindringtiefen und gemessene Druckverläufe



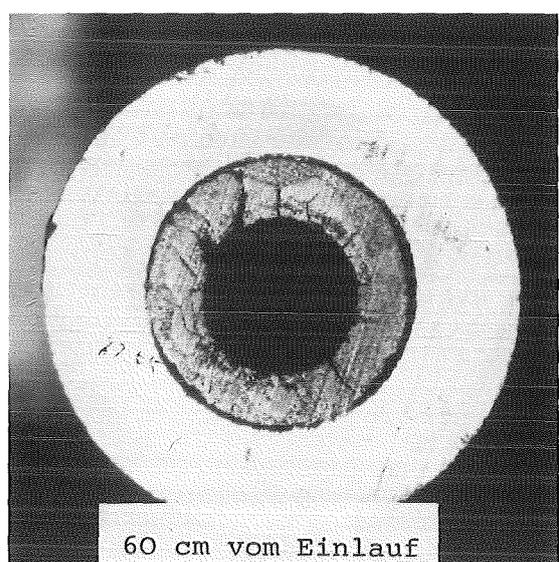
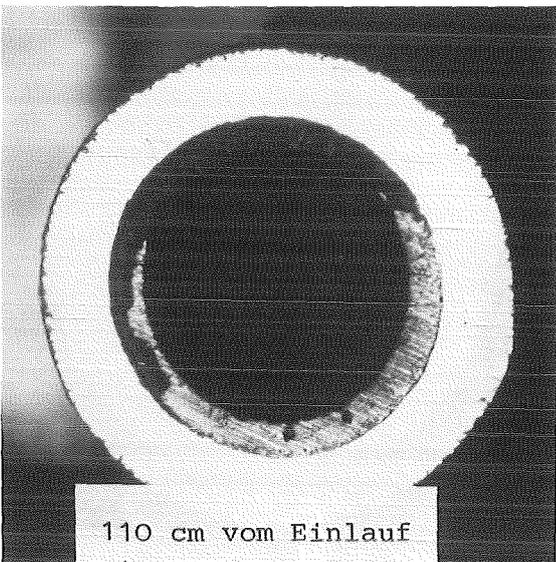
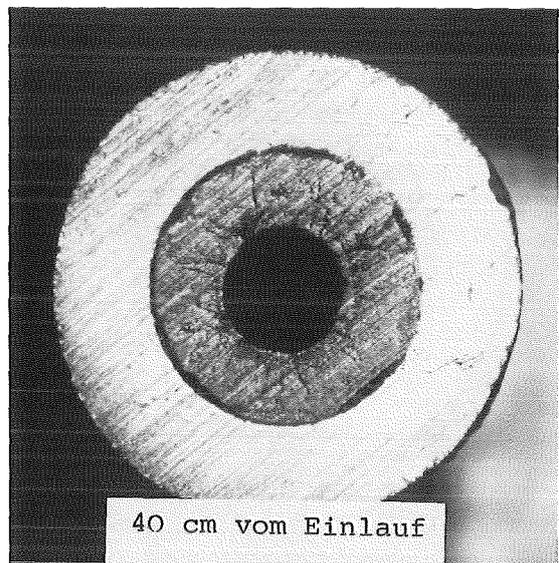
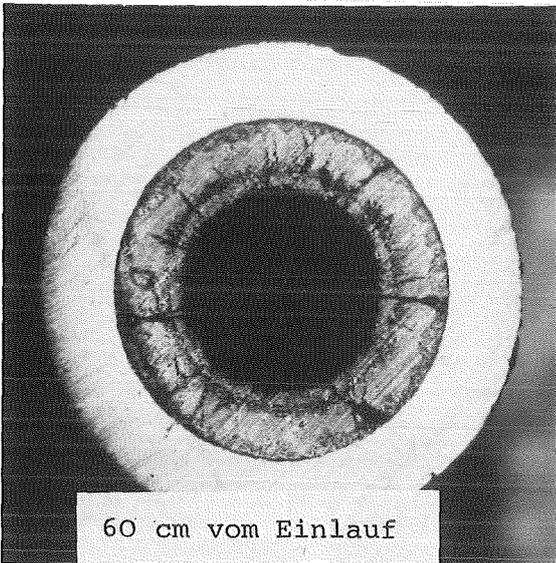
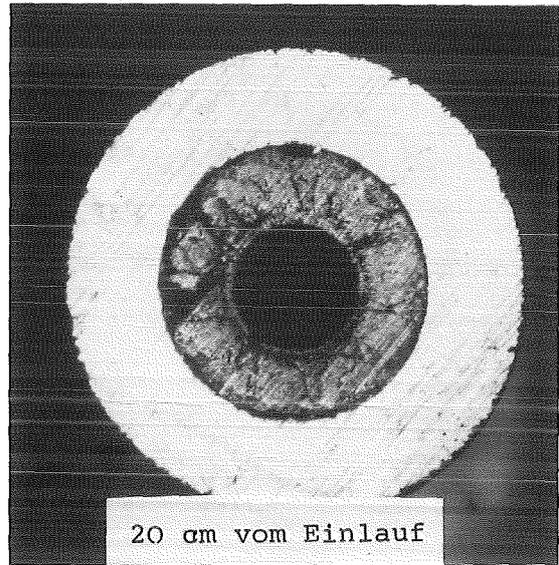
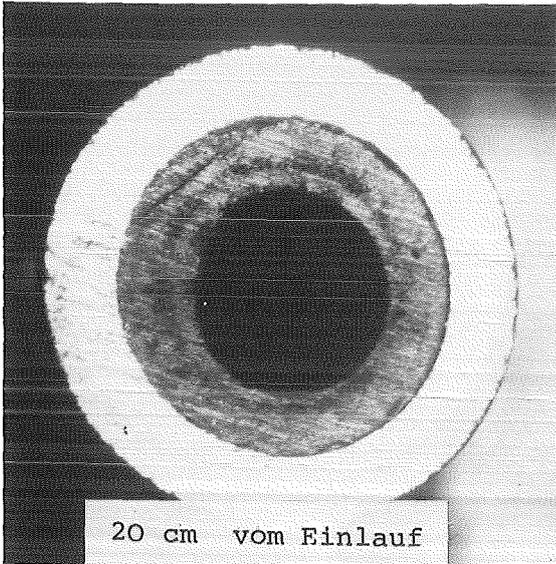








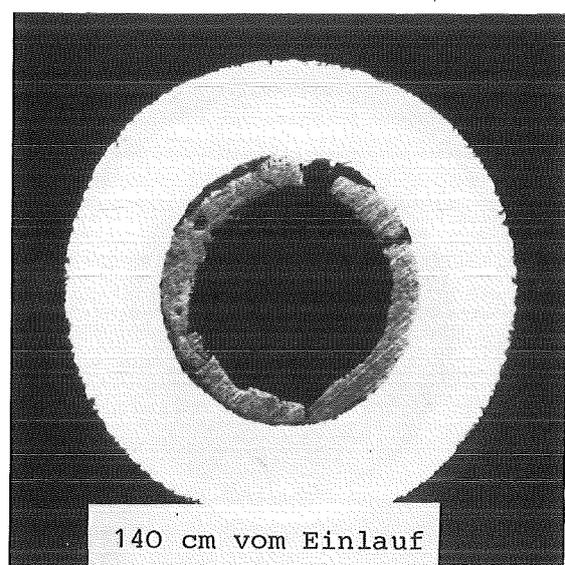
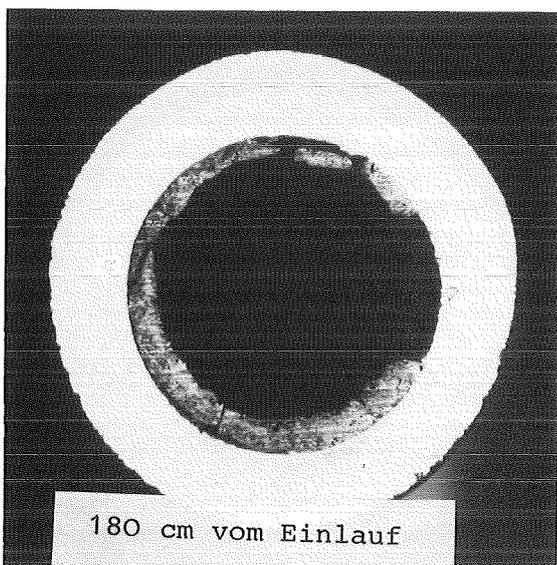
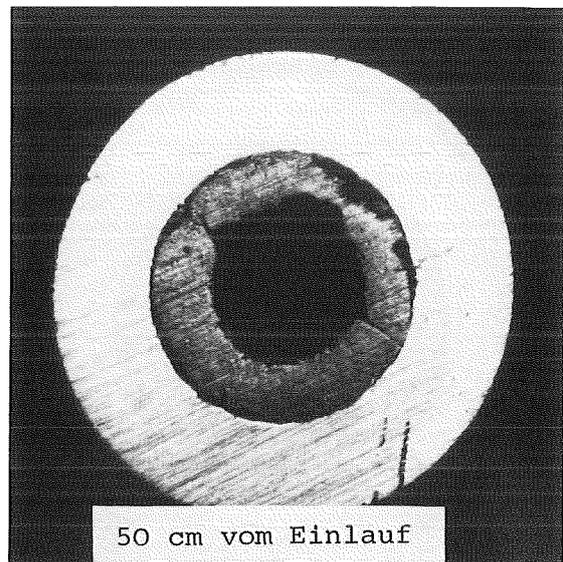
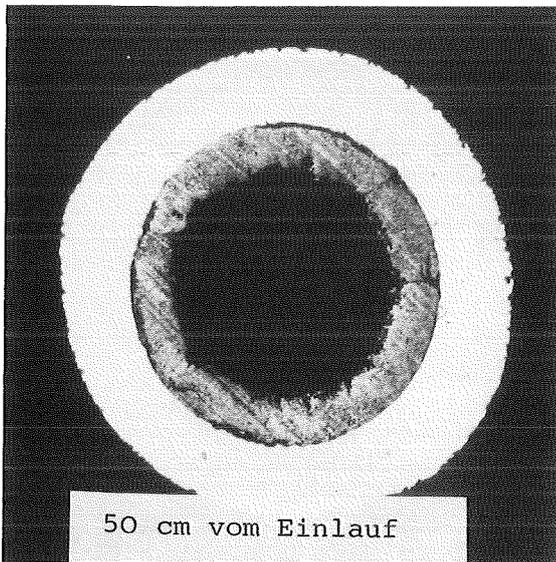
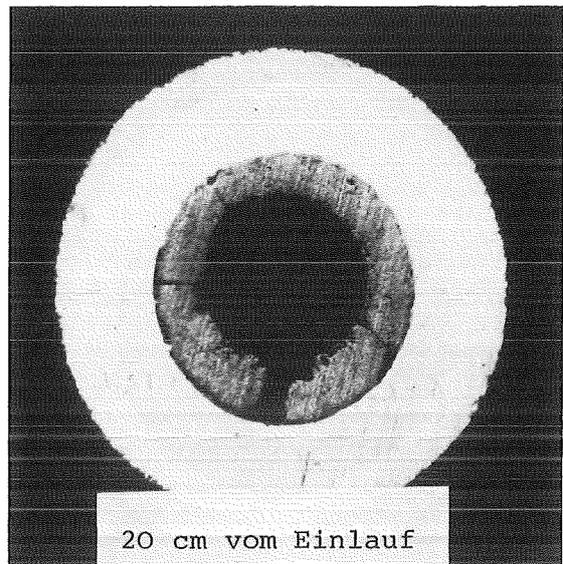
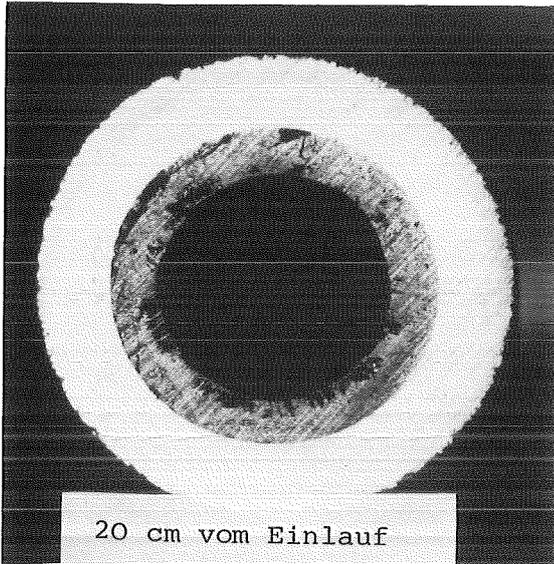
A2.3. Photos von Schnitten



Rohr 6 x 1

Exp. 850610, $\Delta p = 0.1$ MPa

Rohr 6 x 1.5

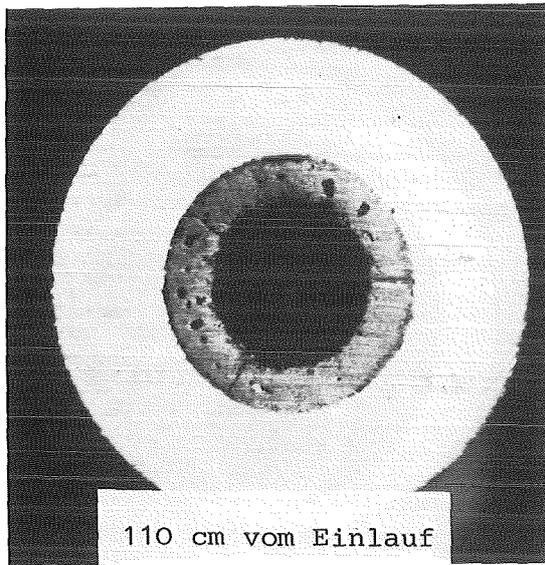
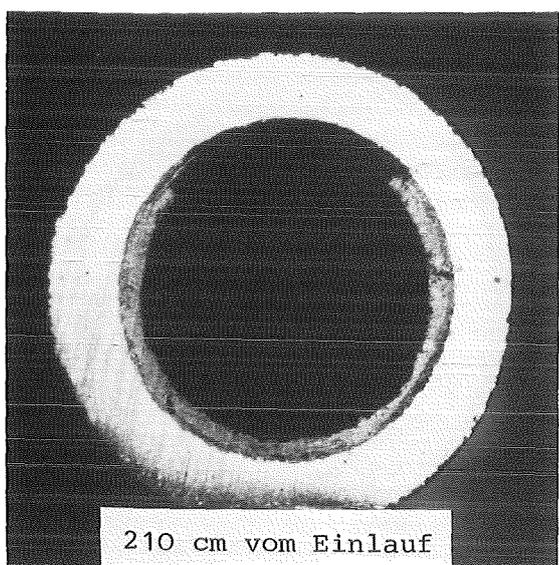
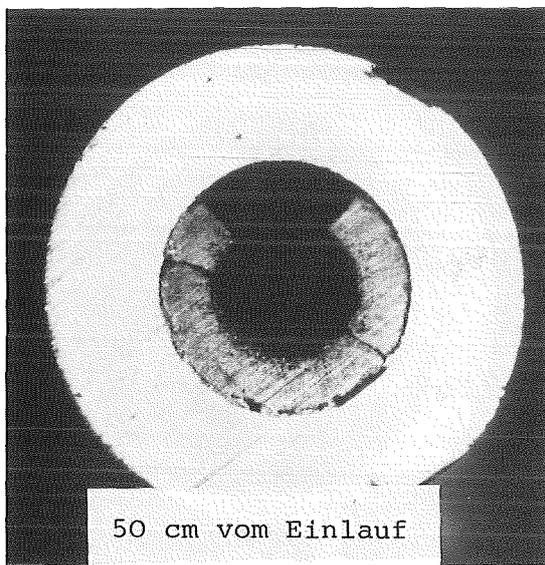
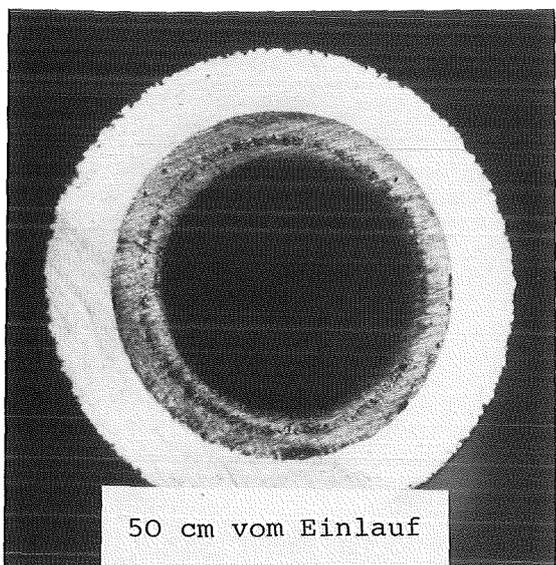
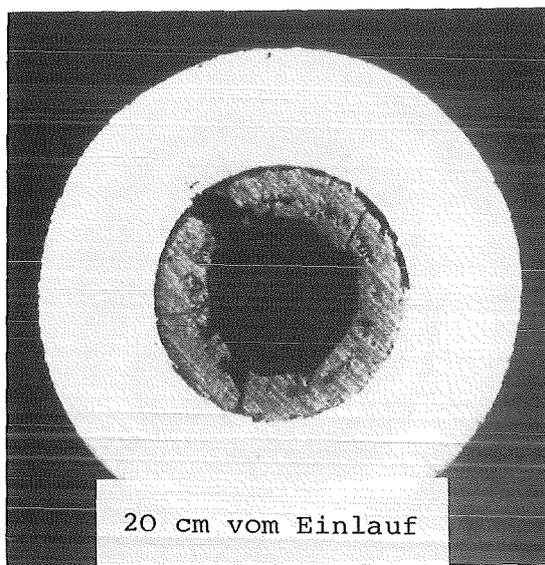
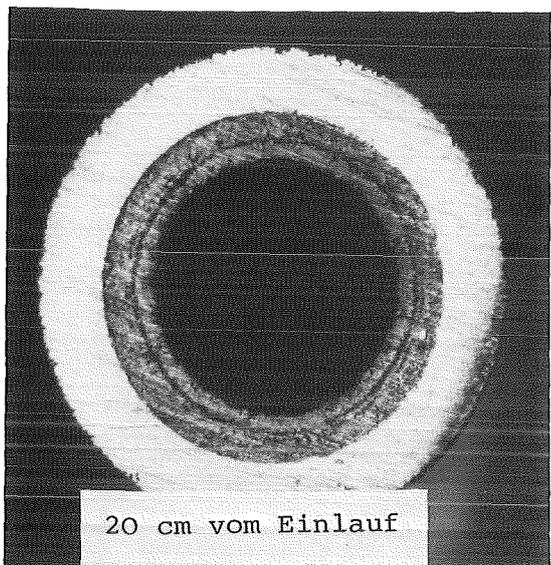


Exp. 850524 - 1, $\Delta p = 0.5$ MPa

Rohr 6 x 1

Exp. 8505281, $\Delta p = 0.5$ MPa

Rohr 6 x 1.5

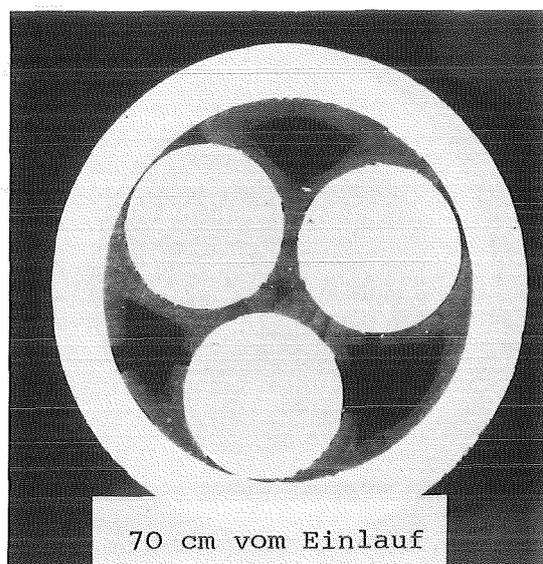
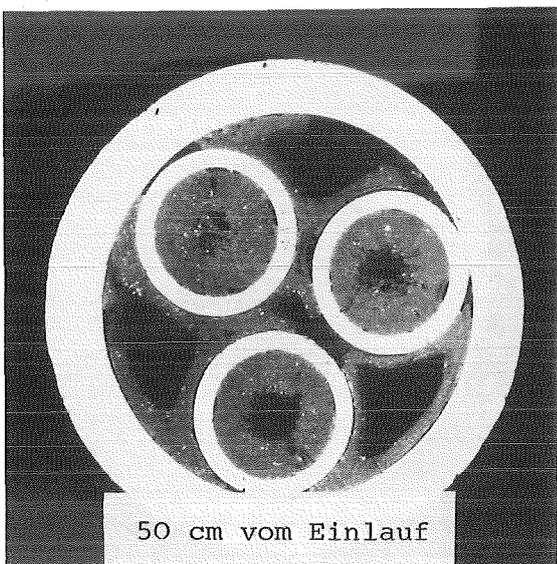
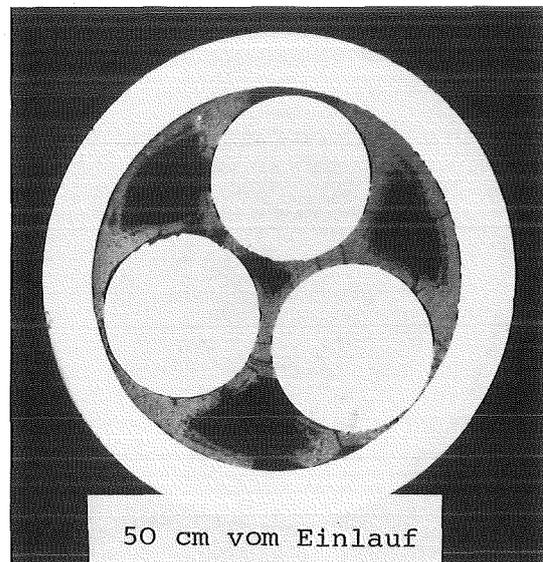
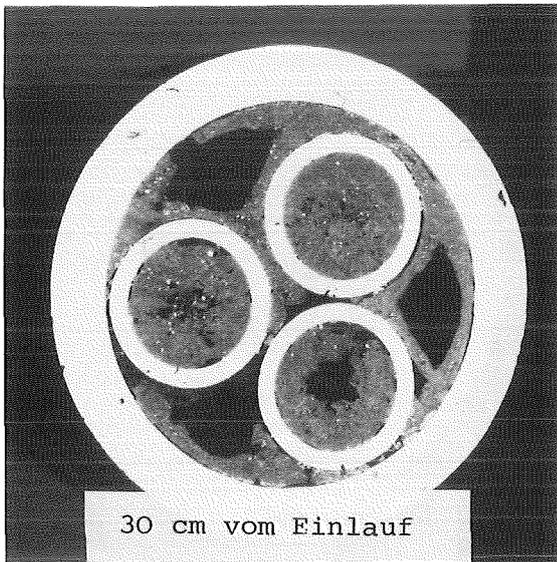
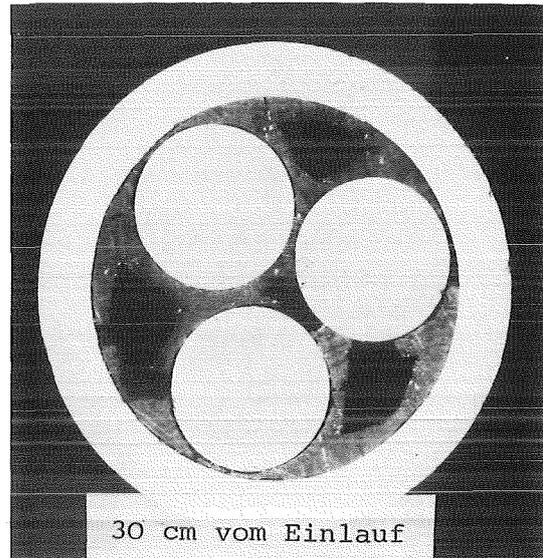
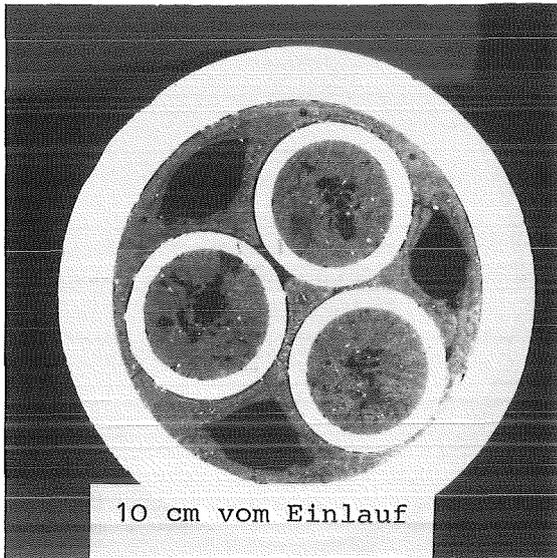


Exp. 850605, $\Delta p = 1$ MPa

Rohr 6 x 1

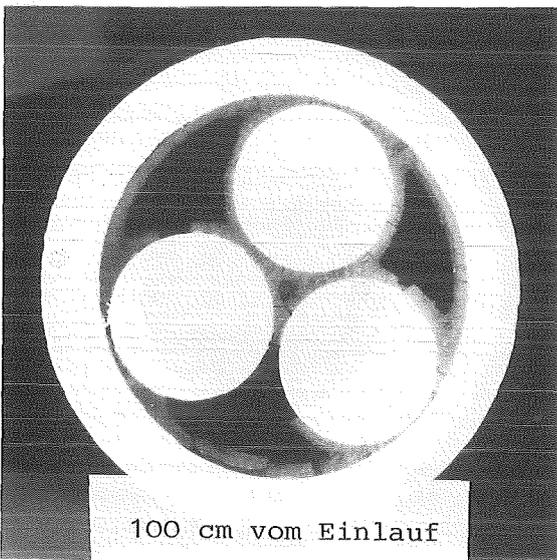
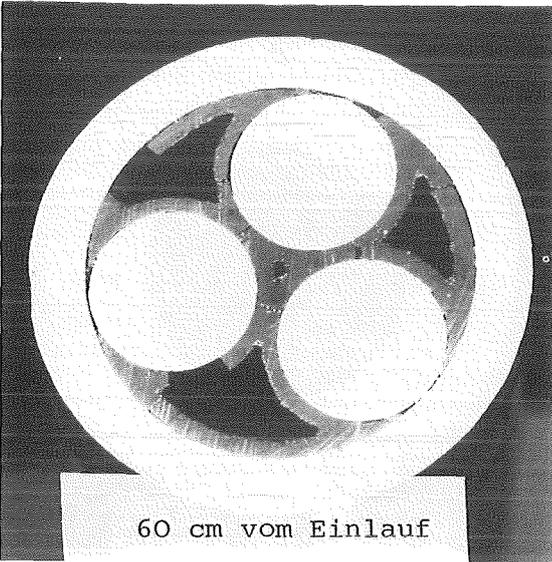
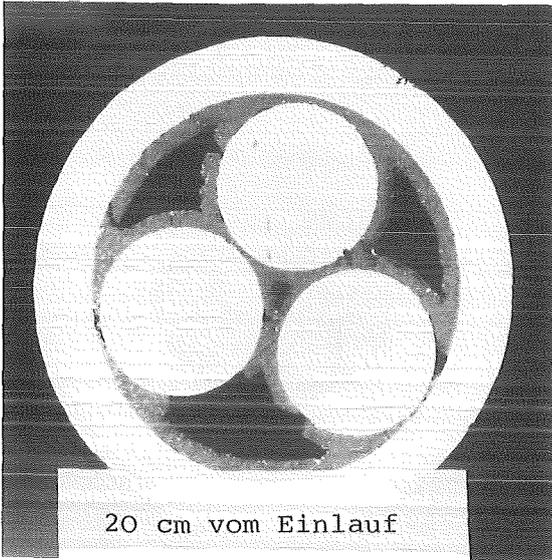
Exp. 850603, $\Delta p = 1$ MPa

Rohr 6 x 1.5



Exp. 84/12/17-1, $\Delta p = 0.1 \text{ MPa}$

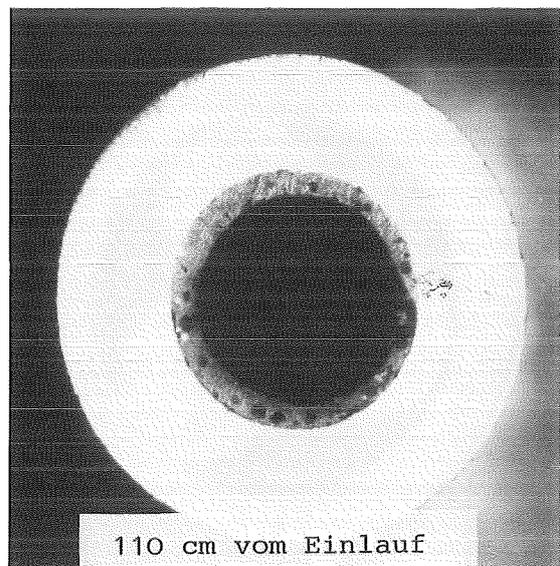
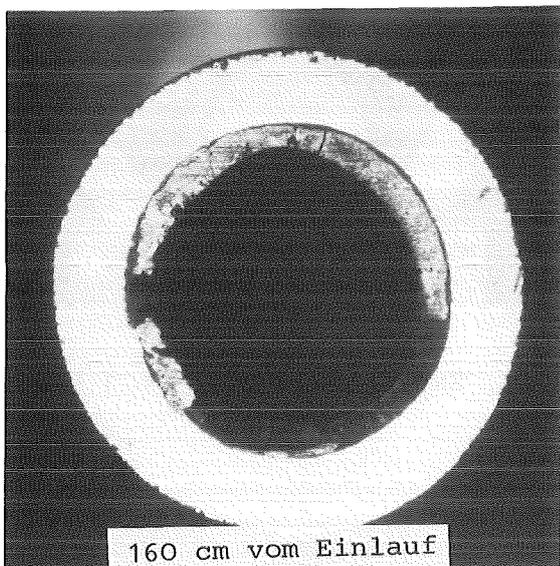
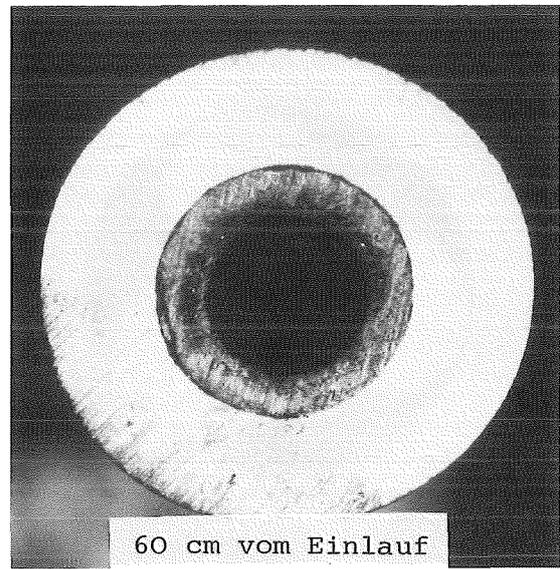
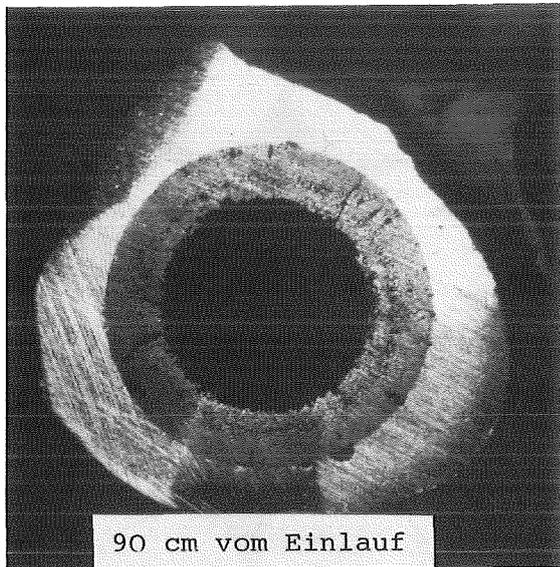
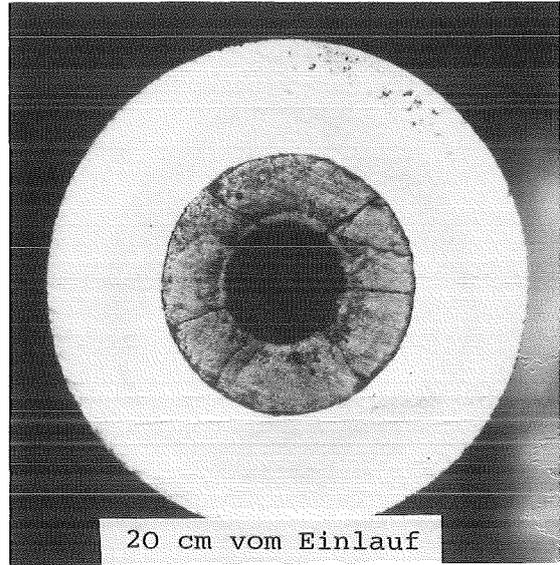
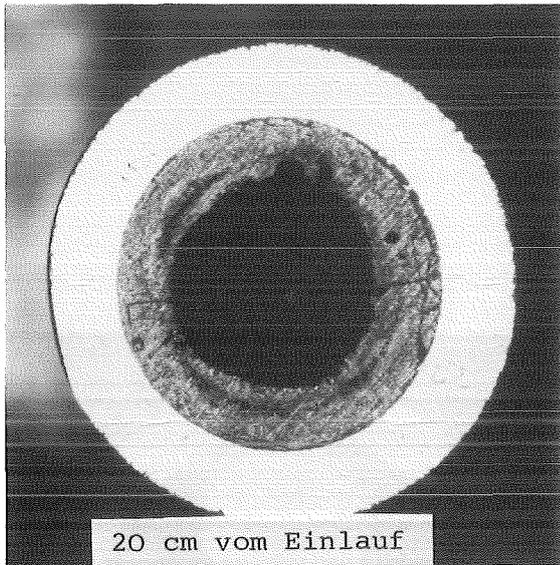
Exp. 850611, $\Delta p = 0.1 \text{ MPa}$



Exp. 850724-2, $\Delta p = 0.6$ MPa



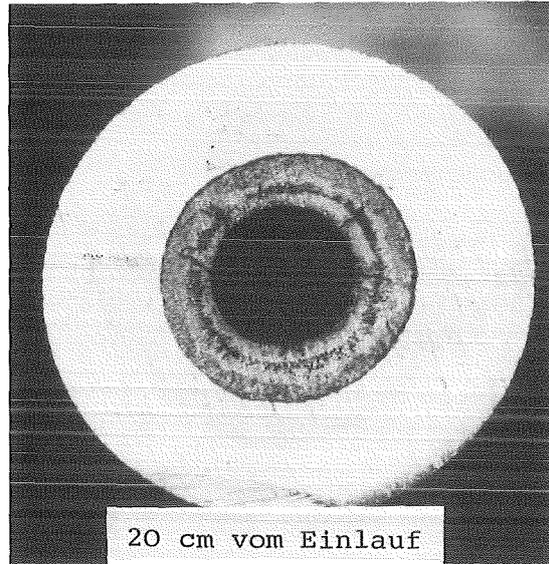
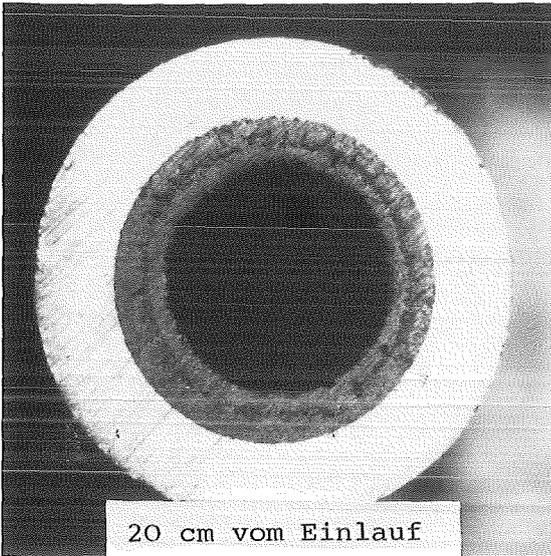
Exp. 850725-2, $\Delta p = 1$ MPa



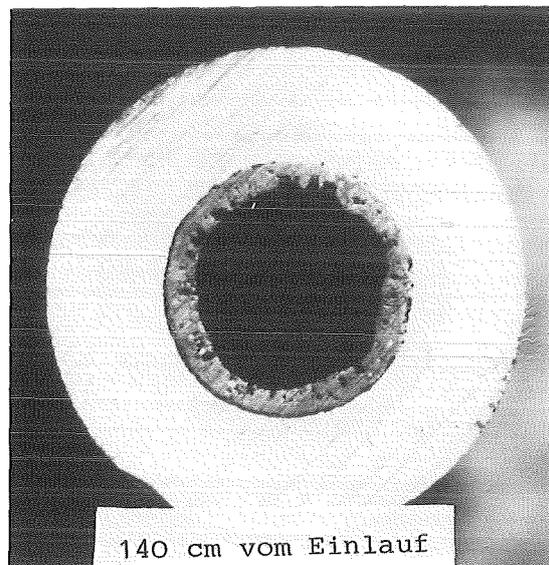
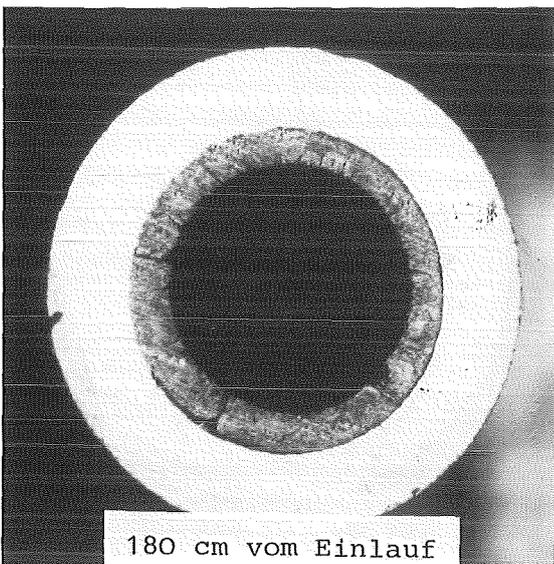
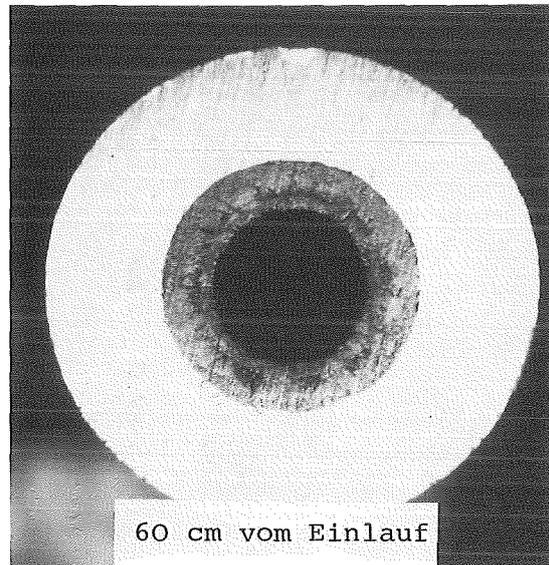
Rohr 6 x 1

Exp. 851015, $\Delta p = 0.2$ MPa

Rohr 6 x 1.5



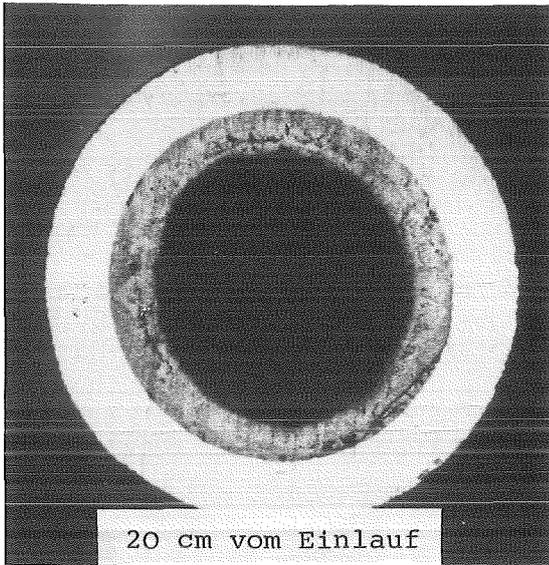
100 cm vom Einlauf
s. Abb. 3.11.



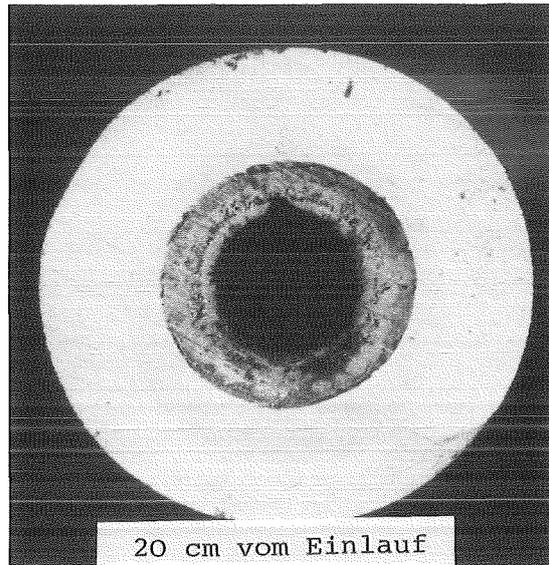
Rohr 6 x 1

Exp. 850829, $\Delta p = 0.5 \text{ MPa}$

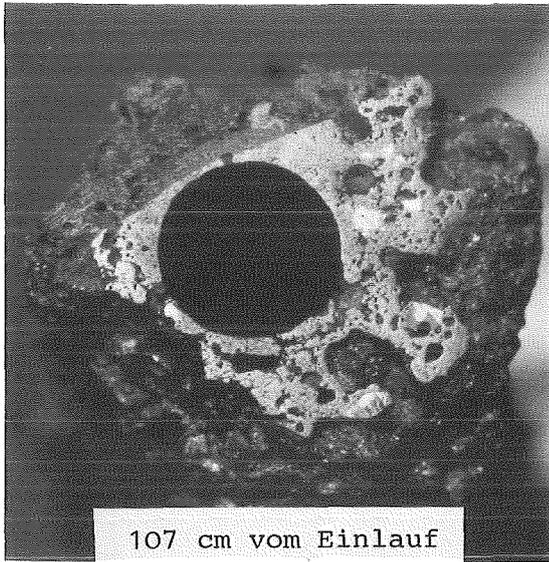
Rohr 6 x 1.5



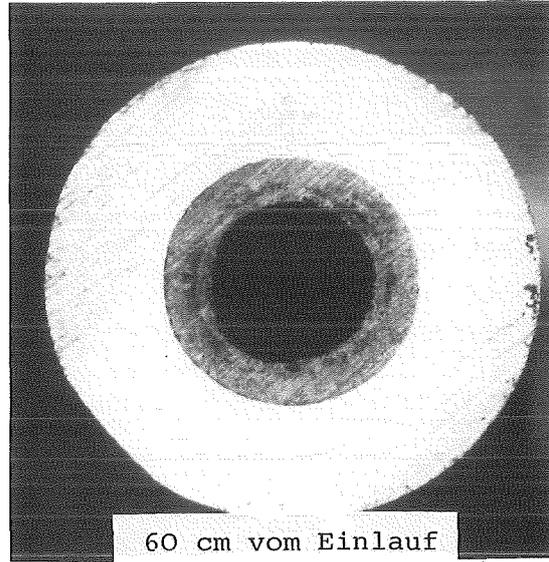
20 cm vom Einlauf



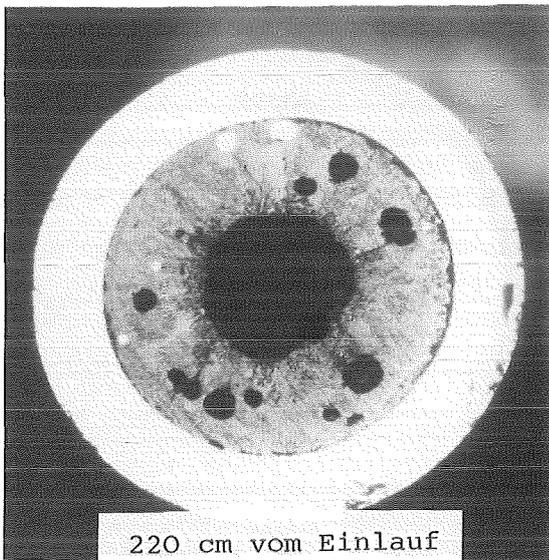
20 cm vom Einlauf



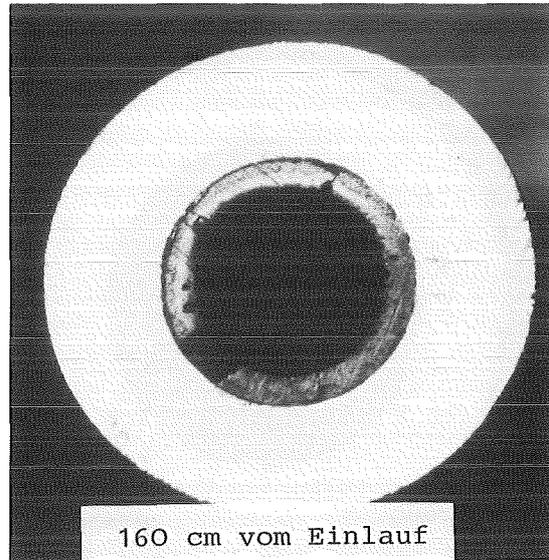
107 cm vom Einlauf



60 cm vom Einlauf



220 cm vom Einlauf

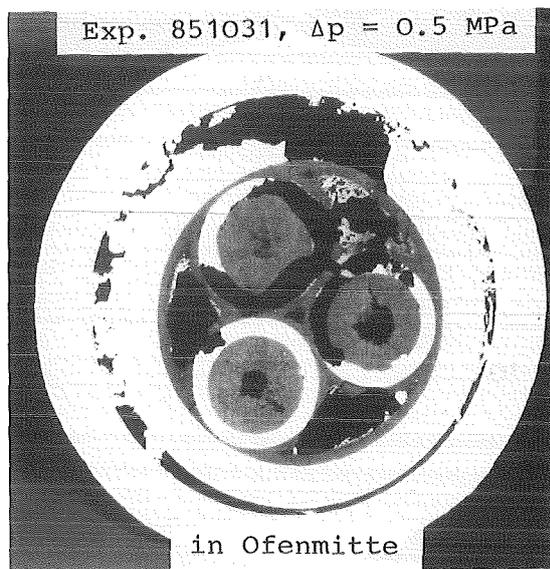
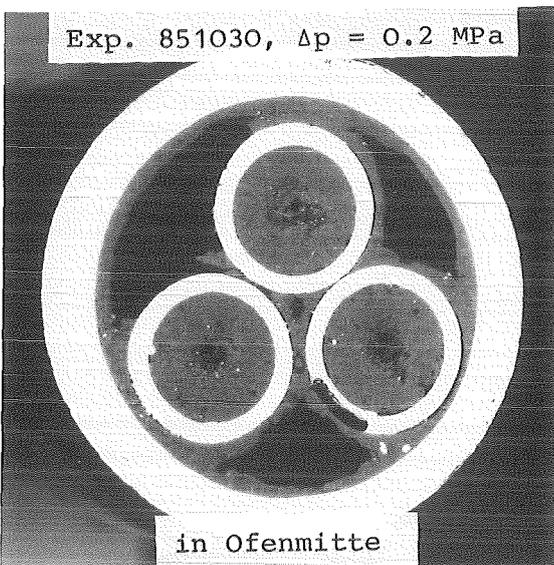
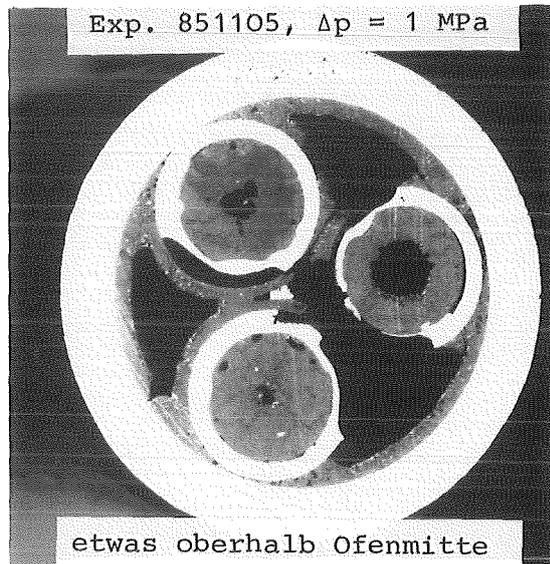
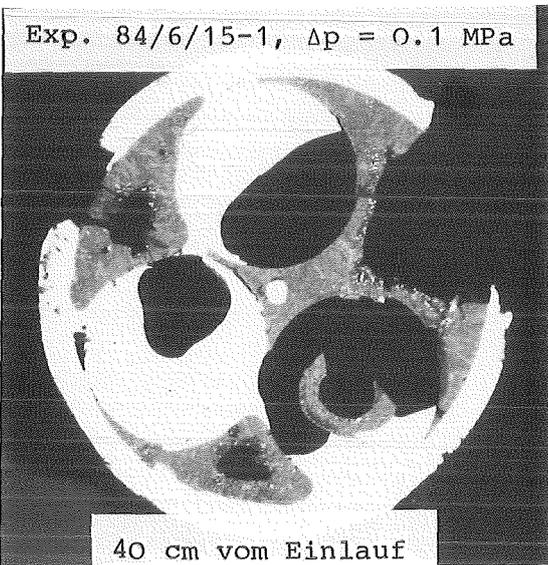
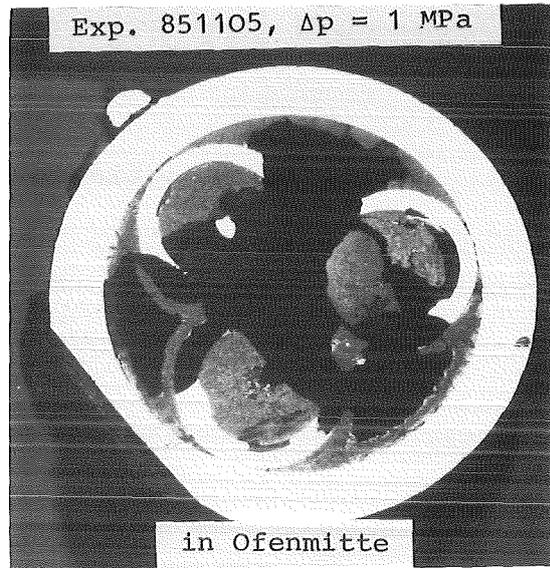
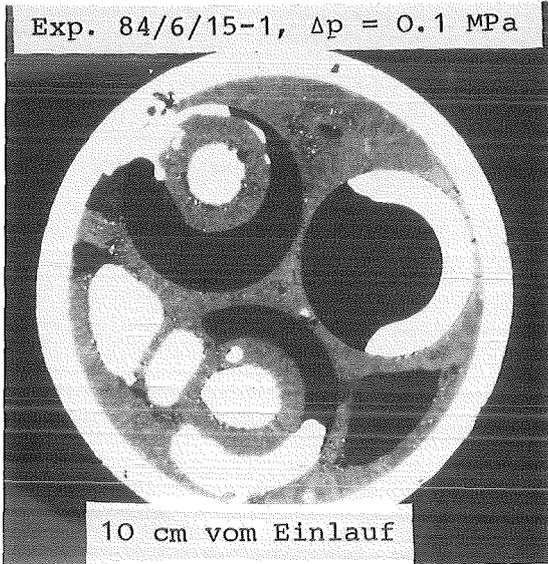


160 cm vom Einlauf

Rohr 6 x 1

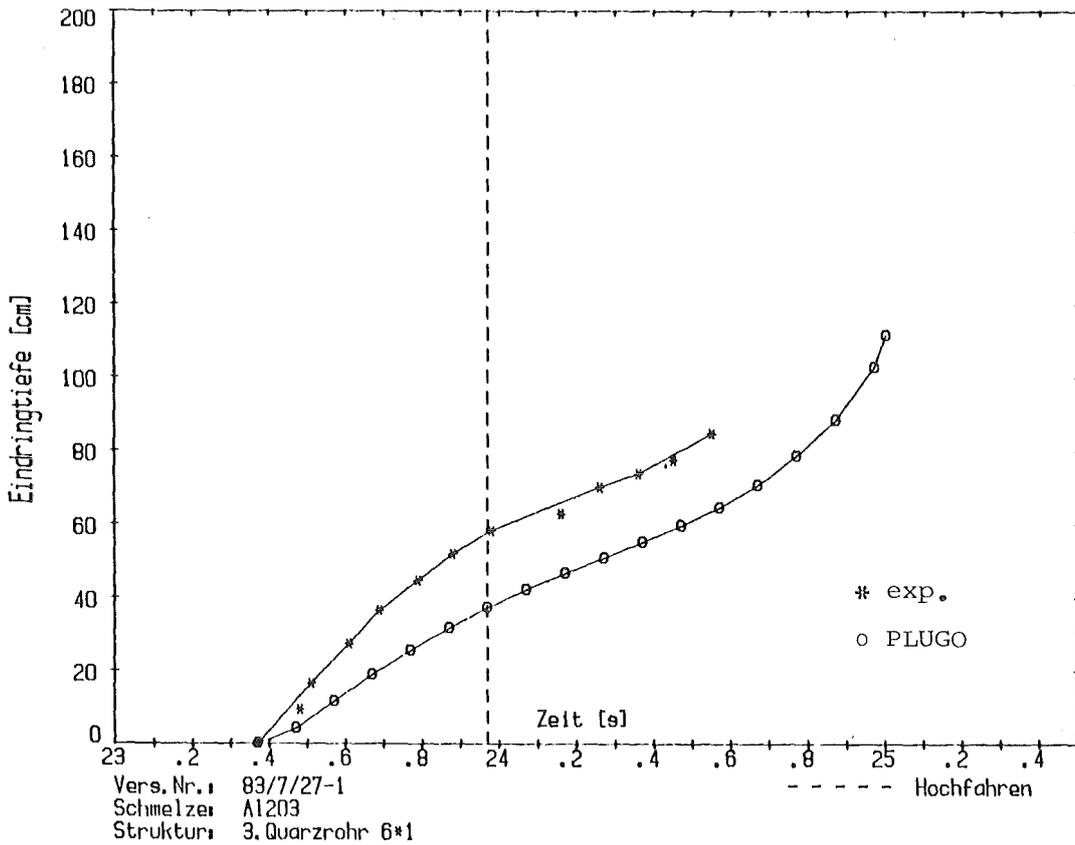
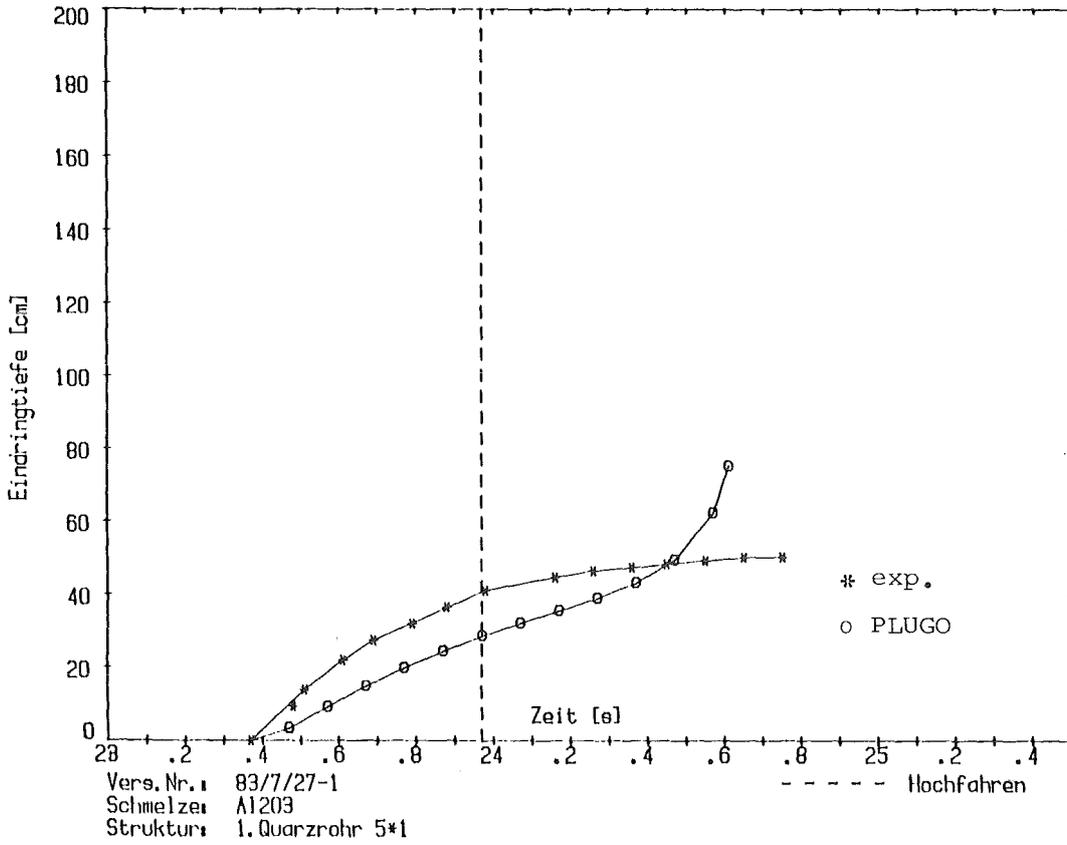
Exp. 851025, $\Delta p = 1$ MPa

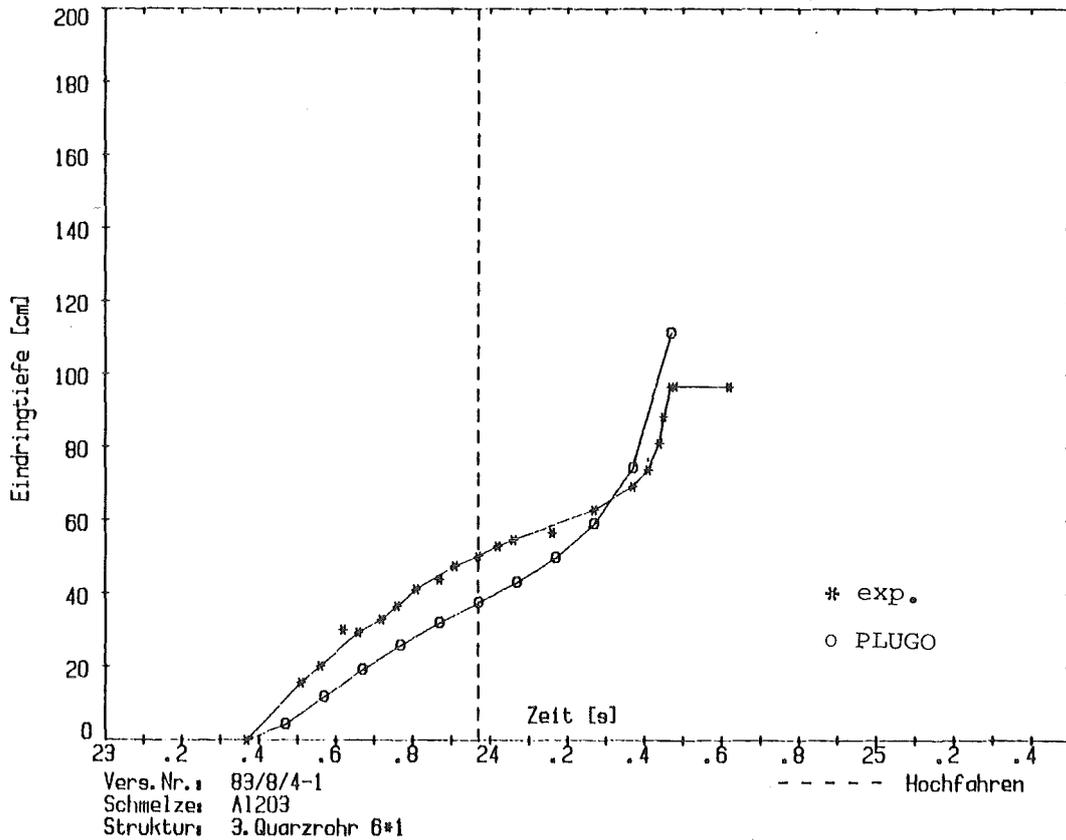
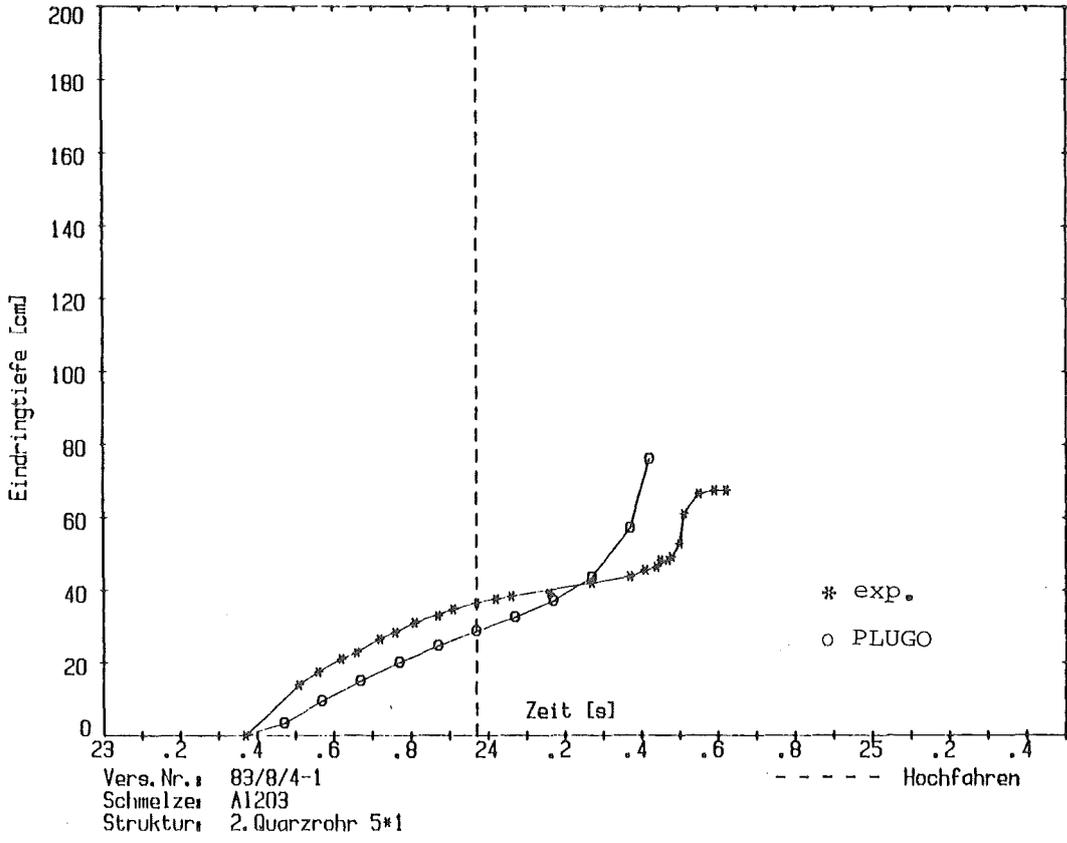
Rohr 6 x 1.5

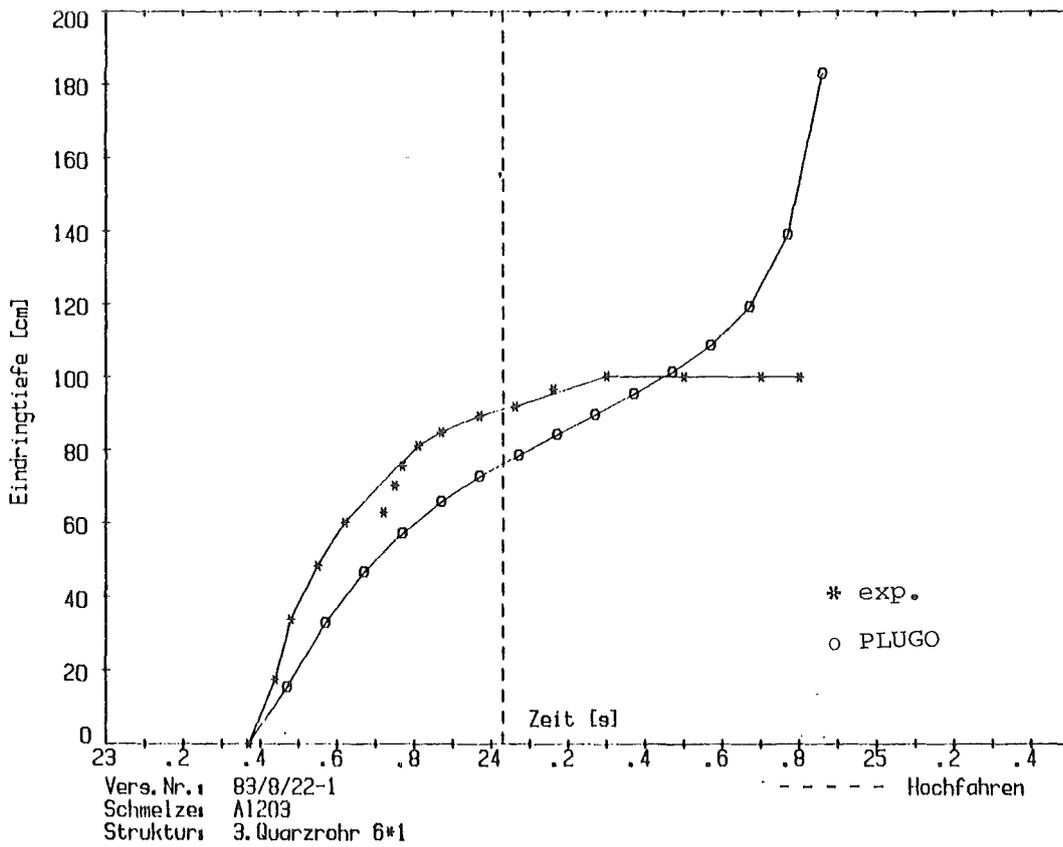
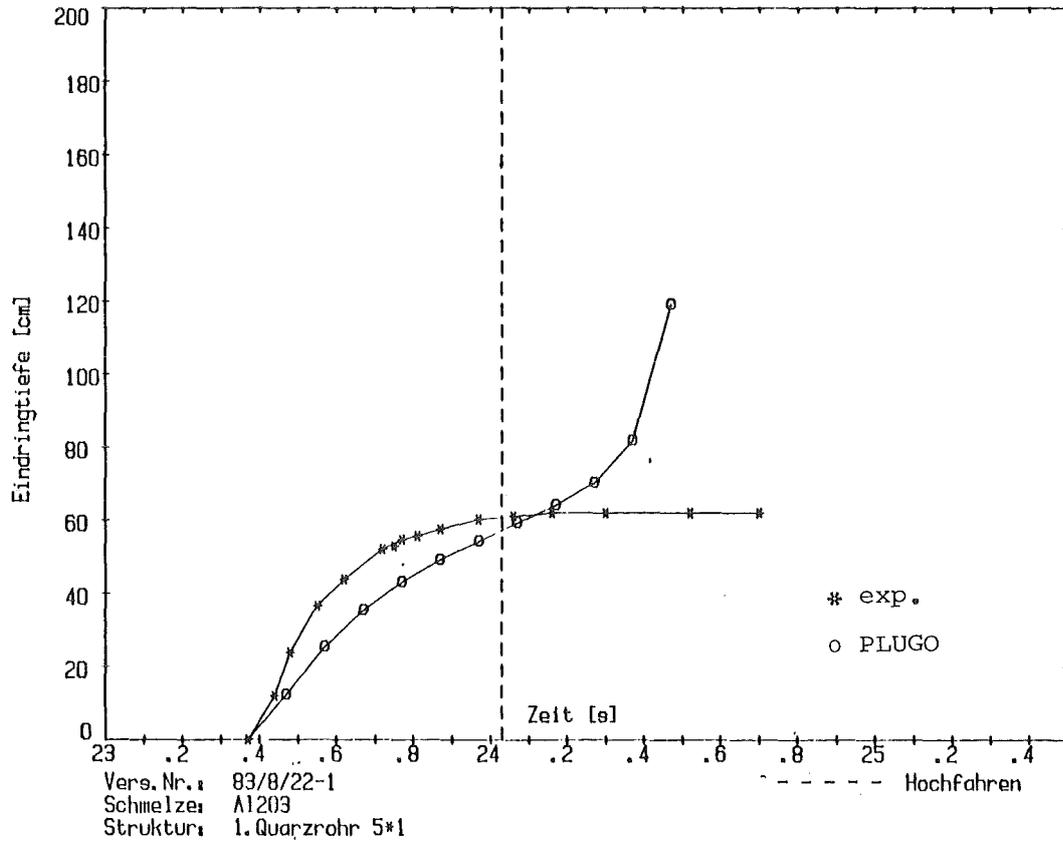


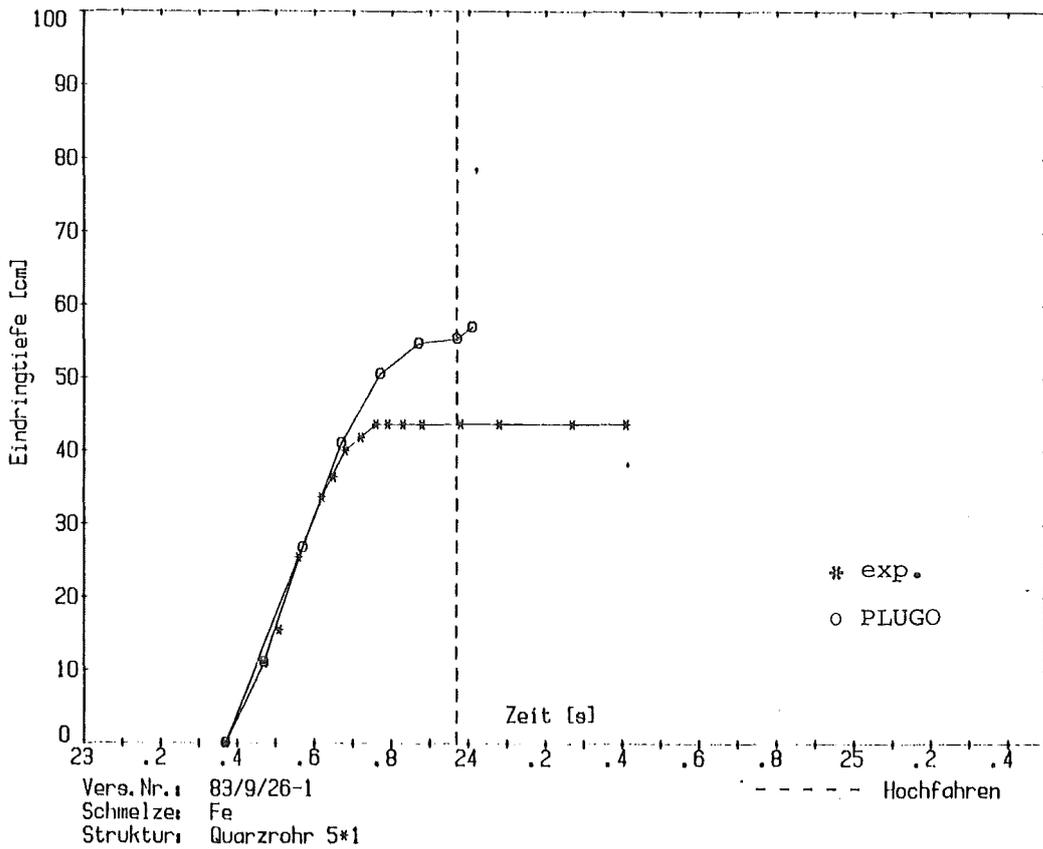
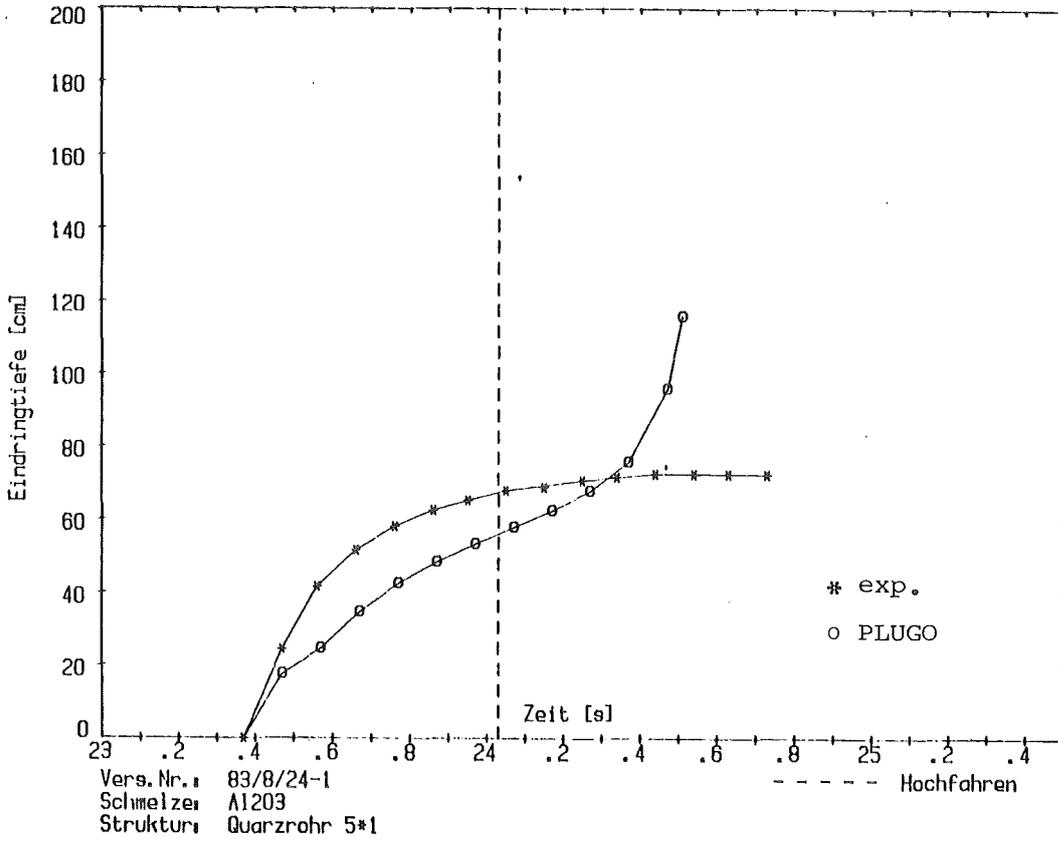
A2.4. Eindringtiefen und Druckverläufe Exp. - PLUGO

Für Versuchsreihe I Vergleich der experimentellen und theoretischen (PLUGO) Eindringtiefen

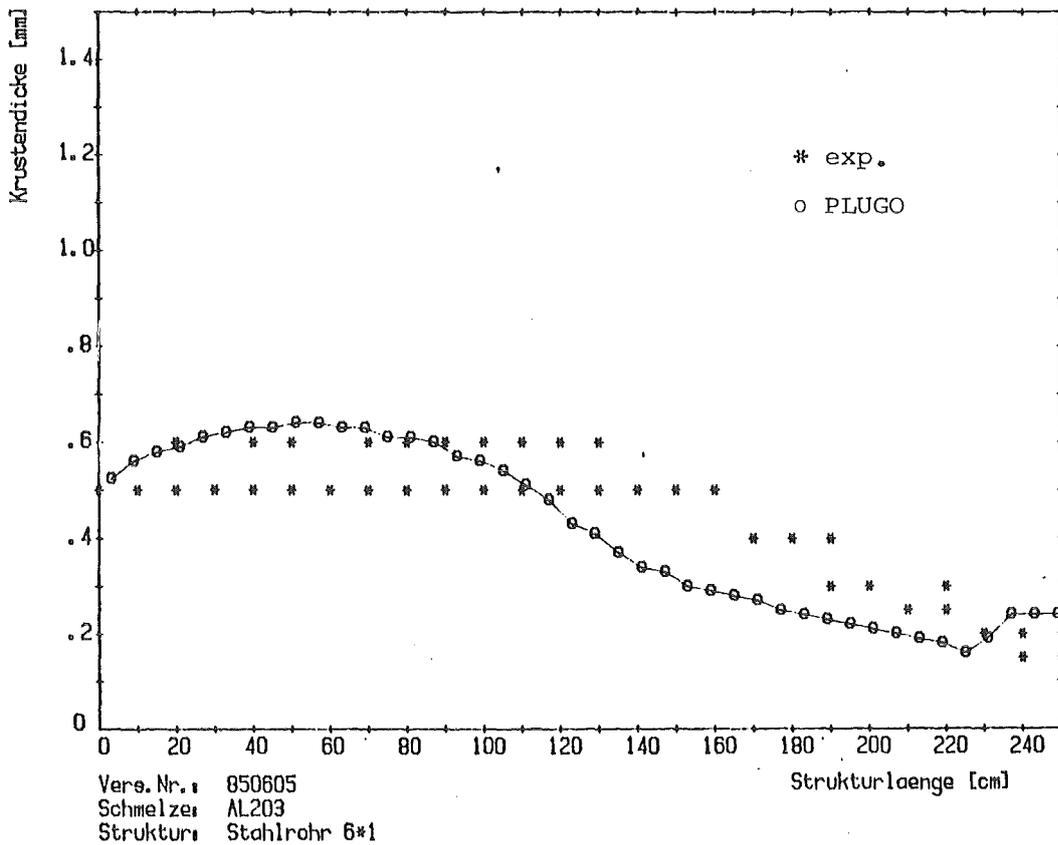
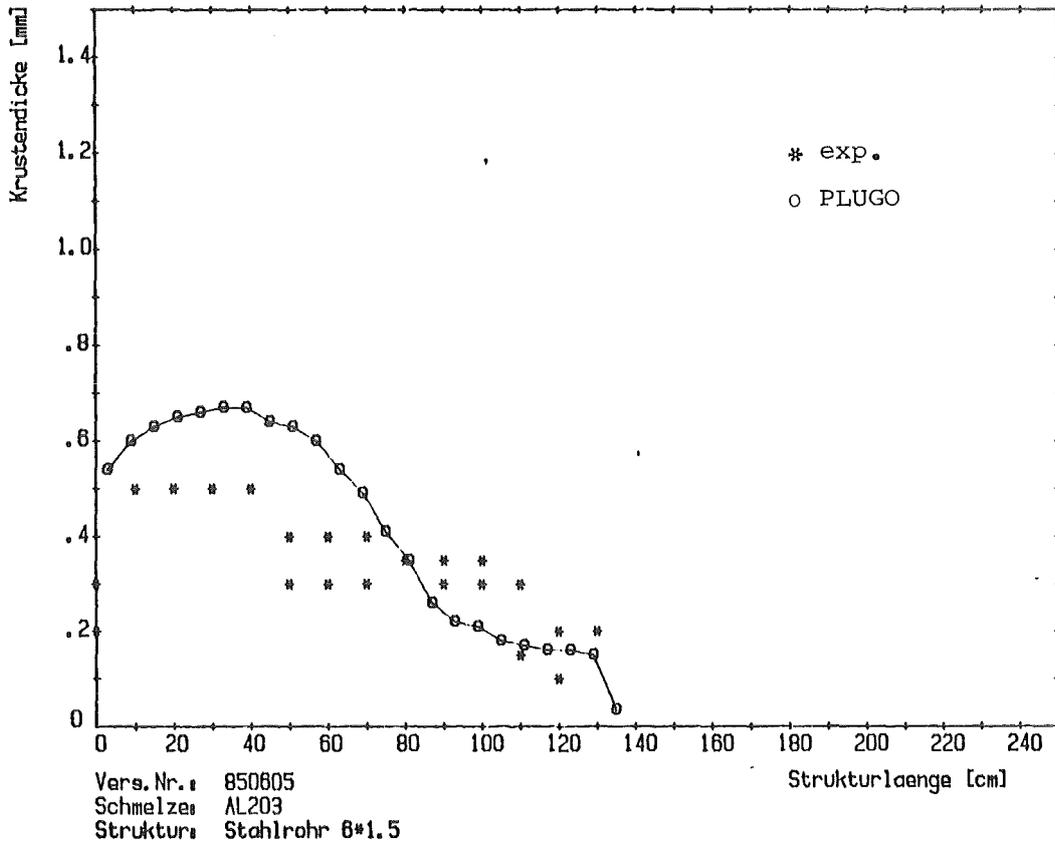


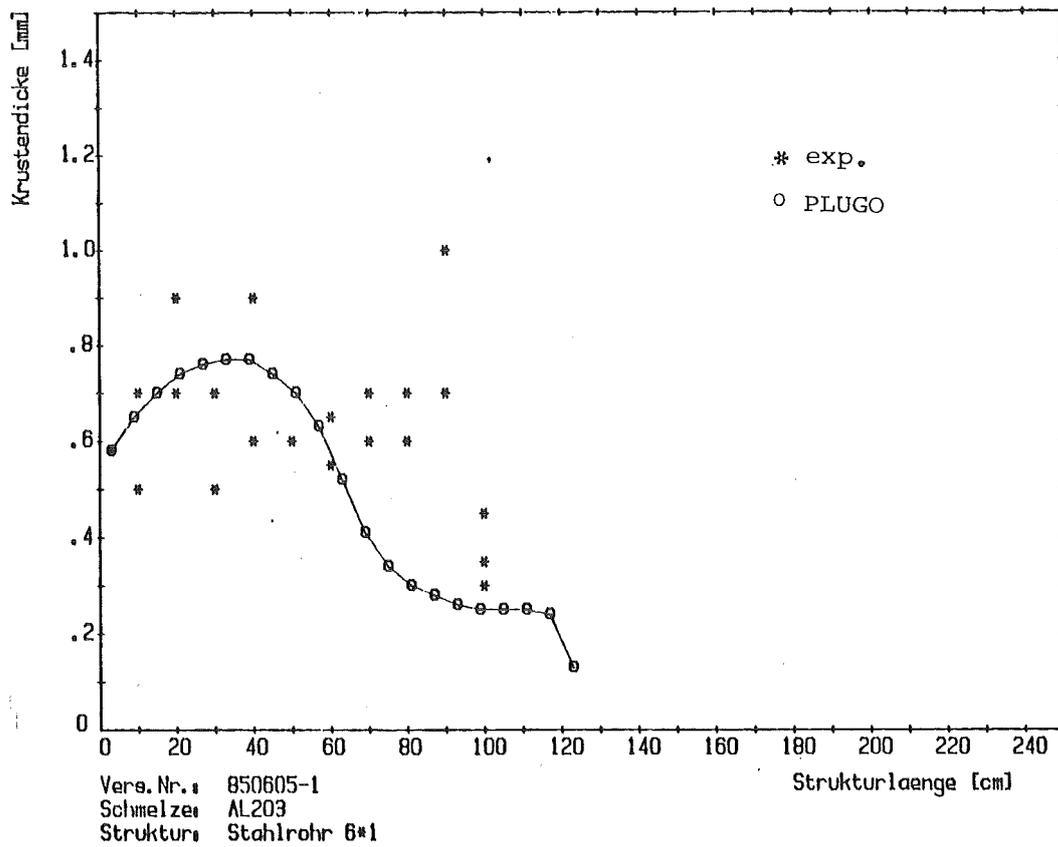
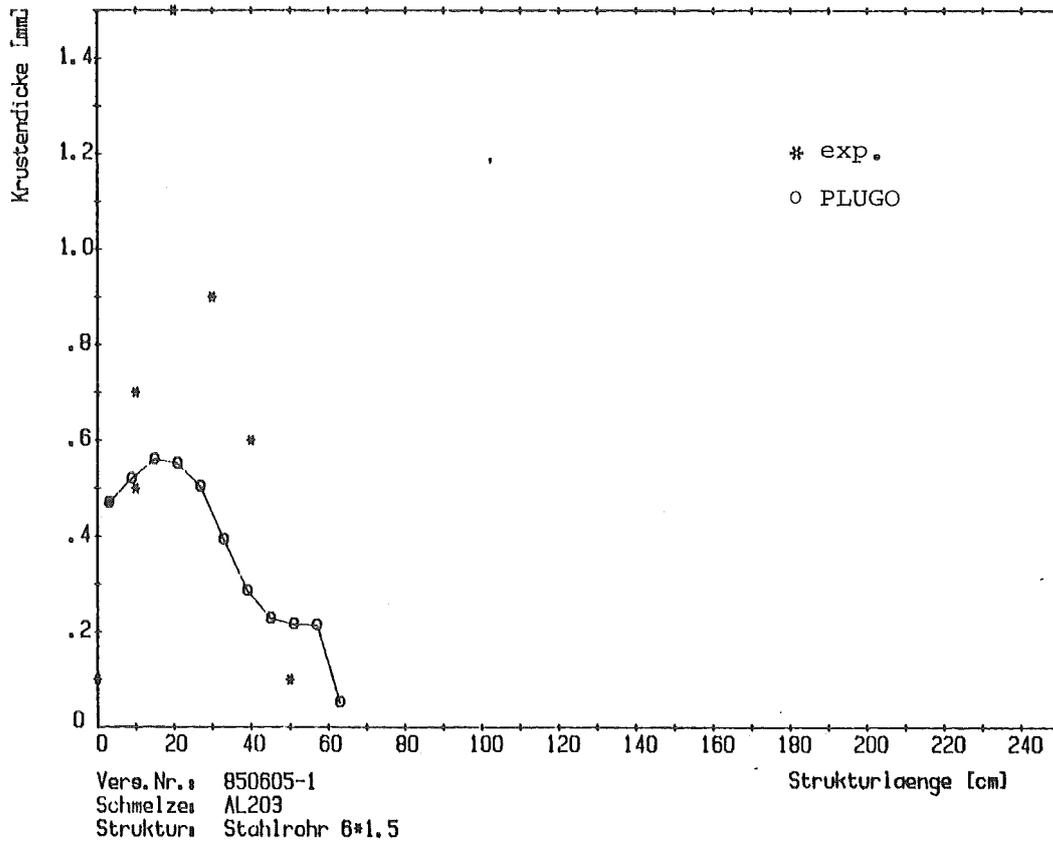


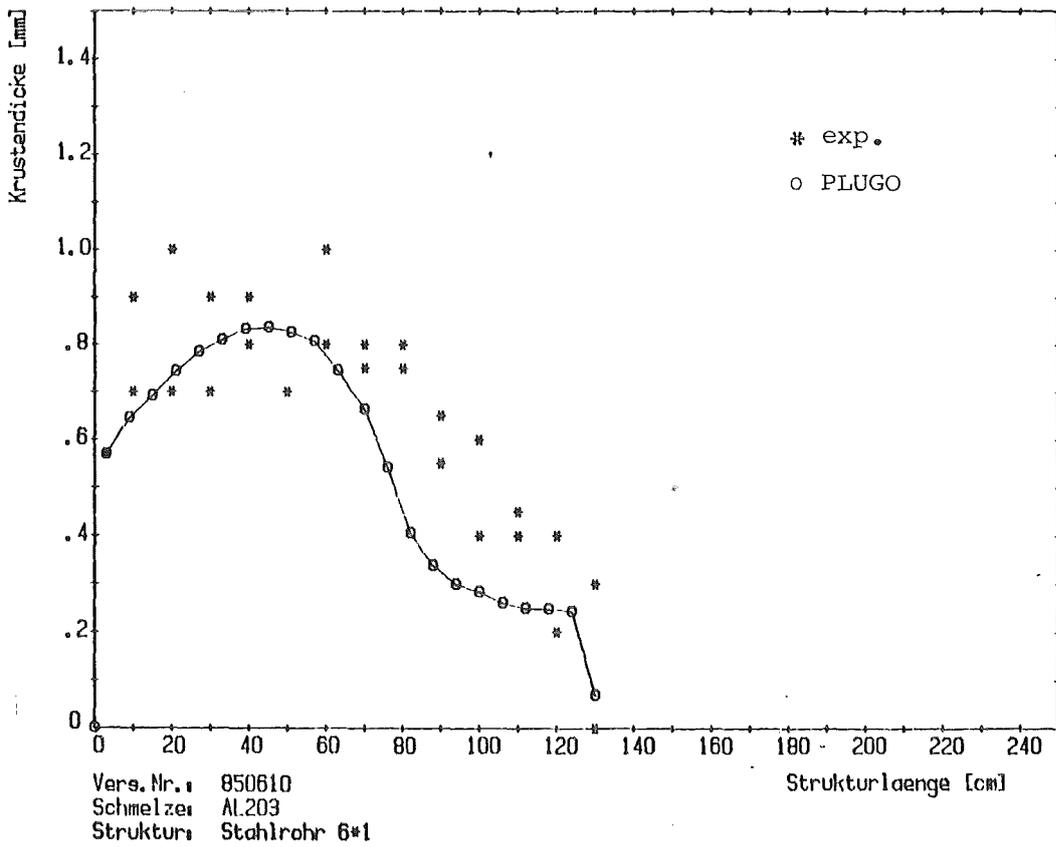
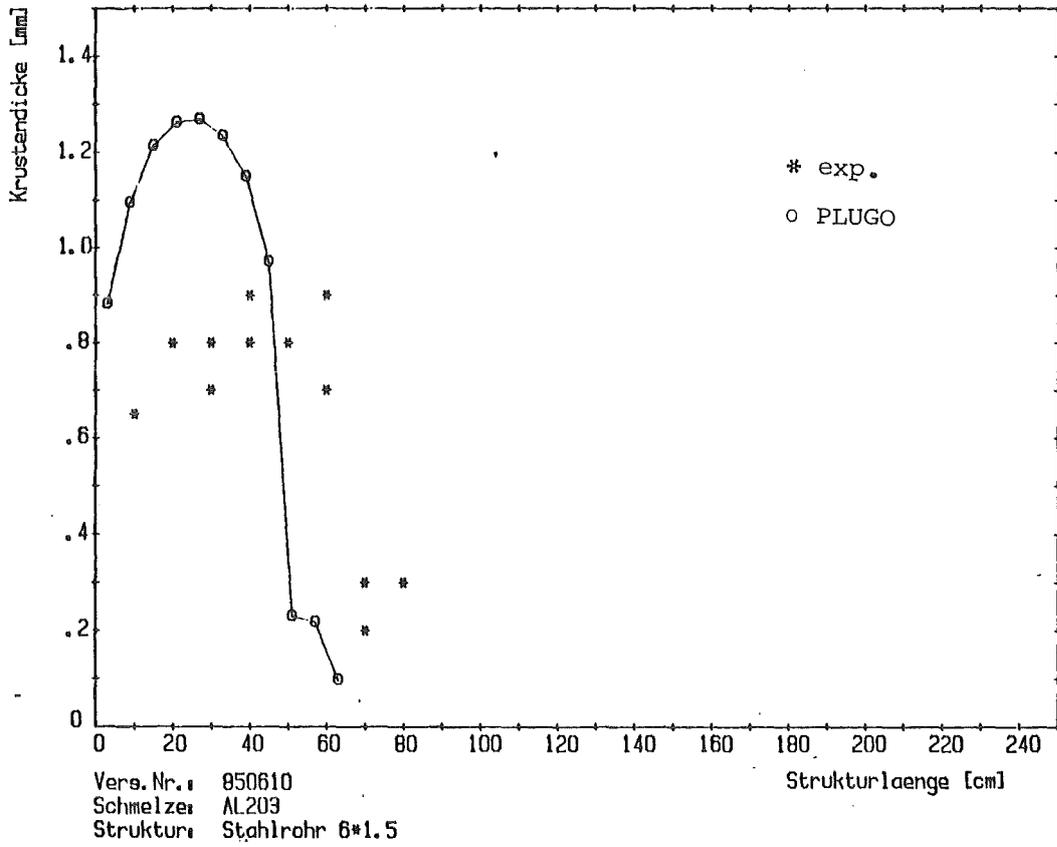




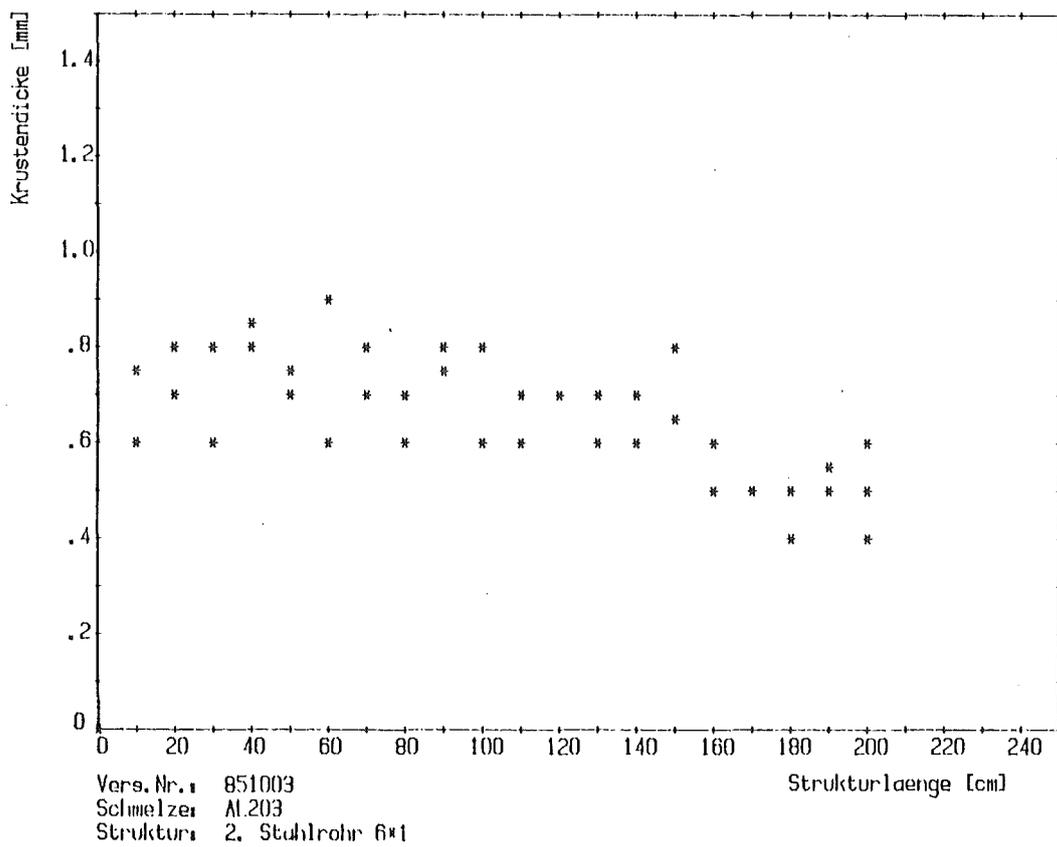
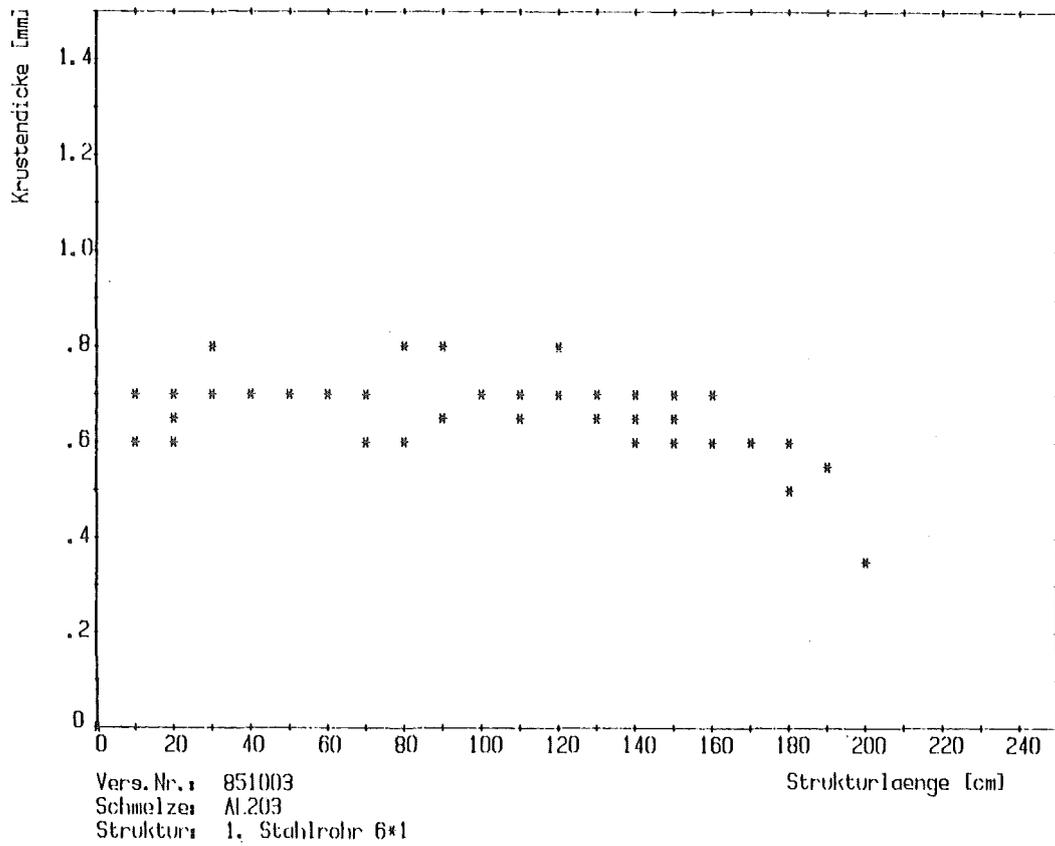
Für Versuchsreihe II Vergleich der experimentellen und theoretischen (PLUGO) Krustendicke

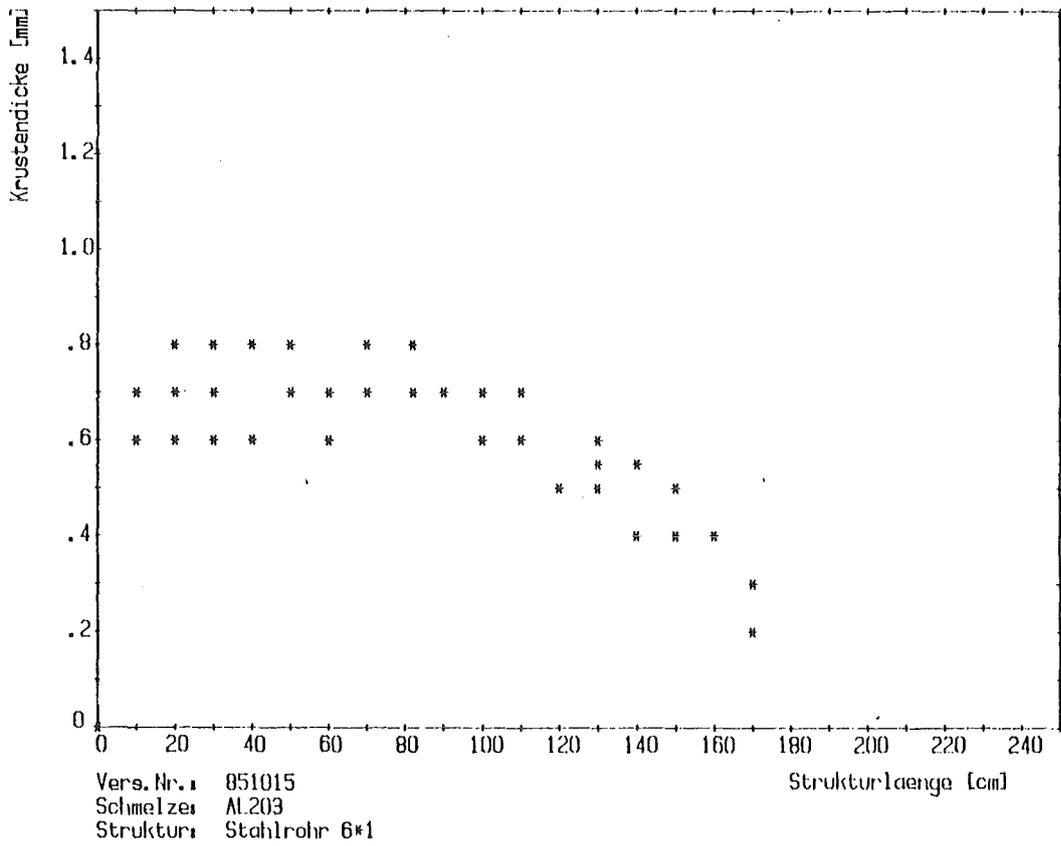
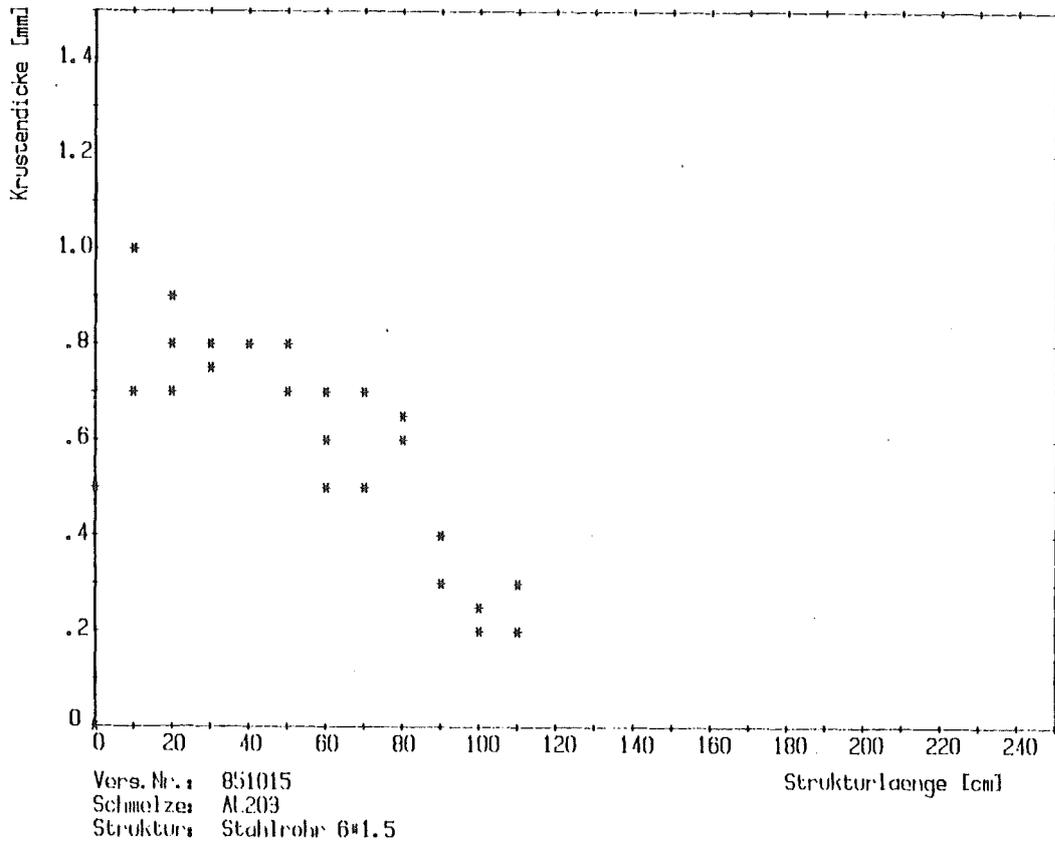






Gemessene Krustendicken Versuchsreihe III





A3 Berechnung der Kontakttemperatur

Zur Berechnung der Kontakttemperatur, die sich beim Kontakt Schmelze/Wand instantan einstellt, wurde ein von Fieg /34/ erstelltes Basic-Programm benutzt, das auf den auch in PLUGM /58/ benutzten Gleichungen beruht.

Formalismus

Zunächst wird ein Schätzwert für die Kontakttemperatur berechnet:

$$T_K = \frac{T_F + \frac{k_W}{k_F} \left(\frac{\alpha_F}{\alpha_W} \right)^{0.5} \cdot T_W}{1 + \frac{k_W}{k_F} \left(\frac{\alpha_F}{\alpha_W} \right)^{0.5}}$$

Mit T Temperatur
k Wärmeleitfähigkeit
 α Diffusivität

und den Indizes

K Kontakt
F Fluid
W Wand

Dann werden die Dicke der thermischen Grenzschicht in der Wand δ_W und die effektive Schmelzwärme L berechnet:

$$\delta_W = (12 \alpha_W)^{0.5}$$

$$L = L_F + c_{p_F} (T_F - T_{Cr})$$

Mit δ_W thermische Grenzschichtdicke
L Schmelzwärme
 C_p spezifische Wärme

und dem Index Cr für die Kruste.

Nachdem diese Werte zur Verfügung gestellt sind geht das Programm in eine Iterationsschleife in der die Kontakttemperatur iterativ berechnet wird, bis die Abweichung zweier aufeinanderfolgender Werte kleiner als 1% ist.

Dazu werden folgende Werte benötigt:

$$s = \frac{C_{pCr} (T_{Cr} - T_K)}{L}$$

$$B = 1 + \frac{6}{s}$$

$$c = \left(B^2 + \frac{12}{s} \right)^{0.5}$$

$$B = -B + c$$

$$\delta^{\circ} = (2 \cdot B \cdot \alpha_{Cr} \cdot s)^{0.5}$$

$$N = k_{Cr} \cdot \delta_W (2 - B)$$

$$M = 2 \cdot k_W \cdot \delta^{\circ}$$

Die Kontakttemperatur berechnet sich dann aus

$$T_K = \frac{M \cdot T_W + N \cdot T_F}{T_W + T_F}$$

In Tab. 3.10. sind mit diesem Formalismus berechnete Kontakttemperaturen im System Al_2O_3 /Edelstahl ergeben.