

KfK 3267
März 1982

Untersuchungen zur vertikalen Ausbreitung einer beheizten Schmelze in einem festen, löslichen Bett

G. Eck
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Projekt Schneller Brüter

KfK 3267

Untersuchungen zur vertikalen Ausbreitung einer beheizten
Schmelze in einem festen, löslichen Bett *)

G. Eck

*) von der Fakultät für Maschinenbau der Universität
Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

A b s t r a c t

ECK, GISMAR:

UNTERSUCHUNGEN ZUR VERTIKALEN AUSBREITUNG EINER BEHEIZTEN SCHMELZE IN EINEM FESTEN, LÖSLICHEN BETT

Die vorliegende Arbeit untersucht den Massen- und Wärmetransport beim vertikalen Eindringen einer beheizten Flüssigkeit in ein festes, lösliches Bett anhand von Modellexperimenten mit wässrigen Salzlösungen (ZnBr_2 , NaBr) und Polyethylenglycol 1500 (PEG). Dabei wurde erstmals die räumliche Verteilung des aufgeschmolzenen Materials zeitabhängig mit Hilfe von Leitfähigkeitssonden gemessen. Die Abhängigkeit des nach unten gerichteten Wärmestroms vom Dichteverhältnis ρ_{**} zwischen Flüssigkeit und aufgeschmolzenem Bettmaterial wurde für zwei Arten der Beheizung, Flächenheizung mit definierter Temperatur und definiertem Anfangsabstand zur Schmelzfront und Volumenheizung mit definiertem und zeitlich konstantem Leistungsinput, untersucht. Im Bereich $1 < \rho_{**} < 1.2$ zeigte sich ein interessantes Schichtungsphänomen, das u.a. auf eine Anomalie der Mischungsdichte von Salzlösung und PEG zurückzuführen ist. Dieser Prozeß beeinflusst den Wärmetransport zur Schmelzfront so stark, daß an eine Übertragung der Ergebnisse auf andere Systeme in diesem Bereich nicht zu denken ist. Abweichungen der Ergebnisse dieser Arbeit von denen anderer Autoren in Bezug auf die gemessenen Wärmeströme können im Fall der Flächenheizung durch deren unterschiedliche Konstruktion und im Fall der Volumenheizung durch unterschiedliche Randbedingungen erklärt werden.

ANALYSIS OF THE VERTICAL PENETRATION OF A HEATED FLUID LAYER IN A SOLID, MISCIBLE BED

Abstract

The present study investigates the mass and heat transfer for the vertical penetration of a heated fluid layer in a solid, miscible bed using water-salt solutions (ZnBr_2 , NaBr) and polyethylenglycol 1500 (PEG) as simulation materials. The time depending spatial distribution of the molten material (PEG) has been measured for the first time with conductivity probes. The dependence of the downward heat flux on the density ratio ρ_{**} , i.e. the density of the fluid / the density of the molten solid, has been investigated with two different methods of heating, planar heating with a heat exchanger in a defined initial distance to the PEG-surface and electrolytical volume heating with a defined and timely constant power input. For $1 < \rho_{**} < 1.2$ and ZnBr_2 two layers have been observed in the fluid. This phenomenon is caused among other things by an anomaly of the mixture density of the system salt solution-PEG. This process affects the downward heat flux so strongly, that it is impossible to transfer the results of such a system in this region of ρ_{**} to another system, for example to a corecatcher. The discrepancies between the measured heat fluxes and heat transfer coefficients of this study and that of other authors can be explained by the different construction of the planar heater, or by different boundary conditions in the case of volume heating.

Inhalt

Seite

1. EINLEITUNG	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Überblick über die bisherigen Arbeiten	3
1.3 Ziele dieser Arbeit	8
2. MESSVERFAHREN UND EXPERIMENTELLER AUFBAU	9
2.1 Auswahl der Materialien	9
2.2 Überlegungen zum Einsatz optischer Meßverfahren	14
2.3 Leitfähigkeitsmessungen zur Bestimmung des PEG-Anteils in einer Salzlösung	16
2.3.1 Grundlagen der Leitfähigkeitsmessung	16
2.3.2 Technische Probleme der Leitfähigkeitsmessung	17
2.3.3 Das Meßverfahren	21
2.4 Das Meßwerterfassungs- und Verarbeitungssystem	25
2.5 Versuchsaufbau	28
2.5.1 Eichung der Leitfähigkeitssonden	28
2.5.2 Flächenheizung	29
2.5.3 Volumenheizung	34
3. DURCHFÜHRUNG DER EXPERIMENTE	38
3.1 Programme zur Meßdatenerfassung und Auswertung	38
3.2 Flächenheizung	44
3.2.1 Untersuchte Parameter	44
3.2.2 Versuchsablauf	45
3.2.3 Besondere Beobachtungen	46
3.3 Volumenheizung	49
3.3.1 Untersuchte Parameter	49
3.3.2 Versuchsablauf	49

4. ERGÄNZENDE MESSUNGEN	51
4.1 Mischungsdichten	51
4.2 Mischungsvorgänge bei Schichtbildung	54
4.3 Salzextraktion	56
4.4 Die relative Dichte ρ_*	59
5. ERGEBNISSE	61
5.1 Flächenheizung	61
5.1.1 Die Abschmelzgeschwindigkeit $v\downarrow$	61
5.1.2 Der totale Wärmeübergangskoeffizient h	66
5.1.3 Temperatur- und Konzentrationsprofile	71
5.2 Volumenheizung	83
5.2.1 Die Abschmelzgeschwindigkeit $v\downarrow$	83
5.2.2 Die Wärmeströme	89
5.2.3 Temperatur- und Konzentrationsprofile	93
6. DISKUSSION DER ERGEBNISSE	98
6.1 Flächenheizung	98
6.1.1 Diskussion und Interpretation der beobachteten Phänomene	98
6.1.2 Vergleich mit anderen Experimenten	104
6.1.3 Das Problem der Rayleigh-Zahl	109
6.1.4 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell von Briensfield	113
6.2 Volumenheizung	116
6.2.1 Diskussion und Interpretation der Meßergebnisse	116
6.2.2 Vergleich der Ergebnisse mit einem semiempirischen Modell von Baker, Faw und Kulacki	119
6.3 Diskussion der Übertragbarkeit der Meßergebnisse auf andere Systeme	124
7. ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN	125

Nomenklatur	127
Literatur	129
Anhang A	Programmbeschreibung PLOT
Anhang B	Abschmelzkurven, Temperatur- und Konzentrations- profile; Flächenheizung
Anhang C	Abschmelzkurven, Temperatur- und Konzentrations- profile; Volumenheizung

1. EINLEITUNG

1.1 Problemstellung

Im Rahmen von Sicherheitsbetrachtungen zu Kernreaktoren werden auch hypothetische Unfälle untersucht, bei denen es zum Schmelzen des Reaktorkerns kommt. Nachdem der Reaktorkern durch Umverteilung der geschmolzenen Kernmassen unterkritisch geworden ist, wird die Kernschmelze nur noch durch die Spaltprodukte beheizt. Diese Unfallphase bezeichnet man i. a. als PAHR (Post Accident Heat Removal) - Phase. Beim Kontakt mit flüssigen Kühlmitteln (Wasser, Natrium) fragmentiert die Schmelze und es bilden sich sog. Partikelbetten. Wenn diese Partikelbetten nicht mehr kühlbar sind, bildet sich erneut eine Schmelze. Eine wichtige Fragestellung im Rahmen der PAHR-Phase ist deshalb die nach der Ausbreitung einer Kernschmelze in angrenzende, abschmelzende Strukturen. Dabei müssen - entsprechend den unterschiedlichen Phänomenen - verschiedene Fälle diskutiert werden.

Zunächst ist danach zu unterscheiden, ob bei der Wechselwirkung der Schmelze mit den angrenzenden Materialien in größerem Umfang Gas freigesetzt wird oder nicht. Der Fall der Gasfreisetzung ist besonders wichtig für die Wechselwirkung mit Beton und muß gesondert behandelt werden, weil hier prinzipiell andere Phänomene auftreten. Wenn kein Gas freigesetzt wird, ist danach zu unterscheiden, ob das aufgeschmolzene Material in der Kernschmelze löslich ist oder nicht.

Die vorliegende Arbeit untersucht den Fall, daß kein Gas freigesetzt wird und das aufgeschmolzene Material in der Schmelze löslich ist. Dieser Fall ist von besonderem Interesse für die Auslegung sog. Kernfänger (core-catcher). Kernfänger sind spezielle, innerhalb* oder außerhalb des Reaktortanks angebrachte Vorrichtungen, die dafür sorgen sollen, daß die geschmolzenen Kernmassen langfristig innerhalb des Containments verbleiben. Die meisten dieser Kernfänger sind mit sog. Verlustschichten versehen, die von der Kernschmelze ganz oder

* Für Na-Brüter kommt ein tank-interner Kernfänger aus Verträglichkeitsgründen wohl nicht in Betracht

teilweise aufgeschmolzen werden und in der Kernschmelze löslich sind. Der Zweck dieser Verlustschichten ist die Absorption der relativ hohen Nachzerfallswärme unmittelbar nach dem Unfall und die Reduktion der Leistungsdichte in der Schmelze. Beispiele sind der mit UO_2 ausgekleidete Kernfänger des natriumgekühlten Brutreaktors SNR 300 in Kalkar /1/, der für gasgekühlte Brüter entwickelte Borax-Kernfänger /2/ und die speziell in den USA für "offshore"-Leichtwasserreaktoren vorgeschlagenen und untersuchten mit MgO ausgekleideten Kernfänger /3/.

Für die Auslegung von Kernfängern ist die Kenntnis der Abschmelzraten bzw. der Wärmeflüsse am Rand der Schmelze notwendig. Bisher hat man dabei i.a. auf Daten zurückgegriffen, die aus Untersuchungen an volumenbeheizten, von festen Wänden eingeschlossenen Flüssigkeiten stammen, wie sie seit 1970 für verschiedene Geometrien und unterschiedliche Randbedingungen durchgeführt worden sind /4-14/. Wenn ein merklicher Transport des aufgeschmolzenen Materials stattfindet, ist die Anwendung dieser Ergebnisse fragwürdig.

Erste Untersuchungen an Systemen mit abschmelzenden Wänden wurden 1975 von Farhadieh /15/ durchgeführt. In diesen und allen nachfolgenden Arbeiten beschränkte man sich ausschließlich auf die Untersuchung des Wärmetransports. Notwendig wäre jedoch auch ein gutes Verständnis der den Massentransport bestimmenden Vorgänge und zwar aus zwei Gründen: einmal wegen der vermuteten Abhängigkeit des Wärme- vom Massentransport und zum anderen, weil wegen der hohen Schmelztemperaturen der Originalmaterialien ($UO_2 > 2800 \text{ K}$) Detailuntersuchungen praktisch nur mit Simulationsmaterialien möglich sind. Daher ist eine Extrapolation auf die realen Systeme notwendig.

1.2 Überblick über die bisherigen Arbeiten

Die bisherigen Untersuchungen zur Schmelzfrontausbreitung ohne Gasfreisetzung gliedern sich in zwei Gruppen, nämlich in Experimente, bei denen das aufschmelzende Material in der darüber liegenden Flüssigkeit löslich ist und solche, bei denen praktisch keine Löslichkeit der beiden Stoffe ineinander gegeben ist. Dieser zweite Fall wurde von Faw und Baker /16/, Taghavi-Tafreshi, Dhir und Catton /17/, Alsmeyer und Reimann /18/ und Farhadieh, Epstein und Bingle /19/ untersucht. Dabei wurden verschiedene organische Substanzen (z.B. Pentadekan, Olivenöl, Xylen, Paraffin) als Bettmaterial und Wasser oder wässrige Salzlösungen als Flüssigkeitspool verwendet. Faw und Baker beheizten bei ihren Experimenten den Flüssigkeitspool mit Mikrowellen. Die Ergebnisse dieser Versuchsreihen waren weitestgehend mit einem von Baker, Faw und Kulacki /20/ entwickelten semiempirischen Modell auf der Basis der bereits erwähnten Konvektionszellenexperimente konsistent. Bei allen anderen Untersuchungen wurde der Pool nicht beheizt, sondern schon entsprechend temperiert auf das Bett gebracht. Alle Autoren berichten, daß sich das aufgeschmolzene Material in Tropfen ablöst. Sie identifizieren diesen Prozeß als eine Rayleigh-Taylor-Instabilität.

Insgesamt sind die Verhältnisse im Fall der unlöslichen Stoffe wesentlich übersichtlicher als im Fall der löslichen. Da die beteiligten Stoffe unlöslich sind, sind ihre thermophysikalischen Eigenschaften zeitlich konstant. Das Volumen des Flüssigkeitspools ändert sich nur unwesentlich, da er praktisch kein aufgeschmolzenes Material in sich aufnimmt. Schließlich ist der physikalische Prozeß, der das Geschehen an der Schmelzfront bestimmt, die Rayleigh-Taylor-Instabilität, bekannt.

Ganz anders sieht es dagegen bei der Untersuchung von ineinander löslichen Materialien aus. Die ersten experimentellen Studien zur Schmelzfrontausbreitung von Farhadieh /15,21,22/ sowie die von Baker und Farhadieh veröffentlichte

Zusammenfassung /23/ befassen sich mit zweidimensionalen Systemen, d.h. einem gleichzeitig horizontalen und vertikalen Abschmelzen. In diesen Versuchen wurde die Kernschmelze durch Salzlösungen (KJ, ZnBr_2) und der Kernfänger durch Polyethylenglycol 1500 (PEG) simuliert. Ein wesentliches Ergebnis dieser Experimente war die Beobachtung, daß das Dichteverhältnis

$$(1-1) \quad \rho_{**} = \rho_1 / \rho_m$$

ρ_1 = Dichte der Salzlösung

ρ_m = Dichte des aufgeschmolzenen Materials

offensichtlich von ganz entscheidender Bedeutung für das Verhältnis vertikaler zu horizontaler Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schmelzfront ist. Je größer ρ_{**} , um so länger und stärker wird die vertikale Ausbreitungsrichtung bevorzugt. Das sehr komplexe Zusammenspiel zwischen dem vertikalen und horizontalen Abschmelzen des Betts, dem Transport des aufgeschmolzenen Bettmaterials und den sich durch die Vermischung dieses Materials mit dem Flüssigkeitspool zeitlich ändernden thermophysikalischen Eigenschaften des Systems machen die Ableitung quantitativer Beziehungen für die Wärmeströme an den Schmelzfronten aus zweidimensionalen Experimenten zumindest vorläufig praktisch unmöglich. Deshalb wurden von verschiedenen Autoren sog. eindimensionale Experimente mit und ohne Volumenheizung durchgeführt, bei denen die horizontale und vertikale Schmelzfrontausbreitung getrennt untersucht werden konnte /24-30/. Dabei zeigte es sich, daß die Schmelzfrontausbreitung in beiden Richtungen für $\rho_{**} \approx 1$ gegen kleine Änderungen von ρ_{**} sehr empfindlich ist.

Grundsätzlich wird in allen Arbeiten der entscheidende Einfluß von ρ_{**} bestätigt; ein einheitliches Bild der Vorgänge oder gar eine eindeutige Identifizierung der dominierenden Prozesse ist mit Hilfe der vorliegenden Untersuchungen aber nicht möglich. Farhadieh /27,30/ stellte zwei Nusselt-Rayleigh-Beziehungen auf,

deren physikalische Begründung nicht konsistent ist, und von Briensfield /29/ wurde ein Modell entwickelt, das auf der Beobachtung einer Art Rayleigh-Taylor-Instabilität beruht, wobei jedoch zu bemerken ist, daß eine echte Rayleigh-Taylor-Instabilität eine Grenzflächenspannung voraussetzt, die bei zwei miteinander mischbaren Stoffen nicht gegeben ist. Auf diese theoretischen Ansätze wird im Zusammenhang mit der Diskussion der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit in Kap. 6 näher eingegangen.

Abb. 1.1 - 1.3 zeigen zusammengefaßt die wichtigsten experimentellen Ergebnisse. Briensfield arbeitete mit Benzol, Tetrachlorkohlenstoff und Dijodmethan, während bei allen anderen Versuchen PEG und wässrige Salzlösungen (ZnBr_2 , NaBr, KJ) verwendet wurden. Auch sonst weichen die Versuche von Briensfield deutlich von denen der anderen Autoren ab. So beheizte er z.B. den Flüssigkeitspool nicht, sondern brachte die Flüssigkeit wie bei den Experimenten mit unlöslichen Stoffen schon entsprechend temperiert auf das Bett. Farhadieh und Baker verwendeten dagegen eine Flächenheizung, d.h. ein ebenes Heizgitter, das zu Beginn eines Experiments einen festen Abstand d_0 zur Oberfläche des aufschmelzenden Materials hatte. Werle und Fieg /24/ arbeiteten mit elektrolytischer Beheizung der Flüssigkeit, die auch von Farhadieh bei seinen Untersuchungen zur horizontalen Schmelzfrontausbreitung /28/ verwendet wurde.

Abb. 1.1 zeigt den Wärmeübergangskoeffizienten h für den Wärmeübergang zwischen Heizgitter und Schmelzfront. Auffällig ist insbesondere der sprunghafte Anstieg im Bereich $\rho_{**} \approx 1.1$. Überraschend ist die relativ gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von Farhadieh und Briensfield. Sie passen anscheinend sehr gut zueinander, obwohl die jeweiligen Daten aus völlig unterschiedlichen Experimenten gewonnen wurden. Die für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten benutzte Schichthöhe unterscheidet sich in beiden Versuchsreihen um mindestens eine Größenordnung. Die in Abb. 1.1 eingezeichnete theoretische Kurve nach dem von Briensfield entwickelten Modell ist semiempirisch. Sie wurde an die experimentellen Werte an-

gepaßt, wobei sich die Steigung der Kurve mit ihrer absoluten Höhe ändert.

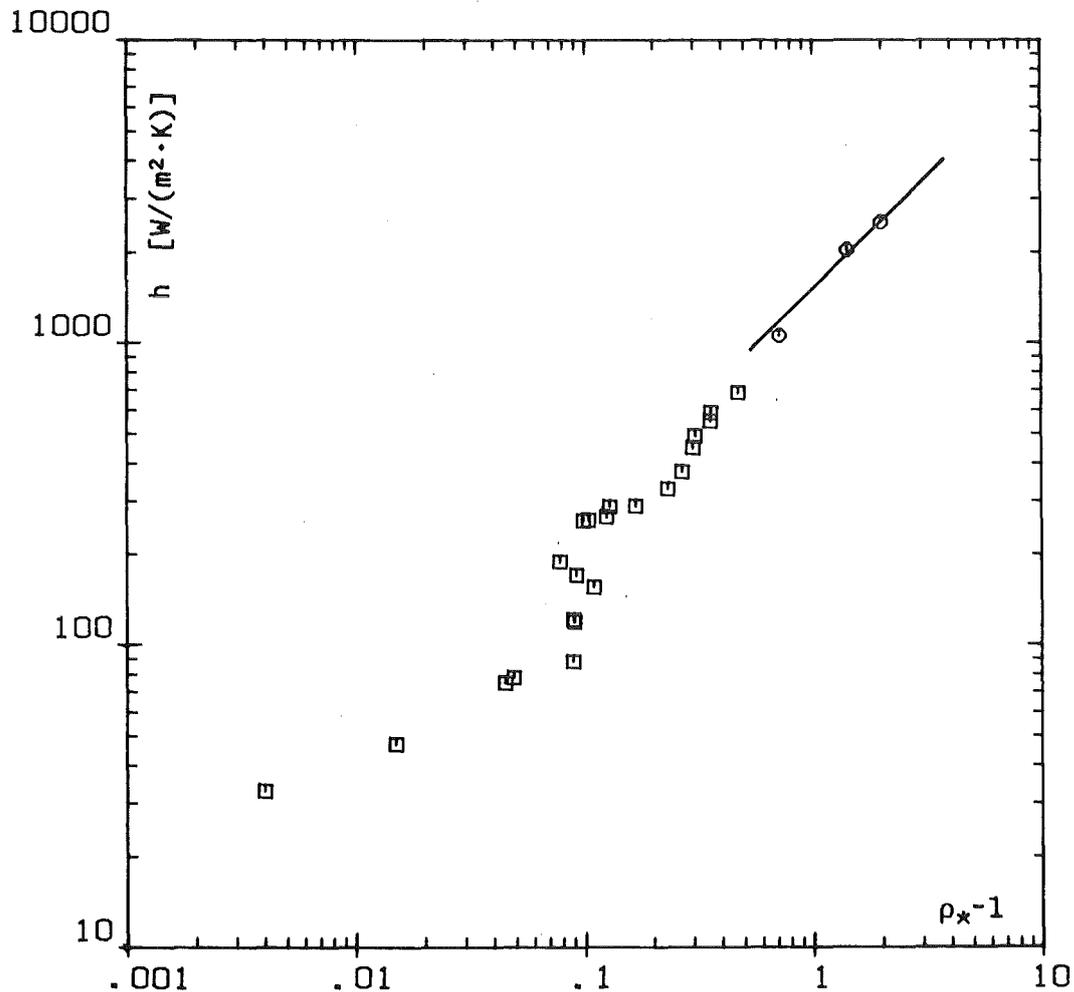


Abb. 1.1 Der Wärmeübergangskoeffizient h als Funktion von ρ_*^{-1} für vertikales Abschmelzen
□: Farhadieh und Baker/27/; ○: Briensfield /29/

In Abb. 1.2 erkennt man, daß bei Volumenheizung der Sprung im Wärmeübergang früher, nämlich für $0.9 < \rho_* < 1.01$, stattfindet.

Ganz anders ist das Verhalten eines horizontal abschmelzenden Systems (Abb. 1.3). Hier kommt es für $\rho_* \approx 1.1$ sogar zu einer leichten Abnahme des Wärmeübergangs an der Schmelzfront.

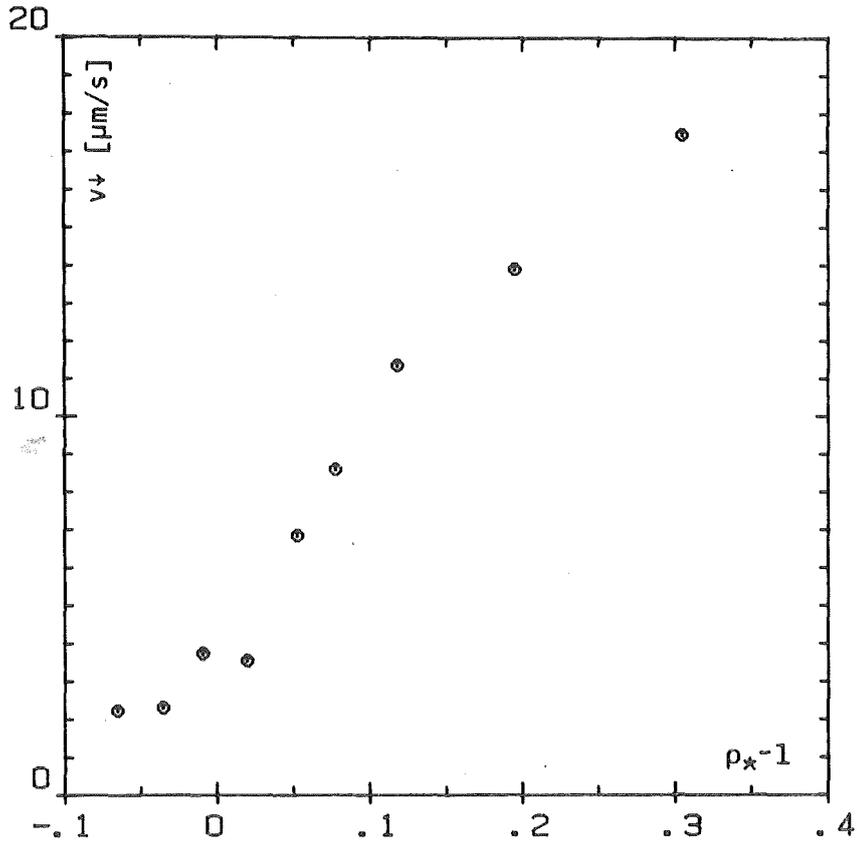


Abb. 1.2 Die vertikale Abschmelzgeschwindigkeit v_v als Funktion von ρ_*^{-1} für Volumenheizung /24/

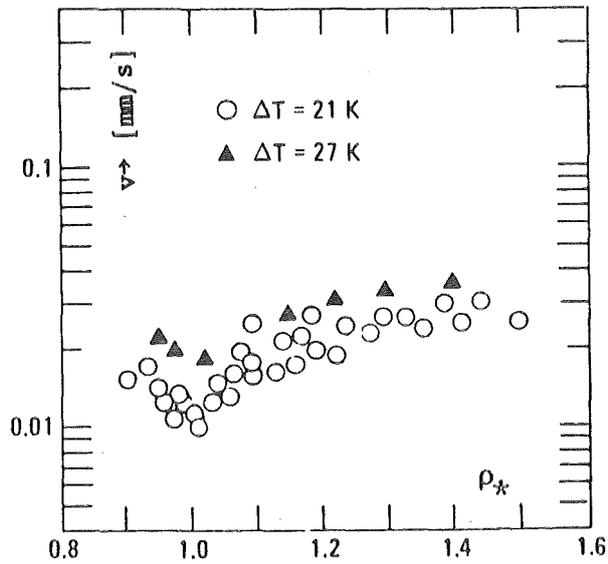


Abb. 1.3 Die horizontale Abschmelzgeschwindigkeit v_h als Funktion von ρ_* für Volumenheizung /28/

1.3 Ziele dieser Arbeit

Faßt man die bisher veröffentlichten Arbeiten zur Schmelzfrontausbreitung bei löslichen Stoffen zusammen, so kommt man zu folgendem Ergebnis. Es existieren keine direkt vergleichbaren Messungen wie etwa bei den Untersuchungen mit festberandeten Flüssigkeitsschichten, d.h. die Ergebnisse sind nicht abgesichert. Der Einfluß des Massen- auf den Wärmetransport wurde nicht untersucht. Die den Wärmetransport an der Schmelzfront steuernden physikalischen Prozesse sind nicht bekannt. Als Folge davon gibt es bisher weder genügend abgesicherte experimentelle Werte noch theoretische Beziehungen für die Wärmeübergangskoeffizienten. Eine Kenntnis der Wärmeübergangskoeffizienten und insbesondere auch ihrer Abhängigkeit von ρ_* über einen weiten Bereich ist notwendig, um die Ergebnisse der Modellexperimente auf Kernfänger übertragen zu können. Die hierzu bisher benutzte, auf den Ergebnissen von Konvektionszellen beruhende Nusselt-Rayleigh-Beziehung ist ungenügend, da sie die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von ρ_* nicht berücksichtigt.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die bisher vorliegenden experimentellen Werte des Wärmeübergangskoeffizienten zu überprüfen und abzusichern und sie mit den theoretischen Modellen von Briensfield und Baker zu vergleichen. Dies sollte dazu beitragen, eine verlässlichere Basis für die Extrapolation auf Kernfängerbedingungen zu schaffen. Weiterhin sollte durch detaillierte Messungen des Massentransports dessen Einfluß auf den Wärmeübergang untersucht werden. Eine genaue Kenntnis des Massentransports ist darüber hinaus auch für die Erstellung besserer theoretischer Modelle unerlässlich.

2. MESSVERFAHREN UND EXPERIMENTELLER AUFBAU

2.1 Auswahl der Materialien

Die Auswahl der Versuchsmaterialien orientierte sich an den bisherigen Arbeiten, bei denen praktisch immer Salzlösungen und PEG 1500 verwendet wurden, um einen sinnvollen Vergleich der Experimente zu ermöglichen.

Salzlösungen bieten zwei wesentliche Vorteile. Erstens sind sie gute elektrische Leiter, so daß sich eine Volumenheizung sehr leicht realisieren läßt, und zweitens können, je nach Salzart und Salzkonzentration, verschiedene Dichten ρ_1 erzeugt werden. In den bisher veröffentlichten Arbeiten wurden KJ-, NaBr- und ZnBr_2 -Lösungen verwendet. KJ ist dabei sicher nicht sehr glücklich gewählt, da diese Verbindung in wässriger Lösung nicht besonders stabil ist. Schon nach kurzer Zeit tritt eine deutliche Gelbfärbung auf, was auf die Freisetzung von Jod zurückzuführen ist. Damit sind aber chemische Reaktionen mit dem Bettmaterial sowie Veränderungen der thermophysikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit nicht auszuschließen. NaBr und ZnBr_2 sind dagegen in dieser Hinsicht unkritisch. Die maximal erreichbaren Dichten der Lösungen liegen für NaBr bei 1.5 g/cm^3 und für ZnBr_2 bei etwa 2.5 g/cm^3 . Wegen der höheren erreichbaren Dichte wurden in dieser Arbeit zunächst nur ZnBr_2 -Lösungen verwendet. Später wurden auch einige Messungen mit NaBr durchgeführt.

Für die Auswertung der Messungen ist der thermische Volumenausdehnungskoeffizient β der Salzlösungen wichtig. Mit ihm kann die Temperaturabhängigkeit der Dichte ρ_1 beschrieben werden

$$(2-1) \quad \rho_1 = \rho_0 \cdot (1 + \beta \cdot \Delta T) .$$

Die meisten Dichtemessungen wurden zwar bei Zimmertemperatur durchgeführt, trotzdem war es praktisch, ρ_0 auf 45°C zu beziehen, da das die Schmelztemperatur des PEG ist. ΔT ist dann

die Temperaturdifferenz zu 45°C. Zur Bestimmung von β wurden die Dichten von 6 ZnBr_2 -Lösungen bei jeweils 4 verschiedenen Temperaturen gemessen. Die Dichtemessungen wurden als Relativmessungen mit Normalräometern durchgeführt, eine Temperaturkorrektur der Aräometervolumen erfolgte nicht. Die Meßwerte waren auf $\pm 0.001 \text{ g/cm}^3$ reproduzierbar. Zur Temperaturmessung wurde ein elektrischer Temperaturfühler, Typ Technoterm 5500, benutzt. Die gemessenen Werte sind in Abb. 2.1 dargestellt. Tab. 2.1 zeigt die daraus berechneten Werte ρ_0 und β .

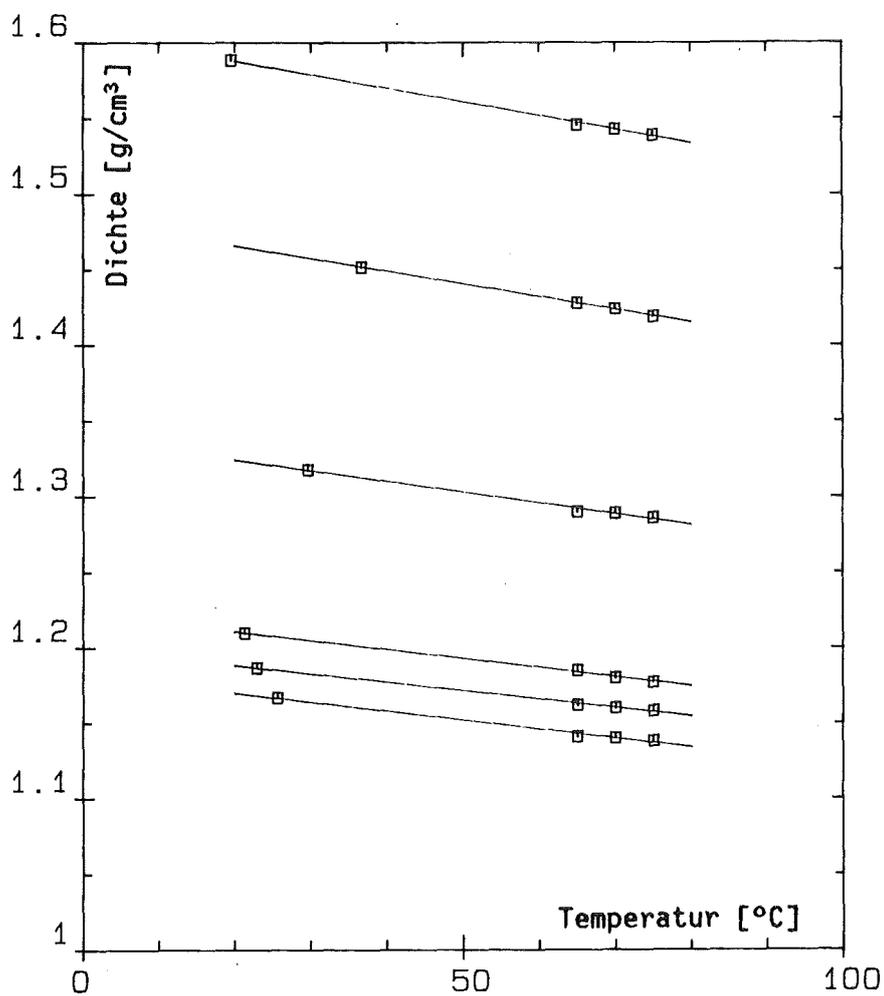


Abb. 2.1 Die Dichte ρ_1 von ZnBr_2 -Lösungen als Funktion der Temperatur

ρ_0 [g/cm ³]	β [1/K]
1.155	-5.2E-4
1.174	-4.8E-4
1.196	-5.0E-4
1.307	-5.5E-4
1.445	-5.8E-4
1.565	-5.7E-4

Tab. 2.1 Der Volumenausdehnungskoeffizient β von ZnBr₂-Lösungen

Aus diesen Werten ergab sich ein mittleres β von $-5.3E-4$ 1/K. Für die visuelle Beobachtung des Massentransports wäre es nützlich gewesen, eine farbige Salzlösung zur Verfügung zu haben. Deshalb wurden CuSO₄ und FeCl₃ auf ihre Verwendungsfähigkeit in diesen Experimenten geprüft. Leider erwiesen sich beide Salze als untauglich. CuSO₄ fällt aus, wenn eine bestimmte PEG-Konzentration und eine bestimmte Temperatur überschritten ist, FeCl₃ bildet mit PEG Fe(OH)₃.

Eine Zusammenfassung der chemischen und physikalischen Eigenschaften der Ethylenoxidpolymere, zu denen auch Polyethylenglycol 1500 gehört, findet man bei Stone und Stratta /31/. Die für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit wichtigen Fakten sollen im folgenden kurz referiert werden.

PEG 1500 ist ein wasserlösliches Wachs, das bei Zimmertemperatur in beliebigem Verhältnis mit Wasser mischbar ist. Bei etwa 100°C kommt es allerdings zu einem starken Abfall der Löslichkeit, was zu einem Ausflocken des PEG führen kann. Die genaue Temperaturgrenze für diesen Prozeß hängt vom Molekulargewicht des PEG ab. Für die durchgeführten Untersuchungen ist die Reaktion eines Wasser-PEG-Gemischs auf die Zugabe von Salzen wesentlich. Hier zeigt sich ein mehr oder weniger starkes Absinken der Temperaturgrenze je nach Salzart

und deren Konzentration. Besonders effektiv scheinen - in Übereinstimmung mit dem beobachteten Verhalten eines $\text{CuSO}_4/\text{PEG}/\text{Wasser}$ -Systems - Sulfate und Carbonate zu sein.

Bemerkenswert ist, daß die Zugabe von Salz das hydrodynamische Volumen des PEG reduziert, was auf die größere intermolekulare Wechselwirkung zurückzuführen ist. Diese Eigenschaft des PEG, die in den bisherigen Arbeiten nicht berücksichtigt worden ist, hat erhebliche Konsequenzen wie sich im Zusammenhang mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit zeigen wird.

Konzentrierte PEG-Lösungen sind keine Newtonschen Flüssigkeiten. Ihre Viskosität ist also richtungsabhängig, außerdem unterliegt sie bei starken mechanischen oder chemischen Beanspruchungen einem gewissen "Alterungsprozeß", was auf eine Veränderung der Moleküllänge zurückzuführen ist.

Aus den oben geschilderten Eigenschaften des PEG geht eindeutig hervor, daß das System PEG-Salzlösung im Hinblick auf die Simulation von Schmelzfrontausbreitungen nicht so unproblematisch ist, wie bisher angenommen wurde. Die Frage nach der Übertragbarkeit der Ergebnisse solcher Modellexperimente muß deshalb auch in diesem Zusammenhang diskutiert werden.

Die wichtigsten thermophysikalischen Daten des PEG 1500 sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Dichte	ρ [kg/m ³]	1100 bei 47°C	(eig. Messung)
Schmelzpunkt	T_m [°C]	43 - 46	/31/
therm. Leitfähigkeit	k [W/(m•K)]	0.2508	/27/
spez. Wärme	c [J/(kg•K)]	2048	/27/
Schmelzwärme	Q_m [J/kg]	1.65E+5	/27/

Tab. 2.2 Thermophysikalische Daten von Polyethylenglycol 1500

Die Viskosität des PEG und der PEG-Wasser-Salz-Gemische ist temperaturabhängig. Abb 2.2 zeigt einige von Werle /32/ gemessene Werte.

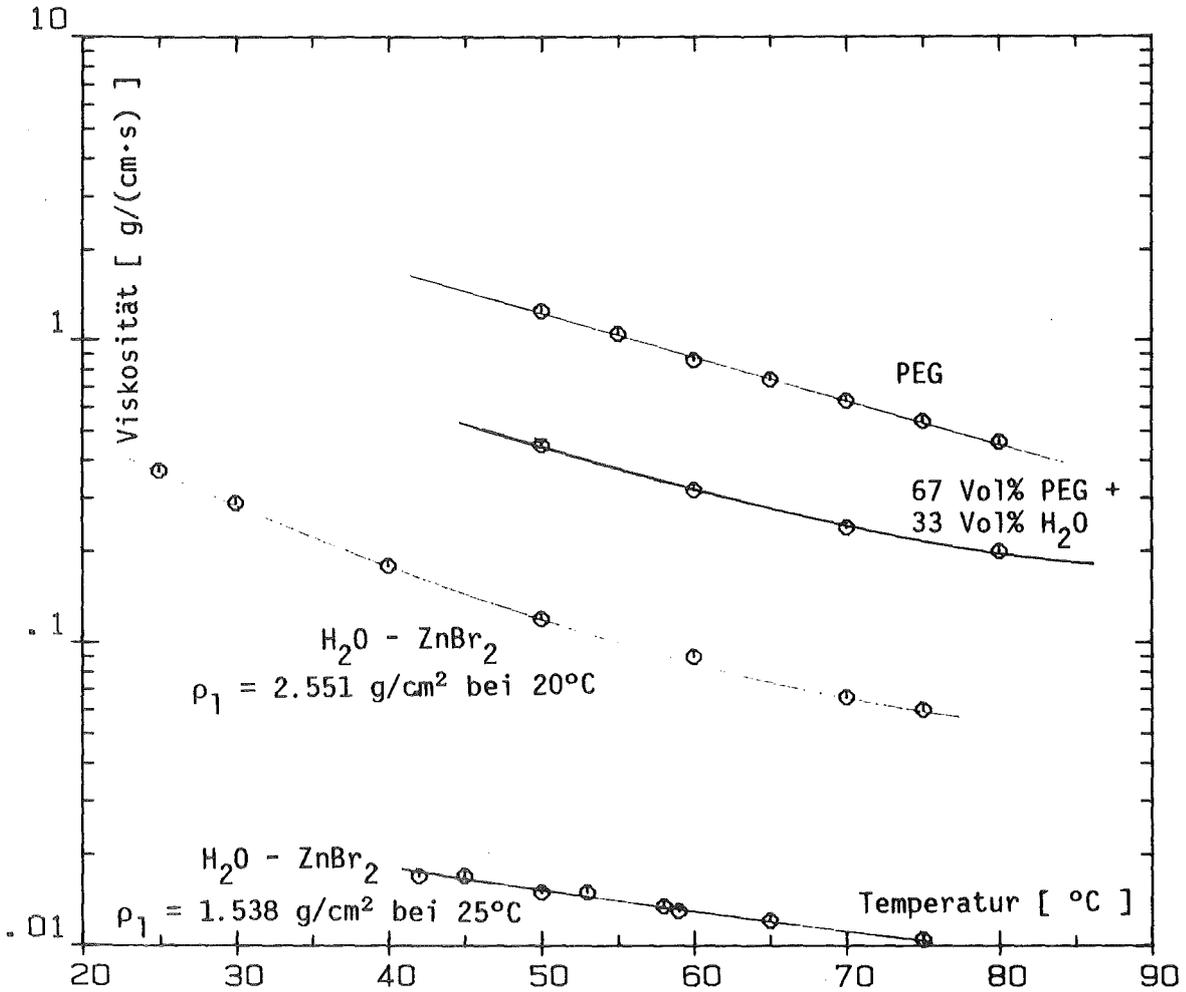


Abb. 2.2 Die Viskosität von PEG und PEG-Salzlösungsgemischen in Abhängigkeit von der Temperatur /32/

2.2 Überlegungen zum Einsatz optischer Meßverfahren

Sehr beliebte Meßmethoden bei der Untersuchung von Wärme- und Stoffübertragungsprozessen sind die verschiedenen optischen Verfahren /33/. Da diese Methoden berührungslos messen, wird das zu untersuchende System nicht gestört. Die zeitliche Variation der beobachteten Größe kann im gesamten durchstrahlten Querschnitt erfaßt werden.

Bei allen optischen Verfahren wird im Prinzip immer ein räumlich und/oder zeitlich veränderlicher Brechungsindex bestimmt. Im Fall der "Schlieren"-Methoden geschieht dies, indem man die Auslenkung eines Lichtstrahls mißt; bei den diversen Interferometrieverfahren durch Messung der Phasenverschiebung zwischen zwei Lichtwellen. Da der Brechungsindex einer Flüssigkeit eine Funktion ihrer Temperatur und der Konzentration der darin gelösten Stoffe ist, kann man aufgrund der gemessenen Änderung des Brechungsindex die entsprechende Änderung der Temperatur oder der Konzentration berechnen. Die Auswertung wird jedoch sehr schwierig, wenn sich Temperatur und Konzentration gleichzeitig ändern. In diesem Fall muß man eines der beiden Felder (Temperatur oder Konzentration) kennen, um das andere aus dem Interferogramm bestimmen zu können.

Dieser Fall, nämlich die gleichzeitige Änderung von Temperatur und Konzentration, liegt bei dem zu untersuchenden System vor. Ein solches Problem kann optisch nur durch sog. Zweiwellenlängeninterferometrie gelöst werden /34,35/. Dabei macht man sich die unterschiedliche Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für Temperatur und Konzentration zunutze. Hinreichend gute Ergebnisse verspricht nach Mayinger und Panknin /35/ allerdings nur ein holographisches Interferometer, das sich seine Bezugswelle aus einem Hologramm des Zustandes vor Versuchsbeginn erzeugt. Im vorliegenden Fall eines abschmelzenden Systems ist dieser Zustand durch das Vorhandensein eines großen, undurchsichtigen Festkörpers im zu untersuchenden Volumen gekennzeichnet. Dadurch

fehlt für diesen Bereich später, wenn das Abschmelzen begonnen hat und sich dort die interessanten Vorgänge abspielen, die Bezugswelle.

Aufgrund des geschilderten Sachverhalts erscheint eine Messung des Massentransports mit den bekannten optischen Verfahren praktisch nicht möglich.

2.3 Leitfähigkeitsmessungen zur Bestimmung des PEG-Anteils in einer Salzlösung

Die Verwendung einer Salzlösung als Flüssigkeitspool legt den Einsatz von Leitfähigkeitsmessungen zur Bestimmung der lokalen PEG-Konzentration nahe, da anzunehmen ist, daß PEG die Leitfähigkeit einer wässrigen Salzlösung signifikant beeinflusst.

2.3.1 Grundlagen der Leitfähigkeitsmessung

Die spezifische Leitfähigkeit einer Salzlösung Λ_s ist wie folgt definiert /36/:

$$(2-1) \quad \Lambda_s = (l_e/A_e) \cdot (I_e/U_e)$$

A_e ist der Elektrodenquerschnitt und l_e der Elektrodenabstand. I_e ist der Strom durch die Salzlösung und U_e die an den Elektroden anliegende Spannung.

Λ_s gehorcht bei kleinen Feldstärken dem ohmschen Gesetz, d.h. Λ_s ist unabhängig von Strom und Spannung, dagegen besteht eine Abhängigkeit von der Temperatur, der Anzahl der zur Verfügung stehenden Ladungsträger und deren Beweglichkeit. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß eine Änderung der Ionenkonzentration allein nicht unbedingt zu einer Änderung der Leitfähigkeit führen muß, da die interionische Wechselwirkung zu einer Einschränkung der Ionenbeweglichkeit führen kann. Die Leitfähigkeit kann bei erhöhter Ladungsträgerkonzentration sogar abnehmen /37/.

Weiterhin wird die Ionenbeweglichkeit von der Viskosität des Lösungsmittels beeinflusst. Sein Reibungswiderstand bremst das sich bewegende Ion. Gibt man PEG zu einer wässrigen Salzlösung, so verringert sich zum einen die Konzentration der Ladungsträger, zum anderen aber erhöht sich die Viskosität des Lösungsmittels wesentlich.

2.3.2 Technische Probleme der Leitfähigkeitsmessung

Zur Messung von Λ_s bei bekannter Zellkonstante l_e/A_e und konstanter Temperatur genügt es nicht, eine beliebige Spannung U_e an die Elektroden zu legen, vielmehr müssen sowohl die Spannung als auch die Elektroden bestimmten Anforderungen genügen.

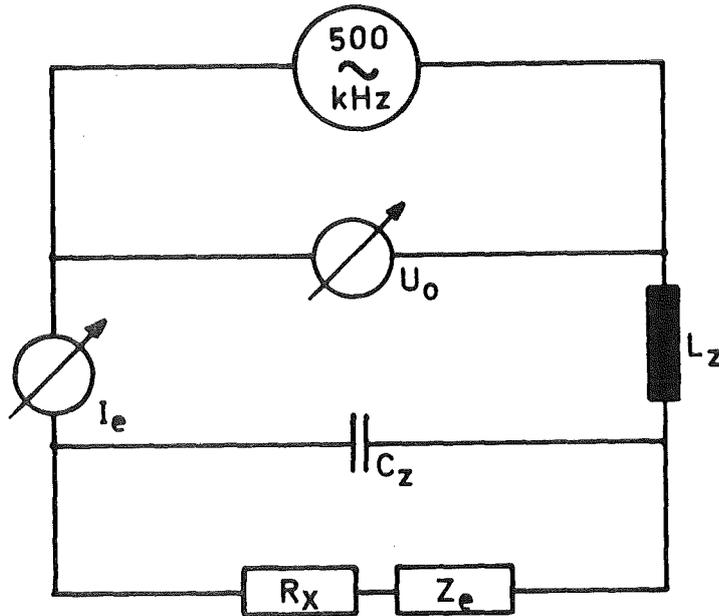


Abb. 2.3 Schaltbild zur Leitfähigkeitsmessung

Abb. 2.3 zeigt das vereinfachte Schaltbild einer Leitfähigkeitsmessung. Gemessen werden soll R_x , der ohmsche Widerstand der Salzlösung zwischen den Elektroden. C_z ist die Kapazität der Zuleitungen und L_z ihre Induktivität. Wichtig ist Z_e , der Widerstand der Grenzfläche zwischen Elektrode und Salzlösung. Er ist eine Kombination aus kapazitiven und ohmschen Widerständen /38/. I_e ist der Strom durch die Elektroden und U_0 die vom Generator abgegebene Spannung.

Es ist praktisch nicht möglich, R_x mit Gleichspannung zu bestimmen, da Z_e meist nicht reproduzierbar von I_e abhängt. Z_e muß deshalb so klein wie möglich gemacht werden. Bei Verwendung von Wechselspannung kann dies entweder durch direkte Erhöhung der Frequenz oder aber durch eine Vergrößerung der aktiven

Oberfläche der Elektroden geschehen. Eine solche Oberflächenvergrößerung wird durch Beschichten der Elektroden mit Platinmohr erreicht. Die aktive Oberfläche kann so um das bis zu 500-fache gesteigert werden. Bei der Verwendung solcher Elektroden genügt eine Frequenz von ca. 1 kHz, um Z_e unwirksam zu machen. Da die Beschichtung und damit die aktive Oberfläche sehr empfindlich gegen höhere Temperaturen und mechanische Beanspruchungen ist, können solche Elektroden bei Abschmelzexperimenten nicht eingesetzt werden, so daß nur der Weg über eine Erhöhung der Meßspannungsfrequenz blieb.

Abb. 2.4a zeigt die gemessene Leitfähigkeit einer $ZnBr_2$ -Lösung mit und ohne PEG-Zusatz als Funktion der Frequenz. Wenn die Leitfähigkeit unabhängig von der Frequenz wird, aber abhängig von der PEG-Konzentration bleibt, kann man annehmen, daß Z_e ausgeschaltet ist. Dabei muß berücksichtigt werden, daß L_z mit zunehmender Frequenz immer stärker zum Tragen kommt, so daß die Leitfähigkeitskurve durch ein scheinbares Maximum läuft. Erst reproduzierbare Messungen der Leitfähigkeit zeigen, ob die Frequenz richtig gewählt wurde. Eine Reihe von Vorversuchen zeigten, daß 500 kHz unter den gegebenen Umständen die besten Resultate versprachen.

Abb. 2.4b zeigt den Einfluß des parasitären Widerstandes C_z . Die scheinbare Leitfähigkeit nimmt mit der Frequenz zu, obwohl sich keine Flüssigkeit zwischen den Elektroden befindet.

Aus den beiden Abbildungen 2.4a und 2.4b läßt sich schon erkennen, wo später bei der Messung der PEG-Konzentration eine der Hauptschwierigkeiten liegen wird. Wenn nämlich durch den PEG-Anteil R_x wesentlich größer wird als die kapazitiven Nebenschlüsse in den Zuleitungen, ist eine Veränderung der PEG-Konzentration nicht mehr zu messen.

Die verwendeten Elektroden (Abb. 2.5) waren aus unbemohrtem Platinblech ($A = 2 \cdot 5 \text{ mm}^2$, $l = 5 \text{ mm}$), das Blech war in einem Glasträger fixiert, der mit einem Spezialkleber (Torr Seal) an ein Glasröhrchen geklebt war. Die Klebestellen erwiesen sich als

die Schwachpunkte der Anordnung. Ihre Haltbarkeit bei Temperaturen über 75°C war nicht befriedigend. Sie wurden sehr häufig undicht, so daß Flüssigkeit in die Glasröhrchen eindringen konnte und zusätzliche Nebenschlüsse bewirkte.

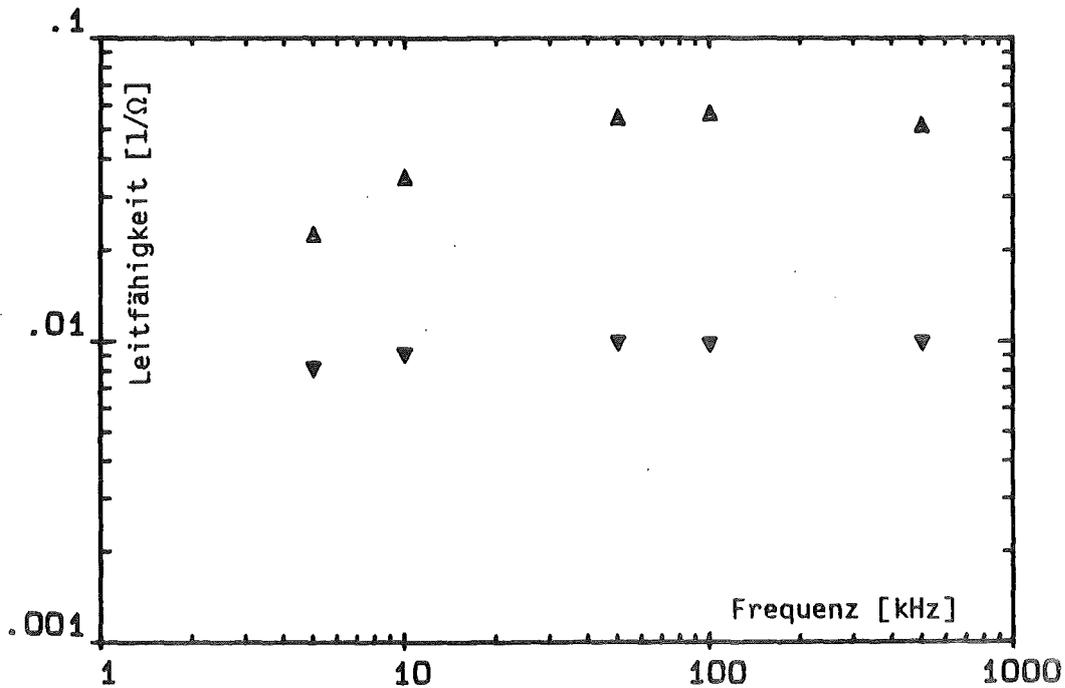


Abb. 2.4a I_e/U_e als Funktion der Meßspannungsfrequenz
Kurve a Δ : reine ZnBr₂-Lösung
Kurve b ∇ : Mischung dieser Lösung mit PEG im
Verhältnis 2:1
($\rho = 1.291$ bei 23 °C)

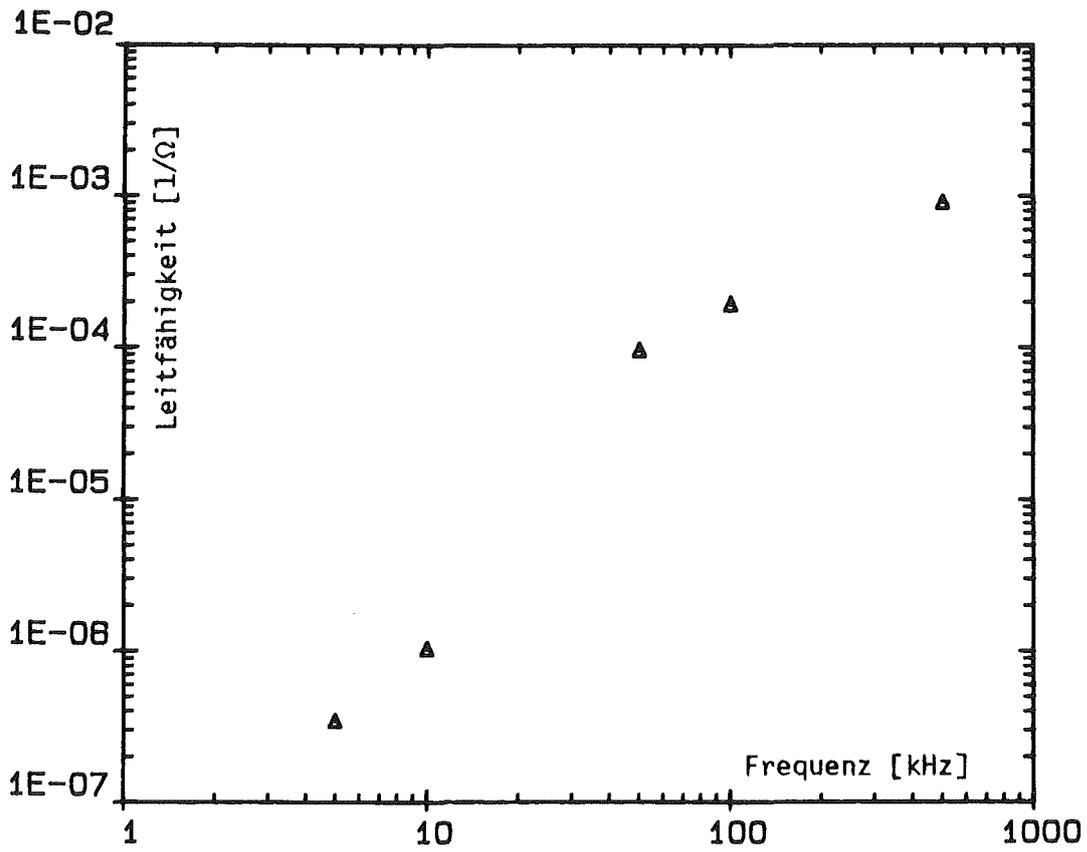


Abb. 2.4b I_e/U_e als Funktion der Messspannungsfrequenz
Elektroden in Luft

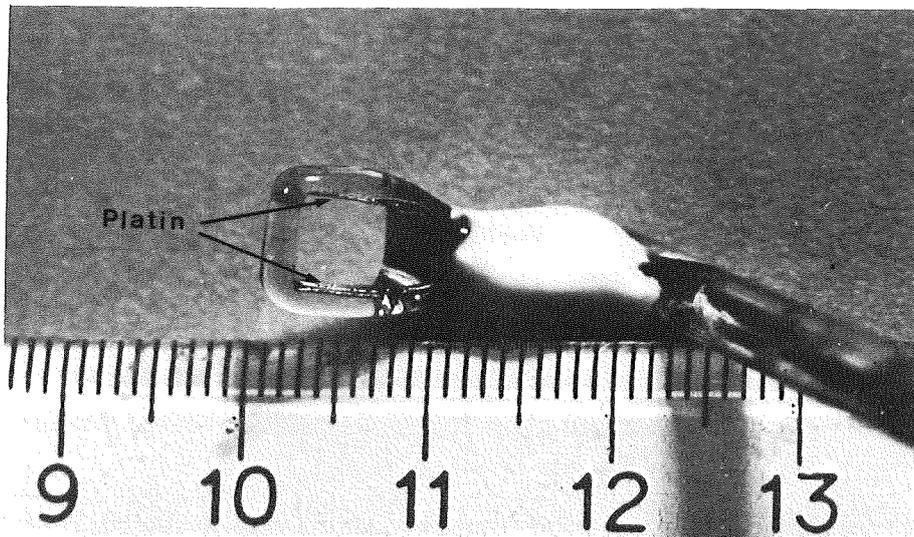


Abb. 2.5 Ein Elektrodenpaar wie es zur Leitfähigkeitsmessung
verwendet wurde

2.3.3 Das Meßverfahren

Da keine Daten über die Leitfähigkeit der betreffenden Salzlösung mit PEG-Zusatz verfügbar waren und außerdem jedes Elektrodenpaar bezüglich seiner Zellkonstante aufgrund der Fertigungstoleranzen ein Individuum darstellt, mußte zur Bestimmung des PEG-Vol%-Anteils aus einer Leitfähigkeitsmessung folgendes Verfahren angewendet werden:

- 1) Für jedes Elektrodenpaar wird die Leitfähigkeit Λ als Funktion der Temperatur T bei fünf verschiedenen PEG-Konzentrationen (0, 17, 33, 50, 67 -Vol% PEG) in der Salzlösung
- 2) Die Meßwerte für jeden PEG-Anteil (n) und jedes Elektrodenpaar (m) werden mit

$$(2-2) \quad \Lambda = a_{n,m} \cdot T^2 + b_{n,m} \cdot T + c_{n,m}$$

gefittet. Die Koeffizienten $a_{n,m}$, $b_{n,m}$ und $c_{n,m}$ definieren die n -te Eichkurve des m -ten Elektrodenpaares.

- 3) Während eines Abschmelzexperimentes besteht eine Meßsonde aus dem m -ten Elektrodenpaar und einem Thermoelement (Typ K). Eine solche Sonde mißt gleichzeitig Leitfähigkeit und Temperatur.
- 4) Mit der gemessenen Temperatur T_e und den zur betreffenden Elektrode gehörenden Eichkurven werden die Werte $\Lambda_{n,m}(T_e)$ berechnet, die für die gemessene Temperatur T_e die Kurve Vol%-PEG = $f(\Lambda)$ definieren.
- 5) $f(\Lambda)$ wird wieder mit einer Parabel 2. Ordnung gefittet, die den gemessenen Leitfähigkeitswert einer PEG-Konzentration zuordnet.

Dieses Verfahren soll anhand des folgenden Beispiels verdeutlicht werden.

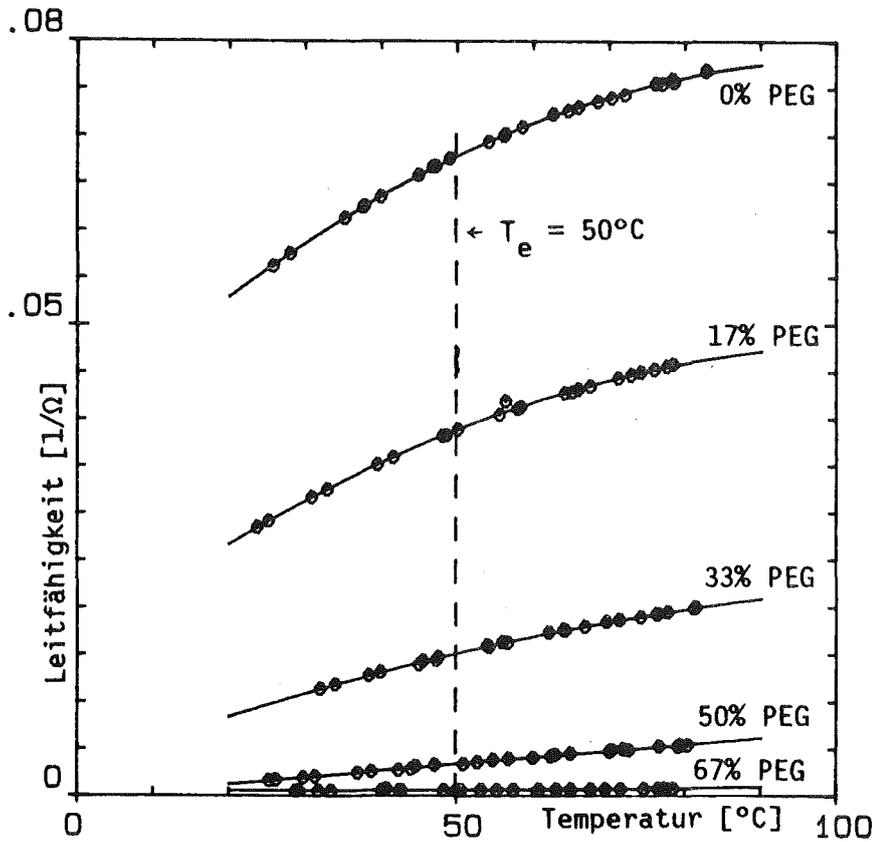


Abb. 2.6 Eichkurven eines Elektrodenpaares für eine ZnBr_2 -Lösung; $\rho = 1.264 \text{ g/cm}^3$ bei 21°C

Abb. 2.6 zeigt die gemessenen Leitfähigkeiten als Funktion der Temperatur bei fünf verschiedenen Anteilen PEG. Die durchgezogenen Kurven stellen jeweils angepaßte Parabeln gemäß Gl. 2-1 dar. Die zugehörigen Koeffizienten lauten:

$a_{1,m} = -3.6\text{E-}6$	$b_{1,m} = 7.5\text{E-}4$	$c_{1,m} = 3.9\text{E-}2$
$a_{2,m} = -2.8\text{E-}6$	$b_{2,m} = 6.0\text{E-}4$	$c_{2,m} = 1.6\text{E-}2$
$a_{3,m} = -1.1\text{E-}6$	$b_{3,m} = 3.0\text{E-}4$	$c_{3,m} = 2.8\text{E-}3$
$a_{4,m} = -5.7\text{E-}8$	$b_{4,m} = 7.7\text{E-}5$	$c_{4,m} = -2.8\text{E-}4$
$a_{5,m} = 9.2\text{E-}8$	$b_{5,m} = -4.8\text{E-}6$	$c_{5,m} = 6.4\text{E-}4$

Angenommen, die Sonde mißt eine Temperatur T_e von 50°C und eine Leitfähigkeit von $0.02 \text{ 1}/\Omega$, so ergeben sich aus Gl. 2-2 folgende fünf Wertepaare für die Funktion $\Lambda = f(\text{PEG-Konz.})$

$$\Lambda(0) = 0.068 \text{ 1}/\Omega$$

$$\Lambda(17) = 0.039 \text{ 1}/\Omega$$

$$\Lambda(33) = 0.015 \text{ 1}/\Omega$$

$$\Lambda(50) = 3.4\text{E-}3 \text{ 1}/\Omega$$

$$\Lambda(67) = 7.5\text{E-}4 \text{ 1}/\Omega$$

Alle Angaben der PEG-Konzentration in Vol%.

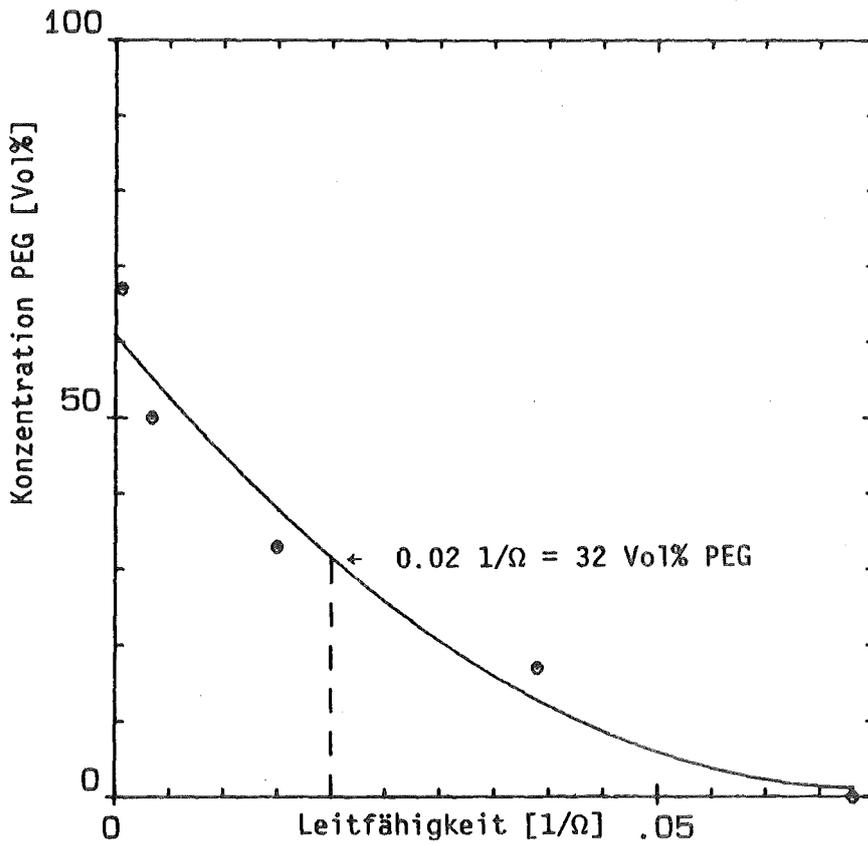


Abb. 2.7 PEG-Konzentration als Funktion der Leitfähigkeit, $T_e = 50^\circ\text{C}$

Legt man durch diese Punkte wiederum eine Parabel 2. Ordnung so erhält man für die betrachtete Elektrode, bei dieser Salzlösung und $T_e = 50^\circ\text{C}$ für die PEG-Konzentration ϕ

$$(2-3) \quad \phi = 12294 \cdot \Lambda^2 - 1715 \cdot \Lambda + 61 \quad [\text{Vol\%}] \quad .$$

Daraus ergibt sich die gesuchte PEG-Konzentration mit 32 Vol%.

Aus Abb. 2.7 kann man erkennen, daß die so bestimmten Konzentrationswerte des PEG nur auf etwa ± 5 Vol% genau sind. Im Bereich $< 0.005 \text{ 1}/\Omega$ ist die Anpassung der Parabel nicht gut, was in Kauf genommen werden kann, da, wie man in Abb. 2.6 sieht, die Messungen in diesem Bereich äußerst ungenau sind, weil die gemessenen Leitfähigkeitswerte praktisch keine Abhängigkeit von der Temperatur zeigen. Das bedeutet, daß R_x im Stromkreis keine große Rolle mehr spielt. Der Strom wird fast ausschließlich durch die parasitären Widerstände bestimmt.

Das beschriebene Verfahren hat drei wesentliche Nachteile. Zum einen müssen für jede neue Salzlösung die Eichkurven neu gemessen werden, da nicht bekannt ist, wie eine anders konzentrierte Salzlösung in Bezug auf ihre Leitfähigkeit auf das PEG reagiert. Kommt es während der Eichung zu einer Beschädigung der Elektroden oder Zuleitungen, so müssen die Eichkurven ebenfalls neu gemessen werden, da die parasitären Widerstände (C_z und L_z) mit in die Eichung eingehen, so daß eine Veränderung an den Zuleitungen auch eine Veränderung der Eichkurven bedeutet. Schließlich ist man bei einem numerisch derart aufwendigen Verfahren auf eine rechnergesteuerte Meßdatenerfassungs- und Auswertungsanlage angewiesen.

2.4 Das Meßwerterfassungs- und Verarbeitungssystem

Das Meßwerterfassungs- und Verarbeitungssystem mußte folgende Anforderungen erfüllen:

- 1) Der Ablauf der Messung mußte steuerbar sein. Dazu gehörte auch das Durchschalten der Meßspannung auf das jeweilige Elektrodenpaar und bei den Experimenten mit Volumenheizung das Abschalten der Heizspannung während der Messung.
- 2) Meß- und Eichdaten sollten auf einem externen Datenträger mit kurzer Zugriffszeit und hoher Zuverlässigkeit abgespeichert werden können, um sie jederzeit, auch während des laufenden Experiments, zur Weiterverarbeitung zur Verfügung zu haben.
- 3) Alle Meß- und Zustandsdaten sollten jederzeit abrufbar und korrigierbar sein, um Fehlfunktionen des Systems rechtzeitig erkennen und beheben zu können.

Ein solches System wurde aus folgenden Komponenten aufgebaut:

Rechner : cbm 3032
externer Speicher : cbm 3040 dual floppy drive
Drucker : cbm 3023
Plotter : hp 7225A
Scanner : Keithley 703
Digitalmultimeter : PREMA 6040 und Keithley 192

Die Kopplung der einzelnen Systemkomponenten erfolgte über einen IEEE-488-Bus. Dabei ergaben sich erhebliche technische Schwierigkeiten, da einerseits der cbm 3032 nicht in allen Punkten der IEEE-488-Norm entspricht und andererseits das PREMA 6040 nicht alle Spezifikationen erfüllte.

Das Digitalmultimeter sollte zunächst sowohl Wechselspannung (Leitfähigkeit) als auch Gleichspannung (Thermoelemente) messen. Nach dem Umschalten von Gleich- auf Wechselspannung oder umgekehrt benötigte das PREMA 6040 jedoch bis zu zehn Einzelmessungen, um sich asymptotisch dem "wahren" Meßwert zu nähern. Dadurch kam es zu Meßzeiten von fünf Sekunden und mehr pro Sonde. Hinzu kam, daß das Gerät, was die Datenein- und ausgabe, sowie die Sicherheit des Betriebszustandes betrifft, nicht hinreichend zuverlässig arbeitete. Deshalb mußte bei jedem Datenaustausch mit dem Rechner und vor jeder Messung der Betriebszustand des Digitalmultimeters überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden, was die mittlere effektive Meßzeit weiter erhöhte.

Diese Probleme wurden weitgehend durch den Einsatz eines zweiten Gerätes des gleichen Typs umgangen, da so das Umschalten zwischen den beiden Betriebszuständen vermieden werden konnte. Später wurde dieses zweite PREMA 6040 durch ein Keithley 192 ersetzt. Die Mängel des PREMA 6040 konnten schließlich von Seiten des Herstellers behoben werden.

Schwierigkeiten gab es auch bei der Datenübertragung zwischen Rechner und Plotter. Ursache war hier das nicht ganz normgerechte Interface des cbm 3032. Die Datenübertragung über den IEEE-488-Bus ist asynchron und wird über eine sog. "handshake-sequenz" gesteuert /39/. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß das langsamste Glied in der Kette die Geschwindigkeit der Datenübertragung bestimmt und so eigentlich kein Gerät am Bus "überfordert" werden kann. Der cbm 3032 setzt allerdings jedem Gerät, mit dem er kommuniziert, eine Zeitgrenze von 64 ms, in der das betreffende Gerät die Daten übernommen haben muß, ansonsten bricht er die Programmausführung mit einer entsprechenden Fehlermeldung ab /40/. Der Plotter hp 7225A ist eines der wenigen Geräte, die nicht in der Lage sind, diese Zeitgrenze, die nicht in der Norm vorgesehen ist, einzuhalten. Gelöst wurde dieses Problem, indem die Zeitabfrage des Rechners über eine am Speichererweiterungsstecker angebrachte Schaltung

auf eine andere Speicherzelle umgelenkt wurde, so daß der Rechner das Überschreiten der Zeitgrenze nicht mehr erkennen konnte /41/.

Es soll noch erwähnt werden, daß bei den Vier-Farben-Plottern der Serie hp 9872, die zeitweise auch an diesem System eingesetzt wurden, dieser Fehler des cbm 3032 ohne Bedeutung ist.

Die Programmierung des Rechners erfolgte in BASIC. Auf Details der Programmierung und auf die Programme selbst wird in Kap. 3.1 eingegangen.

2.5 Versuchsaufbau

2.5.1 Eichung der Leitfähigkeitssonden

Die Eichung der Leitfähigkeitssonden wurde in einem 250 ml Meßzylinder durchgeführt, in dem sich jeweils 120 ml der betreffenden Salz-Wasser-PEG-Lösung befanden (Abb. 2.8). Um größere Temperaturgradienten zu vermeiden, befand sich der Meßzylinder in einem Wasserbad. Sowohl die Eichflüssigkeit, als auch das Wasserbad wurden während der Messung durch einen Magnetprüher ständig gerührt. Die Beheizung des Wasserbades erfolgte über die Heizplatte des Magnetprühers. Die Elektrodenpaare waren aus Platzgründen wendeltreppenartig angeordnet. Zur Temperaturmessung befand sich ein Thermoelement (Typ K) ungefähr in der Mitte der Eichlösung. Dieses Thermoelement war durch ein Kapillarröhrchen elektrisch gegen die Flüssigkeit isoliert. Um die Änderung der Leitfähigkeit bei steigender und fallender Temperatur beobachten zu können und damit die Reproduzierbarkeit der Messungen zu prüfen, konnte das Wasserbad über ein Kühlaggregat (Bathcooler PBC-4 von Neslab Instr.) gekühlt werden. Dieser Aufbau erlaubte die Aufnahme einer Eichkurve in beiden Richtungen innerhalb von etwa 45 min.

Da das PREMA 6040 keine Ströme messen kann, wurde I_e über den Spannungsabfall an einem 51Ω Widerstand bestimmt. Bezüglich der Genauigkeit des 51Ω Meßwiderstandes gilt dasselbe wie für die parasitären Widerstände C_z und L_z . Da die Elemente der Schaltung nach der Eichung nicht geändert wurden, sind die durch sie verursachten absoluten Fehler unwichtig, da das ganze System nur relativ mißt. Die absolute Größe des Meßwiderstandes ist also unbedeutend, solange er nur hinreichend konstant bleibt und nicht wesentlich kleiner als C_z ist.

Der elektrische Aufbau der Eichmessungen war praktisch identisch mit dem der Flächenheizungsexperimente, der in Abb. 2.11 dargestellt ist. Der einzige Unterschied bestand darin, daß bei den Eichmessungen nur ein Thermoelement verwendet wurde, während bei den Flächenheizungsexperimenten bis zu 14 Thermoelemente zum Einsatz kamen.

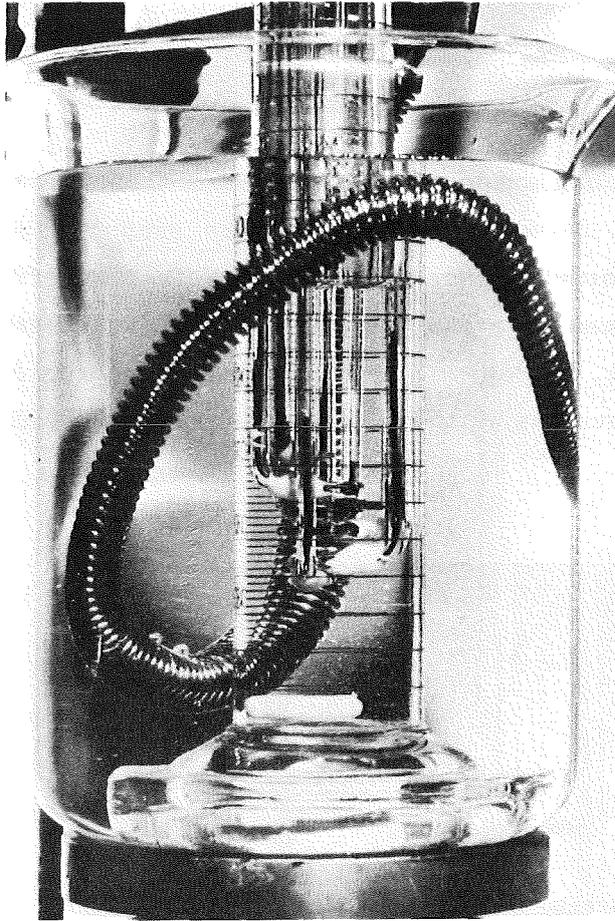


Abb. 2.8 Experimenteller Aufbau zur Eichung der Leitfähigkeitssonden

2.5.2 Flächenheizung

Die Experimente mit Flächenheizung dienten dazu, die Auswirkungen der durch den Dichteunterschied zwischen der Salzlösung und dem aufgeschmolzenen PEG induzierten Konvektion auf den Wärmetransport zu untersuchen, wenn sonst nur Wärmeleitung möglich ist. Sie wurden in einer doppelwandigen Meßkammer aus Plexiglas durchgeführt. Die Wandstärke betrug jeweils 10 mm. Der Luftspalt zwischen beiden Wänden war 2 mm breit. Die Meßkammer war nach oben hin nicht thermisch isoliert, sondern nur durch einen 10 mm starken Plexiglasdeckel abgedeckt, der zahlreiche Durchführungen für die Meßsonden enthielt. Die Innenmaße der Meßkammer waren: Höhe 250 mm, Breite 120 mm, Tiefe 50 mm. Am Boden der Meßkammer waren zwei Schrauben (M8) aus

Polyamid angebracht, die den PEG-Block am Aufschwimmen in den zum Teil spezifisch erheblich schwereren Salzlösungen hindern sollten.

Die Flächenheizung wurde durch einen Wärmetauscher aus Messing realisiert. Die Daten des Wärmetauschers sind in Abb. 2.10 zu erkennen. Der Wärmetauscher wurde durch Wasser beheizt, das von einem Thermostaten (Typ K4R, Hersteller mgw Lauda) entsprechend temperiert wurde. Zu Beginn jedes Experiments betrug der Abstand von der Unterkante des Wärmetauschers zur PEG-Oberfläche 30 mm.

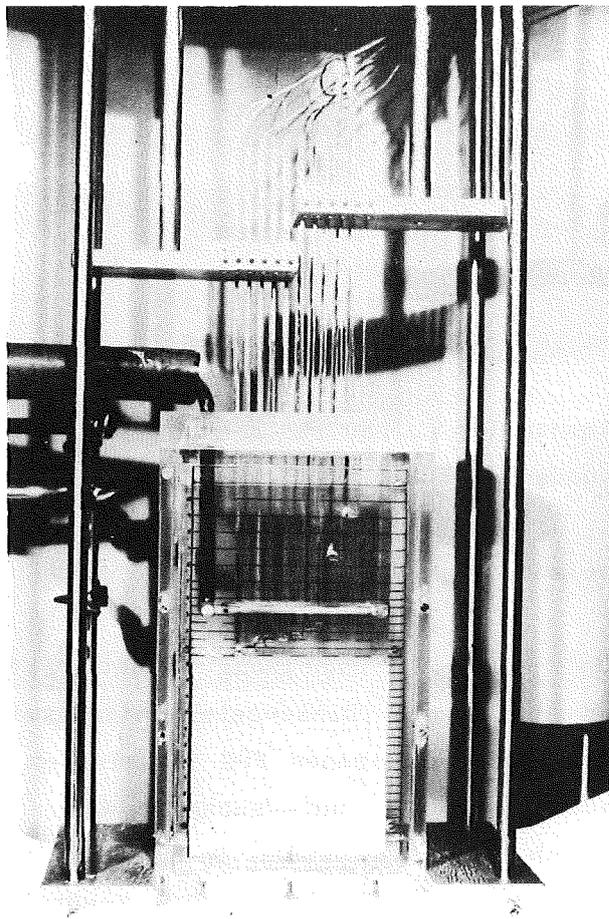


Abb. 2.9 Versuchsaufbau Flächenheizung

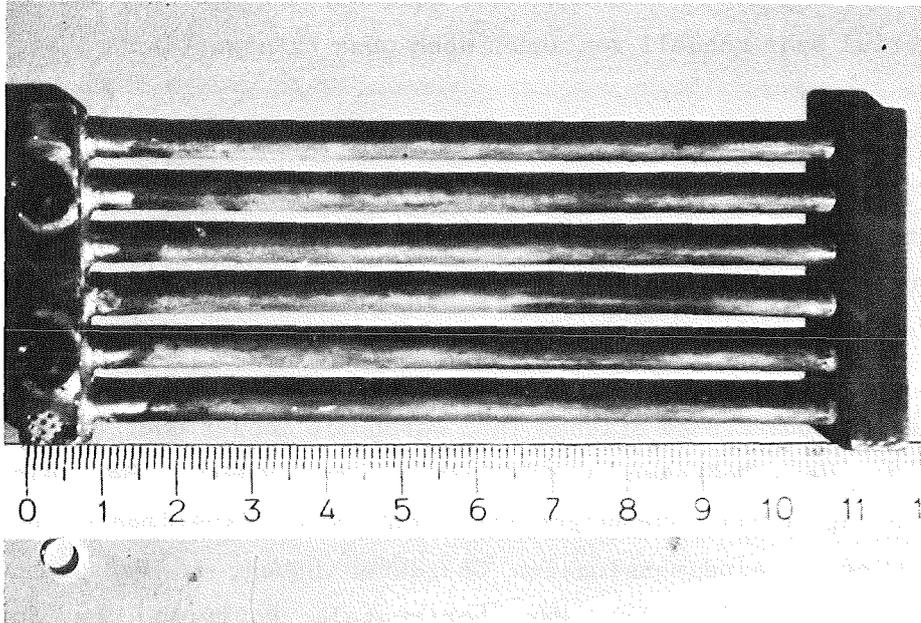


Abb. 2.10 Wärmetauscher

Die Zuleitungsrohre des Wärmetauschers waren mit Hilfe von Polyethylenschlauch thermisch isoliert, während die Zuleitungsschläuche von einer Schaumstoffisolierung umgeben waren. Die Temperatur am Wärmetauscher wurde in den verschiedenen Experimenten unterschiedlich gemessen. Teilweise wurde die Temperatur direkt an der Oberfläche der Zuleitungsrohre bestimmt, indem die Thermoelemente auf diese Oberfläche gepreßt wurden, teilweise wurde direkt die Temperatur des ein- und auslaufenden Wassers gemessen. Beide Methoden wurden mit Temperaturmessungen zwischen den Wärmetauscherrohren kombiniert, so daß gewährleistet war, daß die unterschiedlichen Meßmethoden letztlich nicht zu unterschiedlichen Resultaten führten.

Trotzdem ist es nicht ganz unproblematisch, eine Temperatur zu definieren, die für den Wärmetauscher als repräsentativ betrachtet werden kann, da die Temperatur der Flüssigkeit zwischen den Wärmetauscherrohren natürlich mit wachsendem

Abstand von der Oberfläche der Rohre abnimmt. Dieses Temperaturgefälle erhöht sich noch, wenn es im Fall großer Dichteunterschiede zu intensiver Konvektion kommt, die das kalte Material sehr schnell von unten nach oben transportiert.

Bei allen Experimenten dieser Serie waren 8 Meßsonden unterhalb und 2 Meßsonden oberhalb des Wärmetauschers angebracht. Die Halterung der Sonden wurde im Verlauf der Experimente verbessert, grundsätzlich war es aber immer möglich, jede Sonde einzeln oder alle zusammen zu verschieben.

Wie aus Abb. 2.9 zu ersehen ist, waren die Sonden über die ganze Breite der Meßkammer treppenartig angeordnet. Bei dieser Anordnung wurde vorausgesetzt, daß die Experimente einen überwiegend eindimensionalen Charakter haben, so daß nur die vertikale, nicht aber die horizontale Position der Sonde entscheidend ist. In wieweit diese Annahme berechtigt ist, wird in Kap. 6 anhand der Ergebnisse diskutiert.

Alle Positionsbestimmungen (Schmelzfront und Sonden) in der Meßkammer wurden mit Hilfe eines auf die Frontscheibe der inneren Meßkammer aufgeklebten Rasters durchgeführt. Parallaxenfehler waren dabei nicht ganz auszuschließen. Wesentlich schwerwiegender waren aber Fehler, die durch ein ungleichmäßiges Abschmelzen des PEG-Blocks oder durch die Sonden selbst verursacht wurden. Schon allein die vertikale Ausdehnung der Elektroden (2 mm) und die Tatsache, daß das elektrische Feld nach unten und oben über die Sonde hinaus greift, ergibt eine Ortsunsicherheit von etwa ± 2 mm. Deshalb wurde als Position einer Meßsonde die Mitte ihres vorderen Glasbügels definiert. Die Spitze des zugehörigen Thermoelements, das wiederum durch ein Glasröhrchen elektrisch isoliert war, wurde so gut wie möglich auf diese Position der Meßsonde ausgerichtet. Der Fehler in der absoluten Position der Meßsonde darf allerdings nicht mit dem kleineren Fehler des relativen Abstandes der einzelnen Sonden untereinander verwechselt werden, der höchstens ± 1 mm betrug. Die genauere Festlegung dieses Abstandes wurde durch die treppenartige Anordnung der Sonden möglich. Zur genaueren

Bestimmung des Temperaturprofils wurde in einzelnen Experimenten ein Thermoelement mit Hilfe einer Mikrometerschraube auf ± 0.05 mm relative Genauigkeit positioniert. Die Aufheizung des PEG-Blocks wurde durch ein am Boden der Meßkammer angebrachtes Thermoelement, das ebenfalls elektrisch isoliert war, gemessen. Der elektrische Aufbau ist in Abb. 2.11 dargestellt.

Bei den Vorversuchen zur Flächenheizung wurde ein etwas anderer Versuchsaufbau verwendet. Da das rechnergesteuerte Meßdatenerfassungssystem noch nicht einsatzbereit war, beschränkte sich die Instrumentierung auf 18 Thermoelemente (Typ J) zur Bestimmung des Temperaturprofils, die von einem Datenlogger (Autodata 9) ausgelesen wurden. Die Thermoelemente waren übereinander mit einer Plexiglashalterung fest angeordnet und konnten so während des Experiments nicht verschoben werden. Deshalb wurde ein Teil der Thermoelemente in den PEG-Block mit eingeschmolzen, um im später aufgeschmolzenen Bereich eine Temperaturmessung zu ermöglichen. Die Meßkammer hatte bei diesen Experimenten eine Innenhöhe von 150 mm. Der Anfangsabstand zwischen der Unterkante des Wärmetauschers und der PEG-Oberfläche betrug 20 mm.

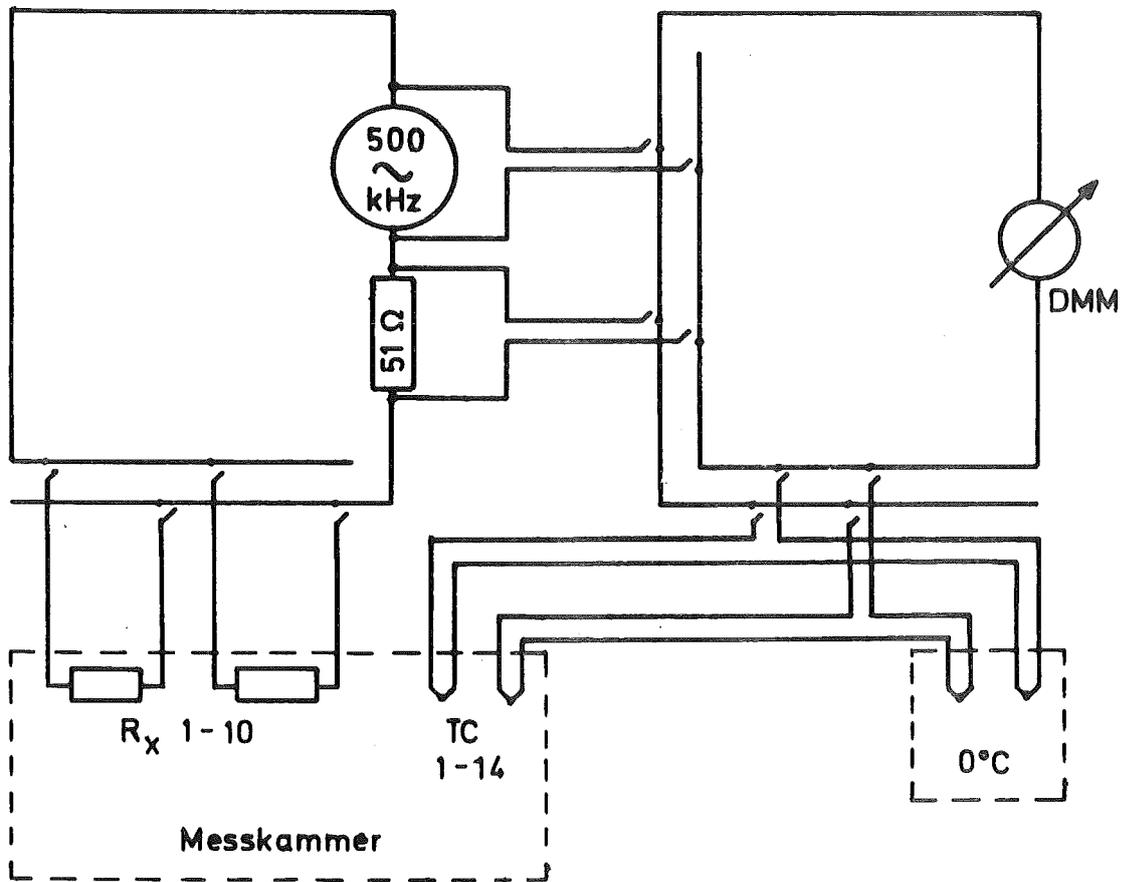


Abb. 2.11 Schaltbild Flächenheizungsexperimente

2.5.3 Volumenheizung

Die Volumenheizungsexperimente wurden in der gleichen Meßkammer wie die Flächenheizungsexperimente durchgeführt. Die Heizleistung wurde über zwei Elektroden zugeführt, die an den Schmalseiten der Meßkammer angebracht waren. Diese Leistungselektroden waren aus 0.1 mm starkem Messingblech, das aus Stabilitätsgründen auf 1 mm starke Plexiglasscheiben geschraubt war, die an zwei Rändern durch Plexiglasstege ($6 \cdot 3 \text{ mm}^2$) verstärkt waren. Um Wärmeleitung nach unten durch die Leistungselektroden zu verhindern, waren diese bis auf einen schmalen Streifen am Rand unter dem Plexiglassteg in

regelmäßigen Abständen über die ganze Breite hin unterbrochen. Diese Vorsichtsmaßnahme erwies sich aber später als überflüssig, so daß bei einem Teil der Experimente auch nicht unterbrochene Elektroden verwendet wurden. Die freie Elektrodenfläche betrug zu Beginn eines Experiments ca. 3325 mm^2 .

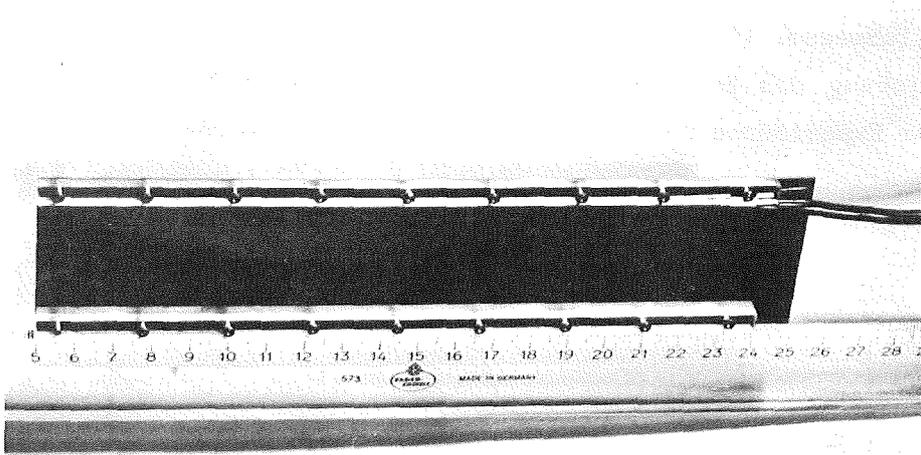


Abb. 2.12 Leistungselektrode

Zur internen Beheizung der Salzlösung wurde Wechselspannung mit einer Frequenz von 50 Hz verwendet. Als Spannungsquelle diente ein Stelltrafo, der max. 5 kW bei max. 110 V oder max. 50 Amp. liefern konnte. Die zugeführte Leistung wurde mit Hilfe eines Leistungsmeßgerätes (Wattavi) kontrolliert, außerdem konnte der Rechner die abgegebene Leistung aus der Generatorspannung und dem Spannungsabfall an einem $2 \text{ m}\Omega$ Präzisionswiderstand (Typ 125002 von Burster) ermitteln. Während der Leitfähigkeitsmessungen mußte die Heizspannung zweipolig abgeschaltet werden. Das geschah über ein Relais, das vom Scanner aus gesteuert wurde.

Etwa 100 mm über der anfänglichen Position der PEG-Oberfläche befand sich ein Wärmetauscher, wie er schon in Kap 2.4.2 beschrieben wurde. Dieser Wärmetauscher hatte die Aufgabe, die Temperaturdifferenz zwischen der Flüssigkeitsoberfläche und der Schmelzfront möglichst klein zu halten, damit die externe Rayleighzahl Ra_E (siehe Kap. 6) des Systems möglichst klein bleibt, was die Auswertung der Versuche erleichtert. Der Wärmetauscher erlaubte es aber auch, in Verbindung mit einem Durchflußmesser (Porter B-250-6) eine Wärmebilanz aufzustellen. Die Eichung des Durchflußmessers war bereits früher im Rahmen anderer Experimente von Werle /32/ durchgeführt worden. Die sich daraus ergebende Eichkurve für Wasser bei 45°C ist in Abb. 2.13 dargestellt.

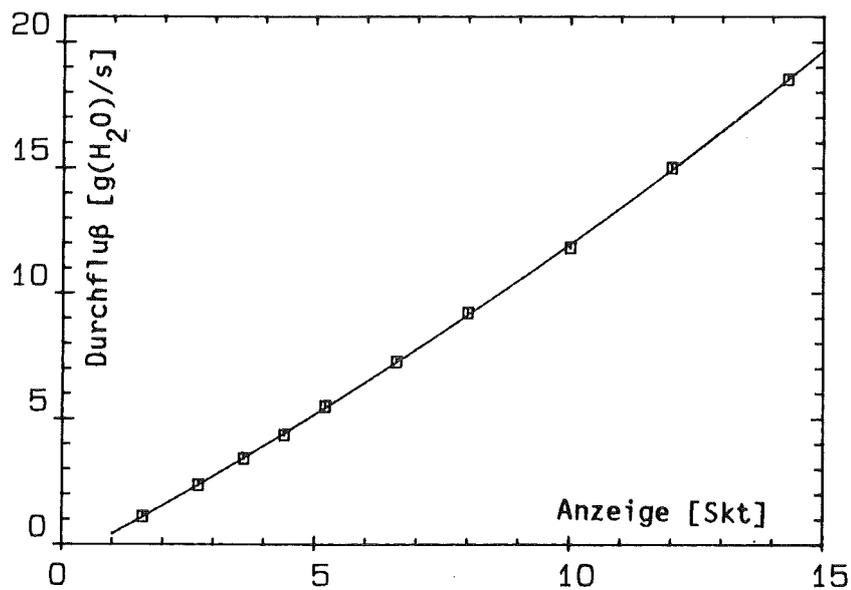


Abb. 2.13 Eichkurve des Durchflußmessers
für Wasser (45°C) /32/

Die Wärmeverluste durch die senkrechten Wände der Meßkammer wurden in einzelnen Experimenten mit einem Wärmedurchgangsmesser (Knick WD30) bestimmt.

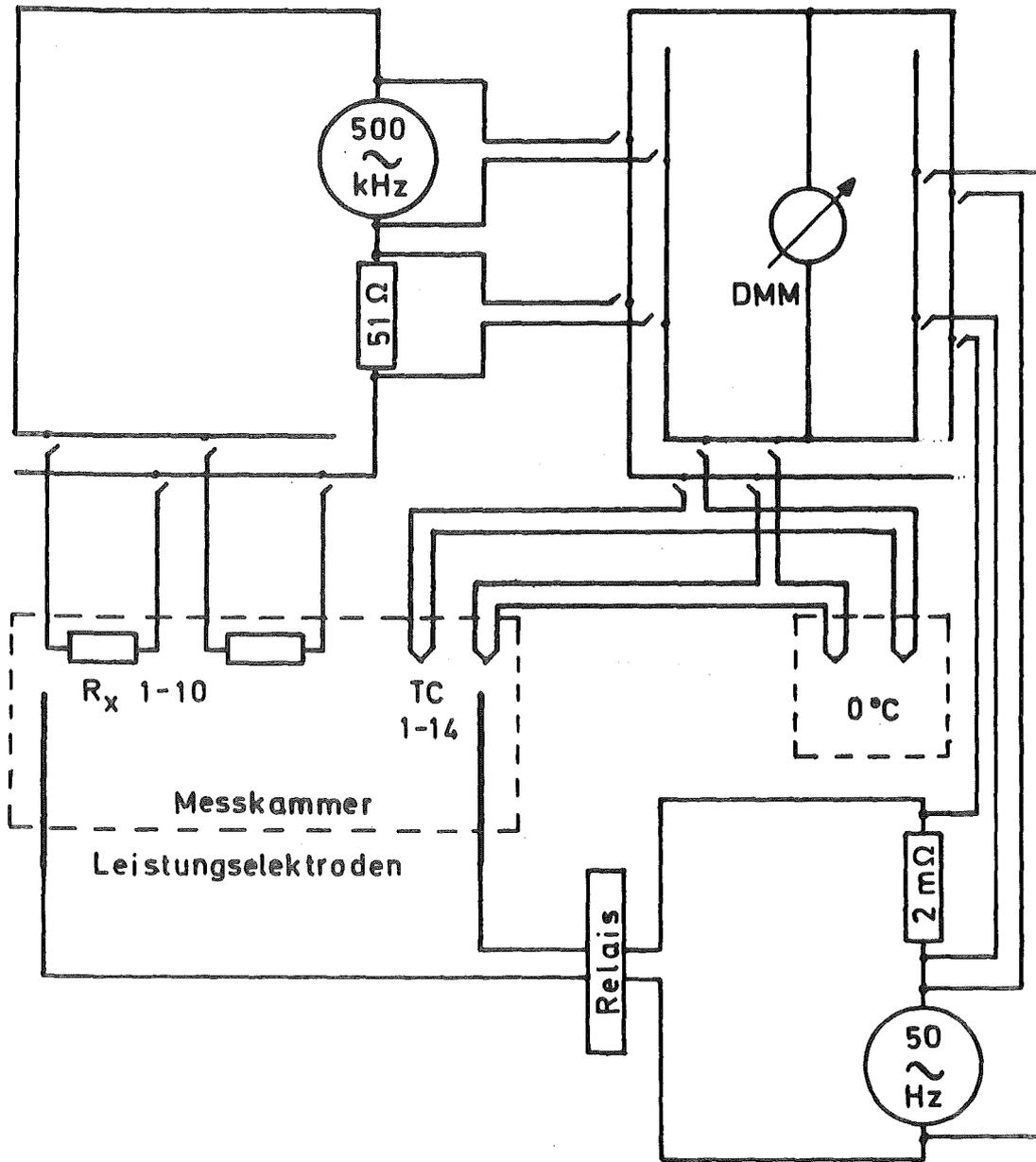


Abb. 2.14 Elektrischer Schaltplan der Volumenheizungs-
experimente

3. DURCHFÜHRUNG DER EXPERIMENTE

3.1 Programme zur Meßdatenerfassung und Auswertung

Alle Programme zur Meßwerterfassung und Auswertung wurden in BASIC geschrieben. Im wesentlichen wurden drei Programmtypen entwickelt, die dann für die einzelnen Anwendungen entsprechend modifiziert wurden. Dabei handelte es sich um Programme zur Meßdatenerfassung selbst, Programme zur Weiterverarbeitung der Daten und Plotprogramme. Erfassungs- und Verarbeitungsprogramme wurden später zu einem Programm zusammengefaßt. In die Plotprogramme waren auch die diversen Fits eingebaut. Fast alle Kurvendarstellungen in dieser Arbeit wurden mit dem Hauptplotprogramm PLOT erzeugt. Ein Ausdruck dieses Programms und eine Programmbeschreibung findet sich in Anhang A.

Das Meßdatenerfassungsprogramm DEFVA hatte in seiner letzten Version den in Abb. 3.1 dargestellten Aufbau. Im Eingabeteil wurden u.a. auch die Parameter der Eichkurven der einzelnen Elektrodenpaare direkt von Floppy 1 eingelesen. Es folgte die Initialisierung der Digitalmultimeter und des Scanners. Danach ging das Programm in einen Wartezustand über, während dem letzte Kontrollen und Korrekturen an der Versuchsanordnung vorgenommen werden konnten. Abb. 3.2 zeigt ein Flußdiagramm des Meßloops. Dieser Programmteil wurde immer zweimal hintereinander durchlaufen, so daß jede Sonde innerhalb kurzer Zeit zweimal ausgelesen wurde. Dadurch war es möglich, Meßfehler oder Fehler in der Datenübertragung zu erkennen. Anschließend wurden die Meßwerte sofort in Konzentrationswerte umgerechnet und ausgedruckt, bzw. auf Floppy 1 abgespeichert. Danach ging das Programm in eine Warteschleife bis zum Ende eines festgelegten Zeitintervalls. Während dieser Wartezeit konnten folgende Funktionen per Tastendruck aufgerufen werden:

- D: Eingabe der Anzeige des Durchflußmessers, Umrechnung in

- $g(\text{H}_2\text{O})/s$ und Berechnung der abgeführten Leistung
- E: Ende des Versuchs, Schließen der Dateien, Abschalten der anliegenden Spannungen
 - G: Messung eines Temperaturprofils mit dem durch eine Mikrometerschraube verfahrbaren Thermoelement
 - I: Änderung des Zeitintervalls
 - L: Leistungsmessung über den $2 \text{ m}\Omega$ Widerstand (nur bei Volumenheizung)
 - M: Start eines kompletten Meßzyklus
 - P: Eingabe neuer Sondenpositionen
 - S: Eingabe der Schmelzfrontposition
 - T: Anwahl eines bestimmten Thermoelements; die Temperatur wird in $^{\circ}\text{C}$ direkt vom Digitalmultimeter angezeigt

Die Funktion T wurde durch eine Besonderheit des Digitalmultimeters PREMA 6040 ermöglicht. Dieses Gerät ist mit einem Mathematikprogrammsatz ausgerüstet, der in gewissem Umfang die Weiterverarbeitung eines Meßwertes direkt im Digitalmultimeter selbst ermöglicht. Das Rechenergebnis erscheint in der Anzeige des Geräts, kann aber auch über den Bus ausgegeben werden. Eine der "eingebauten" Funktionen ist eine Parabel 3. Ordnung (Programm 06/56), deren Koeffizienten frei programmierbar sind. Damit war es möglich, eine gemessene Thermospannung U_T direkt in $^{\circ}\text{C}$ umzurechnen, so daß es genügte, das gewünschte Thermoelement auf das Digitalmultimeter zu schalten. Für die Umrechnung wurden pro Meßwert bis zu 65 ms benötigt. Deshalb wurde dieses Verfahren nur zur kontinuierlichen Beobachtung eines bestimmten Thermoelements oder zur Kontrolle der Meßstellen zwischen den Meßzyklen benutzt. Die Umrechnung der Meßwerte aus den Meßzyklen erfolgte im Rechner mit einer Parabel 4. Ordnung. Die Koeffizienten dieser Parabel wurden dem Handbuch des Scanners /42/ entnommen. Wenn U_T in Volt angegeben wird, lautet die Gleichung für die Umrechnung bei Thermoelementen des Typs K wie folgt:

$$(3-1) T = 24383.248 \cdot U_T + 9783.0251 \cdot U_T^2 + 3627696.5 \cdot U_T^3 - 257564380 \cdot U_T^4$$

Diese Parabel liefert im Bereich zwischen 0°C und 400°C T mit einer Genauigkeit von -.5 bis +.6 °C. Für die Umrechnung im Digitalmultimeter wurde das Glied 4. Ordnung weggelassen, was nicht weiter ins Gewicht fiel, da sich der Beitrag dieses Terms erst in der zweiten Kommastelle bemerkbar macht.

Abb. 3.3 zeigt Ausschnitte aus einem der ausgedruckten Meßprotokolle zu Beginn und gegen Ende eines Experiments.

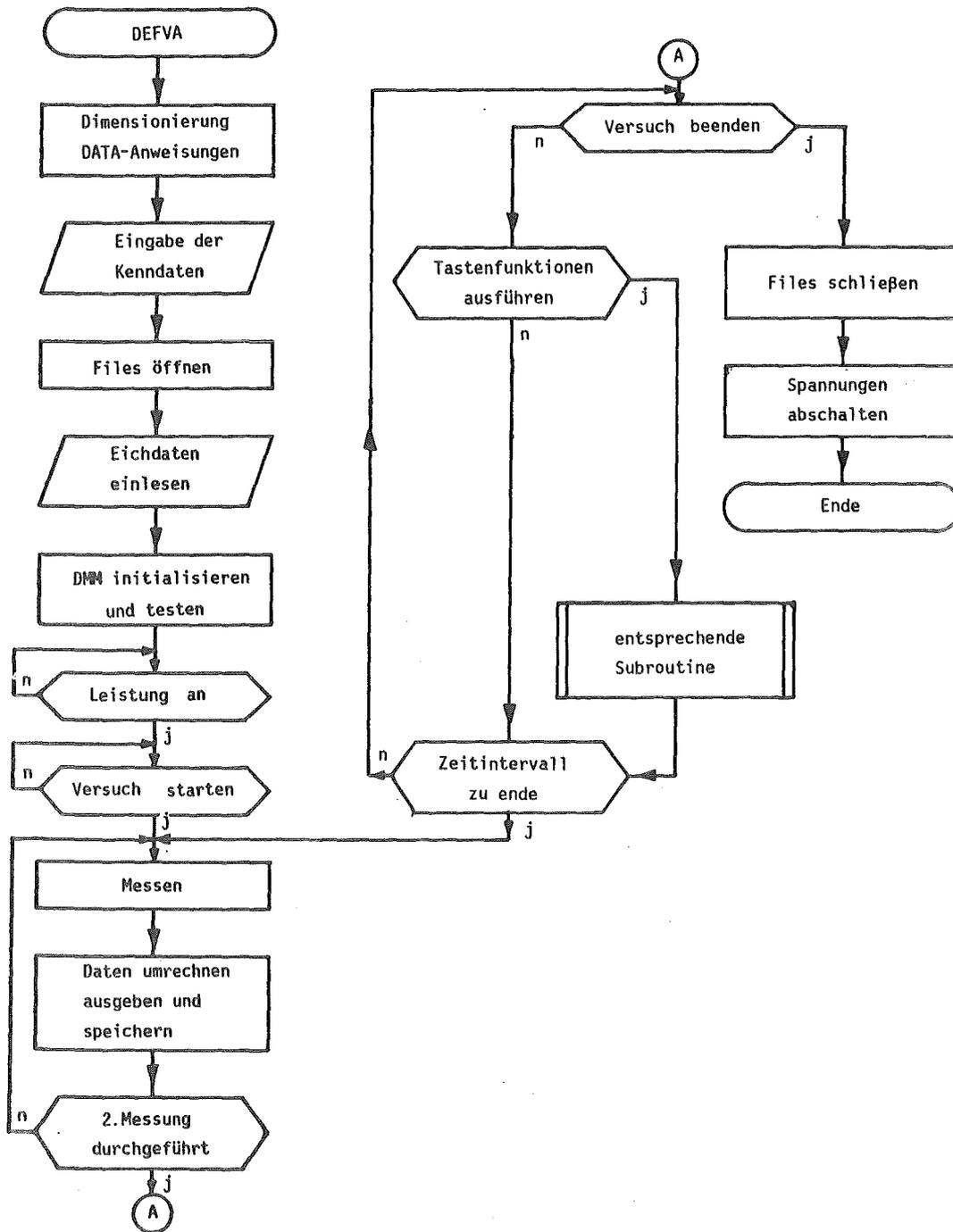


Abb. 3.1 Flußdiagramm des Meßdatenerfassungsprogramms DEFVA

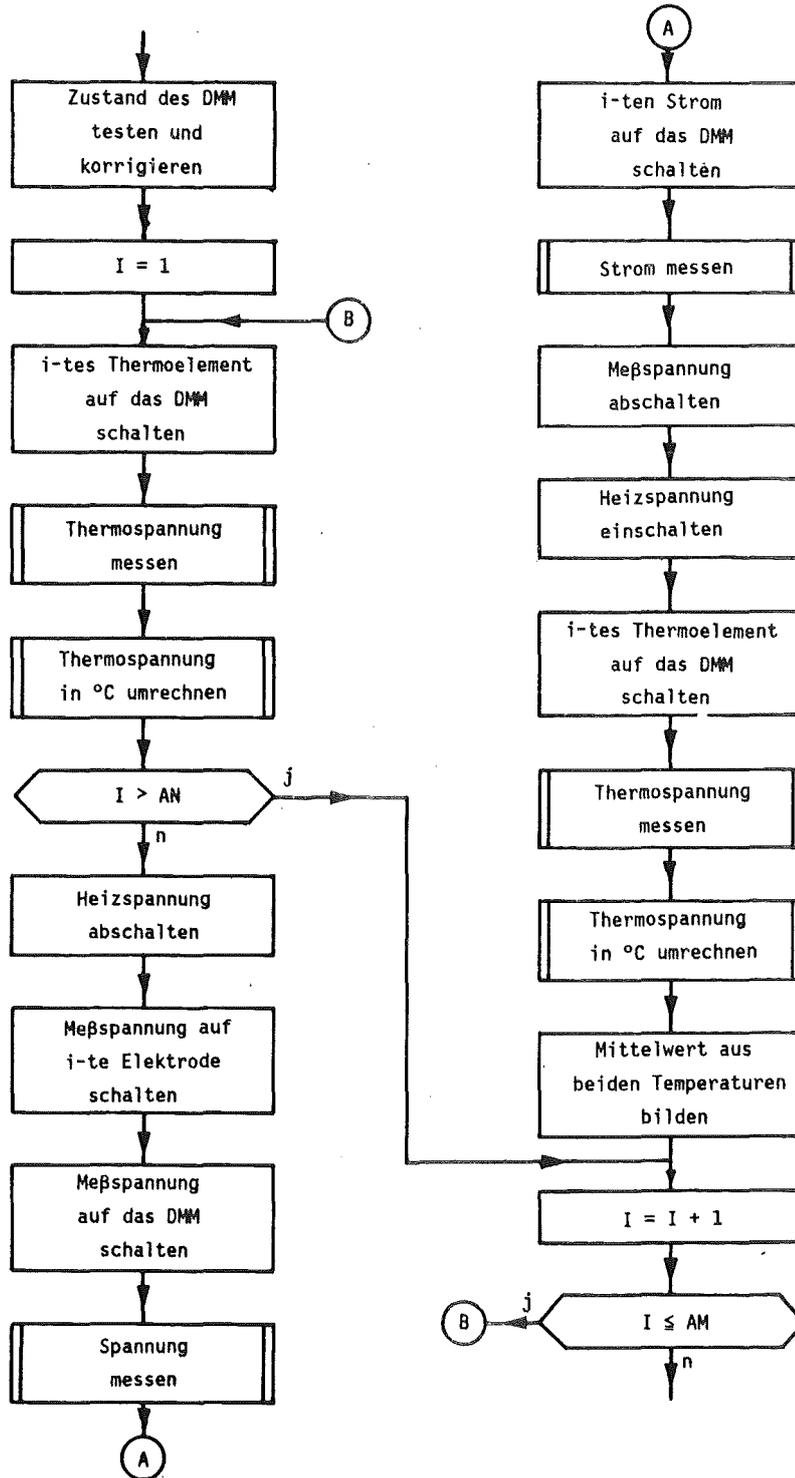


Abb. 3.2 Flußdiagramm des Meßloops in DEFVA

1.204/22.2 200WATT 500KHZ

FILENAME: 01:VV1.204200,S,W

01:PVV1.204200,S,W

Zeitintervall 15:00 min

Position	Gesamtsp. /mV/	Messp. /mV/	Temperatur /C/	Leitf. /S/	Vol% PAG
124317					
+ 6.7	283.13	208.77	28.7	.05505	.84
+ 4.6	286.03	204.83	27.0	.04946	.74
+ 2.3	282.69	208.35	26.2	.05495	.72
+ 2.0	287.44	202.13	26.1	.04645	.87
+ 1.6	287.09	202.95	25.9	.04729	.97
+ 1.1	286.92	203.38	25.5	.04773	.67
+ .9	283.34	207.03	25.1	.05319	.71
+ .6	285.27	205.58	24.9	.05058	.66
+ .3	291.79	199.43	24.8	.04233	.43
+ .1	286.26	203.91	24.4	.04855	.90
+ .0	.00	.00	37.6	.00000	.00
+ .0	.00	.00	38.4	.00000	.00
124458					
+ 6.7	280.58	210.34	34.1	.05871	.94
+ 4.6	284.84	206.16	30.8	.05137	.76
+ 2.3	281.85	209.30	29.2	.05656	.76
+ 2.0	286.55	203.17	29.0	.04777	.84
+ 1.6	286.63	203.69	28.8	.04815	.95
+ 1.1	286.37	204.11	28.1	.04865	.69
+ .9	283.55	206.93	27.5	.05295	.65
+ .6	284.46	206.43	27.6	.05187	.68
+ .3	287.55	203.44	27.3	.04742	.74
+ .1	285.60	204.71	26.6	.04962	.88
+ .0	.00	.00	39.4	.00000	.00
+ .0	.00	.00	39.8	.00000	.00

HEIZLEISTUNG: 201 WATT

131823

ANZEIGE DF-MESSER 7.3

DURCHFLUSS GR/SEC 8.030194

TEMPERATURDIFFERENZ 4.3

ABGEFÜHRTE LEISTUNG W 144.386502

135248

+ 6.7	303.06	184.40	67.7	.03047	21.74
+ 4.6	308.65	178.87	67.2	.02702	22.61
+ 2.3	303.25	184.85	66.7	.03061	23.04
+ 2.0	311.06	175.02	66.5	.02522	23.17
+ 1.6	310.18	176.79	66.1	.02598	22.87
- .9	309.40	177.70	65.7	.02645	22.34
- 1.1	305.70	181.47	65.3	.02864	23.16
- 1.4	307.29	180.01	65.2	.02773	23.44
- 1.7	309.76	178.13	64.7	.02653	21.18
- 1.9	307.55	180.06	64.5	.02769	21.87
+ .0	.00	.00	43.2	.00000	.00
+ .0	.00	.00	41.6	.00000	.00

135425

+ 6.7	305.38	181.55	65.6	.02874	23.09
+ 4.6	310.72	176.15	65.1	.02566	23.78
+ 2.3	304.95	182.87	64.7	.02937	23.92
+ 2.0	313.34	172.14	64.7	.02390	24.42
+ 1.6	312.81	173.28	64.2	.02435	24.43
- .9	311.87	174.87	63.4	.02502	24.44
- 1.1	307.81	178.97	62.9	.02723	24.22
- 1.4	309.59	177.52	62.8	.02635	24.49
- 1.7	312.03	175.46	62.7	.02519	22.37
- 1.9	309.73	177.57	62.8	.02634	23.03
+ .0	.00	.00	43.1	.00000	.00
+ .0	.00	.00	41.5	.00000	.00

Abb. 3.3 Protokollausdruck einer Messung mit DEFVA

3.2 Flächenheizung

3.2.1 Untersuchte Parameter

Bei den Experimenten zur Flächenheizung wurden folgende Parameter variiert:

- die Dichte der Salzlösung ρ_1
- die Temperatur am Wärmetauscher T_w
- der Anfangsabstand zwischen Wärmetauscher und PEG-Block d_o
- das Salz

Dabei ergaben sich die in Tab 3.1 aufgeführten Parameterkombinationen.

ρ_1 [g/cm ³]	d_o [mm]	T_w [°C]	Salz
1.11-	20	65	ZnBr ₂
1.588		70	
		75	
1.114-	30	60	ZnBr ₂
1.818		75	
		90	
1.156-	30	75	NaBr
1.420			

Tab. 3.1 Parameterkombinationen der Flächenheizungsexperimente

Auf eine Variation der Geometrie der PEG-Oberfläche wurde verzichtet. Daß die Form der abschmelzenden Fläche keinen Einfluß hat, wurde von Farhadieh experimentell bestätigt /30/.

3.2.2 Versuchsablauf

Bei den meisten Messungen mußten zunächst die Elektroden für die betreffende Salzlösung geeicht werden. Die Eichlösungen wurden durch Mischen der entsprechenden Volumina PEG (flüssig) und Salzlösung hergestellt. Der Temperaturbereich der Eichmessungen erstreckte sich von 20°C bis 80°C, wobei diese Grenzen im Einzelfall um bis zu 10°C über- oder unterschritten wurden. Falls es zu einem Versagen einer oder mehrerer Klebestellen kam, wurden die Messungen wiederholt. Die Reparatur einer Klebestelle war etwas umständlich. Zunächst mußte der Klebstoff mit einem Heißluftgebläse durch Temperaturen von über 200°C zerstört werden. Anschließend wurden die Klebstoffreste sorgfältig mechanisch entfernt und die Zuleitungen neu angelötet. Nach einer gründlichen Reinigung in Aceton konnte die Sonde neu verklebt werden. Das Aushärten dauerte bei 60°C ca. 1-2 Stunden.

Als nächstes mußte in der Meßkammer ein möglichst homogener PEG-Block erzeugt werden. Da das PEG beim Ausfrieren sehr stark seine Dichte ändert, bilden sich Krater, Risse und Hohlräume im PEG-Block. Dem wurde dadurch vorgebeugt, daß während des Ausfrierens immer wieder sehr heißes PEG nachgegossen wurde, so daß sich die Hohlräume schließen konnten. Schichtweise wurde dann das PEG bis zur Sollmarke aufgefüllt.

Mit dem eigentlichen Experiment wurde frühestens am nächsten Tag begonnen, damit der PEG-Block überall auf Zimmertemperatur abgekühlt war. Es begann mit dem Justieren der Sonden und einer Funktionsprüfung der Thermoelemente. Danach wurde die Salzlösung eingefüllt und der Warmwasserkreislauf freigegeben. Das Meßdatenerfassungsprogramm wurde im allgemeinen gestartet, bevor der Wärmetauscher seine Solltemperatur erreicht hatte. Die Position der Schmelzfront wurde in unregelmäßigen Abständen anhand des Rasters auf der Frontscheibe ermittelt und in den Rechner gegeben, der sie zusammen mit der Uhrzeit abspeicherte und ausdrückte. Änderungen der Sondenpositionen und des Zeitintervalls zwischen den Meßzyklen wurden nach Bedarf

vorgenommen. Der Versuch wurde beendet, wenn entweder keine vernünftige Messung der Schmelzfrontposition wegen zu starker Zerklüftung der PEG-Oberfläche mehr möglich war, oder wenn 30 - 40 mm PEG abgeschmolzen waren. Die Experimente dauerten je nach Dichte der Salzlösung und Temperatur am Wärmetauscher 2000 - 20000 s. Während eines Experiments verdampften maximal 10% der Flüssigkeit.

Bei den Experimenten der Vorserie kam es entlang der Thermoelementhalterung zu einem verstärkten Abschmelzen des PEG, was vermutlich auf Wärmeleitung durch die relativ dicken Thermoelemente (\emptyset 1 mm) zurückzuführen ist. Die in diesen Versuchen gemessenen Temperaturprofile sind deshalb nicht weiter verwertet worden.

3.2.3 Besondere Beobachtungen

Auffällig bei den Experimenten mit ZnBr_2 war die Bildung einer optisch deutlich abgegrenzten Flüssigkeitsschicht über der Schmelzfront. Die Wachstumsgeschwindigkeit dieser Schicht war meistens doppelt so groß wie die Abschmelzgeschwindigkeit des PEG. Die Schicht selbst hatte eine zellartige Struktur, wobei die Oberfläche einer Zelle zu den Rändern hin konvex gekrümmt war. In zeitlich und räumlich unregelmäßigen Abständen bildeten sich fingerartige Schlieren, die aus der Schicht in die darüberliegende Flüssigkeit wuchsen, meistens aber wieder zurückfielen. Der Durchmesser der Zellen und der Finger lag im mm-Bereich. Abb. 3.4 zeigt diese Schicht.

Die Schichtbildung trat sowohl bei $\rho_* < 1$ als auch bei $\rho_* > 1$ auf. Mit steigender Temperatur am Wärmetauscher und wachsendem ρ_* kam es zur Auflösung der Schicht während der Experimente. Zunächst wurden die Zellstrukturen immer größer und das Interface zur darüberliegenden Flüssigkeit immer diffuser. Nach einiger Zeit konnte man säulenartige Strukturen erkennen, die unterschiedlich stark in vertikaler Richtung aus der unteren Schicht heraus wuchsen. Wenn dieses Stadium erreicht war, löste sich die Schicht innerhalb weniger Minuten auf. Die Ab-

schmelzgeschwindigkeit wurde durch diese Vorgänge nicht erkennbar beeinflusst. Bei großem ρ_1 bildete sich keine Schicht. Bei NaBr trat dieses Phänomen überhaupt nicht auf.

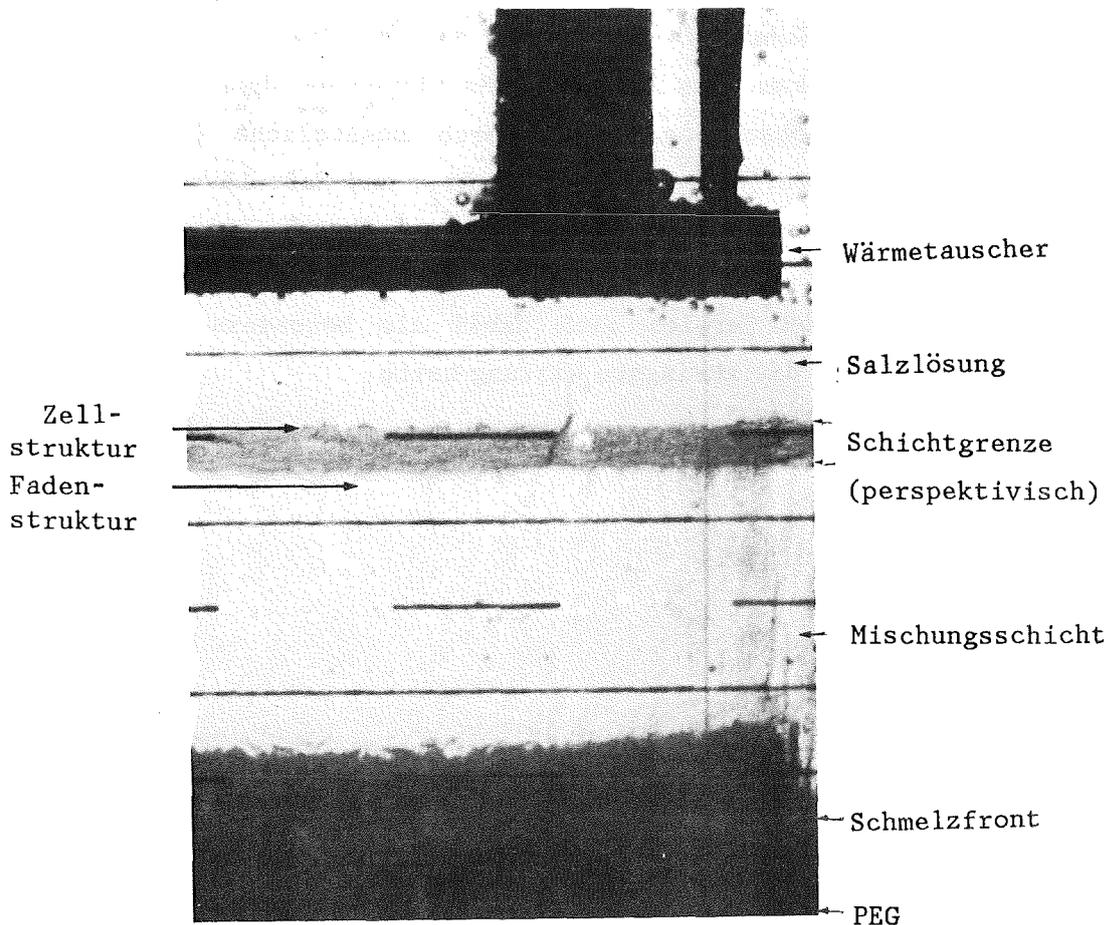


Abb. 3.4 Schichtbildung bei einem Flächenheizungsexperiment

$$\rho_* = 1.055, T_w = 65^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$$

Die Ablösung des aufgeschmolzenen Materials vom Festkörper scheint in Form eines Fingerinterface zu geschehen. Besonders gut war dies zu Beginn eines Experiments zu beobachten, wenn an der Schmelzfront gerade die Schmelztemperatur erreicht war. Dabei spielte die Dichte der Salzlösung keine Rolle. Später wurde die Finger entweder durch die Schicht überdeckt oder von sehr starken Konvektionsströmungen weggespült. Die Finger selbst waren ebenso breit wie hoch (ca. 1 mm). Insbesondere in der

Anfangsphase erinnert der ganze Vorgang sehr stark an eine Rayleigh-Taylor-Instabilität. Diese Beobachtungen decken sich qualitativ mit denen von Briensfield /29/.

Eine weitere interessante Beobachtung war, daß es bereits vor Erreichen der Schmelztemperatur an der PEG-Oberfläche zu einem "Abschmelzen" kam. Das bedeutet, Salzlösungen lösen festes PEG auf. Diese Beobachtung konnte durch zusätzliche Experimente bestätigt werden, bei denen KJ-, ZnBr_2 - und NaBr-Lösungen sowie Wasser auf festes PEG gebracht wurden. Obwohl die Temperatur aller Flüssigkeiten nicht mehr als 20°C betrug, wurde das PEG gelöst. Das NaBr erwies sich dabei als besonders aggressiv, während Wasser die geringste Wirkung hatte.

3.3 Volumenheizung

3.3.1 Untersuchte Parameter

Bei den Experimenten zur Volumenheizung wurden nur die zugeführte Leistung P_i und ρ_* variiert. Es wurden ZnBr_2 -Lösungen mit Dichten zwischen 1.160 und 1.313 g/cm^3 verwendet. P_i betrug 50 bzw. 200 Watt.

3.3.2 Versuchsablauf

Die Eichung der Elektroden und die Herstellung des PEG-Blocks erfolgten wie in Kap. 3.2.2 beschrieben. Im Meßdatenerfassungsprogramm war eine Warteschleife eingebaut, die es ermöglichte, die gewünschte Heizleistung vor Beginn der ersten Messung einzustellen. Während des Experiments mußte die Spannung an den Leistungselektroden immer wieder korrigiert werden, da sich die Leitfähigkeit der Flüssigkeit durch das aufschmelzende PEG ständig änderte. Veränderungen der Sondenpositionen und des Zeitintervalls, sowie Messungen der über den Wärmetauscher abgeführten Leistung und der Verlustleistung durch die Wände der Meßkammer wurden nach Bedarf durchgeführt. Wie bei den Experimenten mit Flächenheizung verdampften maximal 10% der Flüssigkeit. Die Experimente dauerten 3000 bis 18000 s. Sie wurden nach den gleichen Kriterien beendet wie die Flächenheizungsexperimente.

Auch bei diesen Experimenten war eine Schichtbildung über der Schmelzfront zu beobachten. Es kam jedoch vor, daß die Schicht durch sehr intensive Konvektionsströmungen regelrecht weggeschwemmt wurde. Diese Strömungen bestanden aus einem Einfach- oder Doppelwirbel, wobei sich bei letzterem die Abwärtsströmung ungefähr in der Mitte der Meßkammer befand. Bei einigen Experimenten wechselten sich beide Strömungsformen ab. Eine Periodizität war allerdings nicht zu erkennen. Im Bereich der nach unten gerichteten Strömung kam es zu einem verstärkten Abschmelzen des PEG.

Auf den Leistungselektroden bildete sich dort, wo Strom fließen konnte, ein rötlicher Belag, wahrscheinlich Kupfer. Im Bereich der Schicht blieben die Elektroden blank, was darauf hindeutet, daß dort praktisch keine Energie freigesetzt wurde. Später, wenn die Schicht gewaschen worden war, bildete sich auch hier ein rötlicher Belag. Die Gleichmäßigkeit dieses Belags über die gesamte freie Oberfläche der Leistungselektroden spricht für eine homogene Energiefreisetzung in der Salzlösung.

4. ERGÄNZENDE UNTERSUCHUNGEN

4.1 Mischungsdichten

Zur Aufklärung der Schichtbildung bei den Experimenten mit ZnBr_2 -Lösungen waren zusätzliche Untersuchungen erforderlich. Aus den Leitfähigkeitsmessungen während der Experimente ging hervor, daß die Schicht zu etwa 50 Vol% aus PEG bestand. Diese Messungen stimmen mit der beobachteten Wachstumsgeschwindigkeit einer solchen Schicht überein, die etwa doppelt so groß war wie die Abschmelzgeschwindigkeit des PEG.

Wenn man die Dichte ρ_{mi} einer solchen Mischung nach der einfachsten Mischungsregel aus den Dichten ρ_m und ρ_l der Ausgangsstoffe berechnet, so gilt /43/

$$(4-1) \quad \rho_{mi} = \phi_{nl} \cdot \rho_l + \phi_{nm} \cdot \rho_m \quad ; \quad \phi_{nl} + \phi_{nm} = 1$$

wobei ϕ_n der auf 1 normierte Volumenanteil der jeweiligen Komponente ist. Demnach sollte die Dichte einer Mischung immer kleiner sein als die Dichte der schwereren Komponente. Eine Schicht sollte sich also nur für $\rho_{*} < 1$ bilden. Beobachtet wurde die Schichtbildung aber bis $\rho_{*} < 1.1$. Dichtemessungen an Salzlösung-PEG-Gemischen gaben einen ersten Hinweis auf die Ursache der Schichtbildung.

Wenn beide Ausgangsdichten ρ_m und ρ_l nicht zu weit auseinanderliegen, kommt es bei einem Mischungsverhältnis von etwa 1:1 zu einem Dichtemaximum (Abb. 4.1). Abb. 4.2 zeigt, daß sich das Mischungsverhalten mit PEG bei keiner der hier untersuchten Salzlösungen durch Gleichung 4-1 beschreiben läßt.

Auch das System PEG-destilliertes Wasser weist ein ausgeprägtes Dichtemaximum auf (Abb. 4.3). Alle diese Beobachtungen stimmen mit den bereits in Kap. 2.2 zitierten Angaben von Stone und Stratta /31/ überein, wonach das hydrodynamische Volumen von PEG durch Elektrolyte reduziert wird.

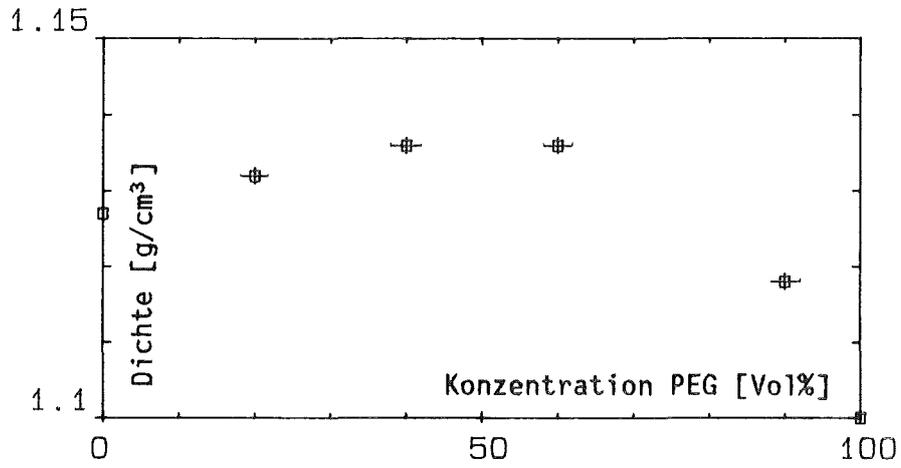


Abb. 4.1 ρ_{mi} als Funktion des PEG-Anteils für $ZnBr_2$

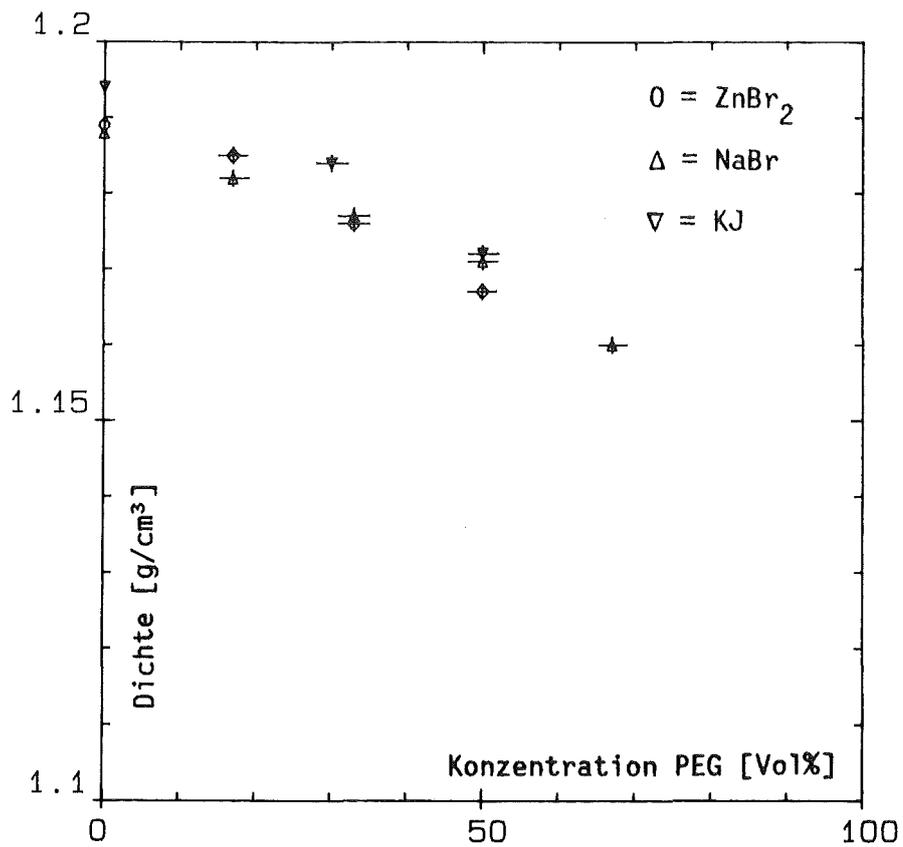


Abb. 4.2 ρ_{mi} als Funktion des PEG-Anteils für verschiedene Salze

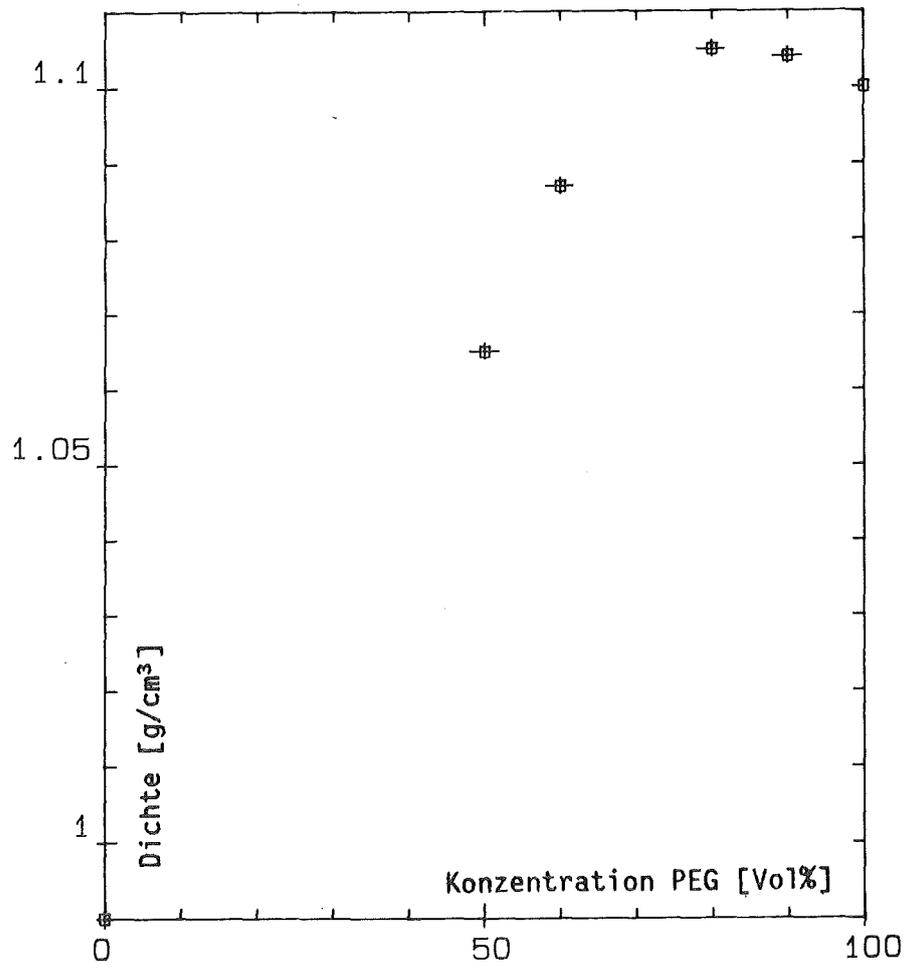


Abb. 4.3 ρ_{mi} als Funktion des PEG-Anteils in destilliertem Wasser

4.2 Mischungsvorgänge bei Schichtbildung

Um den Vermischungsvorgang zwischen PEG und einer Salzlösung bzw. Wasser beobachten zu können, wurden verschiedene Schichtungsexperimente durchgeführt. Dabei wurde in einer rechteckigen Glasküvette ($30 \cdot 150 \cdot 150 \text{ mm}^3$), die durch ein Wasserbad auf 50°C temperiert wurde, eine Salzlösung oder Wasser auf flüssiges PEG geschichtet. Dabei war ρ_{rel} immer kleiner als 1. Es wurden folgende Beobachtungen gemacht:

Bei der Schichtung Wasser auf PEG war nach etwa 30 min von oben ein dünner Streifen erkennbar, in dem zunächst keine Bewegung zu erkennen war. Nach einiger Zeit bildete sich ein großer Doppelwirbel, der aus einer Schicht, die sich zwischen dem Wasser und dem PEG ausgebildet hatte, Material nach unten in das PEG transportierte.

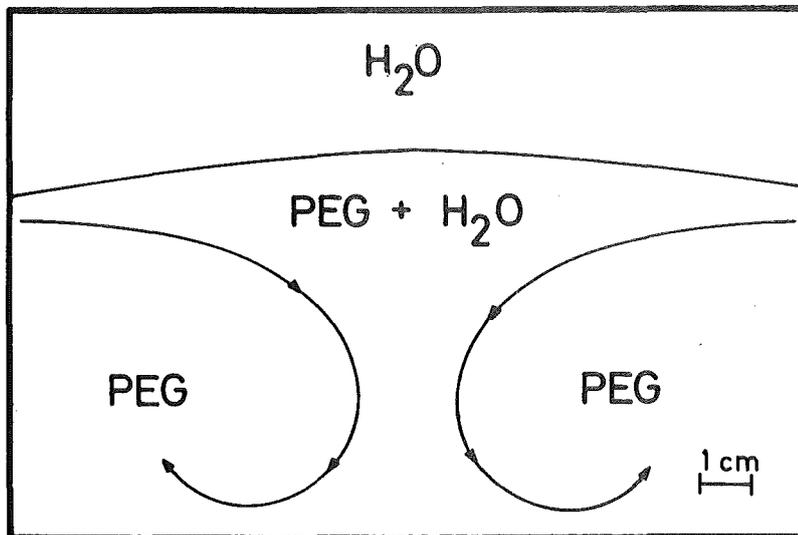


Abb. 4.4 Skizze der Strukturen bei einer Schichtung Wasser auf PEG; Temperatur 50°C , $\rho_{\text{rel}} = 0.9$

Wenn man Salzlösung auf PEG schichtet, so bilden sich ausgehend vom Ort der stärksten Störung (wegen des Einfüllens der Salzlösung) zellartige Strukturen aus, in denen Schlieren nach

unten wachsen. Mit der Zeit werden diese Zellen kleiner und es bildet sich eine fädige Struktur, ähnlich der, wie sie bei den Abschmelzexperimenten beobachtet wurde. Wenn man die Anfangsschichthöhen groß genug macht, kann man bei ZnBr_2 -Lösungen bis zu vier Schichten beobachten.

4.3 Salzextraktion

Zwei Beobachtungen deuteten darauf hin, daß das Verhalten der Mischungsdichte zumindest nicht die alleinige Ursache für die Schichtbildung sein kann.

1. Bei den Experimenten mit NaBr kam es nie zu einer Schichtbildung, obwohl das Verhalten der Mischungsdichte das gleiche ist wie bei ZnBr_2 .
2. Schichtbildung trat auch bei ZnBr_2 -Lösungen auf, deren Ausgangsdichte zu groß war, um ein Maximum der Mischungsdichte zu erlauben, wie Abb. 4.5 zeigt.

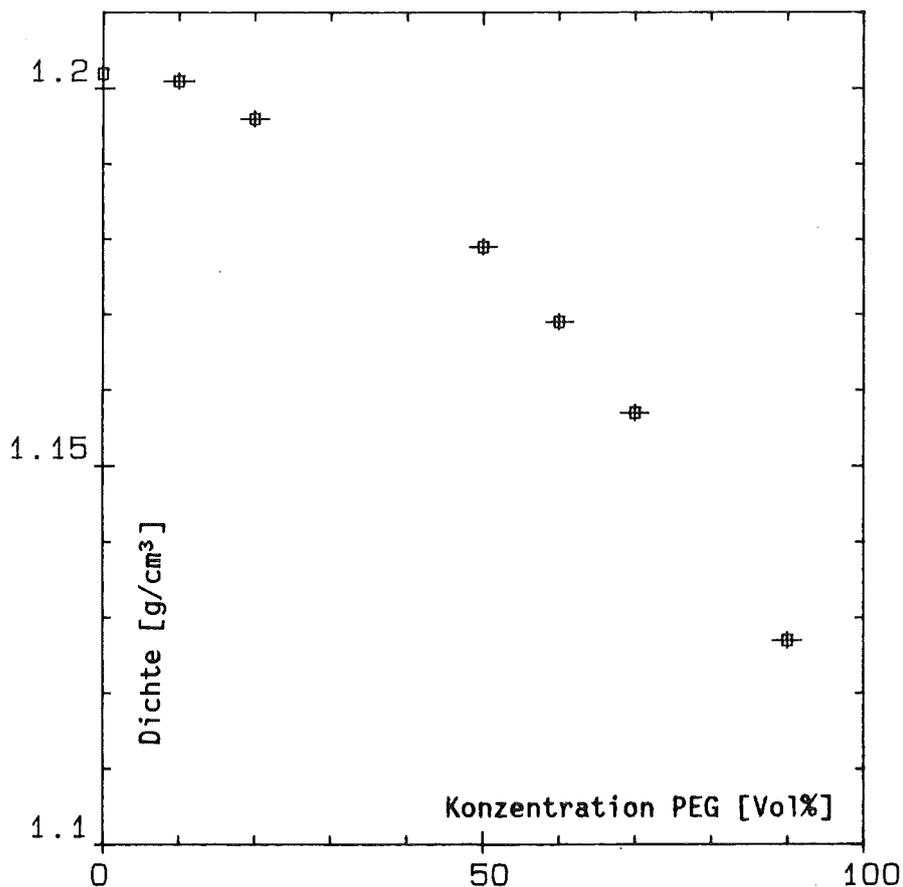


Abb. 4.5 ρ_{mi} als Funktion des PEG-Anteils;
 $\rho_1 = 1.202 \text{ g/cm}^3$ bei 45°C

Bei einem Abschmelzexperiment mit einer ZnBr_2 -Lösung ($\rho = 1.203 \text{ g/cm}^3$ bei 21.5°C) und 60°C am Wärmetauscher wurde aus der Mischungsschicht eine Probe gezogen. Eine Dichtemessung ergab 1.207 g/cm^3 bei 32°C , ein Wert, der nach Abb. 4.5 durch Mischen nicht zu erreichen ist. Es drängte sich deshalb der Vermutung auf, daß sich die Mischungsschicht mit ZnBr_2 anreichert. Diese Anreicherung konnte durch komplexometrische Titration des Zinks mit Titriplex[®] /44/ in der Probe und in einer Vergleichslösung (PEG und entsprechende ZnBr_2 -Lösung 1:1 gemischt) nachgewiesen werden. In der Probe wurden 16.6 g ZnBr_2 pro 100 ml gemessen, während der entsprechende Wert der Vergleichslösung 12.1 g betrug. Dieses Ergebnis wurde gestützt durch Dichtemessungen der Flüssigkeit über dem Wärmetauscher. Bei einer Ausgangsdichte von 1.205 g/cm^3 bei 20°C ergab eine Dichtemessung 4 Stunden nach Versuchsbeginn 1.190 g/cm^3 bei 37.8°C . Das entspricht 1.199 g/cm^3 bei 20°C . Die Leitfähigkeitssonden zeigten zu diesem Zeitpunkt für den oberen Teil der Meßkammer einen PEG-Anteil von weniger als 5 Vol% an. Wenn man berücksichtigt, daß bis dahin ca. 5% des Wassers verdampft waren, so daß die Dichte der Salzlösung leicht hätte zunehmen müssen, ergibt sich eindeutig, daß ZnBr_2 aus der Lösung extrahiert worden ist.

Eine Untersuchung der Salzextraktion in einem System mit NaBr bei sehr kleinem ρ_* (< 1.025) konnte mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht durchgeführt werden /44/. Die Leitfähigkeitskurven des NaBr (Abb. 4.6) geben allerdings einen Hinweis darauf, daß sich NaBr möglicherweise ganz anders verhält als ZnBr_2 . Die Leitfähigkeit einer NaBr-Lösung wird durch Zugabe von PEG nicht derart überproportional vermindert, wie das bei ZnBr_2 der Fall ist. Vermutlich macht das PEG die Ladungsträger in einer ZnBr_2 -Lösung unwirksam (Komplexbildung?), während es beim NaBr die Salzlösung nur verdünnt und die Beweglichkeit der Ladungsträger einschränkt.

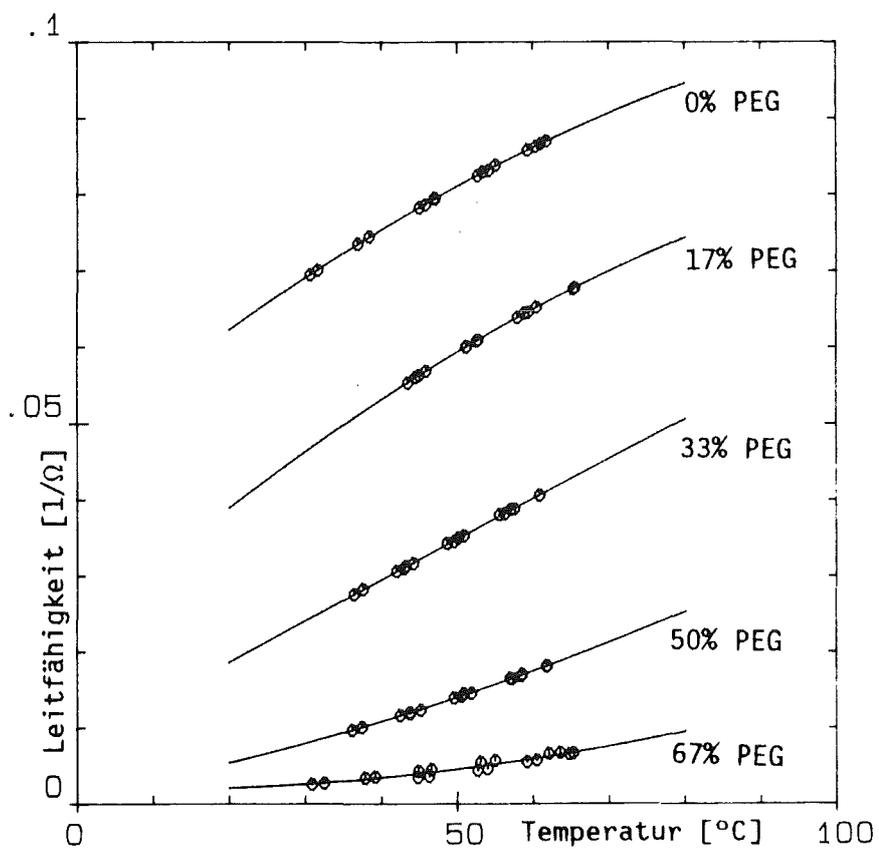


Abb. 4.6 Eichkurven einer NaBr-Lösung;
 $\rho(22.4^{\circ}\text{C}) = 1.200 \text{ g/cm}^3$

4.4 Die relative Dichte ρ_*

Die Definition von ρ_* ist nicht ganz unproblematisch, da nicht klar ist, auf welche Temperatur ρ_1 und ρ_m zu beziehen sind. Setzt man Gleichung 2-1 in Gleichung 1-1 ein, so erhält man

$$(4-2) \quad \rho_* = \frac{\rho_{10} \cdot (1 + \beta_1 \cdot \Delta T_1)}{\rho_{m0} \cdot (1 + \beta_m \cdot \Delta T_m)}$$

Da die Schmelztemperatur T_m des PEG 45°C beträgt, ist es sinnvoll, beide Ausgangsdichten ρ_{10} und ρ_{m0} auf 45°C zu beziehen. Die Temperaturdifferenzen ΔT_1 und ΔT_m beziehen sich dann ebenfalls auf T_m . Aus Messungen ergab sich, daß $\beta_m \approx \beta_1$ ist, so daß ΔT_1 und ΔT_m die entscheidenden Parameter sind. Da dem System durch den Wärmetauscher ein Temperaturgradient in z-Richtung aufgeprägt wird, hängen ΔT_1 und ΔT_m von z, der Höhe über der Schmelzfront, ab. Bewegt sich das aufgeschmolzene Material sehr langsam nach oben, kommt es sofort zu einem vollständigen Temperatúrausgleich mit der Umgebung und somit ist für jedes z ΔT_1 gleich ΔT_m . Damit gilt:

$$(4-3) \quad \rho_* = \rho_{10} / \rho_{m0}$$

Wenn der Auftrieb des aufgeschmolzenen Materials größer wird und damit auch seine Aufwärtsgeschwindigkeit steigt, ist der vollständige Temperatúrausgleich mit der Umgebung nicht mehr möglich. Wie sich jetzt ΔT_1 und ΔT_m zueinander verhalten, ist nicht bekannt. Man kann jedoch davon ausgehen, daß ρ_* von der Temperatur des Wärmetauschers T_w beeinflußt wird, da das die maximal mögliche Temperatur der Salzlösung ist. Um diesen Einfluß abzuschätzen, wurde folgende Näherung gemacht:

$$(4-4) \quad \Delta T_1 = T_w - T_m \quad ; \quad \Delta T_m = 0 \quad ,$$

was bedeutet, daß kein Temperatúrausgleich mit der Umgebung stattfindet, die sich ihrerseits überall auf dem Temperaturniveau des Wärmetauschers befindet. Dieser Ansatz ist sicher etwas extrem, er wird aber durch die relativ guten Ergebnisse, die er liefert, gerechtfertigt. Außerdem sind T_w und T_m die einzigen klar definierten und zeitlich konstanten Temperaturen im System. Aus Gleichung 4-4 erhält man :

$$(4-5) \quad \rho_{**} = \frac{\rho_{10}}{\rho_{m0}} \cdot [1 + \beta \cdot (T_w - T_m)] \quad .$$

Zur Abschätzung eines mittleren Fehlers von ρ_{**} wurden folgende Annahmen gemacht. ρ_{10} und ρ_{m0} werden mit einer Genauigkeit von $\pm 0.002 \text{ g/cm}^3$ gemessen, β hat einen Fehler von $\pm 4.E-5 \text{ 1/}^\circ\text{C}$ und ΔT_1 wird auf $\pm 2^\circ\text{C}$ bestimmt. Eine Fehlerrechnung mit Gleichung 4-5 ergibt dann für $\rho_{**}-1$ einen prozentualen Fehler von etwa 3%.

Das nichtlineare Verhalten der Mischungsdichte wird in Gleichung 4-5 nicht berücksichtigt. Außerdem kann man nicht davon ausgehen, daß sich das aufgeschmolzenen PEG und die Salzlösung sofort vermischen und eine homogene Flüssigkeit entsteht. Sowohl bei diesen Experimenten als auch bei Modellexperimenten von Dalle Donne und Werle /45/ zum Borax-Corecatcher wurden wiederholt äußerst stabile Schlieren beobachtet, in denen PEG nach oben transportiert wird. Solche Effekte werden sicher die effektive relative Dichte eines Systems beeinflussen und sie sind sicher um so bedeutender, je kleiner ρ_{**} ist.

5. ERGEBNISSE

5.1 Flächenheizung

5.1.1 Die Abschmelzgeschwindigkeit v_{\downarrow}

Insgesamt wurden 27 Experimente mit $d_0 = 20$ mm und 48 Experimente mit $d_0 = 30$ mm durchgeführt. Die wichtigsten Daten sind in den Tabellen 5.1 - 5.3 zusammengefaßt. Die Abschmelzgeschwindigkeit v_{\downarrow} wurde aus den sog. Abschmelzkurven ermittelt. Dabei wurde die Position der Schmelzfront über der Zeit aufgetragen. Abb. 5.1 - 5.3 zeigen typische Abschmelzkurven.

Interessant für die Interpretation der Ergebnisse ist, daß es je nach Dichte der Salzlösung zu einem unterschiedlichen zeitlichen Verlauf des Abschmelzens kam. Bei kleinem ρ_1 war v_{\downarrow} praktisch über die gesamte Versuchsdauer konstant, während mit größer werdendem ρ_1 immer deutlicher drei Phasen mit unterschiedlicher Abschmelzgeschwindigkeit zu unterscheiden sind. v_{\downarrow} selbst wurde nach folgendem Verfahren bestimmt: zunächst wurde mit einem Lineal der Bereich der Abschmelzkurve gesucht, in dem sich nach der Anlaufphase eine konstante Abschmelzrate ergab. Danach wurde mit Hilfe des Programms PLOT an die Meßwerte dieses Bereichs eine Gerade gefittet. Der Betrag ihrer Steigung war v_{\downarrow} . Alle Abschmelzkurven sind in Anhang B zusammengefaßt.

Zur Abschätzung des Fehlers von v_{\downarrow} wurde zunächst von dem sich aus dem Geradenfit ergebenden Fehler der Geradensteigung ausgegangen. Er lag in der Regel bei 1% oder weniger und war somit praktisch unbedeutend. Viel gravierender sind Fehler, die sich aus der "richtigen" Wahl des linearen Bereichs der Abschmelzkurve ergeben. Ein Fehler von 10% dürfte deshalb nicht zu hoch gegriffen sein.

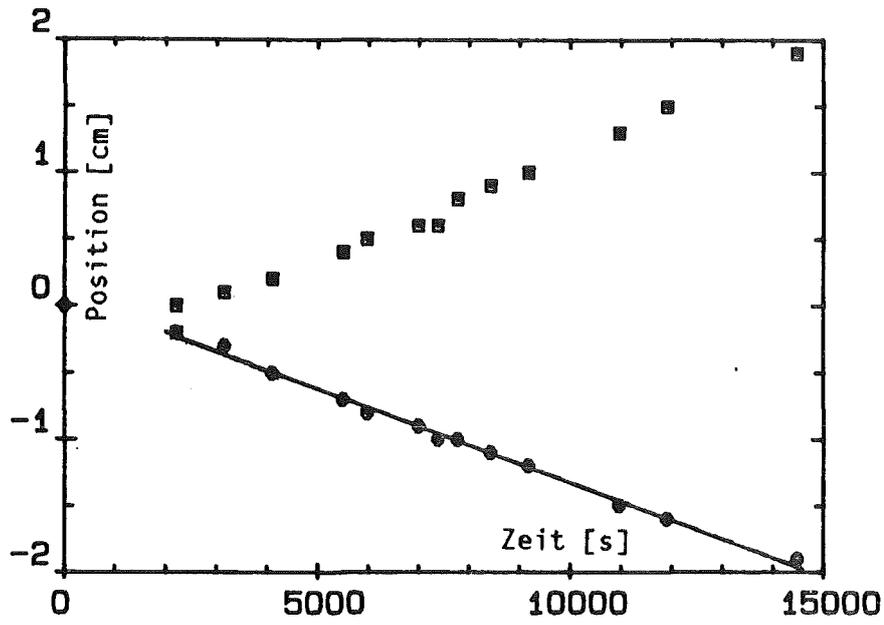


Abb. 5.1 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung;
 $\rho_* = 1.072$; $T_w = 60^\circ\text{C}$; $\rho_1 = \rho_1(T_w)$
0 = Schmelzfront; \square = Schichtgrenze

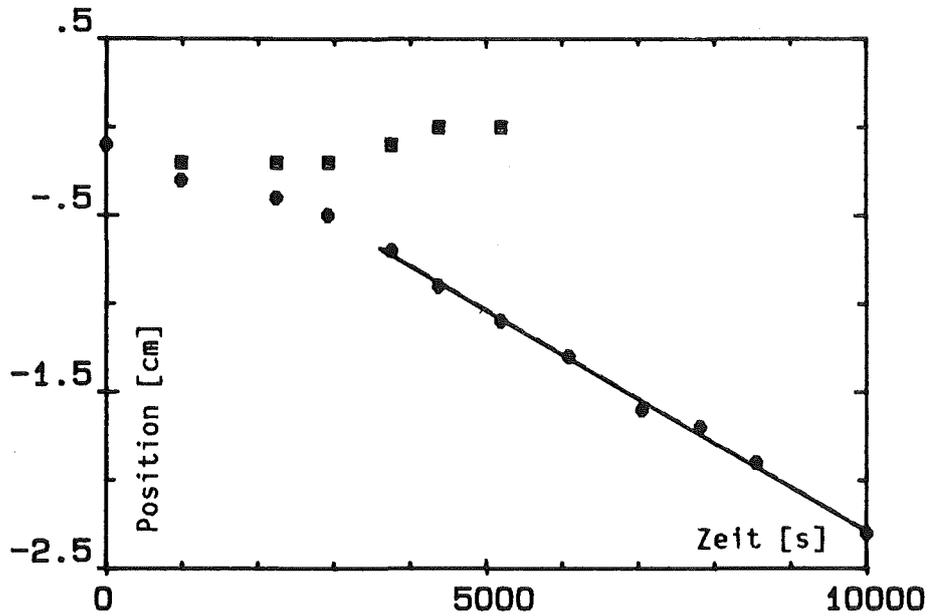


Abb. 5.2 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung;
 $\rho_* = 1.126$; $T_w = 60^\circ\text{C}$; $\rho_1 = \rho_1(T_w)$
0 = Schmelzfront; \square = Schichtgrenze

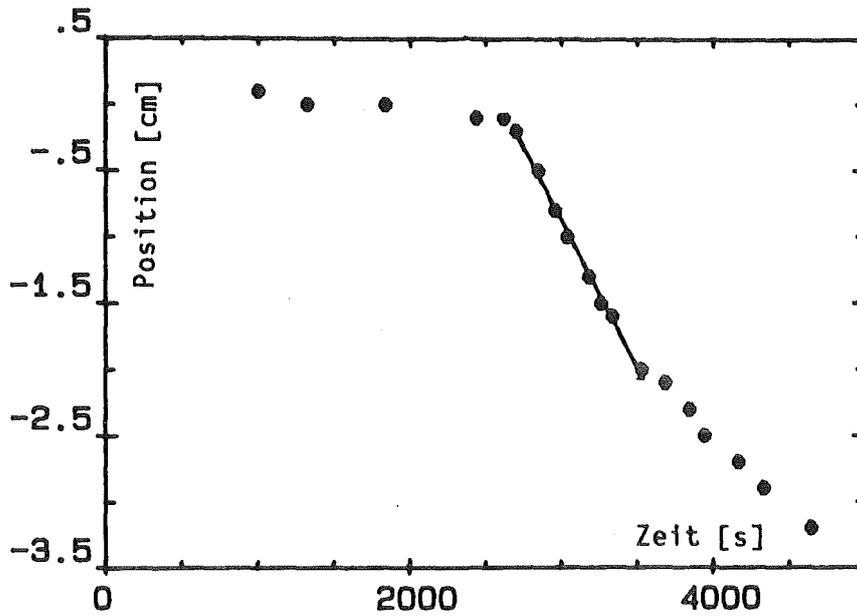


Abb. 5.3 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung;
 $\rho_* = 1.620$; $T_w = 60^\circ\text{C}$; $\rho_1 = \rho_1(T_w)$

$\rho_1(T)$ [g/cm ³]	T [°C]	$\rho_1(45^\circ\text{C})$ [g/cm ³]	ρ_*	$v\downarrow$ [µm/s]	h (W/(m ² ·K))
1.158	23.4	1.160	1.024	1.9	15.1
1.200	22.4	1.202	1.061	2.8	22.2
1.246	23.2	1.248	1.102	4.1	32.5
1.270	23.5	1.272	1.123	6.0	47.6
1.297	22.8	1.299	1.147	7.3	57.9
1.345	23.7	1.348	1.190	22.8	180.7
1.425	26.2	1.430	1.262	23.8	188.7

Tab. 5.1 Daten der Experimente mit NaBr; $d_o = 30$ mm
 Temperatur am Wärmetauscher: 75°C ;
 Bezugsdichte $\rho_{mo} = 1.1$ g/cm³

$\rho_1(T)$	T	$\rho_1(45^\circ\text{C})$	60°C			75°C			90°C		
[g/cm ³]	[°C]	[g/cm ³]	ρ_*	$v \downarrow$ [μm/s]	h [W/(m ² ·K)]	ρ_*	$v \downarrow$ [μm/s]	h [W/(m ² ·K)]	ρ_*	$v \downarrow$ [μm/s]	h [W/(m ² ·K)]
1.117	25.2	1.105	0.997			0.989	1.5	11.9	0.981		
1.205	19.0	1.188	1.072	1.4	22.2	1.063	2.4	19.0	1.055	3.0	15.9
1.238	18.9	1.221	1.101	1.3	20.6	1.094	2.5	19.8	1.084	4.0	21.1
1.242	24.5	1.228	1.108	2.0	31.7	1.100	3.1	24.6	1.093	6.3	33.3
1.264	20.9	1.248	1.126	2.5	39.6	1.117	5.6	44.4	1.108	6.6	34.9
1.281	23.7	1.266	1.142	4.0	63.4	1.133	7.6	60.2	1.124	13.0	68.7
1.292	21.4	1.276	1.151	4.8	76.1	1.142	8.8	69.8	1.132	14.3	75.6
1.301	20.5	1.284	1.158	8.6	136.4	1.149	11.1	88.0	1.140	14.6	77.2
1.317	18.1	1.298	1.171	10.0	158.5	1.162	19.2	152.2	1.152	18.0	95.1
1.317							19.6	155.4		22.8	120.5
1.317										15.0	79.3
1.337	22.8	1.321	1.192	9.0	142.7	1.182	20.4	161.7	1.173	19.3	102.0
1.358	20.7	1.340	1.209	9.0	142.7	1.199	23.0	182.3	1.190	38.7	204.5
1.432	19.2	1.412	1.274	12.3	195.0	1.264	23.8	188.7	1.254	34.6	182.9
1.675	21.7	1.654	1.492	18.6	294.9	1.480	33.9	268.7	1.468	49.1	259.5
1.819	21.1	1.796	1.620	22.0	348.8	1.607			1.594	58.9	311.3

Tab. 5.2 Daten der Experimente mit ZnBr_2 , $d_o = 30 \text{ mm}$
 Temperaturen am Wärmetauscher: 60, 75, 90°C
 Bezugsdichte $\rho_{m0} = 1.1 \text{ g/cm}^3$

$\rho_1(T)$	T	$\rho_1(45^\circ\text{C})$	65°C			70°C			75°C		
[g/cm ³]	[°C]	[g/cm ³]	ρ_*	$v \downarrow$ [μm/s]	h [W/(m ² ·K)]	ρ_*	$v \downarrow$ [μm/s]	h [W/(m ² ·K)]	ρ_*	$v \downarrow$ [μm/s]	h [W/(m ² ·K)]
1.126	22.0	1.112	1.000	.888	10.6	0.997	.111	1.1	0.995	1.67	13.2
1.142	25.7	1.130	1.016	.105	1.2	1.013	1.50	14.3	1.011	1.67	13.2
1.151	25.1	1.138	1.024	.113	1.3	1.021	1.62	15.4	1.019	1.67	13.2
1.167	25.6	1.155	1.038	1.83	21.8	1.035	1.67	15.9	1.033	1.83	13.3
1.187	22.9	1.173	1.055	1.50	17.8	1.052	2.00	19.0	1.049	2.67	21.2
1.210	21.3	1.194	1.075	1.83	21.8	1.072	2.00	19.0	1.069	2.67	21.2
1.318	29.6	1.307	1.176	9.0	107.0	1.173	12.3	117.0	1.169	18.0	142.7
1.452	36.6	1.445	1.300	13.3	158.2	1.297	17.3	164.6	1.293	20.3	160.9
1.569	45.0	1.569	1.407	14.0	166.5	1.404	21.8	207.4	1.400	24.5	194.2

Tab. 5.3 Daten der Experimente mit ZnBr_2 , $d_0 = 20 \text{ mm}$
 Temperaturen am Wärmetauscher: 65, 70, 75°C
 Bezugsdichte $\rho_{\text{mo}} = 1.1 \text{ g/cm}^3$

Abb. 5.4 zeigt $v\downarrow$ als Funktion von ρ_x^{-1} für die Experimente mit ZnBr_2 , $d_o = 30$ mm, wobei ρ_1 immer auf T_w bezogen wird. Man erkennt, daß $v\downarrow$ ungefähr proportional der Temperaturdifferenz $T_w - T_m$ zunimmt.

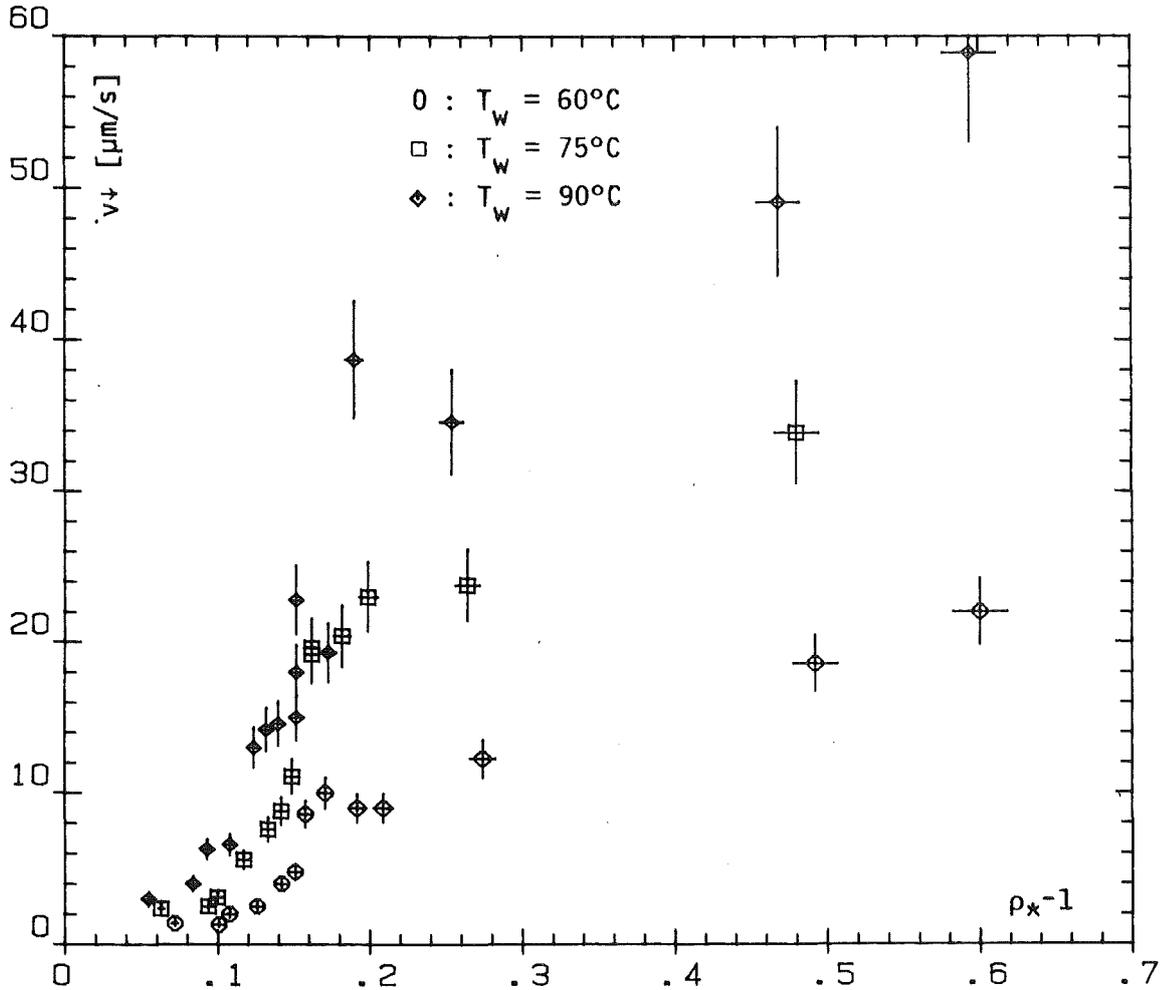


Abb. 5.4 Die Abschmelzgeschwindigkeit $v\downarrow$ als Funktion von ρ_x^{-1} ;
 ZnBr_2 , $d_o = 30$ mm, $\rho_{mo} = 1.1$ g/cm³, $\rho_1 = \rho_1(T_w)$

5.1.2 Der totale Wärmeübergangskoeffizient h

Aus $v\downarrow$ kann h berechnet werden. Da die insgesamt nach unten transportierte Wärme gleich der Summe aus der Schmelzwärme Q_m des PEG und der zum Aufheizen des PEG auf Schmelztemperatur benötigten Wärmemenge sein muß, ergibt sich für die nach unten gerichtete Wärmestromdichte $J\downarrow$:

$$(5-1) \quad J_{\downarrow} = \rho_m \cdot (Q_m + c \cdot \Delta T_s) \cdot v_{\downarrow}$$

c ist die spezifische Wärme des PEG und ΔT_s die Differenz zwischen der Schmelztemperatur und der Ausgangstemperatur des PEG, die i.a. 20°C betrug. Mit ΔT_w als der Temperaturdifferenz zwischen Wärmetauscher und Schmelzfront erhält man für den Wärmeübergangskoeffizienten h :

$$(5-2) \quad h = J_{\downarrow} / \Delta T_w = \rho_m \cdot (Q_m + c \cdot \Delta T_s) \cdot v_{\downarrow} / \Delta T_w$$

Mit den Daten aus Tab. 2.2 erhält man

$$(5-3) \quad h = 2.3782\text{E}+8 \text{ [J/m}^3] \cdot v_{\downarrow} / \Delta T_w$$

Abb. 5.5 und 5.6 zeigen h als Funktion von ρ_{*}^{-1} . In Abb. 5.5 wurde ρ_1 auf 45°C und in Abb. 5.6 auf T_w bezogen. Man sieht, daß es im unteren Bereich von ρ_{*} offensichtlich besser ist, ρ_1 auf eine konstante Temperatur zu beziehen, während im mittleren Bereich von ρ_{*} eine Korrektur auf $\rho_1 = \rho_1(T_w)$ günstiger erscheint. Dies entspricht den in Kap. 4.4 dargestellten Überlegungen. Für kleines ρ_{*} ist der Auftrieb klein und damit auch die Geschwindigkeit, mit der sich das Material bewegt. Es kann ein vollständiger Temperatúrausgleich mit der Umgebung stattfinden und ρ_{*} wird unabhängig von T_w . Wenn es aber infolge eines größeren Auftriebs zu größeren Geschwindigkeiten kommt, muß ρ_{*} entsprechend Gleichung 4-5 korrigiert werden.

Die relativ großen systematischen Abweichungen für $\rho_{*} > 1.4$ (selbst nach der Korrektur von ρ_{*}) sind auf einen anderen Effekt zurückzuführen. Bei heftiger Konvektion, wie sie in diesem Bereich auftritt, reicht die Leistungsfähigkeit des Wärmetauschers nicht mehr aus, um die Nominaltemperatur T_w bei 75°C bzw. 90°C zu halten. Messungen zwischen den Rohren des Wärmetauschers haben das bestätigt. Es wurden Temperaturabweichungen bis zu 5°C gemessen. ΔT_w müßte deshalb für $T_w = 75^{\circ}\text{C}$ bzw. 90°C entsprechend niedriger angesetzt werden, wodurch h nach oben verschoben würde.

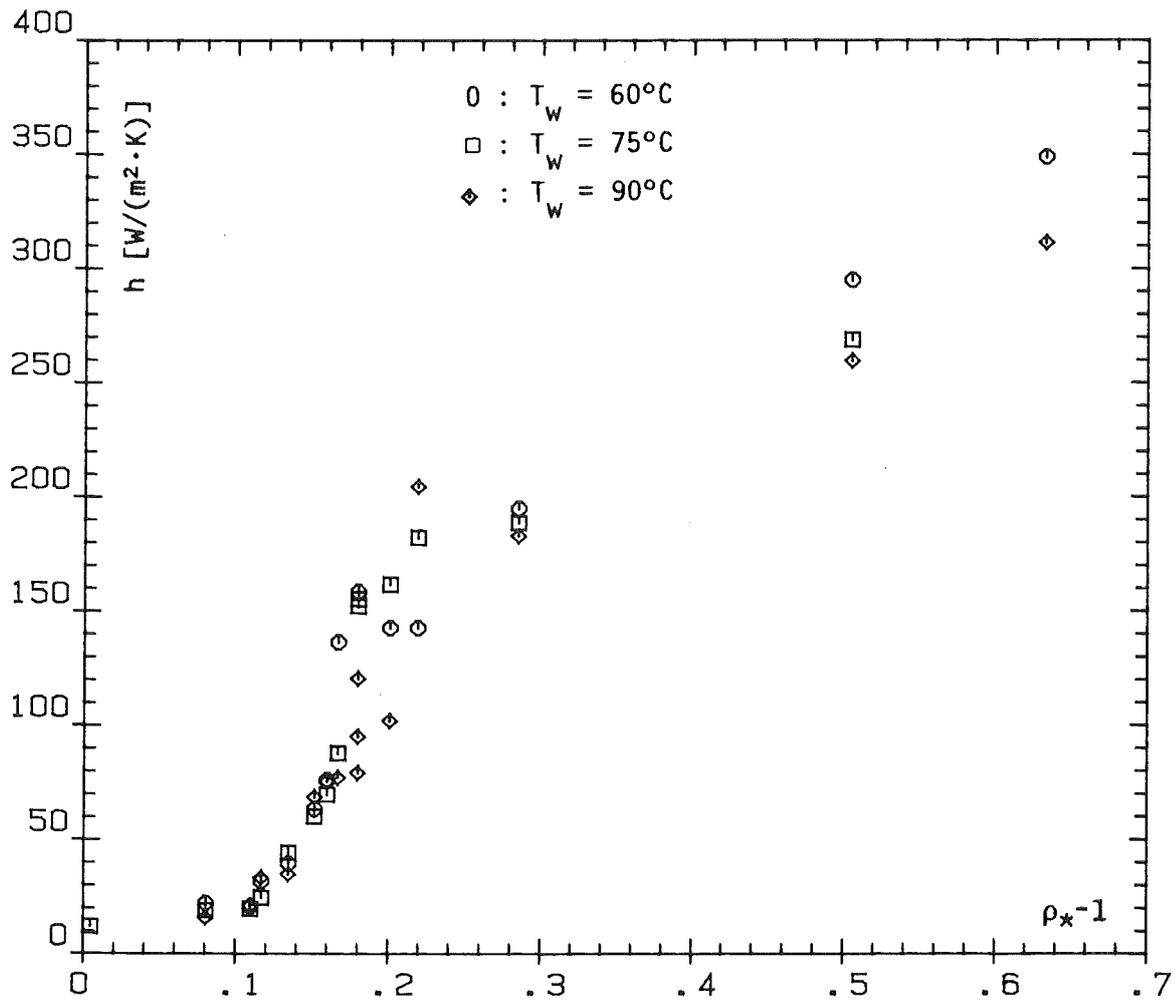


Abb. 5.5 Der Wärmeübergangskoeffizient h als Funktion von ρ_*^{-1} ; ZnBr_2 , $d_o = 30 \text{ mm}$, $\rho_{mo} = 1.1 \text{ g/cm}^3$, $\rho_1 = \rho_1(45^\circ\text{C})$

In Abb. 5.7 sind alle Versuchsreihen zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß die Werte der NaBr-Serie sehr gut zu denen der Serie ZnBr_2 mit $d_o = 30 \text{ mm}$ passen. Das ist deshalb erstaunlich, weil bei NaBr - anders als bei ZnBr_2 - keine Schichtbildung beobachtet wurde. Bei den Messungen mit ZnBr_2 und $d_o = 20 \text{ mm}$ kommt es für $\rho_* > 1.25$ zu größeren Abweichungen von den anderen Versuchsreihen. Man sollte das aber nicht überbewerten, da es bei diesen Experimenten, bedingt durch die Anordnung der Thermoelemente, zu einem äußerst ungleichmäßigen Abschmelzen kam, so daß wahrscheinlich zu niedrige Abschmelzraten vorgetäuscht wurden.

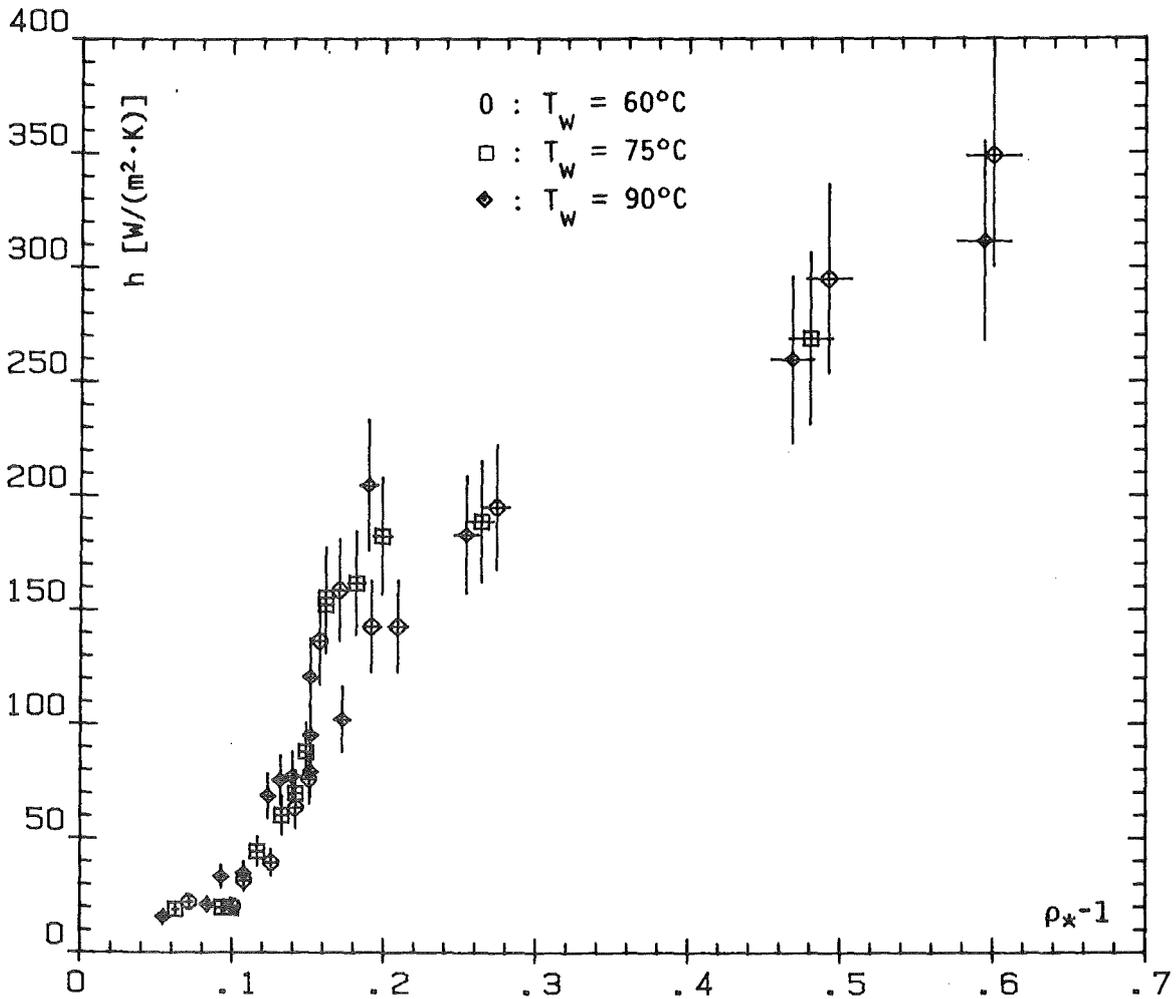


Abb. 5.6 Der Wärmeübergangskoeffizient h als Funktion von ρ_*^{-1} ;
 ZnBr_2 , $d_o = 30 \text{ mm}$, $\rho_{mo} = 1.1 \text{ g/cm}^3$, $\rho_1 = \rho_1(T_w)$

Für die Abschätzung des Fehlers von h können nur die Fehler von $v\psi$ und ΔT_w berücksichtigt werden, da die Genauigkeit der Stoffkonstanten nicht bekannt ist. Nimmt man für $v\psi$ und ΔT_w jeweils einen prozentualen Fehler von 10% an, so ergibt sich für h gemäß Gleichung 5-4 ein Gesamtfehler von 14%.

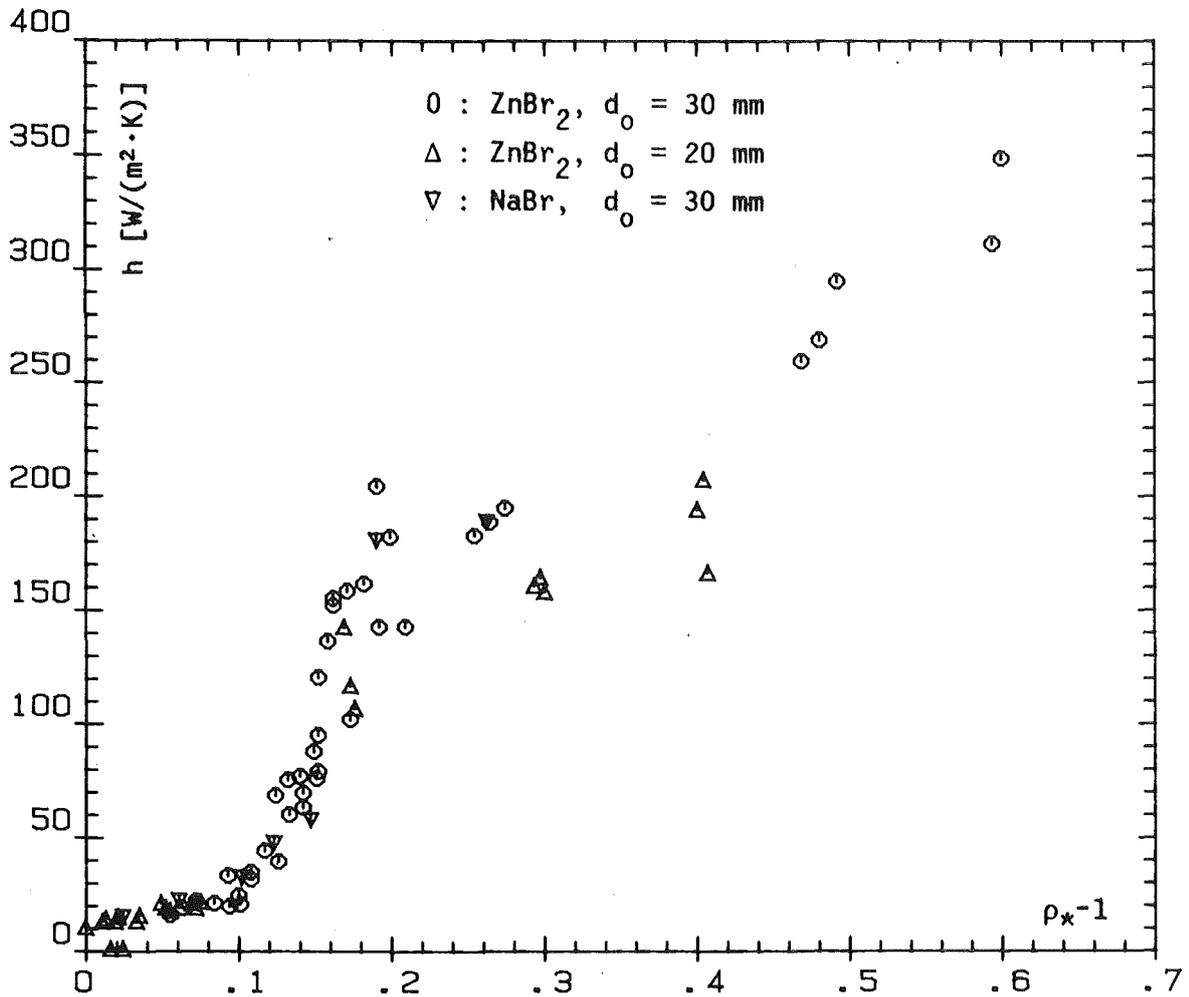


Abb. 5.7 Der Wärmeübergangskoeffizient h als Funktion von ρ_*^{-1} ; alle Versuchsreihen, $\rho_{mo} = 1.1 \text{ g/cm}^3$, $\rho_1 = \rho_1(T_w)$

Insgesamt kann man, entsprechend den Ergebnissen von Farhadieh /23/ (Abb. 1.1), vier Bereiche von h erkennen. Für $\rho_* < 1.1$ ist h sehr klein und steigt nur ganz schwach an. Im Bereich $1.1 < \rho_* < 1.17$ ändert sich h sprunghaft um den Faktor 8 von $20 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$ auf etwa $160 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$. Danach wird der Anstieg wieder deutlich flacher und erst ab etwa $\rho_* = 1.4$ wächst h wieder stärker an. Ein ausführlicher Vergleich mit den Ergebnissen von Farhadieh erfolgt in Kap. 6.

5.1.3 Temperatur- und Konzentrationsprofile

Die besondere Bedeutung der Temperatur- und Konzentrationsprofile liegt darin, daß anhand ihres Verlaufs Aussagen über den Charakter des Massen- und Wärmetransports möglich sind. Abb. 5.8 zeigt die Temperatur- und Konzentrationsprofile eines Experiments mit ZnBr_2 ($\rho_* = 1.063$, $T_W = 75^\circ\text{C}$). Die Sondenpositionen sind auf die Ausgangsposition der Schmelzfront bezogen. Die Schmelzfront wird durch die untere gestrichelte Linie dargestellt. Die Position des Wärmetauschers (Unterkante) ist durch die gepunktete Linie gekennzeichnet. Der Flüssigkeitsspiegel lag zu Beginn des Experiments bei +10 cm. Die angegebenen Zeiten für die Messungen beziehen sich auf die Zeitskala der entsprechenden Abschmelzkurven.

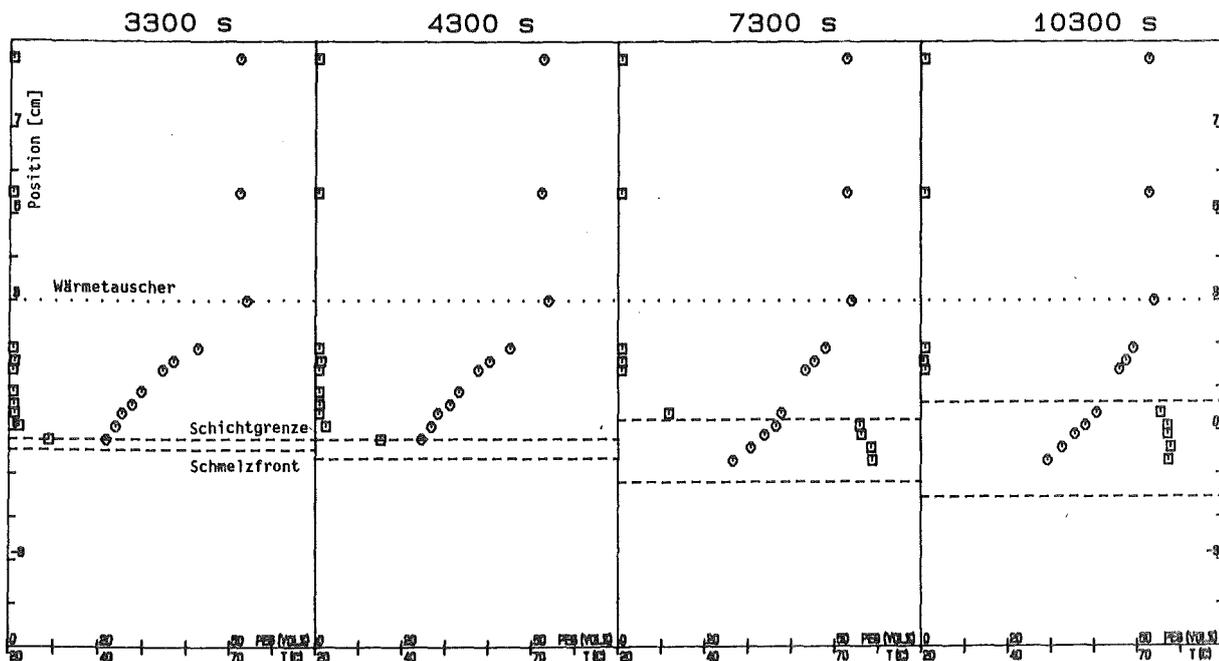


Abb. 5.8 Temperatur- und Konzentrationsprofile; ZnBr_2 ,

$$T_W = 75^\circ\text{C}, \rho_* = 1.063, \rho_1 = \rho_1(T_W)$$

O = Temperatur, □ = Konzentration des PEG

Bei Betrachtung der Konzentrationsprofile fallen sofort zwei Dinge auf: 1., die hervorragende Übereinstimmung der visuell beobachteten mit der über die PEG-Konzentration gemessenen

Schichtgrenze und 2., die einheitliche PEG-Konzentration in der unteren Schicht von etwa 50 Vol%. Eine erste grobe Massenbilanz zeigt, daß die über die PEG-Konzentration bestimmte, gelöste PEG-Masse mit der über die Abschmelzrate ermittelten Masse an aufgeschmolzenem PEG übereinstimmt. Dabei muß berücksichtigt werden, daß oberhalb der Schichtgrenze zu hohe PEG-Werte angezeigt werden, da dieser Schicht Salz entzogen wird (Kap. 4.3), was aber, wegen der hohen PEG-Konzentration in der unteren Schicht, dort nicht zu einer entsprechenden Erhöhung der Leitfähigkeit führt.

Ebenfalls bemerkenswert ist das Temperaturprofil. Unterhalb des Wärmetauschers zeigt es den für den Wärmeleitungsfall charakteristischen Verlauf, während oberhalb des Wärmetauschers ein typisches Konvektionsprofil vorliegt. An der Schichtgrenze kann man einen leichten Knick im Temperaturverlauf erkennen, was auf eine unterschiedliche Wärmeleitfähigkeit beider Schichten hinweist. Dieses Temperaturprofil wird durch eine genauere Messung mit einem beweglichen Thermoelement bestätigt. Abb. 5.9 - 5.10 zeigen die Ergebnisse solcher Messungen. Man erkennt deutlich einen Sprung im Temperaturgradienten an der Schichtgrenze. Der zum Teil unregelmäßige Verlauf ist mit größter Wahrscheinlichkeit auf Unsicherheiten in der Position des Thermoelements zurückzuführen. Das Thermoelement war durch ein Glasröhrchen fixiert, das mit Hilfe einer Mikrometerschraube in der Senkrechten bewegt werden konnte. Dabei mußte es zwischen den Rohren des Wärmetauschers durchgeführt werden. Wenn es dabei zum Kontakt mit diesen Rohren kam, wurde das Glasröhrchen während der Bewegung leicht verbogen, so daß die angegebene Position mit der tatsächlichen nicht mehr übereinstimmte. Abb. 5.11 zeigt das Temperaturprofil in der unteren Schicht. Es ist ein reines Wärmeleitungsprofil.

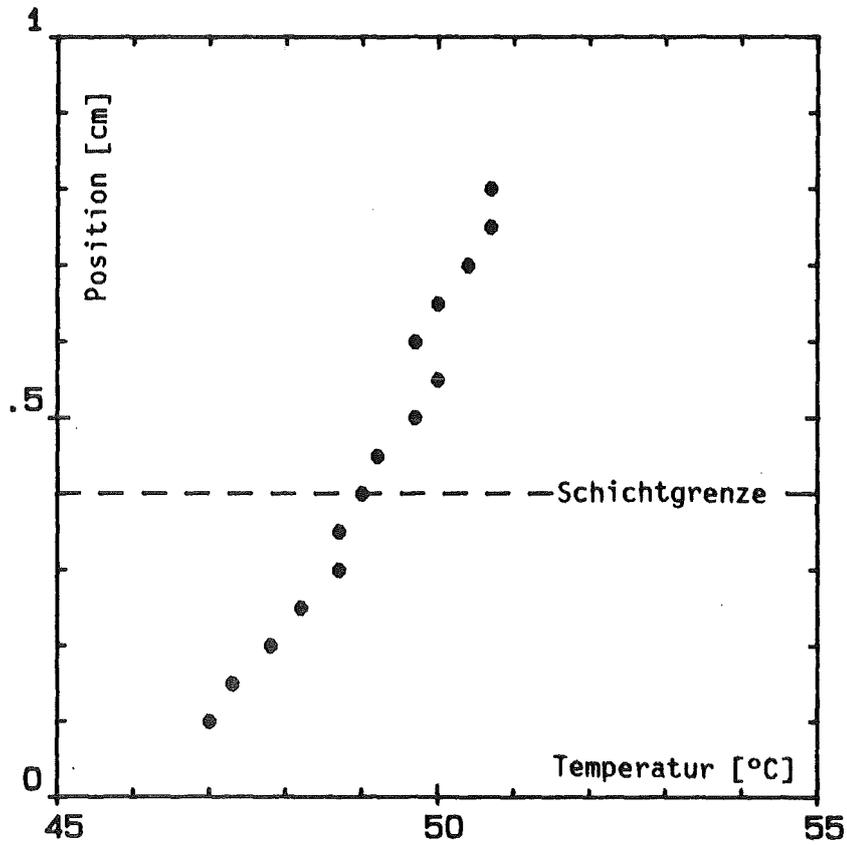


Abb. 5.9 Temperaturprofil über die Schichtgrenze;
 ZnBr_2 , $\rho_{\star} = 1.072 \text{ g/cm}^3$, $d_o = 30 \text{ mm}$, $T_w = 60^\circ\text{C}$
Schichtgrenze bei + 0.4 cm
Schmelzfront bei - 0.7 cm

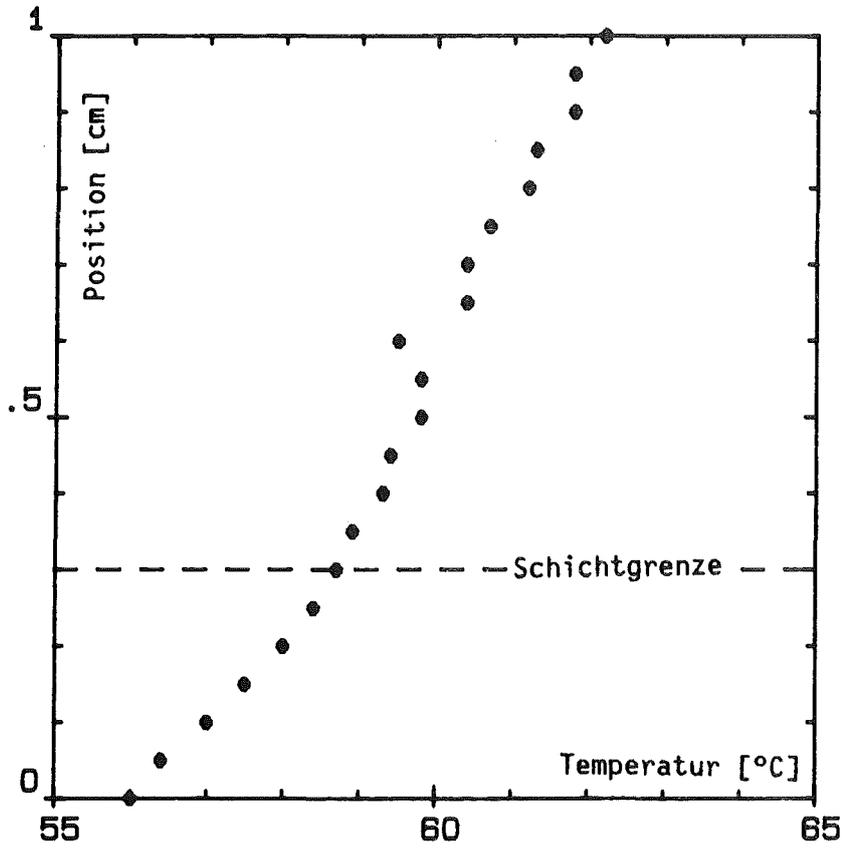


Abb. 5.10 Temperaturprofil über die Schichtgrenze;
 ZnBr_2 , $\rho_* = 0.989 \text{ g/cm}^3$, $d_o = 30 \text{ mm}$, $T_w = 75^\circ\text{C}$
Schichtgrenze bei + 0.3 cm
Schmelzfront bei - 1.2 cm

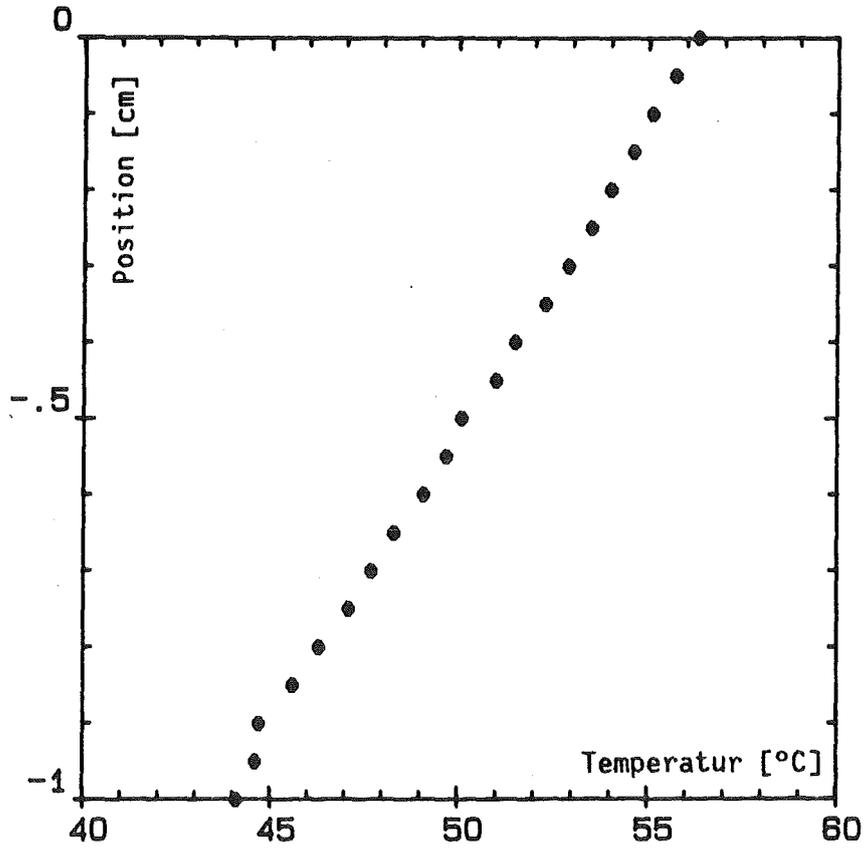


Abb. 5.11 Temperaturprofil in der unteren Schicht;
 ZnBr_2 , $\rho_* = 0.989$, $d_o = 30 \text{ mm}$, $T_w = 75^\circ\text{C}$, $\rho_1 = \rho_1(T_w)$
Schichtgrenze bei + 0.4 cm
Schmelzfront bei - 1.3 cm

Abb. 5.12 zeigt vier Profilmessungen bei einem etwas höheren ρ_{*} (1.094) aus der gleichen Versuchsreihe. Bis ungefähr 8000 s nach Versuchsbeginn verläuft das Experiment ähnlich wie bei $\rho_{*} = 1.068$ (Abb. 5.8), lediglich die Abschmelzgeschwindigkeit ist höher. Danach wird - anders als bei $\rho_{*} = 1.063$ - die untere Schicht abgebaut. Es kommt zu einem erhöhten PEG-Transport in die obere Schicht, bis schließlich ein fast gleichmäßiges Konzentrationsprofil über die gesamte Höhe der Flüssigkeit erreicht wird. Nur im unteren Bereich kommt es lokal zu etwas höheren PEG-Konzentrationen. Interessanterweise wird die Abschmelzgeschwindigkeit und damit der Wärmetransport von diesen Vorgängen nicht beeinflusst. Das Temperaturprofil unterhalb des Wärmetauschers bleibt augenscheinlich ein Wärmeleitungsprofil.

Bei $\rho_{*} = 1.063$ bzw. 1.094 befindet sich das System noch unterhalb des Sprungs des Wärmeübergangskoeffizienten. Im Bereich des Sprungs ($\rho_{*} = 1.117$ bzw. 1.139) zeigen Abb. 5.13 und 5.14, daß sich jetzt nicht nur das Konzentrations- sondern auch das Temperaturprofil ändert. In der ersten Phase dieser Experimente wird das Temperaturprofil noch überwiegend von Wärmeleitung bestimmt, während es mit wachsendem Abstand zwischen Wärmetauscher und Schmelzfront zunehmend einem konvektiven Wärmeübergang entspricht. Nur in der Anfangsphase sind noch zwei getrennte Schichten mit deutlich unterschiedlicher PEG-Konzentration zu beobachten. Nach kurzer Zeit verschwindet die Schichtgrenze und es stellt sich eine gleichmäßige PEG-Konzentration ein. Aus den Versuchsreihen mit anderen Temperaturen am Wärmetauscher ($T_w = 60^{\circ}\text{C}$ bzw. 90°C), deren Temperatur- und Konzentrationsprofile in Anhang D zusammengefaßt sind, ist ersichtlich, daß das Auflösen der Schichtgrenze bei gleichem ρ_{*} mit wachsendem T_w zunehmend früher beginnt.

Das Fehlen von Konzentrationsangaben in Abb. 5.14 und einigen weiteren Abbildungen ist darauf zurückzuführen, daß bei diesen Experimenten entweder keine Konzentrationsmessungen gemacht wurden oder aber infolge technischer Störungen nicht möglich waren. Die Veränderung des Temperaturprofils in Richtung auf ein

reines Konvektionsprofil setzt sich mit wachsendem ρ_* weiter fort. Abb. 5.15 zeigt die entsprechenden Messungen für $\rho_* = 1.182$, ein Wert, der unmittelbar oberhalb des Sprungs des Wärmeübergangskoeffizienten liegt. Das Konvektionsprofil ist jetzt deutlich ausgeprägt. Bei sehr großem ρ_* (1.607) sieht es sogar so aus, als käme es zu einem Durchschlag der Konvektionsströmung über den Wärmetauscher hinweg (Abb. 5.16).

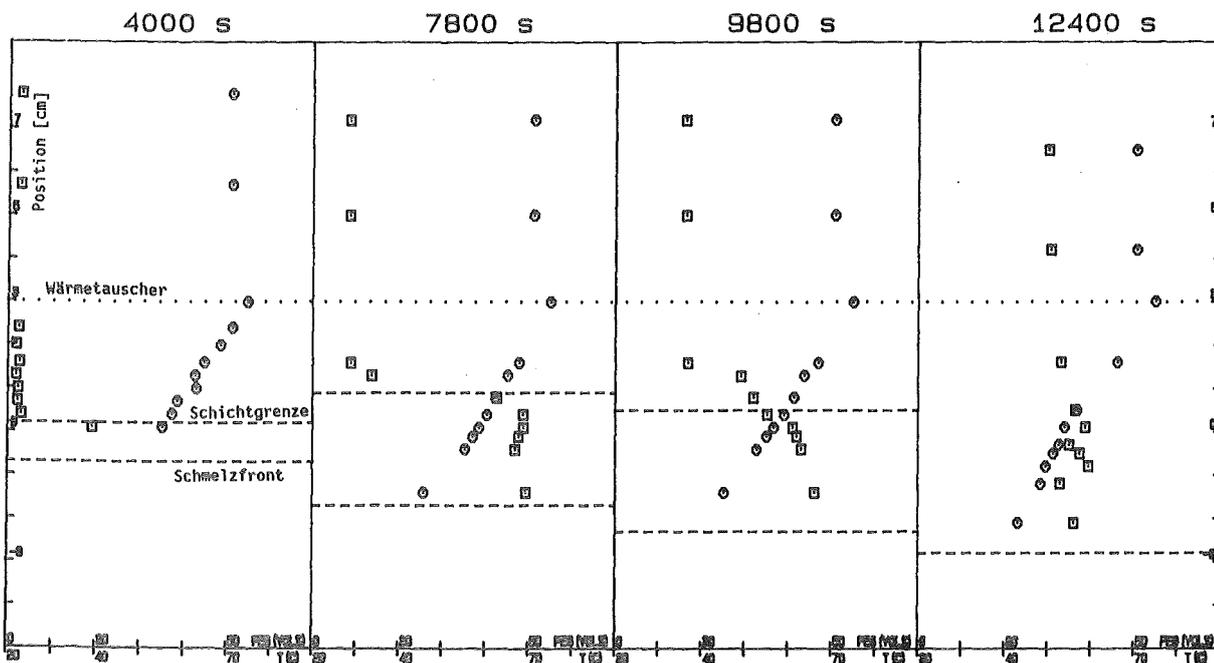


Abb. 5.12 Temperatur- und Konzentrationsprofile, ZnBr_2 ;

$$T_w = 75^\circ\text{C}, \rho_* = 1.094, \rho_1 = \rho_1(T_w)$$

O = Temperatur, □ = Konzentration des PEG

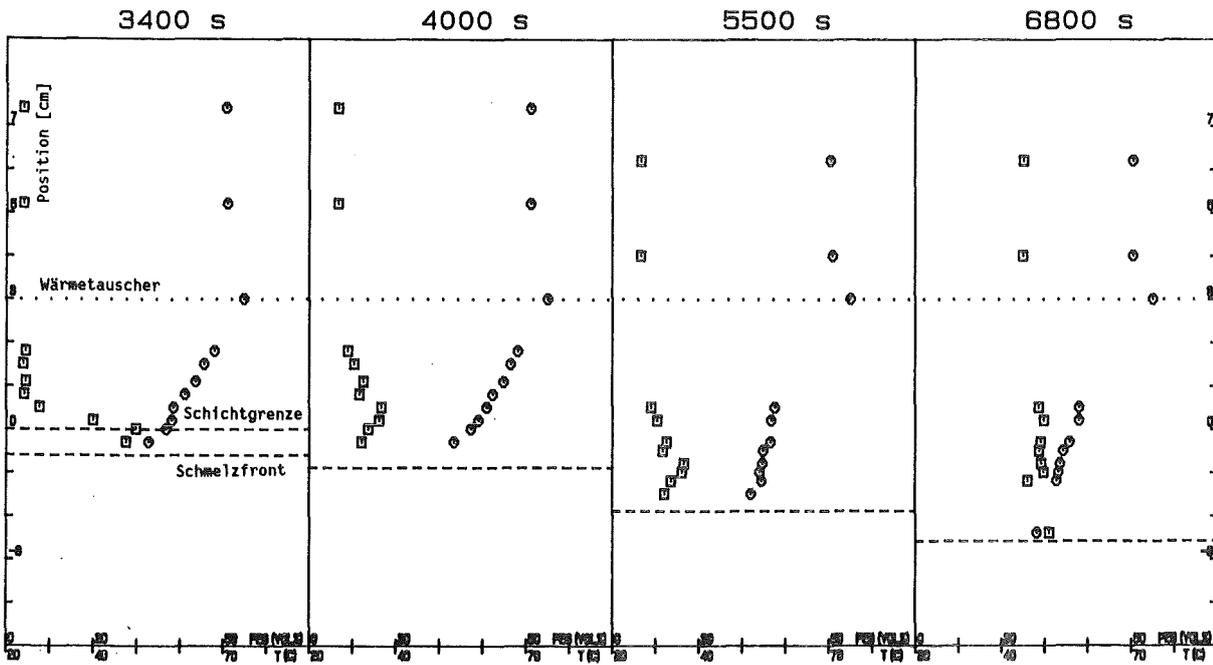


Abb. 5.13 Temperatur- und Konzentrationsprofile; ZnBr_2 ,
 $T_W = 75^\circ\text{C}$, $\rho_* = 1.117$, $\rho_1 = \rho_1(T_W)$
 \circ = Temperatur, \square = Konzentration des PEG

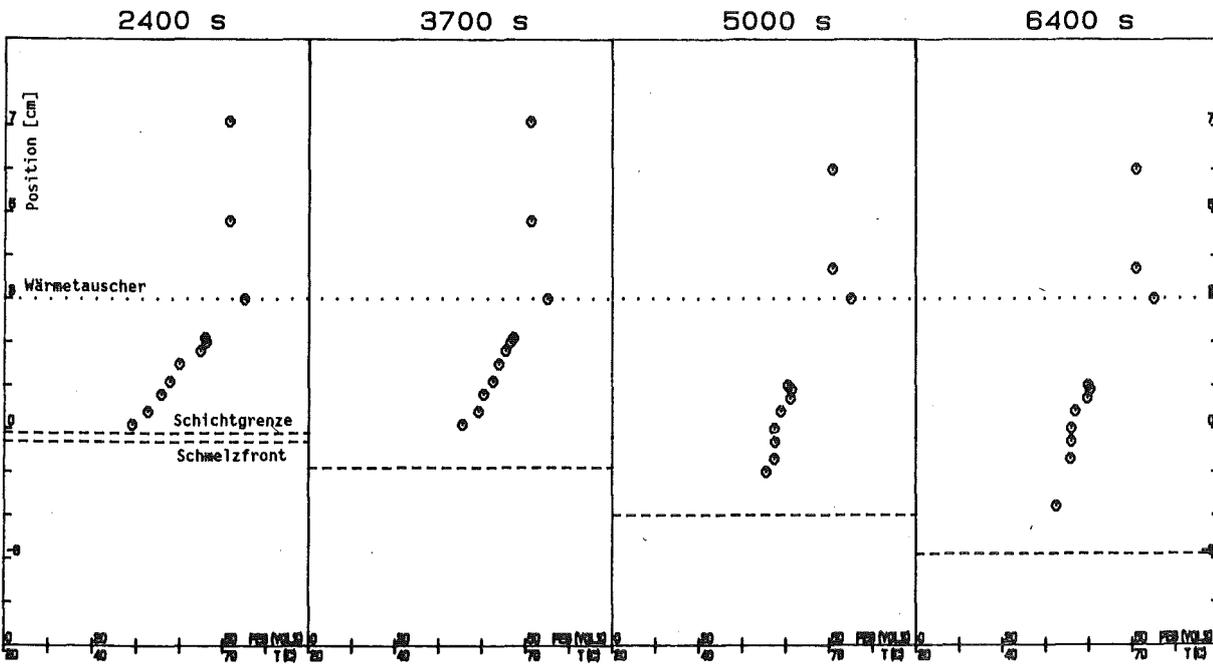


Abb. 5.14 Temperaturprofile; ZnBr_2 , $T_W = 75^\circ\text{C}$
 $\rho_* = 1.133$, $\rho_1 = \rho_1(T_W)$

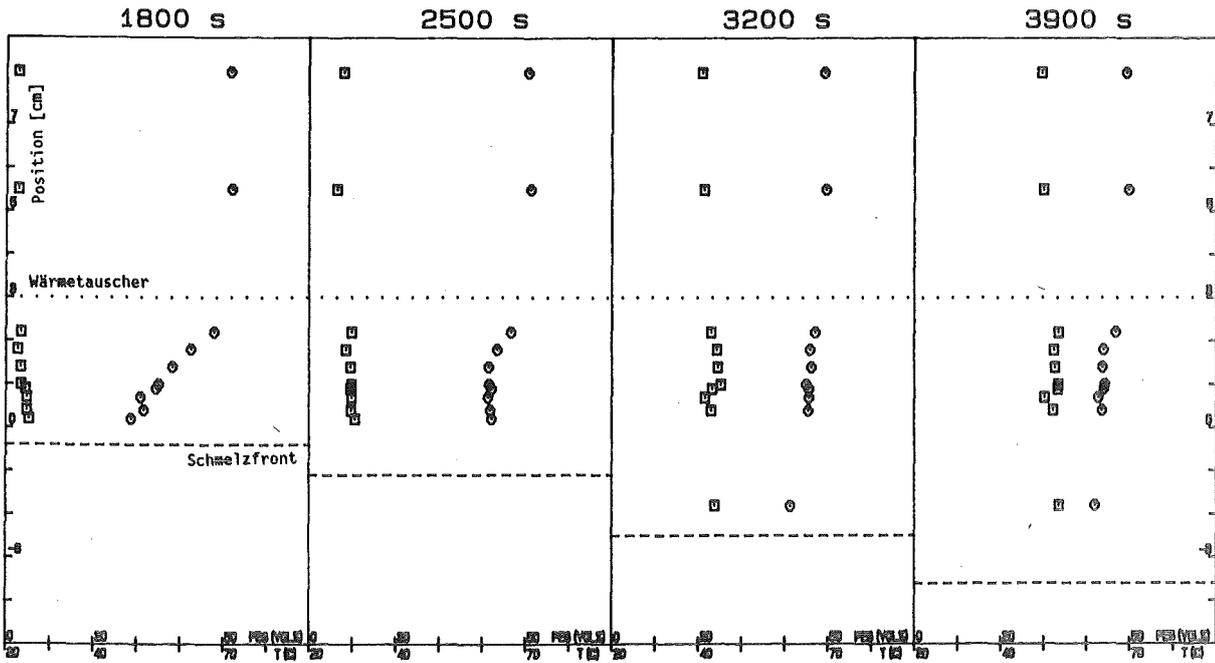


Abb. 5.15 Temperatur- und Konzentrationsprofile; ZnBr_2 ,
 $T_w = 75^\circ\text{C}$, $\rho_* = 1.182$, $\rho_1 = \rho_1(T_w)$
 \circ = Temperatur, \square = Konzentration des PEG

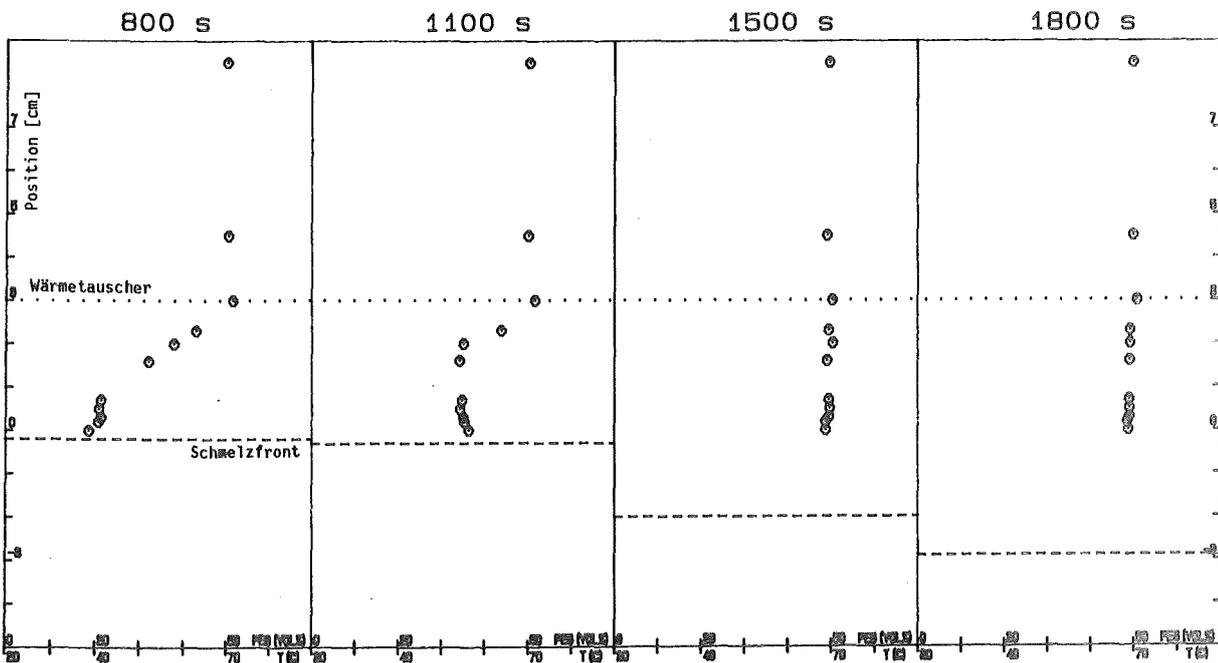


Abb. 5.16 Temperaturprofile; ZnBr_2 , $T_w = 75^\circ\text{C}$
 $\rho_* = 1.480$, $\rho_1 = \rho_1(T_w)$
 \circ = Temperatur, \square = Konzentration des PEG

Fast alle bis jetzt gezeigten Temperatur- und Konzentrationsprofile stammen aus Experimenten mit ZnBr_2 und $T_w = 75^\circ\text{C}$. Für die anderen Versuchsreihen der ZnBr_2 -Serie mit $T_w = 60^\circ\text{C}$ bzw. 90°C gilt, abgesehen von dem bereits erwähnten zeitlich früheren bzw. späteren Auflösen der Schichtgrenze, qualitativ das gleiche, was den Ablauf der Experimente betrifft.

Anders sehen die Verhältnisse bei NaBr aus. Hier kommt es zu keiner Schichtbildung. Das PEG verteilt sich unabhängig von ρ_* sofort nahezu gleichmäßig im gesamten Bereich der Flüssigkeit (Abb. 5.17). Dieses Ergebnis wurde durch visuelle Beobachtung bei allen anderen Experimenten mit NaBr bestätigt. Der Wärmetauscher stellt zwar im Bereich unterhalb des Sprungs des Wärmeübergangskoeffizienten kurzzeitig ein gewisses Hindernis für die Ausbreitung des aufgeschmolzenen PEG dar, was zu einer etwas höheren PEG-Konzentration in diesem Bereich führt, ansonsten sind aber - anders als bei ZnBr_2 - keine Konzentrationsunterschiede oder gar Schichtbildungen zu beobachten, weshalb auf weitere Konzentrationsmessungen verzichtet wurde.

Abb. 5.18 und 5.19 zeigen sehr deutlich, wie durch erhöhten Massentransport das Temperaturprofil seinen Charakter ändert. Bis etwa 1700 s nach Versuchsbeginn ist die Abschmelzrate äußerst gering (Abb. 5.19), das Temperaturprofil zeigt Wärmeleitung an (Abb. 5.18). PEG wird nur gelöst, aber nicht erschmolzen. Nach Erreichen der Schmelztemperatur an der PEG-Oberfläche steht mehr freigesetztes PEG zur Verfügung, das wegen des relativ großen ρ_* (1.190) sehr schnell nach oben transportiert wird, wodurch ein Konvektionsprozeß angefacht wird. Entsprechend ändert jetzt das Temperaturprofil seinen Verlauf (Abb. 5.18) und wird zu einem reinen Konvektionsprofil.

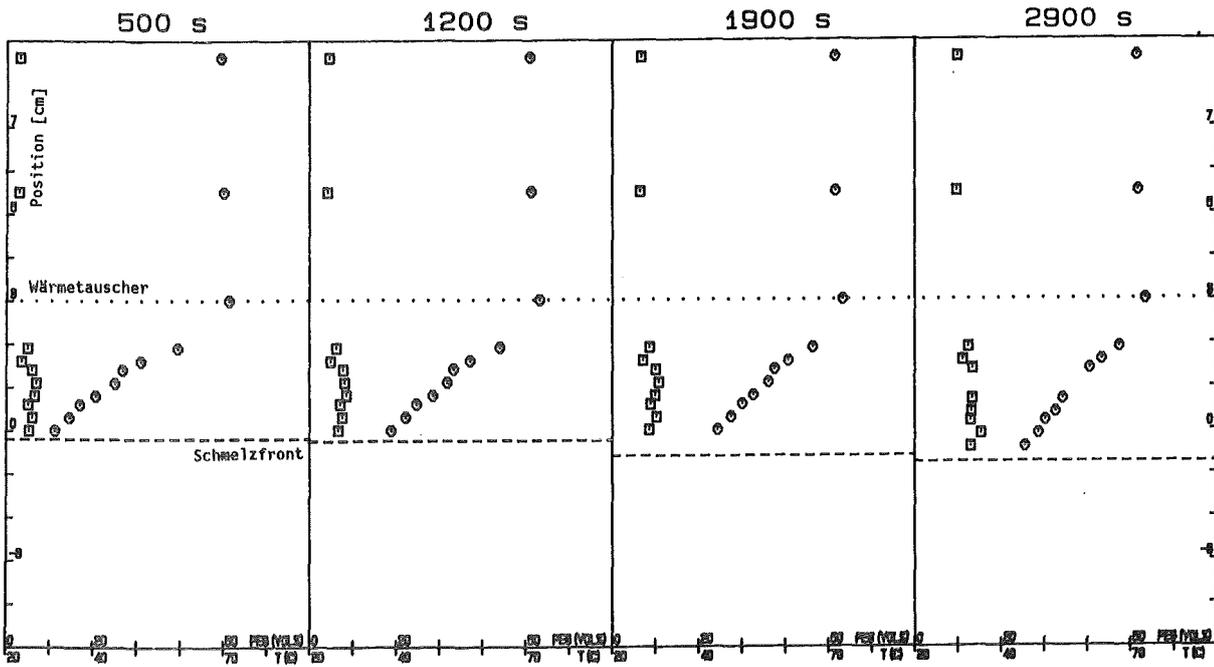


Abb. 5.17 Temperatur- und Konzentrationsprofile; NaBr,

$$T_W = 75^\circ\text{C}, \rho_* = 1.061, \rho_1 = \rho_1(T_W)$$

O = Temperatur, □ = Konzentration des PEG

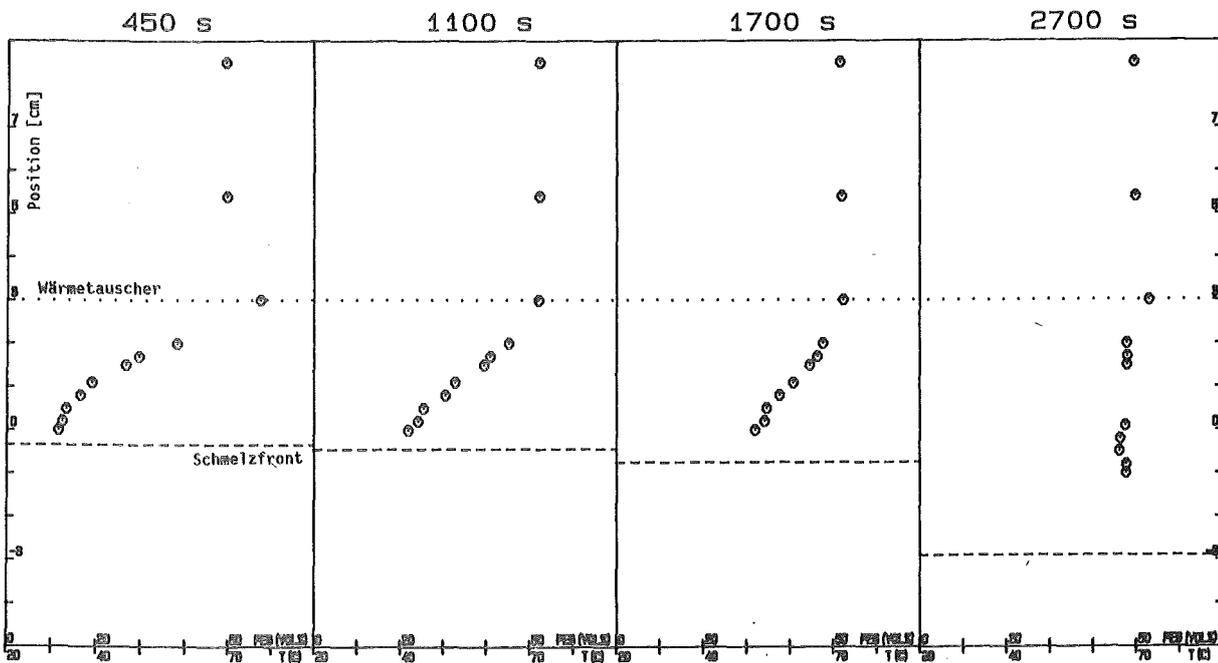


Abb. 5.18 Temperaturprofile; NaBr, $T_W = 75^\circ\text{C}$

$$\rho_* = 1.061, \rho_1 = \rho_1(T_W)$$

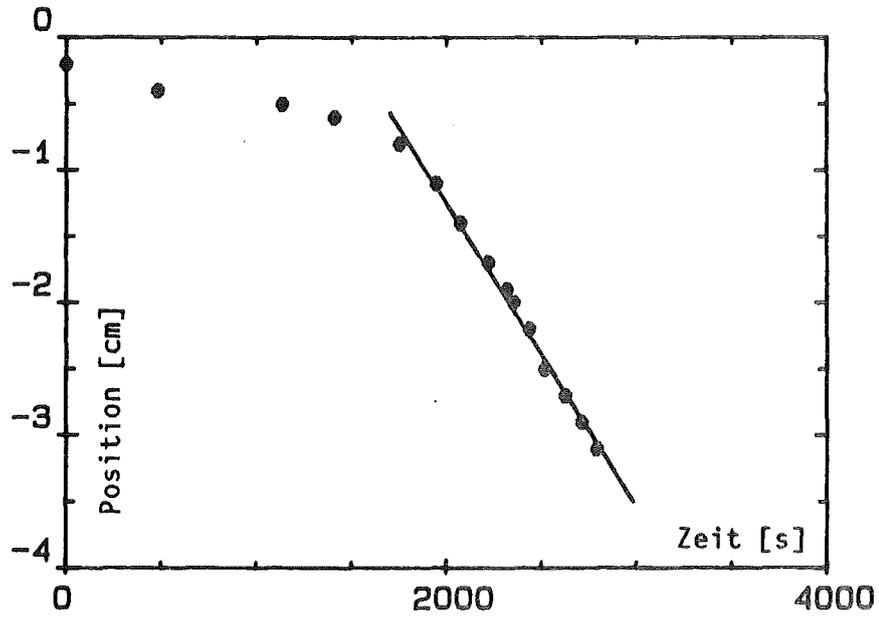


Abb. 5.19 Abschmelzkurve für eine NaBr-Lösung;

$$\rho_{\star} = 1.190, T_w = 75^{\circ}\text{C}, \rho_1 = \rho_1(T_w)$$

5.2 Volumenheizung

5.2.1 Die Abschmelzgeschwindigkeit $v\psi$

Bei dieser Versuchsreihe wurden insgesamt 17 Experimente durchgeführt. Die zugeführte Leistung P_i betrug bei 9 Experimenten 50 und bei 8 Experimenten 200 Watt. Bei allen Versuchen wurden ZnBr_2 -Lösungen verwendet. Die wichtigsten Daten sind in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Die Abschmelzgeschwindigkeit wurde wie in Kap. 5.1.1 beschrieben bestimmt. Typische Abschmelzkurven sind in den Abbildungen 5.20 - 5.25 dargestellt.

$\rho_1(T)$ [g/cm ³]	T [°C]	$\rho_1(45^\circ\text{C})$ [g/cm ³]	ρ_{*} (45°C)	50 W $v\psi$ [µm/s]	200 W $v\psi$ [µm/s]
1.036	21.4	1.023	0.930	----	----
1.121	21.4	1.107	1.006	0.97	2.4
1.160	23.7	1.147	1.043	1.3	3.4
1.204	22.2	1.189	1.081	2.2	11.1
1.226	19.6	1.210	1.100	2.3	13.2
1.235	19.0	1.218	1.107	3.3	12.9
1.244	25.1	1.231	1.119	4.3	12.8
1.273	18.8	1.255	1.141	3.8	14.7
1.313	17.3	1.294	1.176	4.2	17.0

Tab. 5.4 Daten der Experimente mit Volumenheizung

Abb. 5.20 zeigt das Abschmelzverhalten eines PEG/ ZnBr_2 -Systems für ein sehr kleines ρ_{*} . Der zeitliche Verlauf des Abschmelzens unterscheidet sich signifikant von allen anderen Abschmelzkurven. Die Abschmelzgeschwindigkeit nimmt ständig ab. Man kann zwar abschnittsweise an die Meßwerte Geraden fitten, insgesamt aber würde eine Hyperbel den Verlauf besser beschreiben. Die an die Schmelzfront transportierte Wärme nimmt mit der Zeit, d.h. mit wachsender Dicke der unteren Schicht, ab. Es ist deshalb praktisch nicht möglich, dem zugehörigen ρ_{*} ein eindeutiges $v\psi$ zuzuordnen.

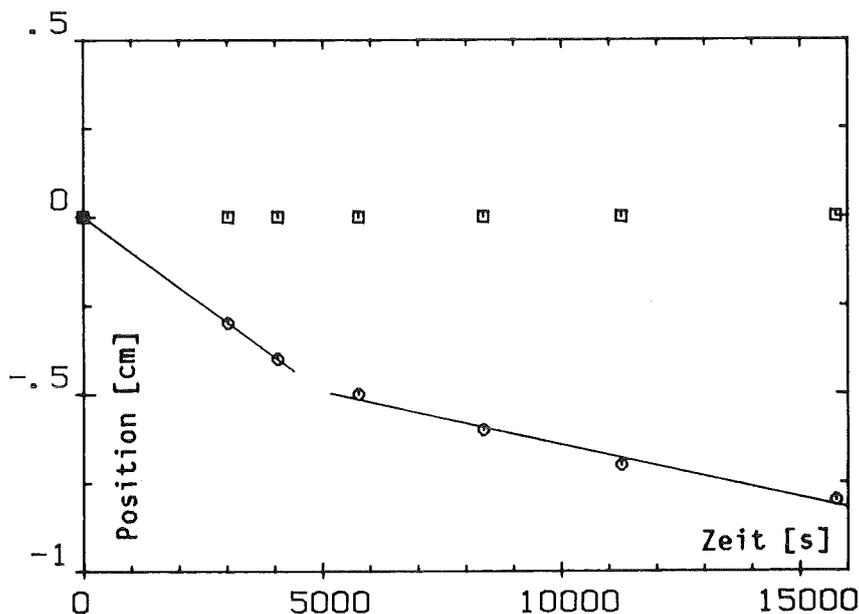


Abb. 5.20 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung bei Volumenheizung; $\rho_{*} = 0.930$; $P_i = 50$ Watt
 0 = Schmelzfront; \square = Schichtgrenze

Anders dagegen sehen die Verhältnisse bei einem etwas höheren ρ_{*} aus. Ein solcher Fall ist in Abb. 5.21 dargestellt. Die Abschmelzgeschwindigkeit nimmt mit der Zeit nur noch unwesentlich ab. Sie kann näherungsweise als zeitlich konstant betrachtet werden. Ein Vergleich des zeitlichen Verlaufs der Schichtgrenze in beiden Fällen liefert einen ersten Hinweis auf die Ursache und die Art des Wärmetransports in der unteren Schicht. Mit $\rho_{*} = .930$ ist das aufschmelzende PEG in jedem Fall schwerer als die darüberliegende Salzlösung. Die schwerere Mischung kann nur an der Schichtgrenze entstehen, da die Salzlösung von selbst nicht in das PEG eindringen kann. Die Bildung dieser Mischung läuft deshalb sehr langsam ab. Das bedeutet, daß die untere Schicht praktisch aus reinem PEG besteht, was durch das Verbleiben der Schichtgrenze auf dem ursprünglichen Niveau im Zusammenhang mit keinerlei meßbarem PEG-Transport in die darüberliegende Schicht (Kap. 5.2.3) bewiesen wird. In der unteren Schicht findet somit keinerlei Bewegung statt und die Wärmeleitung ist der einzige Wärmetransportprozeß. Wenn aber ρ_{*} größer 1 wird, "fällt" warme

Salzlösung in das aufgeschmolzene PEG. Die dadurch verursachte Volumenzunahme der unteren, schwereren Schicht hat zur Folge, daß die Höhe dieser Schicht mit ungefähr der doppelten Abschmelzgeschwindigkeit wächst. In der unteren Schicht findet jetzt also eine Bewegung statt, die einen zeitlich konstanten Wärmefluß zur Schmelzfront verursacht. Es ist deshalb überraschend, daß die Temperaturprofile (Kap. 5.2.3) nach wie vor auf Wärmeleitung hindeuten.

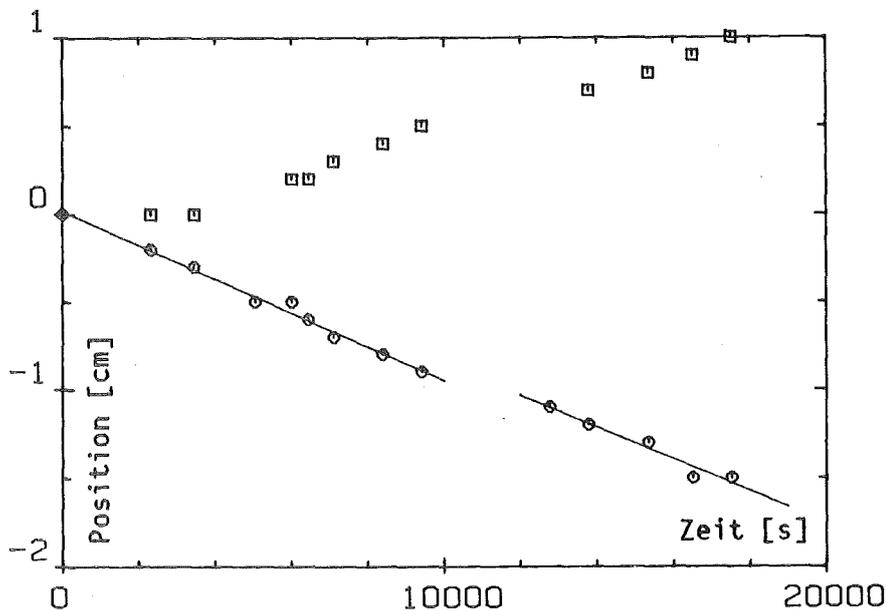


Abb. 5.21 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung bei Volumenheizung; $\rho_{\text{K}} = 1.006$; $P_i = 50$ Watt
0 = Schmelzfront; \square = Schichtgrenze

Abb. 5.22 zeigt wieder den von den Flächenheizungsexperimenten her gewohnten Verlauf. Zunächst ist die Abgeschwindigkeit relativ gering, sobald aber an der Schmelzfront die Schmelztemperatur des PEG erreicht wird, wird $v \downarrow$ plötzlich wesentlich größer.

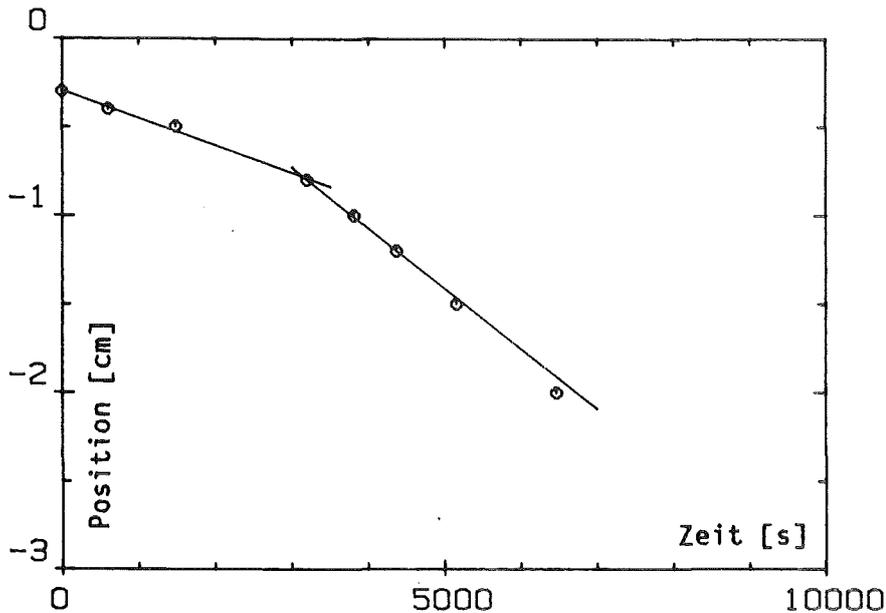


Abb. 5.22 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung bei Volumenheizung; $\rho_{*} = 1.107$; $P_{\perp} = 50$ Watt
○ = Schmelzfront; □ = Schichtgrenze

Bei den Experimenten mit $P_{\perp} = 200$ Watt treten zwei für Volumenheizung bei ZnBr_2 -Lösungen typische Phänomene deutlich zutage. Abb. 5.23 zeigt, daß es auch bei starker Vermischung von Salzlösung und PEG in der unteren Schicht mit der Zeit zu einer Abnahme der Abschmelzgeschwindigkeit kommt. In Abb. 5.24 ist das Einsetzen eines starken Abschmelzens deutlich mit dem Verschwinden der Mischungsschicht über der Schmelzfront korreliert. Bei Flächenheizung hatte das Auflösen dieser Schicht keinerlei Einfluß auf die Abschmelzgeschwindigkeit. Wie Abb. 2.6 zeigt, wächst der spezifische Widerstand einer ZnBr_2 -Lösung mit dem PEG-Anteil sehr stark an. Das hat zur Folge, daß beim Auftreten einer Mischungsschicht zwischen den Leistungselektroden zwei Widerstände parallel geschaltet sind, die sich um Größenordnungen unterscheiden. In einem solchen Fall wird Leistung nur im kleineren der beiden Widerstände, also in der oberen Schicht aus reiner Salzlösung freigesetzt, so daß sich keine Wärmequellen direkt an der Schmelzfront befinden.

Dieses Verhalten zeigt deutlich, daß bei der Übertragung der Ergebnisse von Modellexperimenten auf Kernfänger Vorsicht geboten ist, denn die Ursache für dieses Verhalten liegt in den

spezifischen chemisch-physikalischen Eigenschaften der verwendeten Stoffe selbst.

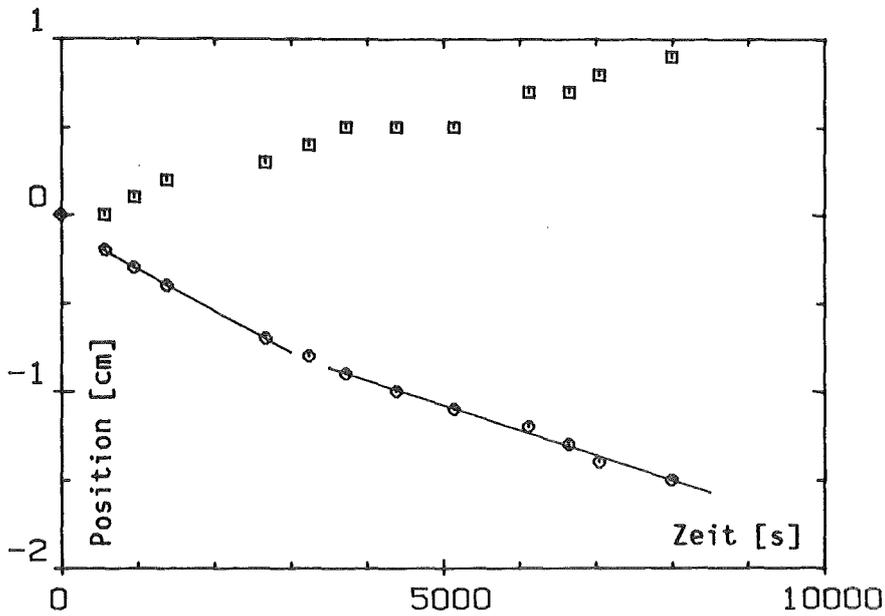


Abb. 5.23 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung bei Volumenheizung; $\rho_* = 1.006$; $P_i = 200$ Watt
0 = Schmelzfront; \square = Schichtgrenze

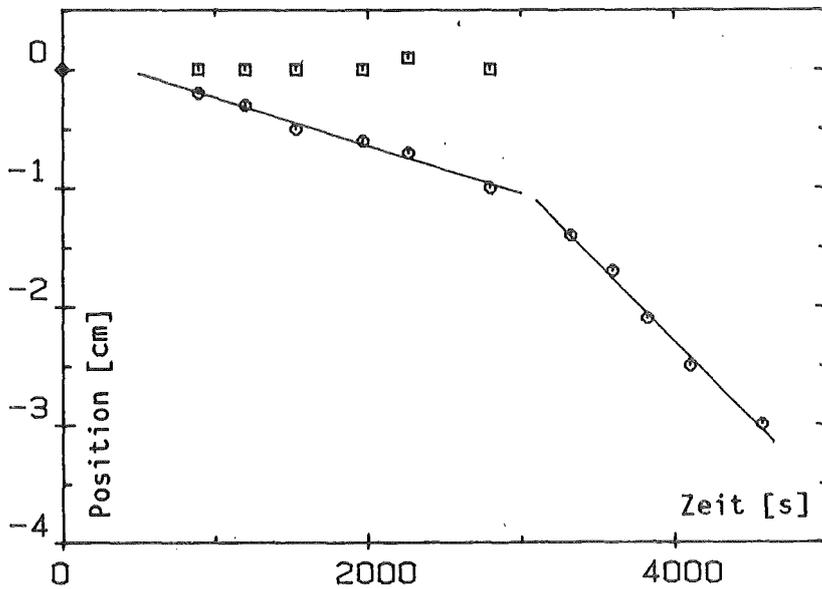


Abb. 5.24 Abschmelzkurve für eine ZnBr_2 -Lösung bei Volumenheizung; $\rho_* = 1.100$; $P_i = 200$ Watt
0 = Schmelzfront; \square = Schichtgrenze

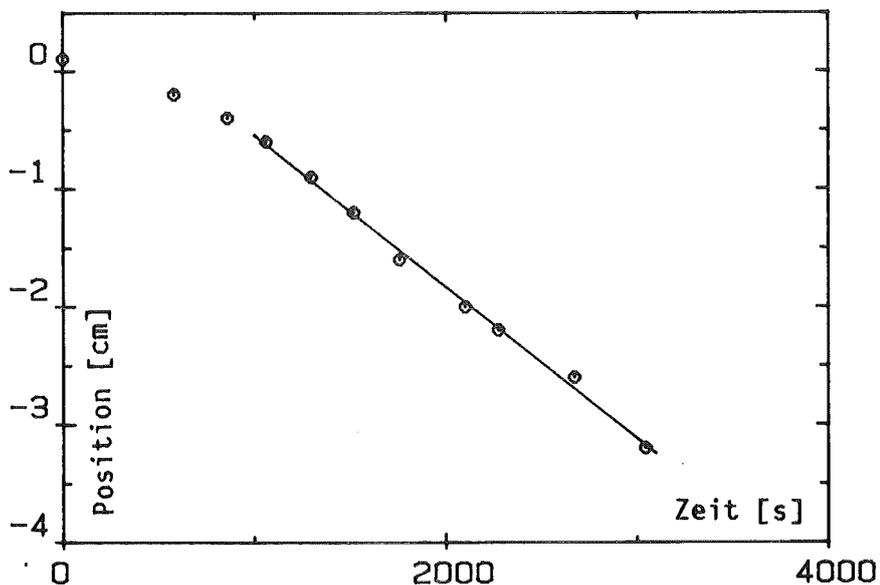


Abb. 5.25 Abschmelzkurve für eine $ZnBr_2$ -Lösung bei
Volumenheizung; $\rho_{*} = 1.119$; $P_1 = 200$ Watt
○ = Schmelzfront; □ = Schichtgrenze

In Abb. 5.25 zeigt sich, bedingt durch das Fehlen einer Mischungsschicht, wieder der "normale" Verlauf des Abschmelzens. Nach einer kurzen Anlaufphase setzt bei Erreichen der Schmelztemperatur ein heftiges und zeitlich konstantes Abschmelzen ein.

Trägt man die gemessenen maximalen Abschmelzraten über ρ_{*}^{-1} auf, so erhält man das in Abb. 5.26 gezeigte Bild. Wie schon bei den Flächenheizungsexperimenten hat man auch hier einen Bereich, in dem $v \downarrow$ sprunghaft ansteigt.

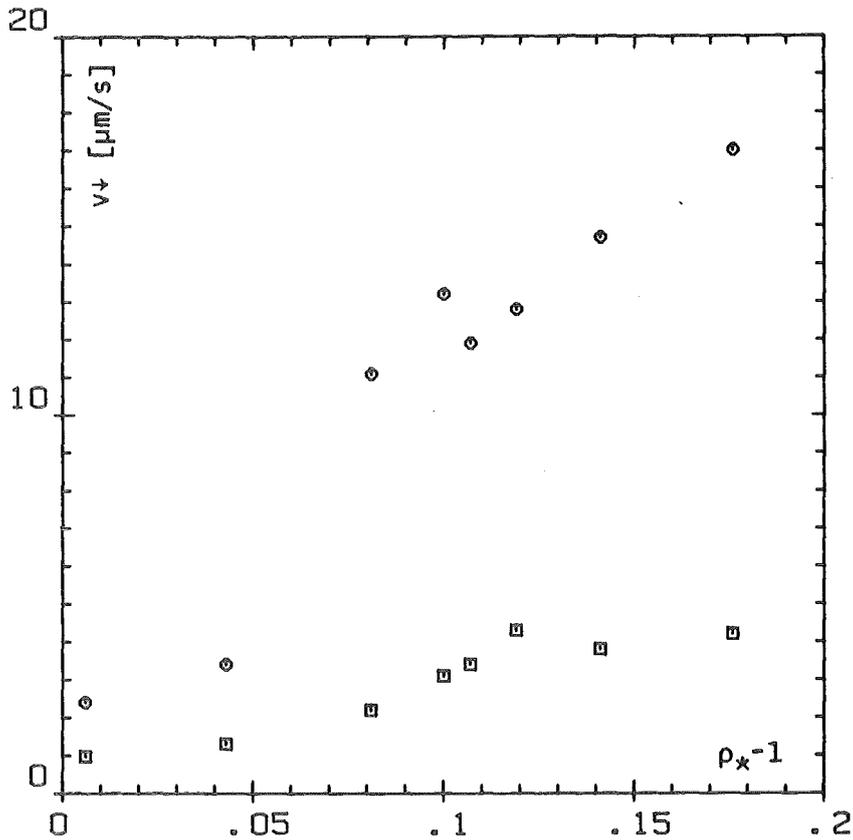


Abb. 5.26 v_{\downarrow} als Funktion von ρ_*^{-1} bei Volumenheizung
 ○ : $P_i = 200$ Watt; □ : $P_i = 50$ Watt

5.2.2 Die Wärmeströme

Anders als bei den Flächenheizungsexperimenten, bei denen der Wärmeübergangskoeffizient h zwischen Wärmetauscher und Schmelzfront die gesuchte Größe ist, ist bei den volumenbeheizten Experimenten der Anteil η der in der Flüssigkeit freigesetzten Leistung, der nach unten zur Schmelzfront transportiert wird, die entscheidende Größe. Dabei sind Verluste, z.B. durch die Wände der Meßkammer, zu berücksichtigen, so daß die nominal eingespeiste Leistung P_i durch eine um diese Verluste korrigierte, effektive Leistung P_{ie} zu ersetzen ist. Aus Gleichung 5-1 ergibt sich für die an der Schmelzfront ankommende Leistung P_{\downarrow}

$$(5-5) \quad P_{\downarrow} = \rho_m \cdot (Q_m + c \cdot \Delta T_s) \cdot A_m \cdot v_{\downarrow} \quad ,$$

wobei $A_m = 60 \text{ cm}^2$ die Fläche der Schmelzfront ist. Zusammen mit den Daten aus Tab. 2.2 ergibt sich

$$(5-6) \quad P_{\downarrow} = 1.427E+6 \text{ [J/m]} \cdot v_{\downarrow}$$

Da für η definitionsgemäß gilt

$$(5-7) \quad \eta = P_{\downarrow}/P_{ie}$$

erhält man

$$(5-8) \quad \eta = 1.427E+6 \text{ [J/m]} \cdot v_{\downarrow}/P_{ie}$$

Leistungsverluste werden im wesentlichen von Wärmeverlusten durch die Gefäßwände und durch das Abschalten der Heizleistung während der Konzentrationsmessungen verursacht. Wie schon in Kap. 2.5.3 erwähnt, wurde der Wärmefluß durch die Gefäßwände mit einem Wärmeflußmesser Knick WD30 gemessen. Die Messung erfolgte an einer Stirnwand der Meßkammer und wurde auf die gesamte wirksame Wandfläche von ca. 375 cm^2 umgerechnet. Die gemessenen Wärmestromdichten betragen ca. $85 \text{ kcal}/(\text{m}^2 \cdot \text{h}) \approx 100 \text{ W}/\text{m}^2$ bei $P_i = 50 \text{ W}$ und etwa $120 \text{ kcal}/(\text{m}^2 \cdot \text{h}) \approx 140 \text{ W}/\text{m}^2$ bei $P_i = 200 \text{ W}$. Daraus ergab sich eine Verlustleistung von 3.7 bzw. 5.2 Watt. Diese Werte sind nur als Abschätzung zu verstehen, da sich z.B. die wirksame Wandfläche infolge des Abschmelzens des PEG ständig entsprechend der Abschmelzrate vergrößert. Andererseits war der Wärmefluß durch die Seitenwände sicher etwas kleiner, weil diese Flächen durch die Plexiglasträger der Leistungselektroden thermisch besser isoliert waren. Auch der zweite Verlustterm läßt sich nur abschätzen. Wenn man annimmt, daß jede Konzentrationsmessung im Mittel etwa 1.2 s dauerte, so ergibt sich bei 20 Messungen pro Zyklus und einigen zusätzlichen Kontrollmessungen eine mittlere Totzeit in der Leistungszufuhr von ca. 0.5 min/Zyklus. Bei einer Zykluszeit von 10 min sind das 5%. Zählt man beide Verlustterme zusammen und zieht sie von der

jeweils zugehörigen Nominalleistung ab, so erhält man 44 bzw. 185 Watt als effektive Leistung.

Tab. 5.5 zeigt die mit Hilfe von Gleichung 5-8 berechneten Werte von η .

ρ_{*} (45°C)	44 W		185 W	
	$v\psi$ [$\mu\text{m/s}$]	η [%]	$v\psi$ [$\mu\text{m/s}$]	η [%]
1.006	0.97	3.15	2.4	1.85
1.043	1.3	4.12	3.4.	2.62
1.081	2.2	7.13	11.1.	8.56
1.100	2.3	7.46	13.2.	10.18
1.107	3.3	10.70	12.9.	9.95
1.119	4.3	13.94	12.8.	9.87
1.141	3.8	12.32	14.7.	11.34
1.176	4.2	13.62	17.0.	13.11

Tab. 5.5 Aus $v\psi$ berechnete η -Werte für die effektiv zugeführte Leistung

In Abb. 5.27 ist η als Funktion von ρ_{*}^{-1} dargestellt. Man erkennt, daß η , ähnlich wie der Wärmeübergangskoeffizient h bei den Flächenheizungsexperimenten, stark von ρ_{*} abhängt. Berücksichtigt man die großen Unsicherheiten in der effektiven Leistung und in $v\psi$, so ist im Rahmen der Meßgenauigkeit η unabhängig von der eingespeisten Leistung. Der Fehler von η dürfte in der Größenordnung dem Abstand zweier zum gleichen ρ_{*} gehöriger Werte entsprechen.

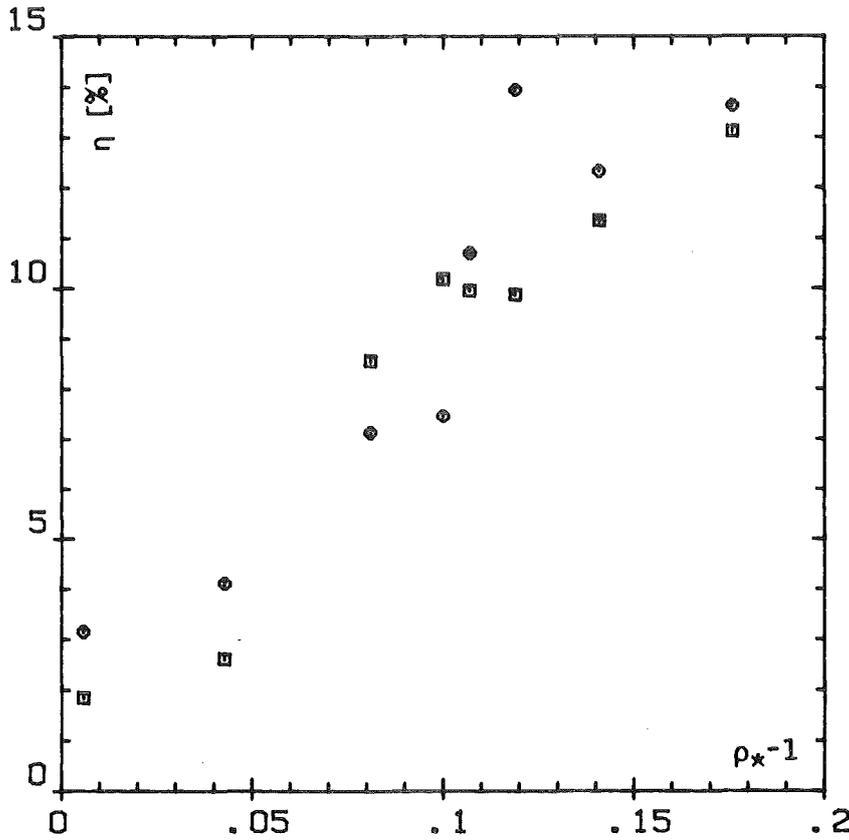


Abb. 5.27 η als Funktion von ρ_*^{-1} bezogen auf die effektive Leistung

○ : $P_{ie} = 44$ Watt □ : $P_{ie} = 185$ Watt

Die Wärmebilanz bei diesen Experimenten kann als ausgeglichen bezeichnet werden, wenn man auch die über das Verdampfen von Flüssigkeit abgeführte Wärme berücksichtigt, wie anhand der Daten eines Experiments mit $\rho_* = 1.006$ und $P_{ie} = 185$ W gezeigt werden kann. Von den effektiv eingespeisten 185 Watt wurden ca. 3.5 Watt an die Schmelzfront transportiert. Über den Wärmetauscher wurden im Mittel etwa 160 Watt abgeführt. Nimmt man an, daß die Verdampfungswärme der Salzlösung ungefähr der von Wasser entspricht (≈ 2260 J/g), so ergibt sich bei einer Verdampfungsrate von ca. 60 cm^2 in 7000 s eine über die Verdampfung abgeführte Leistung von etwa 19 Watt. Für die thermodynamische Betrachtung ist die über die Verdampfung abgegebene Leistung der mittels des Wärmetauschers abgeführten äquivalent. Deshalb muß dieser Betrag nicht bei der Berechnung

der effektiven Leistung berücksichtigt werden. Damit stehen 182.5 Watt abgeführter Leistung den 185 Watt zugeführter Leistung gegenüber, was im Rahmen der Meßgenauigkeiten als gleich bezeichnet werden kann.

5.2.3 Temperatur- und Konzentrationsprofile

Die in Abb. 5.28 bis 5.33 gezeigten typischen Temperatur- und Konzentrationsprofile sind formal ähnlich aufgebaut wie die entsprechenden Abbildungen in Kap. 5.1.3. Schichtgrenze und Schmelzfront sind wieder durch die obere bzw. untere gestrichelte Linie dargestellt. Die Unterkante des Wärmetauschers, die in allen Experimenten dieser Reihe bei +10 lag, ist nicht eingezeichnet, da sie praktisch mit der effektiven oberen Flüssigkeitsgrenze identisch war.

Die Temperaturprofile zeigen schon auf den ersten Blick deutliche Unterschiede zu den Temperaturprofilen der Flächenheizung. Im eingefahrenen Zustand gibt es im Bereich oberhalb einer eventuell vorhandenen Mischungsschicht nur Konvektion und zwar unabhängig von ρ_{*} . Die zeitliche Entwicklung des Temperaturprofils, die besonders gut in Abb. 5.28 zu sehen ist, zeigt, daß sich das Konvektionsprofil von oben nach unten einstellt. Dieselbe Abbildung zeigt auch, daß in diesem Fall ($\rho_{*} = 0.930$), wie schon in Kap. 5.2.2 kurz erwähnt, praktisch kein aufgeschmolzenes PEG nach oben und keine Salzlösung nach unten transportiert wird. Die Leitfähigkeitssonden zeigen keine erwähnenswerte Zunahme der PEG-Konzentration über der Schichtgrenze an, die wiederum während des gesamten Experiments an der gleichen Stelle bleibt.

In der nächsten Abbildung (5.29, $\rho_{*} = 1.006$) ist neben dem von den Flächenheizungsexperimenten her gewohnten Wachstum der Mischungsschicht auch der entsprechende Temperatur- und Konzentrationsverlauf in dieser Schicht zu erkennen. Wie schon bei der Flächenheizung deutet das Temperaturprofil auf Wärmeleitung hin, während das Konzentrationsprofil Konvektion

anzeigt. Die Übereinstimmung der visuell beobachteten mit der durch Konzentration und Temperatur gemessenen Schichtgrenze ist nicht so gut wie den Flächenheizungsexperimenten. Insbesondere aus dem Temperaturverlauf kann man den Eindruck gewinnen, daß die Konvektion in der oberen Schicht über die Schichtgrenze hinweg in die untere Schicht durchschlägt. Das ist jedoch wahrscheinlich nicht der Fall. Allerdings wird durch die Konvektionsströmung in der oberen Schicht die Grenzfläche an einzelnen Stellen sehr stark eingedrückt. Dies geschah insbesondere in der linken Hälfte der Meßkammer an der Stelle, wo sich die Sonden befanden, die in bzw. knapp über der Mischungsschicht messen. Es ist deshalb nicht verwunderlich, wenn diese Sonden zu hohe Temperaturen anzeigten.

Abb. 5.30 ($\rho_{*} = 1.119$) zeigt, daß keine erkennbaren größeren Wärmeleitungsbereiche mehr existieren, wenn keine Mischungsschicht mehr vorhanden ist. Das aufgeschmolzene Material wird, abgesehen von lokalen Fluktuationen, sofort in der gesamten Flüssigkeit gleichmäßig verteilt.

Für die Experimente mit einer eingespeisten Nominalleistung von 200 Watt gilt entsprechendes, wie man aus den Abb. 5.31 bis 5.33 erkennen kann. Bemerkenswert sind lediglich zwei Dinge, erstens der wesentlich ungleichmäßigere Temperaturverlauf in der Mischungsschicht im 3. und 4. Bild von Abb. 5.31 ($\rho_{*} = 1.043$) und zweitens das glatte Temperaturprofil zusammen mit einem äußerst unregelmäßigen Konzentrationsprofil im 3. Bild von Abb. 5.32 ($\rho_{*} = 1.100$). Aus dem zeitlichen Verlauf der Schichtgrenze erkennt man, daß zum Zeitpunkt des Auftretens dieser Unregelmäßigkeiten die Mischungsschicht abgebaut wurde, so daß hier verstärkte Massentransportprozesse als Ursache in Frage kommen. Abb. 5.33 ($\rho_{*} = 1.176$) zeigt dann wieder das rein konvektive Verhalten des Systems für große ρ_{*} . Die Temperatur- und Konzentrationsprofile sind, abgesehen von der Anfangsphase, eben.

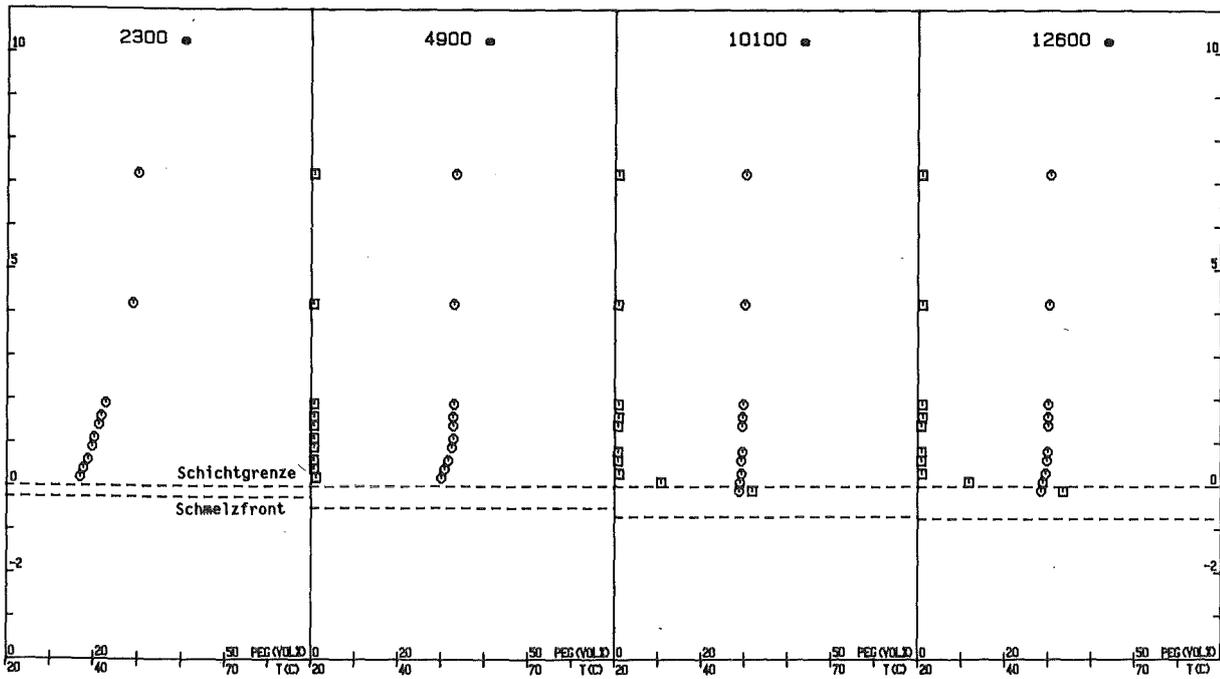


Abb. 5.28 Temperatur- und Konzentrationsprofile; ZnBr_2 ,
 $\rho_* = 0.930$, $P_i = 50 \text{ W}$
O = Temperatur, \square = Konzentration des PEG

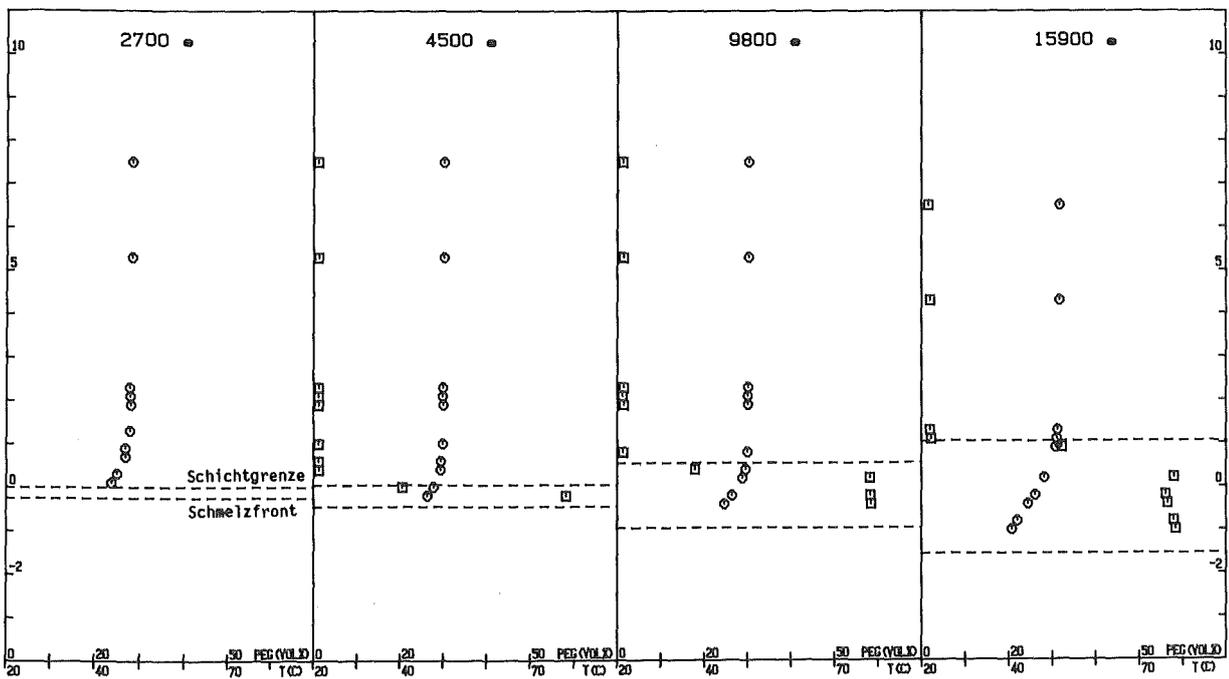


Abb. 5.29 Temperatur- und Konzentrationsprofile; ZnBr_2 ,
 $\rho_* = 1.006$, $P_i = 50 \text{ W}$
O = Temperatur, \square = Konzentration des PEG

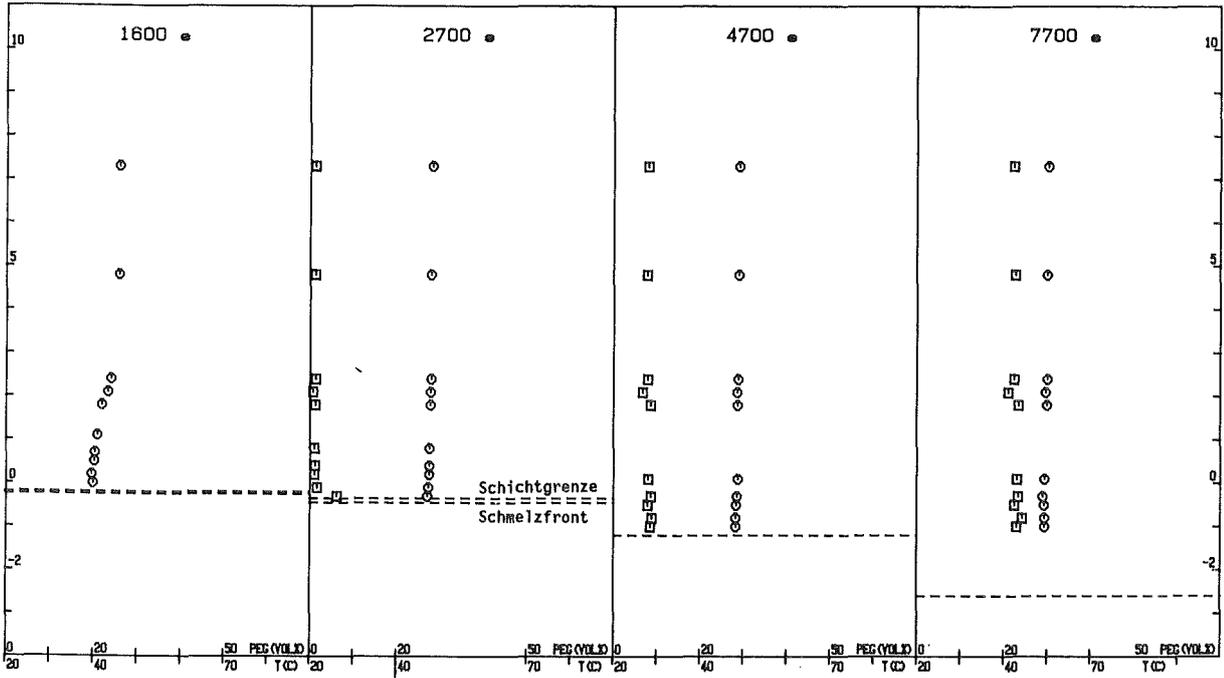


Abb. 5.30 Temperatur- und Konzentrationsprofile; ZnBr_2 ,
 $\rho_{*} = 1.119$, $P_i = 50 \text{ W}$
 O = Temperatur, □ = Konzentration des PEG

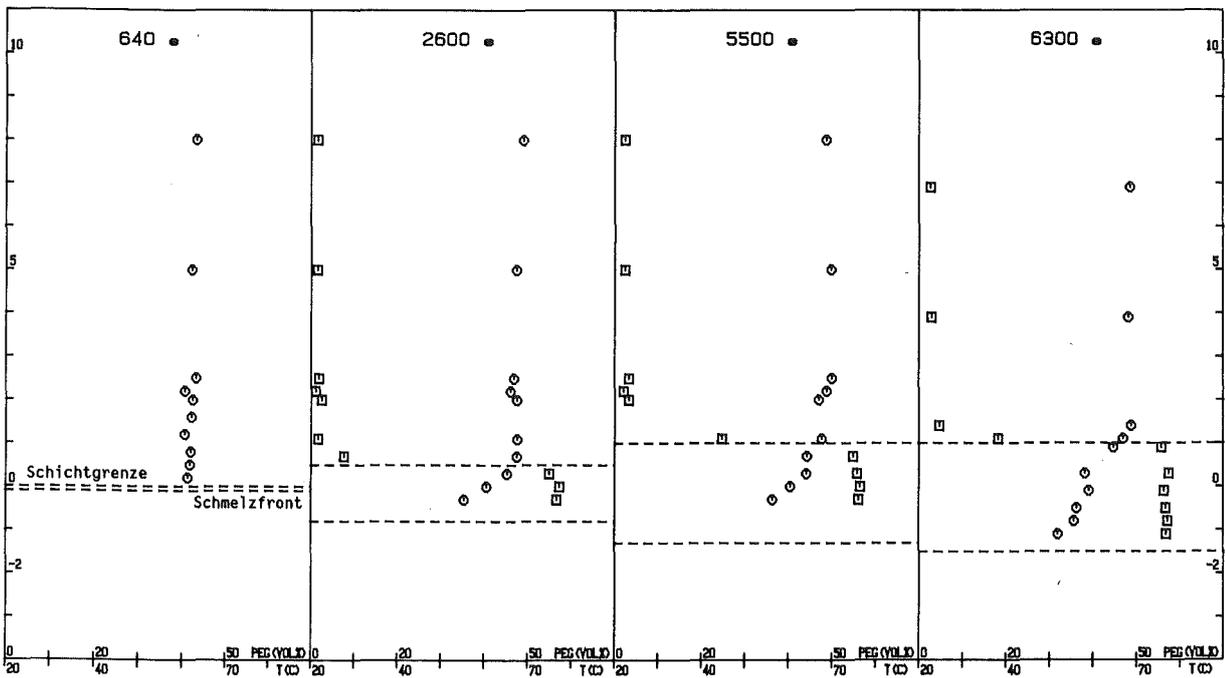


Abb. 5.31 Temperatur- und Konzentrationsprofile; ZnBr_2 ,
 $\rho_{*} = 1.043$, $P_i = 200 \text{ W}$
 O = Temperatur, □ = Konzentration des PEG

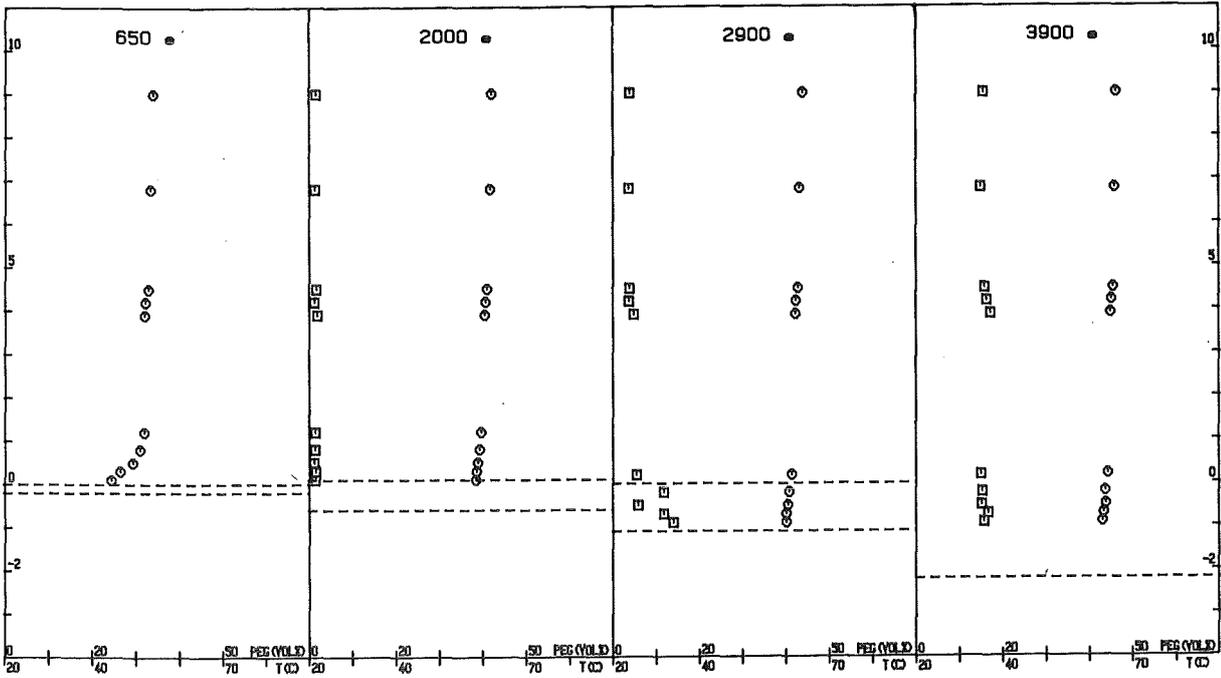


Abb. 5.32 Temperatur- und Konzentrationsprofile; $ZnBr_2$,
 $\rho_* = 1.100$, $P_i = 200$ W
O = Temperatur, \square = Konzentration des PEG

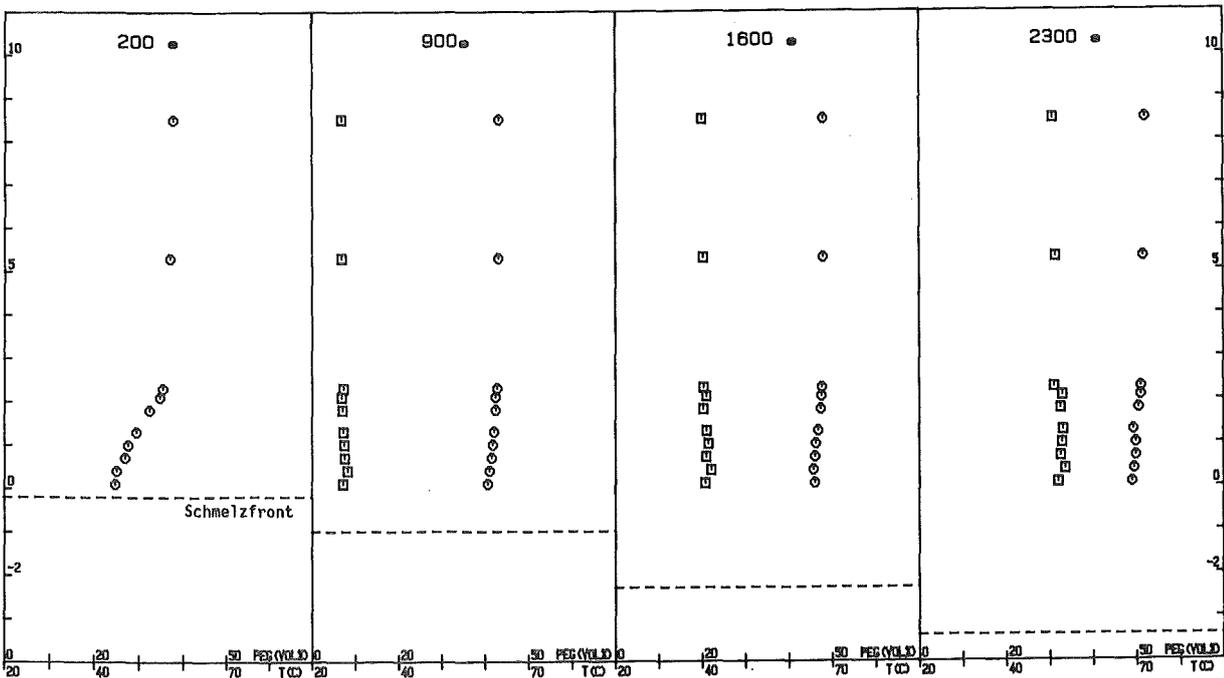


Abb. 5.33 Temperatur- und Konzentrationsprofile; $ZnBr_2$,
 $\rho_* = 1.176$, $P_i = 200$ W
O = Temperatur, \square = Konzentration des PEG

6. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

6.1 Flächenheizung

6.1.1 Diskussion und Interpretation der beobachteten Phänomene

Eine zunächst sehr einfach zu beantwortende Frage scheint die nach der Art des Wärmetransports zwischen Wärmetauscher und Schmelzfront zu sein. Bei alleiniger Betrachtung der Temperaturprofile (Abb. 5.8 - Abb. 5.18) könnte man zu dem in Abb. 6.1 dargestellten Ergebnis kommen.

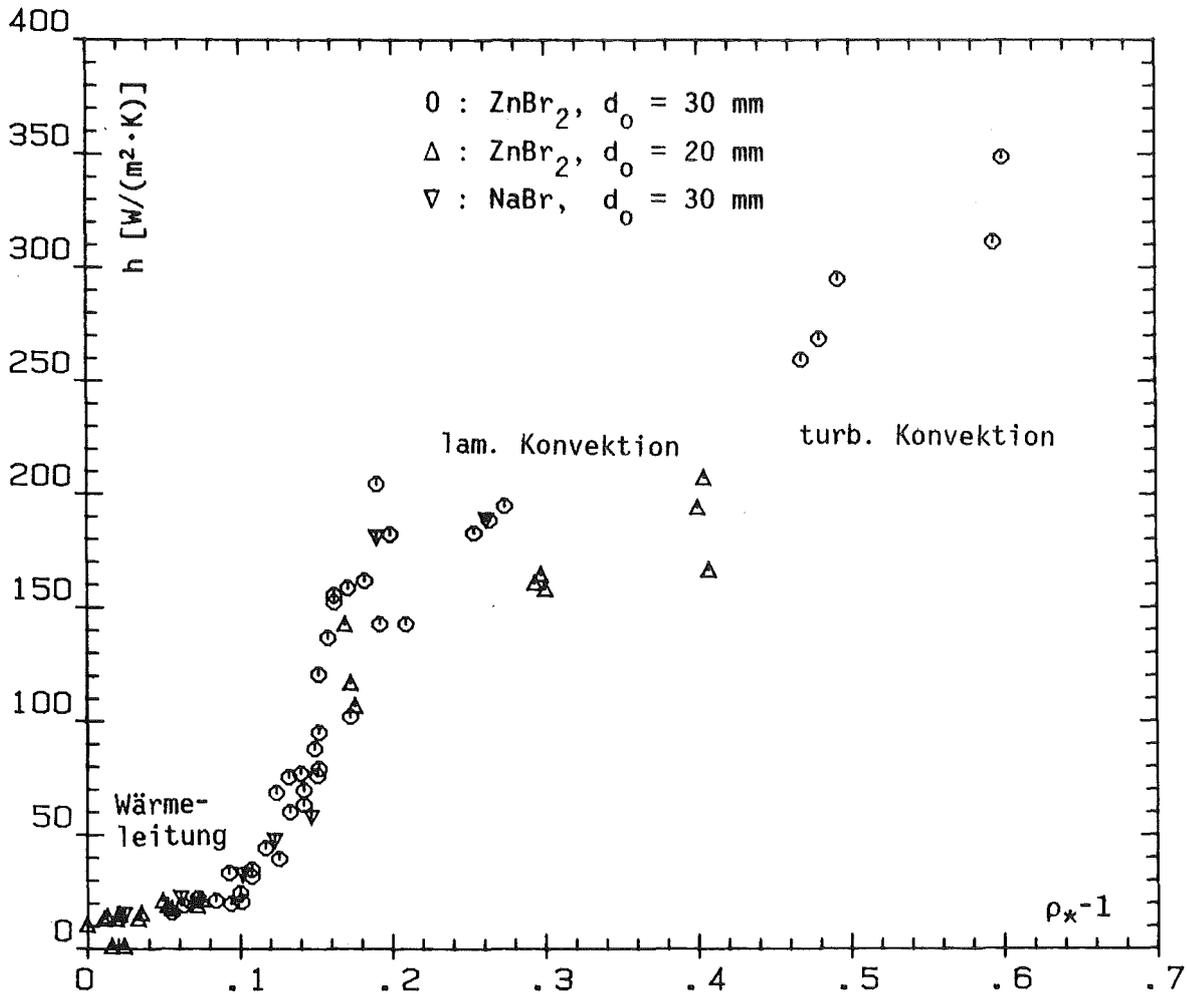


Abb. 6.1 Zuordnung der Wärmetransportmechanismen aufgrund der Temperaturprofile

Die sprunghafte Zunahme von h wird dabei als Übergangsbereich zwischen Wärmeleitung und laminarer Konvektion betrachtet. Es gibt allerdings einige Indizien, die gegen die Annahme von reiner Wärmeleitung unterhalb des Sprungs sprechen.

Als erstes sind es die Konzentrationsprofile, die sowohl bei den Experimenten mit NaBr als auch bei denen mit ZnBr_2 eindeutig darauf hinweisen, daß es einen ständigen und nicht zu vernachlässigenden Massenstrom in vertikaler Richtung gibt. Es ist unwahrscheinlich, daß dieser Massentransport nicht mit einem merklichen Wärmetransport verbunden ist. Die bei den ZnBr_2 -Experimenten auftretende Schichtbildung ist dabei nicht so wesentlich, da zumindest innerhalb dieser Schicht wegen der konstanten PEG-Konzentration massive Transportvorgänge stattfinden müssen. In einem Experiment mit $\rho_{*} = 1.063$ wurde versucht, die Bewegungsvorgänge durch Einbringen von kleinen Al- bzw. Papier-Flitterchen zu verfolgen. Dabei zeigte sich, daß sich die leichten Papier-Flitter, wenn auch äußerst langsam, zwischen Wärmetauscher und Schmelzfront hin und her bewegten, wobei die Schichtgrenze kein erkennbares Hindernis darstellte.

Die Abschmelzrate selbst spricht ebenfalls gegen die Annahme reiner Wärmeleitung im Bereich $\rho_{*} < 1.1$. Wenn der Wärmetransport zwischen Wärmetauscher und Schmelzfront nur auf Wärmeleitung basieren würde, müßte bei annähernd konstanter Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit unterhalb des Wärmetauschers der Wärmestrom nach unten umgekehrt proportional mit dem Abstand zwischen Wärmetauscher und Schmelzfront abnehmen. Damit gäbe es keine über eine längere Zeit konstante Abschmelzrate, wie sie bei allen Flächenheizungsexperimenten beobachtet wurde. Dieser Fall, nämlich eine zeitlich abnehmende Abschmelzrate wurde allerdings bei einem Volumenheizungsexperiment beobachtet. Für $\rho_{*} = 0.930$, $P_i = 50 \text{ W}$ (Abb. 5.20 und 5.28) bildete sich über der Schmelzfront eine offensichtlich aus reinem PEG bestehende Schicht, in der keine Wärme erzeugt wurde. Da an ihrer Oberfläche die Temperatur zeitlich annähernd konstant war, entsprach dieses Experiment in wesentlichen Punkten einem Flächenheizungsexperiment, bei dem sich der Wärmetauscher in der Position 0, also in der Ausgangsposition der Schmelzfront befindet. Aus den Konzentrationsprofilen kann man, wie bereits in Kap. 5.2.3 diskutiert, schließen, daß kein nennenswerter Massentransport in dieser Schicht stattfindet. Wie erwartet, nimmt der Wärmetransport nach unten in diesem Fall mit wachsender Schichthöhe ab.

Aus diesen Beobachtungen ergibt sich eindeutig, daß die Annahme von reiner Wärmeleitung im Bereich $\rho_{*} < 1.1$ trotz eines entsprechenden Temperaturprofils nicht richtig sein kann. Vielmehr muß davon ausgegangen werden, daß ein Massentransport und damit ein Konvektionsprozeß stattfindet.

Die Frage nach dem Charakter dieser Konvektionsform ist mit dem vorliegenden Datenmaterial nur schwer zu beantworten. Die ersten Beobachtungen bei ZnBr_2 -Lösungen zeigten innerhalb der Mischungsschicht zellartige Strukturen (vgl. Abb. 3.4). Ob es sich dabei aber um Konvektionszellen handelt, ist fraglich. Da bei den Experimenten mit NaBr dieselben Wärmeübergangskoeffizienten gemessen wurden wie bei den ZnBr_2 -Versuchen, ohne daß eine Schicht beobachtet oder gemessen werden konnte, scheint dieses Phänomen für die Art des Wärmetransports nach unten auch nicht wichtig zu sein.

Eine mögliche Erklärung bietet das anomale Mischungsverhalten des PEG mit den Salzlösungen. Bei Gültigkeit der linearen Mischungsformel (Gl. 4-1) müßte nämlich für $\rho_{*} > 1$ deutlich erkennbar Konvektion einsetzen, da das PEG in diesem Fall spezifisch leichter ist als die Salzlösung sowie jede mögliche Mischung beider Stoffe. Im Fall eines nichtlinearen Mischungsverhaltens wie es bei einem System wässrige Salzlösung-PEG vorliegt, verkleinert sich der Dichteunterschied zwischen der Salzlösung und dem aufgeschmolzenen PEG durch Vermischung der beiden Stoffe, bzw. ändert sogar sein Vorzeichen, je nachdem, wie groß das ursprüngliche ρ_{*} war. Man kann sich das in etwa so vorstellen: ein PEG-Tropfen hat sich von der Schmelzfront abgelöst und bewegt sich in der schwereren Salzlösung nach oben. Dabei nimmt er Salzlösung auf, die seine Dichte sehr schnell ansteigen läßt, bis sie infolge des nichtlinearen Mischungsverhaltens gleich groß oder größer als die der Umgebung wird. Der Auftrieb wird deshalb sehr schnell kleiner, bis er schließlich ganz verschwindet und der ursprüngliche PEG-Tropfen vielleicht sogar wieder absinkt. Insgesamt bewirkt deshalb die Anomalie der Mischungsdichte eine mehr oder minder starke Behinderung der ursprünglichen

Aufwärtsbewegung. Hinzu kommt, daß der aufgeprägte Temperaturgradient konvektionshemmend, d.h. stabilisierend wirkt. Man kann deshalb im Bereich $\rho_{**} < 1.1$ von einer durch die Anomalie der Mischungsdichte stark behinderten Konvektion sprechen. Die Strömungsgeschwindigkeiten werden entsprechend herabgesetzt, so daß das Temperaturprofil schließlich Wärmeleitung vortäuscht. (Der Einfluß einer Dichteanomalie auf das Konvektionsverhalten einer Flüssigkeitsschicht wurde von G.P. Merker /46/ an Wasser in der Nähe von 40°C untersucht. Er kam dabei ebenfalls zu dem Ergebnis, daß eine Dichteanomalie überwiegend stabilisierende Wirkung hat.) Im Bereich des Sprungs von h ist die Mischungsdichte nicht mehr groß genug, um zusammen mit dem Temperaturgradienten die Konvektionsbewegung zu unterbinden. Das Temperaturprofil ändert sich deshalb entsprechend der nun stärkeren Strömung und nähert sich mit wachsendem ρ_{**} immer mehr einem typischen Konvektionsprofil an. Oberhalb des Sprungs hat man schließlich voll entwickelte laminare Konvektion, die mit weiter ansteigendem ρ_{**} zwischen 1.45 und 1.5 in turbulente Konvektion übergeht. Damit ergibt sich die in Abb. 6.2 gezeigte Zuordnung der einzelnen Konvektionsbereiche.

Eine solche Interpretation der Konvektionsbereiche führt zu einer überraschenden Ähnlichkeit mit einem ganz anderen Problem, nämlich dem der Konvektion in einer vertikalen Flüssigkeitsschicht, das von R.K. MacGregor und A.F. Emery /47/ untersucht wurde. Abb. 6.3 zeigt die Abhängigkeit des Wärmeübergangs zwischen den beiden vertikalen Begrenzungsflächen als Funktion der anliegenden Temperaturdifferenz sowie die zu den einzelnen Bereichen gehörenden typischen Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile. Zu beachten ist, daß der Wärmeübergangskoeffizient in Form einer Nusselt-Zahl und die Temperaturdifferenz als Rayleigh-Zahl dargestellt werden, wobei in beiden Fällen die Spaltbreite die charakteristische Länge ist. Der Maßstab auf der x-Achse ist leider etwas ungünstig gewählt. Er verschleiert den sehr starken Anstieg des Wärmeübergangs im Bereich des "asymptotic flow".

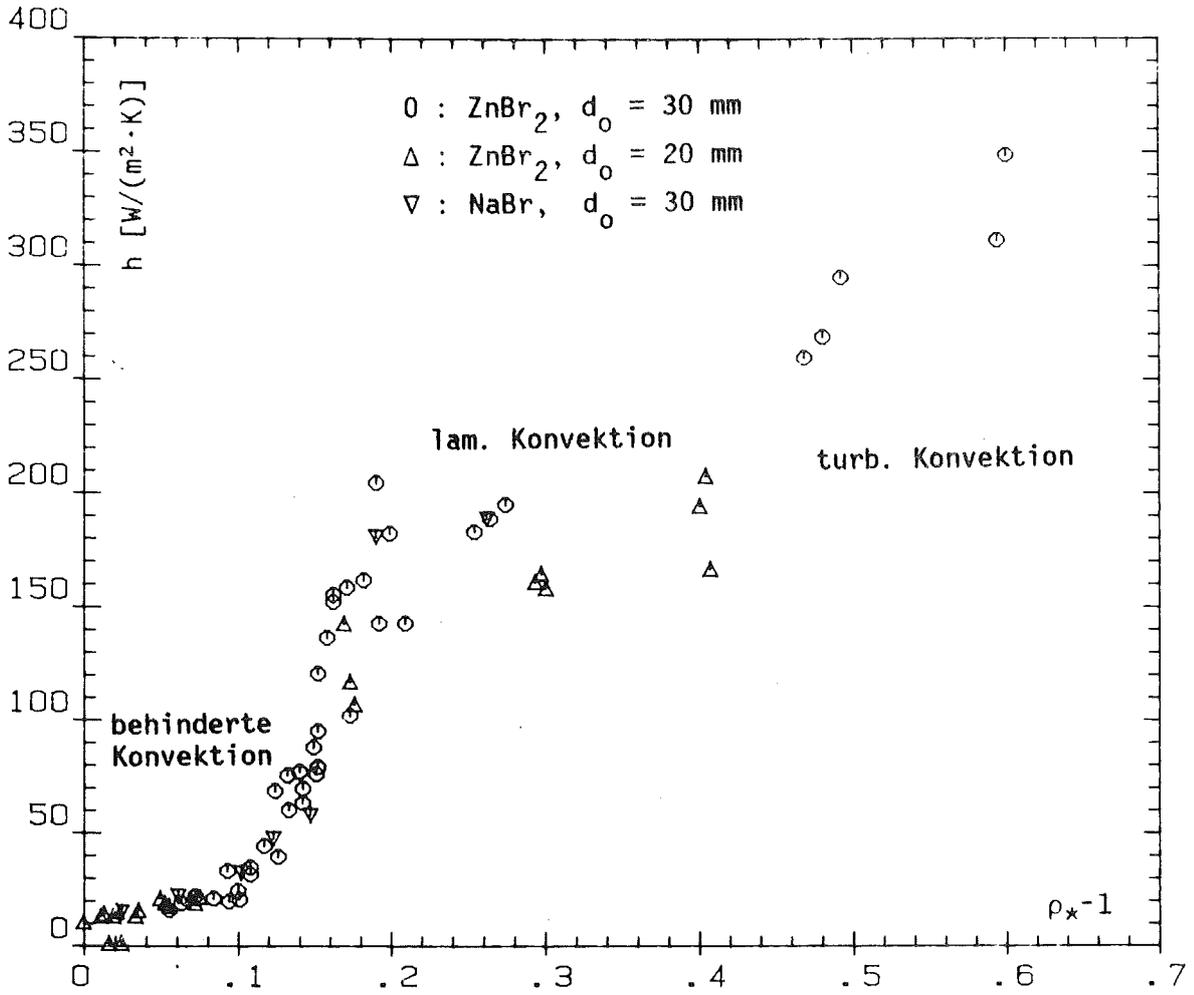


Abb. 6.2 Zuordnung der Konvektionsbereiche unter Berücksichtigung der Mischungsdichten

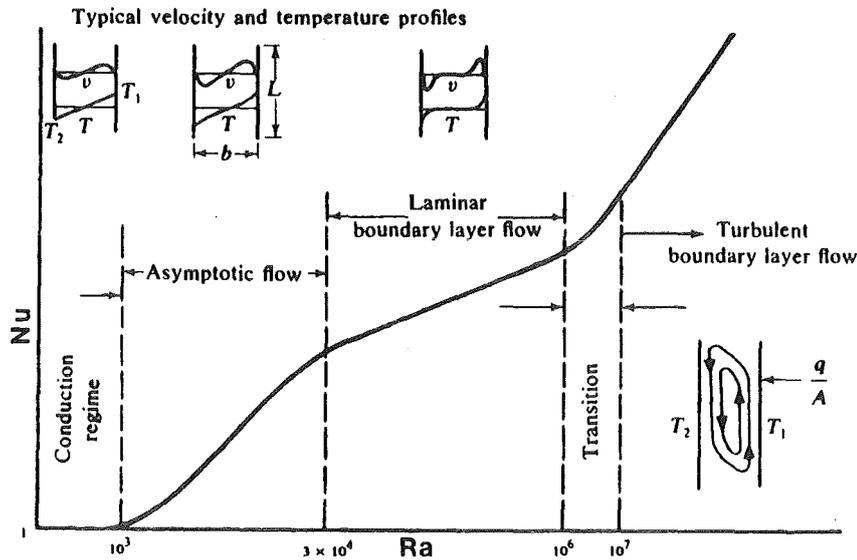


Abb. 6.3 Konvektionsbereiche beim Wärmeübergang in einer vertikalen Flüssigkeitsschicht /47/

Neben der sehr großen Ähnlichkeit des Kurvenverlaufs in Abb. 6.2 und 6.3 ist auch die Ähnlichkeit der den einzelnen Bereichen zugeordneten typischen Temperaturprofile in Abb. 5.8 - 5.18 und Abb. 6.3 erstaunlich. Abb. 6.3 zeigt, daß es schon für sehr kleine Temperaturdifferenzen eine, wenn auch schwache Strömung in der Flüssigkeitsschicht gibt. Trotzdem ist das Temperaturprofil ein reines Wärmeleitungsprofil. Bei einer etwas höheren Temperaturdifferenz wird die Strömung stärker und das Temperaturprofil verändert sich in Richtung auf ein reines Konvektionsprofil. Alle diese Merkmale treffen auch auf die Ergebnisse der Flächenheizungsexperimente zu, wobei lediglich die Temperaturdifferenz der Seitenflächen durch ρ_{**} und das horizontale durch das vertikale Temperaturprofil zu ersetzen ist.

6.1.2 Vergleich mit anderen Experimenten

Ein direkter Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit denen von Farhadieh und Baker /27/ liefert das in Abb. 6.4 dargestellte Resultat. Es zeigen sich erhebliche Unterschiede in den gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten. Diese Abweichungen sind zunächst nicht zu verstehen.

Da bei den Experimenten dieser Arbeit und bei denen von Farhadieh und Baker praktisch die gleichen Materialien verwendet wurden, kommen als Ursachen für die unterschiedlichen Ergebnisse letztlich nur die Art der Beheizung und/oder die Geometrie der Meßkammer in Frage. Letzteres ist kein Widerspruch zu der Feststellung von Farhadieh, daß die Geometrie der abschmelzenden Oberfläche ohne Bedeutung ist /30/. Vermutlich sind die Höhe der Meßkammer, der Anfangsabstand d_0 zwischen der Flächenheizung und der PEG-Oberfläche und die Form des Wärmetauschers die entscheidenden geometrischen Größen.

Der Anfangsabstand betrug bei den Experimenten von Farhadieh und Baker 1.7 cm. Über die Höhe der Meßkammer wurden leider keinerlei quantitative Angaben gemacht, es kann aber davon ausgegangen werden, daß sie wesentlich größer war als der Abstand Heizgitter - PEG-Oberfläche.

Wenn man sich vorstellt, daß die Flächenheizung eine strömungsmechanische Grenze bildet, über die hinweg sich keine starke Konvektionsströmung ausbilden kann, und den Einfluß des aufgeschmolzenen PEG im Bereich oberhalb der Heizung vernachlässigt, so hat man in der Meßkammer zwei Zonen, in denen Konvektion durch zwei völlig verschiedene Ursachen initiiert und in Gang gehalten wird. Oberhalb der Heizung ist es eine klassische thermische Konvektion, die ihre Ursache in der Temperaturdifferenz zwischen der Heizung und der Oberfläche der Flüssigkeit hat, während es im unteren Teil das Dichteverhältnis ρ_* ist, das den Auftrieb erzeugt und somit eine Konvektionsströmung anfacht. Entsprechend dieser vertikalen Aufteilung der Konvektionszonen wird auch die von der

Flächenheizung abgegebene Energie in zwei Energieströme aufgeteilt, deren Verhältnis durch die Intensität der Konvektion in den beiden Zonen bestimmt wird. Für kleines ρ_* ist die Konvektionsströmung unterhalb der Heizung sehr schwach und deshalb wird der Hauptanteil der Energie nach oben abgegeben. Für größeres ρ_* ändert sich die Aufteilung, außerdem wird insgesamt mehr Leistung abgegeben. Bei konstanter Temperatur an der Heizfläche ändert sich der Absolutbetrag der nach oben abgegebenen Leistung nicht, während der nach unten jedoch mit wachsendem ρ_* zunimmt. Wenn man die Einschränkung, daß die Flächenheizung ein merkliches Hindernis für Konvektionsströmungen darstellt, fallen läßt, kann es je nach Intensität der Konvektionsströmungen zu einem Durchschlagen dieser Strömungen über die Heizung hinweg kommen. Damit wird zusätzliche Wärme aus dem oberen, wärmeren Bereich nach unten transportiert. Das führt zu einer Erhöhung der Abschmelzrate und damit zu einer Erhöhung des aus der Abschmelzrate berechneten Wärmeübergangskoeffizienten.

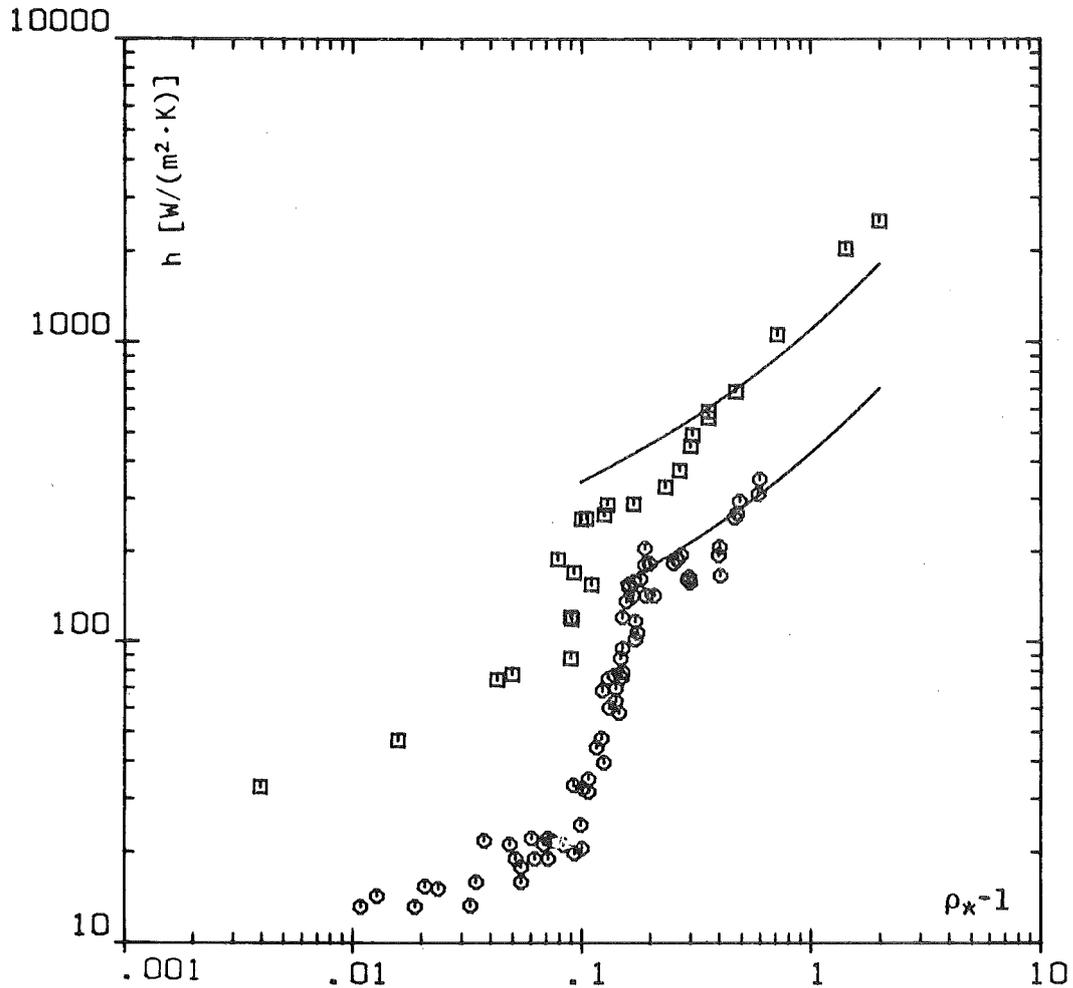


Abb. 6.4 Der Wärmeübergangskoeffizient h als Funktion von ρ_*^{-1}
Flächenheizung

○ : Ergebnisse dieser Arbeit

□ : Ergebnisse von Farhadieh und Baker /27/ und
Briensfield /29/

Vergleicht man den bei den Experimenten dieser Arbeit verwendeten Wärmetauscher mit einem elektrischen Heizgitter, wie es von Farhadieh und Baker eingesetzt wurde, so ist festzustellen, daß der Wärmetauscher mit seinen relativ dicken Rohren und kleinen Zwischenräumen ein wesentlich massiveres Hindernis für eine Flüssigkeitsströmung darstellt als ein

elektrisches Heizgitter mit seinen dünnen Drähten. Bei den Experimenten von Farhadieh und Baker ist deshalb die mechanische Trennung beider Konvektionszonen erheblich geringer als bei den Experimenten dieser Arbeit. Hinzu kommt, daß die Intensität der thermischen Konvektion oberhalb der Heizung mit wachsender Höhe der Meßkammer zunimmt, was das Übergreifen der Konvektionsströmung in den unteren Bereich ebenfalls begünstigt. Wenn schließlich auch noch der Anfangsabstand zwischen Heizgitter und Schmelzfront relativ klein ist, sind alle Voraussetzungen für die Ausbildung einer intensiven, sich über die gesamte Höhe der Meßkammer erstreckenden Konvektionsströmung gegeben. Bei dieser Strömungsform ist die Position der Heizung ohne Einfluß, da die von ihr abgegebene Energie sehr schnell und gleichmäßig verteilt wird, so daß sich die gesamte Flüssigkeit praktisch auf gleichem Temperaturniveau befindet. Solche Verhältnisse liegen auch bei den Experimenten von Briensfield /29/ vor. Die gute Übereinstimmung seiner Werte mit denen von Farhadieh und Baker ist wahrscheinlich auf diese Ähnlichkeit der Strömungsvorgänge zurückzuführen.

Neben den höheren Absolutwerten von h ist es vor allem die Charakteristik des Sprungs von h , die die beiden Kurven in Abb. 6.4 deutlich voneinander unterscheidet. Die Messungen von Farhadieh und Baker ergeben für $\rho_* \approx 1.1$ einen fast senkrechten Anstieg von h um den Faktor 3.3, während in den Versuchsreihen dieser Arbeit der Anstieg zwar an derselben Stelle beginnt, aber etwas kontinuierlicher verläuft und um etwa das 8.5-fache zunimmt. Auch dieser Unterschied ist sehr wahrscheinlich auf die verschiedenen Konstruktionen der Flächenheizung zurückzuführen.

Im folgenden soll versucht werden, die unterschiedlichen Ergebnisse der Abb. 6.4 aufgrund der unterschiedlichen Auslegung der Flächenheizung zu erklären. Wenn die Heizung die Ausbildung einer sich über die ganze Höhe der Flüssigkeitsschicht erstreckenden Strömung verhindert, bedeutet das, daß für $\rho_* < 1.1$ nur die sog. behinderte Konvektion zusammen mit Wärmeleitung Wärme zur Schmelzfront transportieren kann. Dieser Wärmestrom wird vom Temperaturgradienten zwischen Wärmetauscher und

Schmelzfront in zweifacher Weise beeinflusst. Zum einen begünstigt ein großer Temperaturgradient die Wärmeleitung, zum anderen aber behindert er den konvektiven Wärmetransport. Insgesamt bleibt der Wärmestrom nach unten klein und fast unabhängig von ρ_* . Wenn ρ_* größer wird als 1.1, so wird die Aufwärtsbewegung des aufgeschmolzenen Materials nur noch durch den stabilisierenden Temperaturgradienten gebremst. Dieser Einfluß wird mit zunehmendem ρ_* immer kleiner, die Konvektion damit heftiger und der Wärmestrom nach unten nimmt zu, bis sich schließlich eine voll ausgebildete, laminare Konvektionsströmung einstellt.

Ganz anders ist dagegen die Situation bei Fehlen der mechanischen Grenze. Von Anfang an greift die Konvektionsströmung aus dem Bereich oberhalb der Heizung nach unten durch. Das hat zur Folge, daß die Transportkapazität des konvektiven Wärmetransports besser genutzt wird, so daß der Wärmestrom erstens insgesamt größer ist und zweitens schon für $\rho_* < 1.1$ mit wachsendem ρ_* steigt. Für $\rho_* \approx 1.1$ entfällt das Hindernis der Dichteanomalie ganz. Die von ρ_* induzierte Konvektionsbewegung kann jetzt mit der thermischen Konvektion über dem Wärmetauscher ungehindert zusammenwirken, was die sofortige Einebnung des Temperaturprofils unterhalb des Wärmetauschers zur Folge hat. Dies führt zu einer schlagartigen Zunahme des Wärmetransports zur Schmelzfront.

Auch bei einigen Experimenten dieser Arbeit mit sehr großem ρ_* mag die Konvektionsströmung über den Wärmetauscher durchgeschlagen haben, jedenfalls legen das die betreffenden Temperaturprofile nahe. Diese Temperaturprofile können aber auch anders interpretiert werden. Bei großem ρ_* stellt sich auch unterhalb des Wärmetauschers eine sehr intensive Konvektionsbewegung ein, die die Temperaturen in diesem Bereich auf das Niveau des Wärmetauschers anhebt. Ein zusätzlicher Wärmetransport aus der Zone oberhalb des Wärmetauschers nach unten wird aber trotzdem durch den Wärmetauscher behindert.

Schließlich gibt es noch einen weiteren Grund für die höheren Abschmelzraten bei Farhadieh und Baker. Ein elektrisches Heizgitter kann im Gegensatz zum Wärmetauscher bei konstanter Temperatur fast jede beliebige Leistung abgeben. Deshalb kann mit einem Heizgitter die Nominaltemperatur auch bei sehr großem ρ_* konstant gehalten werden, was mit dem in dieser Arbeit verwendeten Wärmetauscher nicht immer möglich war.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Experimente von Farhadieh und Baker mit denen der vorliegenden Arbeit nicht direkt vergleichbar sind, weil die unterschiedliche Konstruktion der Flächenheizung zu unterschiedlichen fluiddynamischen Situationen führt.

Die Frage, welche der beiden Versuchsreihen die Bedingungen einer Flächenheizung besser erfüllt, kann dahingehend beantwortet werden, daß unterhalb von $\rho_* = 1.16$ vermutlich der experimentelle Aufbau dieser Arbeit die besseren Resultate liefert, da der Wärmetauscher einen zusätzlichen Wärmetransport aus dem oberen Bereich nach unten verhindert, ohne aber an die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit zu stoßen, während das Heizgitter die Konvektionsströmung von oben fast ungehindert nach unten durchgreifen läßt. Oberhalb dieser Grenze werden die Ergebnisse in beiden Fällen verfälscht. Im Fall des Heizgitters durch die zusätzlich nach unten transportierte Wärme und im Fall des Wärmetauschers durch seine begrenzte Kapazität.

6.1.3 Das Problem der Rayleigh-Zahl

Um die Ergebnisse von Modellexperimenten, wie sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, auf andere, ähnliche Systeme übertragen zu können, müßte man eigentlich sog. Nusselt-Rayleigh-Beziehungen formulieren, also Gleichungen, die mit Hilfe von dimensionslosen Kennzahlen, den Wärmeübergang im betreffenden System in Abhängigkeit von den thermohydraulisch wichtigen Kenngrößen beschreiben. Bei den Flächenheizungsexperimenten ist das zumindest vorläufig nicht möglich, da es für diesen Fall an einer sinnvollen Definition der Rayleigh-Zahl

fehlt. Für den einfachen Fall einer von unten beheizten Flüssigkeitsschicht der Höhe l mit der Temperaturdifferenz ΔT zwischen dem oberen und unteren Rand lautet die Rayleigh-Zahl wie folgt /48/ :

$$(6-1) \quad Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot l^3}{\nu \cdot \kappa}$$

mit der kinematischen Zähigkeit ν , der Erdbeschleunigung g und der Wärmeleitfähigkeit κ . l wird als die charakteristische Länge des Systems bezeichnet. $\beta \Delta T$ ist der sog. Auftriebsterm. Er drückt aus, welcher Auftrieb durch den Temperaturgradienten $\Delta T/l$ erzeugt wird. Da bei den Flächenheizungsexperimenten der Auftrieb aber nicht durch einen Temperaturunterschied, sondern durch den Dichteunterschied $\rho_l - \rho_m$ erzeugt wird, ist es sinnvoll, $\beta \Delta T$ in diesem Fall durch das relative Dichteverhältnis ρ_{*}^{-1} zu ersetzen. Die Rayleigh-Zahl lautet dann

$$(6-2) \quad Ra = \frac{g \cdot (\rho_{*}^{-1}) \cdot l^3}{\nu \cdot \kappa}$$

Schwieriger ist es, die charakteristische Länge l zu definieren. Der Abstand Heizung - PEG-Oberfläche ist dafür untauglich, da er sich im Verlauf eines Experiments ständig ändert, sich insgesamt etwa verdoppelt. Farhadieh und Baker versuchten es deshalb mit folgender Definition

$$(6-3) \quad l = A_m / U_m \quad ,$$

wobei A_m der Flächeninhalt und U_m der Umfang der abschmelzenden Fläche ist. Diese Definition von l würde aber bedeuten, daß der Wärmeübergang an der Schmelzfront von der Geometrie der Schmelzfront abhängen würde, was dem eindimensionalen Charakter dieser Experimente widerspricht. Farhadieh hat in einer weiteren Arbeit /30/ selbst bestätigt, daß die Geometrie der Schmelzfront keine Rolle spielt. In derselben Veröffentlichung schlug er auch eine neue Definition für l vor, nämlich

$$(6-4) \quad l = \left[\frac{\mu_1^2}{\Delta\rho^2 \cdot g} \right]^{1/3},$$

die äußerst interessant ist, weil sie letztlich nichts anderes bedeutet als den Versuch, die Art der Instabilität an der Schmelzfront in einer Wärmeübergangsbeziehung zu berücksichtigen.

Wie bereits in Kap. 3.2.3 erwähnt, erfolgte die Ablösung des aufgeschmolzenen PEG in Form von Fingern. Der ganze Vorgang erinnert sehr stark an eine Rayleigh-Taylor-Instabilität. Bei einer solchen Instabilität wird der Abstand zwischen zwei Fingern durch die sog. Taylor-Wellenlänge λ bestimmt. Für λ gilt /49/:

$$(6-5) \quad \lambda \sim \left[\frac{\sigma}{\Delta\rho \cdot g} \right]^{1/2}$$

σ ist die Grenzflächenspannung zwischen den beiden beteiligten Flüssigkeiten.

Gleichung 6-4 hat eine gewisse Ähnlichkeit mit Gleichung 6-5, wobei μ_1^2 als Ersatz für σ betrachtet werden kann. Da sich auch zwei miteinander mischbare Flüssigkeiten nicht immer sofort vermischen, wenn man sie miteinander in Kontakt bringt, sondern dafür eine bestimmte Zeit benötigen, die unter anderem offensichtlich sehr stark von ihrer Viskosität abhängt, ist der Gedanke, der Viskosität in diesem Fall die Rolle einer Grenzflächenspannung zuzuweisen, relativ naheliegend. Ob dies sinnvoll ist, müßte durch ausführliche experimentelle und theoretische Untersuchungen geklärt werden. Dasselbe gilt für die Frage, ob eine solche Wellenlänge überhaupt die Rolle einer charakteristischen Länge spielen kann.

Farhadieh stellte mit Hilfe einer modifizierten Nusselt-Zahl Nu_{mod}

$$(6-6) \quad Nu_{\text{mod}} = \frac{\frac{\rho_m \cdot Q_m}{\Delta T} \cdot l \cdot v \downarrow}{k_m}$$

folgende Nusselt-Rayleigh-Beziehung für Flächenheizungsexperimente auf

$$(6-7) \quad Nu_{\text{mod}} \cdot \frac{Pr_1}{Pr_m} = 1.75E-5 \cdot Ra^{1.189}$$

Abb. 6.5 zeigt die entsprechend aufbereiteten Meßwerte aus verschiedenen Experimenten mit unterschiedlichen Materialien aus Ref. 30, sowie als durchgezogene Linie eine Kurve nach Gleichung 6-7. Zunächst hat man den Eindruck, daß die Meßwerte von Gleichung 6-7 annähernd beschrieben werden. Dabei muß aber beachtet werden, daß sich beide Achsen über sechs Dekaden erstrecken, so daß die Abweichungen, die bis zu einem Faktor fünf reichen, in der Darstellung der Abb. 6.5 kaum auffallen.

Insgesamt kann gesagt werden, daß die Definition einer für diese Experimente tauglichen Rayleigh-Zahl nicht gelungen ist. Deshalb wurde auch darauf verzichtet, die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, soweit sie Flächenheizungsexperimente betreffen, als Nusselt-Rayleigh-Beziehung etwa nach Gleichung 6-7 darzustellen. Es sei schon hier darauf hingewiesen, daß bei den Experimenten mit Volumenheizung dasselbe Problem auftaucht und daß auch dort die Ursache im Fehlen einer charakteristischen Länge liegt.

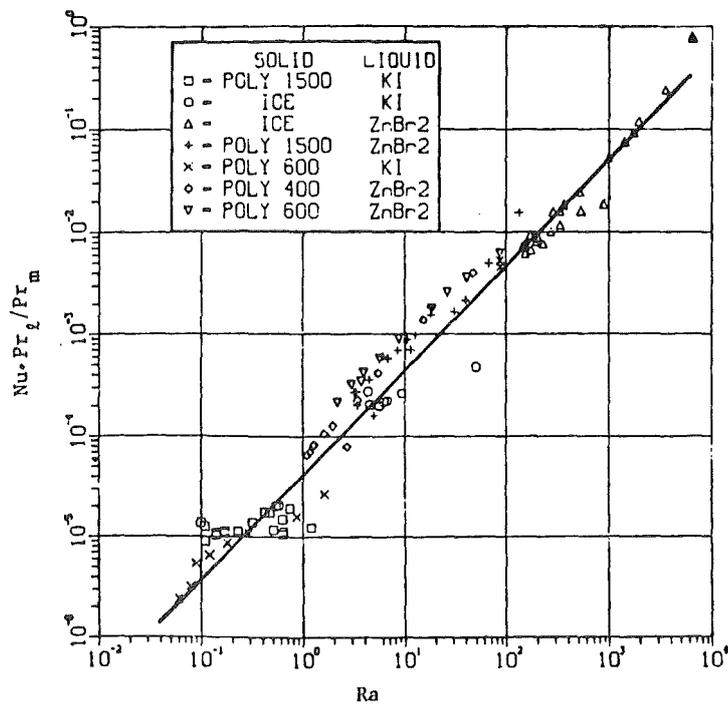


Abb. 6.5 Darstellung einer Nusselt-Rayleigh - Beziehung für Flächenheizungsexperimente mit Hilfe einer modifizierten Nusselt-Zahl nach Farhadieh /30/

6.1.4 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell von Briensfield

Das von Briensfield /29/ entwickelte Modell beruht auf folgenden Annahmen:

Das aufgeschmolzene Material bildet über der Schmelzfront einen geschlossenen Film.

Der Massentransport aus diesem Film in die darüberliegende Flüssigkeit erfolgt nur durch sog. "streamer".

Diese streamer bilden ein regelmäßiges quadratisches Muster.

Die Kantenlänge l der Quadrate ist gegeben durch

$$(6-8) \quad l \sim \rho_{**}/(\rho_{**}-1)$$

Die Strömung in den streamern ist eine voll ausgebildete, laminare Rohrströmung.

Der Wärmetransport zur Schmelzfront über den Film ist ein reiner Wärmeleitungsprozeß, dem nur die von den streamern nicht bedeckte Fläche zur Verfügung steht.

Die Differenz zwischen der Temperatur der Flüssigkeit und der Schmelztemperatur ist die am Film über der Schmelzfront anliegende Temperaturdifferenz.

Dieses Modell ist gewissermaßen ein Rayleigh-Taylor-Modell. Die Rolle der Taylor-Wellenlänge wird dabei vom Abstand zwischen zwei benachbarten streamern übernommen. Über die Richtigkeit der einzelnen Annahmen kann man sicher geteilter Meinung sein, man muß aber berücksichtigen, daß dieses Modell nur eine erste Näherung sein kann und soll. Für die Funktion $h = f(\rho_{**})$ ergibt sich nach Gleichung 48 aus der Arbeit von Briensfield folgender Ausdruck:

$$(6-9) \quad h = C \cdot (\rho_{**}-1)^{1/3} \cdot \rho_{**}^{2/3}$$

Die Proportionalitätskonstante C wird weitgehend von den Stoffwerten des Systems bestimmt. Sie kann aus den experimentellen Ergebnissen ermittelt werden. Für die Experimente dieser Arbeit ergab sich mit dem Wertepaar $\rho_{**} = 1.5$ und $h = 280$ für $C = 269$, für die Messungen von Farhadieh und Baker mit $\rho_{**} = 1.5$ und $h = 720$ für $C = 692$. Die aus diesen Daten resultierenden Kurven sind in Abb. 6.4 eingezeichnet. Es zeigt sich, daß die ρ_{**} -Abhängigkeit für beide Versuchsreihen in etwa richtig beschrieben wird.

Ein entscheidender Mangel im Modell von Briensfield besteht darin, daß lediglich der Wärmetransport über die dünne Schicht aufgeschmolzenen Materials direkt oberhalb der Schmelzfront betrachtet wird. Es wird nicht berücksichtigt, wieviel Wärme überhaupt aus der Flüssigkeit nach unten transportiert wird und

wie dieser Wärmetransport durch die vom aufgeschmolzenen Material in der Flüssigkeit erzeugten Konvektionsbewegung beeinflußt wird. Aus diesem Grund erscheint dieses Modell, trotz der relativ guten qualitativen Anpassung an die Experimente, ungeeignet, da es bestenfalls Extrapolationen für ein bestimmtes System, für das schon einige Meßwerte vorhanden sind, zuläßt.

6.2 Volumenheizung

6.2.1 Diskussion und Interpretation der Meßergebnisse

Betrachtet man den Anteil η der gesamten, in der Flüssigkeit freigesetzten effektiven Leistung, der nach unten transportiert wird, in Abhängigkeit von ρ_*^{-1} , so ergibt sich, wie Abb. 6.7 zeigt, eine ähnliche Einteilung der Konvektionsbereiche wie beim Wärmeübergangskoeffizienten h der Flächenheizungsexperimente.

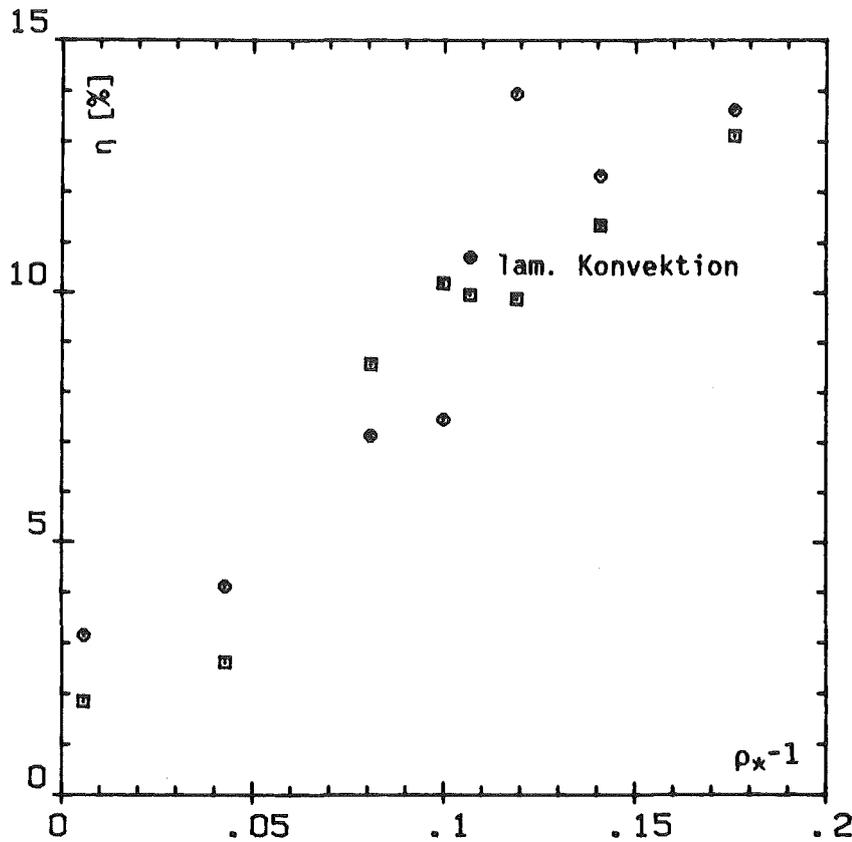


Abb. 6.6 η als Funktion von ρ_*^{-1} bezogen auf die effektive Leistung, Einteilung der Konvektionsbereiche
○ : $P_{ie} = 44$ Watt; □ : $P_{ie} = 185$ Watt

Zunächst hat man einen sehr flachen Verlauf der η -Werte, dann kommt es zu einem steilen Anstieg, bis die Kurve bei $\rho_* = 1.1$ wieder etwas flacher wird. Unterhalb des Sprungs von η kann man jetzt jedoch nicht mehr von einer behinderten Konvektion wie im Fall der Flächenheizung sprechen. Man muß vielmehr berücksichtigen, daß es sich in diesem Bereich wegen der

Schichtbildung über der Schmelzfront um ein ganz anderes Experiment handelt, das man näherungsweise als Flächenheizung betrachten kann, weil in der Mischungsschicht keine Wärme erzeugt wird. Deshalb erscheint von der Schmelzfront aus gesehen die Schichtgrenze zur beheizten Flüssigkeit wie ein Wärmetauscher oder Heizgitter. Erst wenn die Mischungsschicht nicht mehr existiert, kann man von einer echten Volumenheizung sprechen, bei der sich Wärmequellen auch direkt an der Schmelzfront befinden. Im Bereich $\rho_{*} < 1.1$ ist natürlich auch noch die Anomalie der Mischungsdichte wirksam. Sie wird mit wachsendem ρ_{*} überwunden, was zu einem steilen Anstieg von η führt. Für $\rho_{*} > 1.1$ stellt sich schließlich laminare Konvektion ein.

Da in allen Volumenheizungsexperimenten, bei denen keine Schichtbildung auftrat, nach einer Anlaufphase eine konstante Abschmelzrate zu beobachten war, ist zu vermuten, daß η unter gewissen Umständen nicht wesentlich von der Leistungsdichte in der beheizten Flüssigkeit abhängt, dies wird auch durch die Übereinstimmung der entsprechenden η -Werte aus beiden Versuchsreihen mit unterschiedlicher Leistung bestätigt.

Interessant ist in diesem Zusammenhang ein Vergleich mit den Ergebnissen von Werle /24/. Da hier ebenfalls PEG 1500 als Bettmaterial verwendet wurde, muß in Gleichung 5-8 nur der unterschiedliche Betrag der Oberfläche berücksichtigt werden. Bei den Experimenten von Werle betrug der Flächeninhalt der abschmelzenden Oberfläche $19 \text{ cm} \cdot 8.4 \text{ cm} = 159.6 \text{ cm}^2$ /32/, so daß sich in diesem Fall ein Faktor $3.796 \text{E}+6 \text{ J/m}$ ergibt. Die eingespeiste Leistung betrug 75 Watt und die Flüssigkeitsschicht war zu Beginn 3 cm hoch. Abb. 6.7 zeigt η als Funktion von ρ_{*}^{-1} für beide Versuchsreihen. Wie man sofort sieht, sind die η -Werte von Werle über den ganzen Bereich von ρ_{*} um fast einen Faktor 10 größer als die Werte der vorliegenden Arbeit. Dieser Unterschied hat zwei Ursachen. Zum einen war die Anfangsschichthöhe bei den Versuchen von Werle um etwa einen Faktor 3.3 kleiner und zum zweiten betrug bei seinen Versuchen die Temperaturdifferenz zwischen der Ober- und Unterseite der beheizten Flüs-

sigkeitsschicht im Mittel etwa 30°C (oben wärmer), während sie bei den Experimenten dieser Arbeit bei ca. 5°C lag.

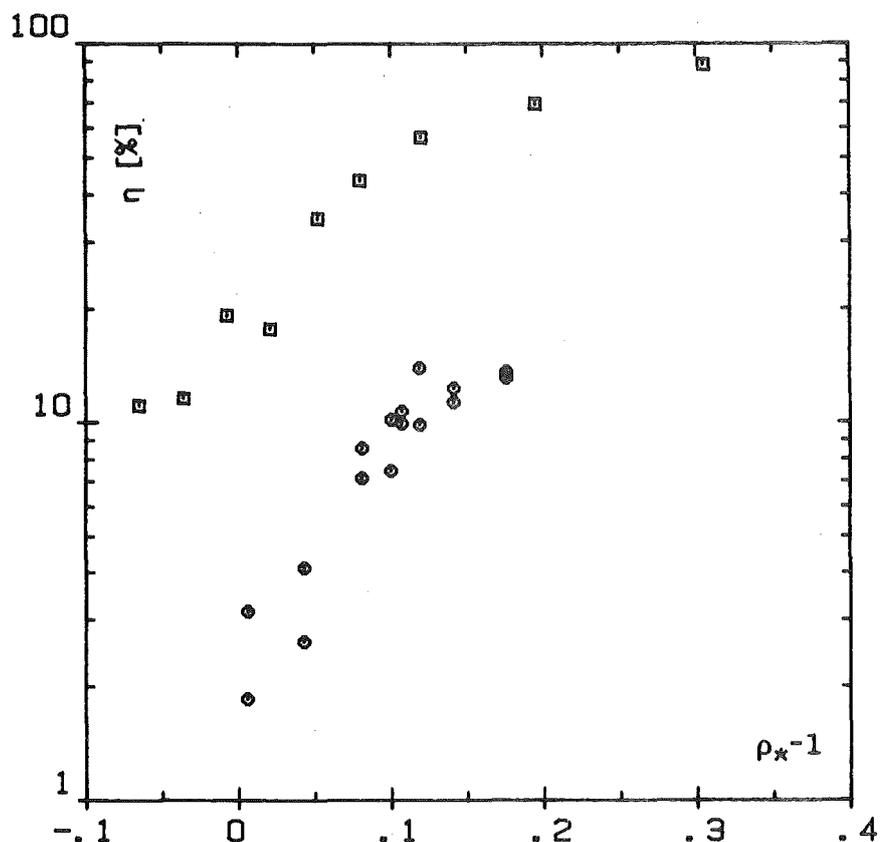


Abb. 6.7 η als Funktion von ρ_*^{-1} , ein Vergleich der Ergebnisse von Werle /24/ mit denen dieser Arbeit
 □ : Werle; ○ : diese Arbeit

Ein anderer, wesentlicher Unterschied zwischen beiden Meßkurven wird durch den logarithmischen Maßstab etwas verdeckt. Während bei den Ergebnissen von Werle der steile Anstieg der η -Werte ziemlich genau bei $\rho_* = 1$ beginnt, ist er bei den Experimenten dieser Arbeit zu etwas höheren ρ_* hin verschoben. Das ist eine direkte Folge der unterschiedlichen Salze. Werle verwendete KJ-Lösungen, die nicht so sehr zur Bildung von Schichten neigen, wie die hier verwendeten $ZnBr_2$ -Lösungen.

6.2.2 Vergleich der Ergebnisse mit einem semiempirischen Modell von Baker, Faw und Kulacki

Das von L. Baker, R.E. Faw und F.A. Kulacki /20/ entwickelte Modell zur Berechnung der Wärmeströme in einer intern beheizten Flüssigkeitsschicht mit ungleichen Randtemperaturen beruht auf der Aufteilung der Gesamtschicht in zwei thermisch gegeneinander isolierte Teilschichten wie in Abb. 6.8 skizziert.

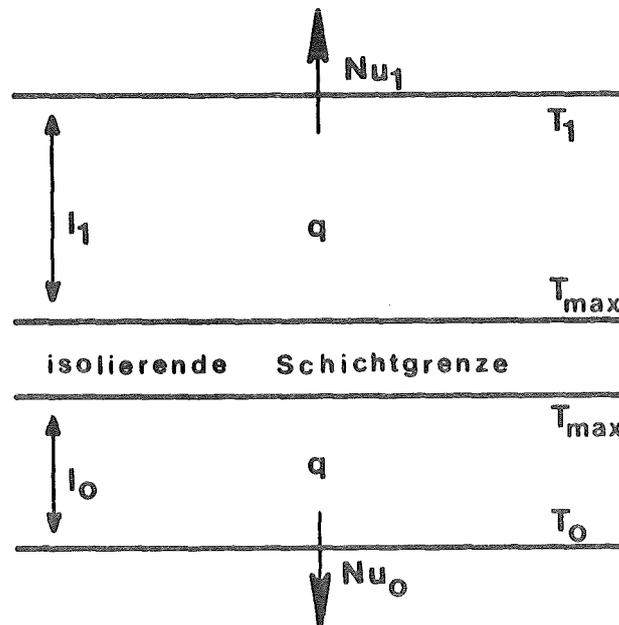


Abb. 6.8 Aufteilung einer intern beheizten Flüssigkeitsschicht nach Baker, Faw und Kulacki /20/

Es wird angenommen, daß alle im oberen Teil erzeugte Wärme nach oben und alle im unteren Teil erzeugte Wärme nach unten abgeführt wird. Die Wärmeströme können aus den entsprechenden Nusselt-Zahlen Nu_0 und Nu_1 berechnet werden. Der Zusammenhang zwischen diesen Nusselt-Zahlen, den Stoffkonstanten, der Leistungsdichte q und den Schichthöhen l_0 und l_1 ($l_0 + l_1 = l$) wird durch Nusselt-Rayleigh-Beziehungen beschrieben, wobei jetzt aber sog. interne Rayleigh-Zahlen nach Kulacki-Goldstein /5/ und Kulacki-Emara /8/, Ra_{KG} und Ra_{KE} zu verwenden sind. Diese Rayleigh-Zahlen haben folgende Form:

$$(6-10) \quad Ra_{KG} = \frac{g \cdot \beta \cdot q \cdot l^5}{64 \cdot \alpha \cdot \nu \cdot \kappa}$$

und

$$(6-11) \quad Ra_{KE} = \frac{g \cdot \beta \cdot q \cdot l_1^5}{2 \cdot \alpha \cdot \nu \cdot \kappa}$$

Die klassische Rayleigh-Zahl nach Gleichung 6-1 wird in diesem Modell als externe Rayleigh-Zahl Ra_E bezeichnet. Ra_E ist positiv, wenn die Temperatur am oberen Rand der Flüssigkeitsschicht höher ist als am unteren Rand. Ra_E berücksichtigt den Einfluß dieser Temperaturdifferenz auf den Anteil η der insgesamt erzeugten Wärme, der nach unten transportiert wird. Zur Berechnung von η muß man experimentell bestimmte Nusselt-Rayleigh-Beziehungen verwenden. Baker et al. benutzten in ihren Berechnungen folgende, von Kulacki und Emara /8/ ermittelte Gleichung:

$$(6-12) \quad Nu_1 = 0.403 \cdot Ra_{KE}^{.226}$$

Mit ihr erhält man für η :

$$(6-13) \quad \frac{(1 - \eta)^{.87}}{32 \cdot \eta^2 - Ra_E / Ra_{KG}} = 0.0138 \cdot Ra_{KG}^{.226}$$

Da Gleichung 6-12 aus Messungen an relativ dünnen Schichten gewonnen wurde, ist es für einen Vergleich des Modells mit den Ergebnissen dieser Arbeit wahrscheinlich besser, die entsprechende Gleichung von Fiedler und Wille /4/ zu verwenden, da bei ihren Experimenten das Verhältnis Höhe zu Breite der Flüssigkeitsschicht um etwa einen Faktor 3 größer war als bei Kulacki und Emara. Die Nusselt-Rayleigh-Beziehung von Fiedler und Wille lautet:

$$(6-14) \quad Nu_1 = 0.526 \cdot Ra_{KE}^{.228} \quad .$$

Damit ergibt sich

$$(6-15) \quad \frac{(1 - \eta)^{.86}}{32 \cdot \eta^2 - Ra_E / Ra_{KG}} = 0.0181 \cdot Ra_{KG}^{.228} \quad .$$

Wenn man mit Hilfe von Gleichung 6-13 oder 6-15 η für ein abschmelzendes System, wie es in dieser Arbeit untersucht wurde, berechnen will, stößt man auf zwei Schwierigkeiten, die schon von den Flächenheizungsexperimenten her bekannt sind, nämlich dem Problem der charakteristischen Länge in der Rayleigh-Zahl und der zeitlichen Veränderung der Stoffkonstanten durch das aufgeschmolzene Bettmaterial.

Um das Verhalten von η bei Veränderungen der Schichthöhe und der Leistungsdichte zu untersuchen, wurde η für jede Leistung P_i und drei verschiedene Schichthöhen mit Gleichung 6-13 und 6-15 berechnet. Die Daten der Stoffkonstanten wurden aus Tab. 2.2 entnommen und die Leistungsdichte q aus der eingespeisten Leistung P_i berechnet

$$(6-16) \quad q = P_i / (A_m \cdot l) \quad .$$

Für ΔT wurden $5^\circ C$ angenommen. Die übrigen Eingangsdaten und die Ergebnisse sind in Tab. 6.1 zusammengefaßt. Eine entsprechende Rechnung für die Experimente von Werle mit $\Delta T = 30$ und $l = 3$ ergibt $\eta = 0.45$ mit $Ra_E = 3.78E+5$ und $Ra_{KG} = 1.11E+5$.

P_i [W]	l [cm]	Ra_E	Ra_{KG}	η	η
Gleichung:				6-13	6-15
50	10	2.3E6	2.4E7	0.21	0.18
50	12	4.0E6	5.0E7	0.19	0.17
50	14	6.4E6	9.3E7	0.18	0.16
200	10	2.3E6	9.7E7	0.18	0.15
200	12	4.0E6	2.0E8	0.16	0.14
200	14	6.4E6	3.7E8	0.15	0.13

Tab. 6.1 Berechnete η -Werte nach dem Modell von Baker, Faw und Kulacki /20/

Vergleicht man die in Tab. 6.1 dargestellten Ergebnisse der Rechnungen untereinander, so stellt man fest, daß η sowohl mit wachsenden l als auch mit wachsendem P_i abnimmt. Die Abhängigkeit von l und P_i ist aber nicht groß, was die Konstanz der Abschmelzrate innerhalb ein und desselben Experiments erklärt. Die Verwendung von Gleichung 6-13, also der Nusselt-Rayleigh-Beziehung nach Kulacki-Emara, führt generell zu größeren η -Werten.

Ein Vergleich der berechneten mit den gemessenen η -Werten bringt ein sehr interessantes Ergebnis. Im Rahmen der Unsicherheiten, die aus den experimentellen Ergebnissen und den Stoffkonstanten herrühren, stimmen experimentelle und theoretische η -Werte sowohl bei den Messungen von Werle als auch bei denen dieser Arbeit an einer markanten Stelle, nämlich bei $\rho_* = 1.1$ überein. Wie bereits erwähnt, endet etwa bei diesem Wert die Wirksamkeit der Mischungsdichtenanomalie, d.h., daß an diesem Punkt der effektive Dichteunterschied gleich null ist. Da das Modell von Baker et al. den Einfluß der Größe ρ_* auf die Aufteilung der Wärmeströme überhaupt nicht berücksichtigt, kann es nur dann ein richtiges η liefern, wenn ρ_* keinen Einfluß auf das Verhalten des Systems hat, also wenn $\rho_* = 1.1$ ist. Im Bereich

des Sprungs findet der Übergang zwischen dem Zustand bei Schichtbildung und dem neutralen Zustand bei $\rho_{*} = 1.1$ statt. Der weitere Anstieg von η mit wachsendem ρ_{*} über den berechneten Wert hinaus zeigt, daß der Einfluß dieses Parameters auch in diesem Bereich erheblich ist. Deshalb liefern Rechnungen auf der Basis von Nusselt-Rayleigh-Beziehungen, die mit klassischen, festberandeten Konvektionszellen ermittelt wurden, mit Sicherheit falsche und zwar zu niedrige Werte für den nach unten gerichteten Wärmestrom. Im Hinblick auf Kernfänger mit Verlustschicht bedeutet das, daß diese Rechnungen i.a. nicht konservativ sind.

6.3 Diskussion der Übertragbarkeit der Messergebnisse auf andere Systeme

Das Ziel von Modellexperimenten, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist, Gesetzmäßigkeiten zu finden und mathematisch zu formulieren, die eine Vorhersage des Verhaltens eines realen Systems (z.B. eines Kernfängers) ermöglichen. Dazu müssen Modell und reales System im Sinne der Thermodynamik ähnlich sein und die Stoffeigenschaften dürfen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Bei so komplizierten Systemen, wie dem hier untersuchten, ist der Nachweis der thermodynamischen Ähnlichkeit äußerst schwierig.

Flächenheizungsexperimente sind im strengen Sinn einer durch Spaltprodukte volumenbeheizten Kernschmelze nicht ähnlich. Wegen des komplexen Zusammenhangs zwischen der thermischen und der durch den Massentransport induzierten Konvektion können die Ergebnisse von Flächenheizungsexperimenten deshalb auch nicht direkt auf volumenbeheizte Schmelzen übertragen werden. Mit solchen Experimenten können jedoch grundlegende Probleme, z.B. der durch den Massentransport verursachte Wärmetransport, untersucht werden.

Die volumenbeheizten Experimente sind einer Kernschmelze in einem Kernfänger sicher weitgehend ähnlich. Allerdings hat das hier verwendete System PEG-Salzlösung einige Besonderheiten, wie z.B. die Anomalie der Mischungsdichte, die zumindest für $\rho_* < 1.1$ eine Übertragung auf andere Systeme praktisch ausschließen, da das Verhalten des Systems in diesem Bereich überwiegend durch stoffspezifische Eigenschaften bestimmt wird. Auch für größere ρ_* ergeben sich Schwierigkeiten, weil die spezifische elektrische Leitfähigkeit einer Mischung dem PEG-Anteil nicht direkt proportional ist. Das führt dazu, daß in den Modellexperimenten - anders als in einer Kernschmelze - die Leistungsdichte nicht dem Volumenanteil der ursprünglichen Schmelze proportional ist. Erst bei sehr großen ρ_* , wenn eine homogene Mischung beider Stoffe erreicht wird, erscheint eine direkte Übertragung der Meßergebnisse auf Kernfänger gerechtfertigt.

7. ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

In der vorliegenden Arbeit wurde das vertikale Eindringen einer beheizten Flüssigkeit in ein festes, lösliches Bett für zwei Anordnungen, nämlich Flächen- und Volumenheizung, untersucht. Dabei wurde erstmals die räumliche Verteilung des aufgeschmolzenen Materials zeitabhängig mit Hilfe von Leitfähigkeitssonden gemessen. Verschiedene Parameter wurden systematisch variiert. Insbesondere wurde die Abhängigkeit des nach unten gerichteten Wärmestroms vom relativen Dichteverhältnis ρ_{*}^{-1} und der Einfluß stoffspezifischer Eigenschaften auf den Massen und Wärmetransport untersucht. Die Meßdaten wurden mit denen anderer Autoren, sowie mit zwei theoretischen Modellen verglichen. Als wichtigste Ergebnisse dieser Arbeit sind zu nennen:

Für beide Anordnungen, Flächen- und Volumenheizung, konnte die bereits in früheren Arbeiten gefundene charakteristische Abhängigkeit der Schmelzrate von der relativen Dichtedifferenz, die auf den durch den Massentransport hervorgerufenen Wärmetransport zurückzuführen ist, qualitativ bestätigt werden.

Die detaillierte Untersuchung des Massentransports mit Hilfe der Leitfähigkeitssonden liefert zusammen mit den Temperaturprofilen ein besseres Verständnis der Transportvorgänge und damit eine Grundlage für die Erstellung theoretischer Modelle.

Flächenheizung: Die in dieser Arbeit gemessene Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom relativen Dichteverhältnis stimmt mit der von Farhadieh und Baker /27/ gefundenen qualitativ überein. Die Charakteristik des Kurvenverlaufs im Bereich des Sprungs und die Absolutwerte der Wärmeübergangskoeffizienten unterscheiden sich jedoch deutlich von einander. Diese Abweichungen sind auf die unterschiedliche Konstruktion der Heizung zurückzuführen. Ein Vergleich der Meßergebnisse mit einem von Briensfield /29/ entwickelten theoretischen Modell zeigt, daß dieses Modell den Kurvenverlauf

oberhalb des Sprungs ungefähr richtig beschreibt, wenn man die entsprechende Gleichung mit Hilfe einer Proportionalitätskonstanten an einer geeigneten Stelle an die Meßwerte anpaßt. Aufgrund der Temperatur- und Konzentrationsprofile konnte eine starke Abschwächung der Konvektionsströmung im Bereich $1 < \rho_* < 1.1$ nachgewiesen werden. Diese Abschwächung ist auf die Anomalie der Mischungsdichte zurückzuführen.

Volumenheizung: Die beobachtete Abhängigkeit des abwärts gerichteten Wärmestromes vom relativen Dichteverhältnis ist ähnlich wie die von Werle und Fieg /11/ gemessene. Der Unterschied in den Absolutwerten läßt sich mit Hilfe des Modells von Baker et al. /20/ aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen (Höhe der Flüssigkeitsschicht und Temperaturdifferenz zwischen dem oberen und unteren Rand) erklären.

Was die Übertragbarkeit der Ergebnisse der Modellexperimente auf Kernfänger betrifft, können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

Im Bereich $\rho_* \leq 1.1$ ist die Übertragbarkeit wegen des dominierenden Einflusses der Dichteanomalie des Systems PEG-Salzlösung, nicht gesichert. Da ein UO_2 -Kernfänger in diesem Bereich liegt, sind hier weitere Untersuchungen mit geeigneteren Materialien notwendig. Für den Bereich großer ρ_* (> 1.2), wenn eine nahezu homogene Mischung beider Materialien vorherrscht, scheint eine Übertragung gerechtfertigt. Bessere theoretische Modelle wären dabei sehr hilfreich. Sie würden generell eine strengere Begründung der Übertragbarkeit liefern und sie würden auch eine Extrapolation der Meßwerte in den Bereich sehr großer ρ_* erlauben, der mit Modellexperimenten nicht erfaßt werden kann. Notwendig für die Erstellung solcher Modelle ist sicherlich ein Kenntnis der globalen Transportvorgänge, wie sie in dieser Arbeit untersucht wurden. Daneben bedarf es aber auch detaillierter Informationen über die direkt an der Schmelzfront stattfindenden Prozesse, wobei insbesondere die Ähnlichkeit mit der Rayleigh-Taylor-Instabilität näher untersucht werden sollte.

Nomenklatur

A	Fläche
C	Kapazität
I	Strom
J	Wärmestromdichte
L	Induktivität
P	Leistung
Q_m	Schmelzwärme
R	ohmscher Widerstand
R_x	ohmscher Widerstand der Flüssigkeit
T	Temperatur
U	Spannung
Z_e	komplexer Widerstand der Grenzfläche Elektrode-Flüssigkeit
c	spezifische Wärme
d	Abstand Wärmetauscher-Schmelzfront
g	Erdbeschleunigung
h	Wärmeübergangskoeffizient
k	thermische Leitfähigkeit
l	Länge, Abstand
q	Leistungsdichte
$v\downarrow$	Abschmelzgeschwindigkeit
Nu	Nusselt-Zahl
Pr	Prandtl-Zahl
Ra	Rayleigh-Zahl
Δ	Differenz
ΔT_s	Temperaturdifferenz Schmelztemperatur-Ausgangstemperatur
$\bar{\phi}$	Konzentration
Λ	Leitfähigkeit
α	thermische Diffusivität
β	thermischer Volumenausdehnungskoeffizient
η	Anteil der insgesamt erzeugten Energie, der nach unten transportiert wird
λ	Taylorwellenlänge
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
ρ_*	Dichteverhältnis
σ	Grenzflächenspannung

Indices

e	Elektroden-
i	Input
ie	effektiver Input
l	Salzlösung, Flüssigkeit
m	PEG flüssig, aufgeschmolzenes Material, Schmelz-
mi	Mischung
n	normiert
o	Ausgangszustand
s	spezifisch
w	Wärmetauscher
z	Zuleitung
E	extern
T	Thermo-
KE	Kulacki-Emara
KG	Kulacki-Goldstein
↓	abwärts
→	seitwärts

- /1/ H. J. Friedrich
SNR-300 Tank External Core Retention Device,
Design and Philosophy Behind It
Proc. Second Post-Accident Heat Removal Information Exchange
Albuquerque, New Mexico, USA, Nov. 1975
SAND76-9008, 333-346
- /2/ M. Dalle-Donne, S. Dorner, G. Schuhmacher
Development Work For a Borax Internal Core-Catcher For
Gas-Cooled Fast Reactors
Nucl. Technology, 39, 138-154 (1978)
- /3/ Safety Evaluation Report related to
Offshore Power Systems Floating Nuclear Plants
U.S. Nuclear Regulatory Commission
NUREG-0054, Feb. 1980
- /4/ H.E. Fiedler, R. Wille
Turbulente freie Konvektion in einer horizontalen Flüssig-
keitsschicht mit Volumen-Wärmequellen
Proc. Fourth Int. Heat Trans. Conf., 3,
Paper N.C. 4.5 (1970)
- /5/ F.A. Kulacki, R.J. Goldstein
Thermal Convection in a Horizontal Fluid Layer With Uniform
Volumetric Energy Sources
J. Fluid Mech. , 55 part 2, 271-287 (1972)
- /6/ J.D. Gabor, L. Baker, R.P. Stein, J.C. Cassulo, W.H. Gunther
Heat Removal from Heat-Generating Pools
ANS Trans., 19, 257 (1974)
- /7/ M. Jahn, H.H. Reineke
Free Convection Heat Transfer With Internal Heat Sources,
Calculations and Measurements
Proc. Fifth Int. Heat Trans. Conf., 3, 74-78 (1974)

- /8/ F.A. Kulacki, A.A. Emara
Heat Transfer Correlations for Use in PAHR Analysis and Design
ANS Trans., 22, 447-448 (1975)
- /9/ F.A. Kulacki, M.E. Nagle
Natural Convection in a Horizontal Fluid Layer With Volumetric
Energy Sources
J. Heat Transf., 97, 204-211 (1975)
- /10/ K.S. Ning, R.E. Faw, T.W. Lester
Hydrodynamic Stability in Horizontal Fluid Layers With Uniform
Volumetric Energy Sources
J. Heat Transf., 100, 729-730 (1978)
- /11/ G. Fieg, H. Werle
Experimental Investigations of Heat Transfer in Pools
Proc. Int. Meeting on Fast Reactor Safety Technology, Seattle
Vol. 1, 346-355, Aug. 1979
- /12/ A. Yücel, Y. Bagazitoglu
Onset of Convection in Fluid Layers With Non-Uniform
Volumetric Energy Sources
J. Heat Trans., 101, 660-671 (1979)
- /13/ P. Boon-Long, T.W. Lester, R.E. Faw
Convective Heat Transfer in an Internally Heated Horizontal
Fluid Layer With Unequal Boundary Temperatures
Int. J. Heat Mass Transfer, 22, 437-445 (1979)
- /14/ R.S. Peckover, I.H. Hutchison
Thermal Convection Driven by Internal Heat Sources
- An Annotated Bibliography -
CLM - R13 (1973)
- /15/ R. Farhadieh
Simulations of Pool Growth in Sacrificial-Material Beds
ANL - RDP - 44, 7.58-7.64 (Oct. 1975)

- /16/ R.E. Faw, L. Baker
Postaccident Heat Removal - Part 2
Heat Transfer from an Internally Heated Liquid
to a Melting Solid
Nucl. Science and Engineering, 61, 231-238 (1976)
- /17/ K. Taghavi-Tafreshi, V.K. Dhir, I. Catton
Thermal and Hydrodynamic Phenomena Associated with Melting
of a Horizontal Substrate Placed beneath a heavier
Immiscible Liquid
J. Heat Transf., 101, 318-325 (1979)
- /18/ H. Alsmeyer, M. Reimann
On the Heat and Mass Transport Processes of a Horizontal
Melting or Decomposing Layer under a Molten Pool
Vortrag auf der ASME Winter Jahrestagung 1977
- /19/ R. Farhadieh, M. Epstein, J.D. Bingle
Downward Penetration of a Hot Liquid Pool into an
Underlying Meltable Solid
ANS Trans., 35, 363-364 (1980)
- /20/ L. Baker, R.E. Faw, F.A. Kulacki
Postaccident Heat Removal - Part 1
Heat Transfer Within an Internally Heated,
Nonboiling Liquid Layer
Nucl. Science and Engineering, 61, 222-230 (1976)
- /21/ R. Farhadieh
Simulations of Pool Growth in Sacrificial-Material Beds
ANL - RDP - 47, 7.50-7.52 (Jan. 1976)
- /22/ R. Farhadieh
Simulations of Pool Growth in Sacrificial-Material Beds
ANL - RDP - 52, 7.62-7.64 (Jul. 1976)

- /23/ R. Farhadieh, L. Baker
Experimental Studies of the Growth of an Internally Heated
Liquid Pool in a Solid Bed
Nucl. Science and Technology, 65, 394-400 (1978)
- /24/ G. Fieg, H. Werle
Heat Transfer Measurements From Internally Heated Liquids
Enclosed by Nonmelting and Melting Boundaries
Proc. Third PAHR Information Exchange
ANL - 78 - 10, 153-160
- /25/ R. Farhadieh
On the Flow Regime of Hydrodynamically Unstable Systems
ANS Trans., 23, 368 (1976)
- /26/ R. Farhadieh, M.M. Chen
Mechanisms Controlling the Downward and Sideward
Penetration of a Hot Liquid Pool Into a Solid
Proc. Third PAHR Information Exchange
ANL - 78 - 10, 187-191
- /27/ R. Farhadieh, L. Baker
Heat Transfer Phenomenology of a Hydrodynamically Unstable
Melting System
J. Heat Trans., 100, 305-310 (1978)
- /28/ R. Farhadieh
A Study of the Penetration of a Hot Liquid Pool into a
Vertical Solid Surface
Nucl. Science and Engineering, 77, 84-91 (1981)
- /29/ W.A. Briensfield
Heat Transfer From a Heated Pool to a Melting Miscible
Substrate
MS Thesis, University of California, Los Angeles 1980

- /30/ R. Farhadieh
Downward Heat Transfer in a Miscible Melting System
ANS Trans., 38, 389-390 (1981)
- /31/ F.W. Stone, J.J. Stratta
Encycl. Polym. Sci. Technol., 6, 103-145 (1967)
- /32/ H. Werle
private Mitteilung
- /33/ W. Hauf, U. Grigull
Optical Methods in Heat Transfer
Adv. Heat Transf., 6, 133-366 (1970)
- /34/ M.M. El-Wakil, P.A. Ross
A Two Wavelength Interferometric Technique for the Study
of Vaporization and Combustion on Fuels, Liquid Rockets
and Propellants
Prog. Astronautics and Rockets, 2, 265-298 (1960)
- /35/ F. Mayinger, W. Panknin
Holography in Heat and Mass Transfer
Fifth Int. Heat Transf. Conf., paper IL3, 28-43 (1974)
- /36/ G.M. Barrow
Physikalische Chemie, Teil 3
Vieweg-Verlag, Braunschweig 1971
- /37/ W.J. Moore, D.O. Hummel
Physikalische Chemie
de Gruyter-Verlag, Berlin 1973
- /38/ G. Kortüm
Lehrbuch der Elektrochemie
Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr. 1970

- /39/ H. Waller, P. Hilgers
Mikroprozessoren: vom Bauteil zur Anwendung
Reihe Informatik; Bd. 29
B.I. Mannheim 1980
- /40/ Bedienungshandbuch für commodore-computer
cbm 2001 und 3001
1980
- /41/ H. Massier
private Mitteilung
- /42/ Instruction Manual
Thermocouple Scanner Plug-In Card Model 7027
Keithley Instr., Inc.
Document No. 28254 Revision Code AA, 1977
- /43/ L.E. Nielsen
Predicting the Properties of Mixtures
Mixtures Rules in Science and Engineering
M. Dekker, Inc., New York 1978
- /44/ Komplexometrische Bestimmungsmethoden mit Titriplex[®]
E. Merck, Darmstadt
- /45/ M. Dalle-Donne, H. Werle
Laboratory Studies of the Meltfront Propagation
in a Borax Core-Catcher
KfK 3021, August 1980
- /46/ G.P. Merker
Einfluß der Dichteanomalie von Wasser auf das Einsetzen
der Konvektion einer von unten beheizten bzw. gekühlten
halbunendlichen Schicht
Wärme- und Stoffübertragung, 10, 255-267 (1977)

/47/ R.K. MacGregor, A.F. Emery

Free Convection Through Vertical Plane Layers

- Moderate and High Prandtl Number Fluids

J. Heat Transf., 91, 391-403 (1969)

/48/ J. Zierep

Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre

Reihe Wissenschaft und Technik

Verlag G. Braun Karlsruhe, 1972

/49/ S. Chandrasekhar

Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability

Oxford University Press, 1961

/50/ P. Rohrer

Eingabe und Auslesen von Funktionen bei PET und cbm

in "mikrocomputeranwendungen", Funkschau-Sonderheft Nr. 33

p. 44, 1980



Anhang A

Programmbeschreibung des Programms PLOT

Das Programm PLOT dient dazu, Meßwerte oder beliebige, in einer BASICZeile darstellbare Funktionen mit Hilfe eines HP7225A-Plotters zu zeichnen. Dabei sind zunächst gewisse technische Besonderheiten des Systems cbm 3032 - HP7225A zu beachten. Wenn auf die Einstellung des Koordinatenanfangs über die Plotterkonsole verzichtet werden kann, genügt es, den Plotter auf "listen only" zu schalten, andernfalls muß die Zeitgrenze des cbm (64 ms) für den Abstand DAV = low zu NRFD = high umgangen werden. Das kann durch Umsteuerung der Zeitabfrage auf ein anderes Byte mit Hilfe einer entsprechenden Schaltung am Speichererweiterungsstecker des cbm geschehen.

Das Programm PLOT arbeitet im Dialog mit dem Benutzer. Es ist weitestgehend selbsterklärend und bietet im einzelnen folgende Möglichkeiten:

Es können maximal 100 Datenpaare pro Kurve, aber beliebig viele Kurven pro Bild gezeichnet werden.

Zur Darstellung stehen 5 verschiedene zentrierte Symbole und 7 verschiedene Linientypen zur Verfügung.

Beide Achsen können unabhängig voneinander linear oder logarithmisch sein. Die Einteilung der Achsen ist im linearen Maßstab frei wählbar. Sie erfolgt bei entsprechender Aufforderung durch den Rechner, indem man zunächst den gewünschten Abstand zwischen zwei Teilstrichen in der entsprechenden Achseinheit angibt und dann, durch Komma getrennt, der wievielte Teilstrich jeweils beschriftet werden soll.

Gezeichnet werden kann ein einfaches Achsenkreuz, ein Rahmen oder ein Rahmen mit Gitter.

Fehlerbalken können in jedem Maßstab in beiden Richtungen gezeichnet werden, wobei entweder die individuellen Absolutfehler oder ein allen Werten gemeinsamer prozentualer Fehler angegeben werden können.

An die Datenpaare einer Kurve können eine Gerade, eine Parabel 2. oder eine Parabel 3. Ordnung angepaßt werden. Im doppellogarithmischen Maßstab wird die Gerade an die logarithmierten Werte gefittet.

Die Eingabe der Datenpaare kann direkt über die Tastatur oder über einen entsprechenden Datenfile mit beliebigem Namen auf Floppy / erfolgen. Nach der Eingabe können die Daten verändert und wieder auf einem Datenfile mit beliebigem Namen gesichert werden. Bei der Eingabe über die Tastatur ist das vom Rechner angegebene Format zu beachten. x- und y-Wert, sowie der Parameter e sind durch Komma zu trennen. Der Parameter e zeigt dem Rechner das Ende der Dateneingabe an. Er wird beim letzten Datenpaar gleich "e" gesetzt, ansonsten genügt ein Komma nach dem y-Wert. Bei der Korrektur der eingegebenen Datenpaare wird analog verfahren, wobei aber vor jedem Datenpaar noch dessen Nummer angegeben werden muß.

Beim Plotten einer Funktion können in der Funktion bis zu fünf Parameter verwendet werden, die erst nach Eingabe der Funktion definiert werden und nach jedem Lauf einen neuen Zahlenwert erhalten können, so daß bei Parameterstudien nicht jedesmal die ganze Funktion neu eingetippt werden muß. Beim Plotten werden im angegebenen Intervall für 100 äquidistante x-Werte die entsprechenden y-Werte berechnet und diese Datenpaare linear verbunden. Um möglichst glatte Kurven zu erreichen, empfiehlt es sich, dieselbe Funktion in mehreren kleinen Intervallen statt in einem großen zu zeichnen. Der Einbau der Funktion in das laufende BASIC-Programm geschieht mit einem Unterprogramm von P. Rohrer /50/. Da bei diesem Vorgang der Datenspeicher gelöscht wird, speichert das Programm vorher alle wichtigen Werte auf Floppy 0 und liest sie später wieder automatisch ein. Auf ein Floppylaufwerk kann deshalb nicht verzichtet werden.

```
10 rem*****
20 rem** programm plot version plot30
30 rem** von g. eck
40 rem*****
50 poke59468,14:printchr$(147)
60 open2,4:open3,5,1
70 dimx(2,100),xf(2,100),wv(6,2),o(8),oa(4),ob(4),bs(10),bd(5),px$(2),uc$(5)
80 dimp$(2),a3$(9,2),v(2),wc(2),r(2),e(2),bx(2),ha%(2),h%(2),t1$(2),t2$(2)
90 dimxi%(2),xa%(2),xs(2),ww(6,2),xx$(2),xz$(2,2),xz(2,2)
100 gl$="Gerade im log. Masstab @J@/@N@"
110 p$(1)="x":p$(2)="y":px$(2)="n":px$(1)="n":h=0.0025:zq=log(10)
120 t1$(1)="t11;":t1$(2)="t10,1;":t2$(1)="t11.5,1;":t2$(2)="t10,1.5;"
130 wv(5,1)=1:wv(5,2)=1:wv(6,1)=1:wv(6,2)=1
140 uc$(1)="uc99,0,15,5,0,10,-10,0,-10,-10,-10,-10,0,-10,10,0,10,10,10,5,0,-99"
150 uc$(1)=uc$(1)+";"
160 uc$(2)="uc99,0,15,15,-30,-30,0,15,30,-99;"
170 uc$(3)="uc99,0,15,15,0,-15,-30,-15,30,15,0,-99;"
180 uc$(4)="uc99,0,15,15,0,0,-30,-30,0,0,30,15,0,-99;"
190 uc$(5)="uc99,0,15,15,-15,-15,-15,-15,15,15,-99;"
200 print#3,"in;"
210 print"Einstellung des Koordinatenanfangs am":print"Plotter ? @J@/@N@":print
220 getp4$:ifp4$<>"j"andp4$<>"n"then220
230 ifp4$="n"then260
240 gosub3980
250 goto270
260 input"Koordinatenanfang in cm":wv(1,1),wv(1,2):print
270 input"Groesse x-Achse in cm":wv(2,1):print
280 input"Groesse y-Achse in cm":wv(2,2):print
290 dd$="j"+str$(wv(1,1)/h)+","+str$(wv(1,2)/h)+","
300 dd$=dd$+str$((wv(1,1)+wv(2,1))/h)+","+str$((wv(1,2)+wv(2,2))/h)+";"
310 print#3,dd$:print#3,"sc0,10000,0,10000;"
320 print#3,"pu;pa0,0;"
330 print"log oder halblog ? @J@/@N@":print
340 getp2$:ifp2$<>"j"andp2$<>"n"then340
350 ifp2$="n"then400
360 print"x-Achse log ? @J@/@N@":print
370 getpx$(1):ifpx$(1)<>"j"andpx$(1)<>"n"then370
380 print"y-Achse log ? @J@/@N@":print
390 getpx$(2):ifpx$(2)<>"j"andpx$(2)<>"n"then390
400 input"Grenzen x-Achse":wv(3,1),wv(4,1):print
410 input"Grenzen y-Achse":wv(3,2),wv(4,2):print
420 fori=1to2:forj=3to4
430 ifpx$(i)="j"andwv(j,i)<=0then4660
440 nextj,i
450 ifpx$(1)="n"theninput"Einteilung der x-Achse":wv(5,1),wv(6,1):print
460 ifpx$(2)="n"theninput"Einteilung der y-Achse":wv(5,2),wv(6,2):print
470 print"@Gitter, @Rahmen, oder @Achsenkreuz ?":print
480 getp3$:ifp3$<>"a"andp3$<>"n"andp3$<>"g"then480
490 fori=1to6:forj=1to2:wv(i,j)=wv(i,j):nextj,i
500 fori=1to2:forj=3to4
510 ifpx$(i)="j"thenwv(j,i)=log(wv(j,i))/zq
520 nextj,i
530 fori=1to2:fw(i)=10000/(wv(4,i)-wv(3,i)):nexti
540 fori=1to2
550 xs(i)=10000*wv(5,i)/(wv(4,i)-wv(3,i)):nexti
560 print#3,"si.189,.27;"
570 ii=1:fori=1to2
580 print#3,"pu;pa0,0;"
590 ha%(1)=0:ha%(2)=0:gosub4130
600 nexti
610 ifp3$="a"then660
620 ha$="j":ii=2:fori=1to2
630 ifi=1thenddd$="pu;pa0,10000;"
640 ifi=2thenddd$="pu;pa10000,0;"
650 print#3,dd$:gosub4130:nexti
660 fork=1to2:forj=1to100:xf(k,j)=0:nextj,k
```

```
670 open9,8,9,"50:555,s,w":fori=1to6:forj=1to2:w$=str$(wv(i,j))
680 print#9,w$chr$(13);w$=str$(wv(i,j)):print#9,w$chr$(13);:nextj,i
690 fori=1to2:print#9,p$(i)chr$(13);:print#9,px$(i)chr$(13);
700 print#9,str$(fw(i))chr$(13);:nexti:close9
710 print"Funktion y(u) plotten ? [j]/[n]":print
720 getpf$:ifpf$<>"j"andpf$<>"n"then720
730 ifpf$="n"then1070
740 print"Folgende Konstanten koennen in der Funktion verwendet werden : "
750 print:print" *** a;b;c;d:e ***":print
760 print"Diese Konstanten koennen nach Eingabe der Funktion definiert werden
770 print:print"Nach break in 870 tippen Sie z.b. a=1.4"
780 print"dann return usw., bis Sie alle Konstan-
790 print"ten definiert haben.":print
800 print"Danach tippen Sie cont und return."
810 print"Jetzt wird das Programm fortgesetzt.":print
820 input"y(u)=";f$
830 poke158,3:poke623,19:poke624,13:poke625,13
840 print"Z860deffny(u)=";f$
850 print"goto860":end
860 deffny(u)=a+b*sqr(c*u+d)
870 stop:pf$="j":print:ifdd$="k"then1040
880 open2,4:open3,5,1:open4,5,0
890 dimx(2,100),xf(2,100),wv(6,2),o(8),oa(4),ob(4),bs(10),bd(5),px$(2),uc$(5)
900 dimp$(2),a3$(9,2),v(2),wc(2),r(2),e(2),bx(2),ha%(2),h%(2),t1$(2),t2$(2)
910 dimxi%(2),xa%(2),xs(2),ww(6,2),xx$(2),xz$(2,2),xz(2,2)
920 h=0.0025:zq=log(10)
930 t1$(1)="t11;":t1$(2)="t10,1;":t2$(1)="t11.5,1;":t2$(2)="t10,1.5;"
940 open9,8,9,"0:555,s,r":fori=1to6:forj=1to2:input#9,w$:wv(i,j)=val(w$)
950 input#9,w$:wv(i,j)=val(w$):nextj,i
960 fori=1to2:input#9,p$(i):input#9,px$(i):input#9,w$:fw(i)=val(w$):nexti
970 close9
980 uc$(1)="uc99,0,15,5,0,10,-10,0,-10,-10,-10,-10,0,-10,10,0,10,10,10,5,0,-99"
990 uc$(1)=uc$(1)+";"
1000 uc$(2)="uc99,0,15,15,-30,-30,0,15,30,-99;"
1010 uc$(3)="uc99,0,15,15,0,-15,-30,-15,30,15,0,-99;"
1020 uc$(4)="uc99,0,15,15,0,0,-30,-30,0,0,30,15,0,-99;"
1030 uc$(5)="uc99,0,15,15,-15,-15,-15,-15,15,15,15,-99;"
1040 input"x-Bereich der Funktion";bx(1),bx(2):xs=(bx(2)-bx(1))/99:fori=1to100
1050 x(1,i)=bx(1)+(i-1)*xs:x(2,i)=fny(x(1,i)):nexti:print
1060 n=100:p8$="n":p7$="l":p9$="j":goto1560
1070 print"Daten auf Platte ? [j]/[n]":print
1080 getda$:ifda$<>"j"andda$<>"n"then1080
1090 ifda$="n"then1170
1100 print"eigener Datenfile ? [j]/[n]":print
1110 getddd$:ifddd$<>"j"andddd$<>"n"then1110
1120 ifddd$="j"thensosub4720:goto2340
1130 input"filename";nf$:print
1140 fo$="0:"+nf$+",s,r"
1150 open9,8,9,fo$:input#9,w$:n=val(w$):fori=1ton:forj=1to2:input#9,w$
1160 x(j,i)=val(w$):input#9,w$:xf(j,i)=val(w$):nextj,i:close9
1170 print"mit Fehlerangabe ? [j]/[n]":print
1180 getf1$:iff1$<>"j"andf1$<>"n"then1180
1190 iff1$="n"andda$="n"then1250
1200 ifda$="j"then1300
1210 print"Fehler in % ? [j]/[n]":print
1220 getfp$:iffp$<>"j"andfp$<>"n"then1220
1230 iffp$<>"j"then1250
1240 input"%-Fehler x,y";fx,fy:print
1250 i=0
1260 i=i+1:input"x,y,e";x(1,i),x(2,i),e$
1270 iff1$="j"andfp$="j"thenxf(1,i)=x(1,i)*fx/100:xf(2,i)=x(2,i)*fy/100:goto1290
1280 iff1$="j"andfp$<>"j"theninput"fehler x,y";xf(1,i),xf(2,i)
1290 n=i:ife$<>"e"then1260
1300 fori=1ton:printi;x(1,i);tab(7)xf(1,i);tab(18)x(2,i);tab(25)xf(2,i)
1310 next
1320 print"Daten ok ? [j]/[n]":print
```

```
1330 getda$:ifda$<>"j"andda$<>"n"then1330
1340 ifda$="j"then1450
1350 print"Daten einfuesen ? @j@/@n@":print
1360 setda$:ifda$<>"j"andda$<>"n"then1360
1370 ifda$="j"thengosub2910
1380 print"Daten loeschen ? @j@/@n@":print
1390 setda$:ifda$<>"j"andda$<>"n"then1390
1400 ifda$="j"thengosub3020
1410 print"Daten aendern ? @j@/@n@":print
1420 setda$:ifda$<>"j"andda$<>"n"then1420
1430 ifda$="j"thengosub3090
1440 goto1300
1450 print"Daten sichern ? @j@/@n@":print
1460 setdd$:ifdd$<>"j"anddd$<>"n"then1460
1470 ifdd$="n"then1560
1480 input"filename";nf$:print
1490 fo$="0:"+nf$+"",s,w"
1500 open9,8,9,fo$:print#9,str$(n)chr$(13);:fori=1ton:forj=1to2
1510 w$=str$(x(j,i))
1520 print#9,w$chr$(13);:w$=str$(xf(j,i)):print#9,w$chr$(13);:nextj,i:close9
1530 print"Ihre Daten sind jetzt unter dem Namen":print
1540 fo$="@"+nf$+"@" auf Floppy @0@ gespeichert."
1550 printfo$:print
1560 printchr$(147)
1570 ifpf$="j"orp7$="j"thenpf$="":p7$="":goto2000
1580 print"Sie koennen zwischen folgenden":print"'Linetypes' waehlen :":print
1590 print"Durchgezogene Linie @L@":print
1600 print"Nur Messpunkte @0@":print
1610 print"..... @1@":print
1620 print"-- -- -- -- -- @2@":print
1630 print"--- --- --- --- --- @3@":print
1640 print"--- --- --- --- --- @4@":print
1650 print"--- --- --- --- --- @5@":print
1660 print"--- --- --- --- --- @6@":print
1670 setp7$
1680 ifp7$="1"then1770
1690 ifp7$="2"then1770
1700 ifp7$="3"then1770
1710 ifp7$="4"then1770
1720 ifp7$="5"then1770
1730 ifp7$="6"then1770
1740 ifp7$="1"then1770
1750 ifp7$="0"then1770
1760 goto1670
1770 p7$=p7$+";"
1780 printchr$(147):print"Sie koennen zwischen folgenden "
1790 print"zentrierten Symbolen waehlen :":print
1800 print"Achteck @1@":print
1810 print"Dreieck Spitze oben @2@":print
1820 print"Dreieck Spitze unten @3@":print
1830 print"Viereck @4@":print
1840 print"Karo @5@":print
1850 print"kein Symbol @n@":print
1860 setp8$
1870 ifp8$="1"then1940
1880 ifp8$="2"then1940
1890 ifp8$="3"then1940
1900 ifp8$="4"then1940
1910 ifp8$="5"then1940
1920 ifp8$="n"then1940
1930 goto1860
1940 printchr$(147):ifp8$<>"n"thenp8$=uc$(val(p8$))
1950 ifp8$="n"thenprint#3,"sm:"
1960 ifp7$="1"thenprint#3,"lt;":goto1980
1970 print#3,"lt";p7$
1980 ifp8$="n"thenprint#3,"sm;"
```

```
1990 dd$="s i"+str$(.002*ww(2,1))+", "+str$(.004*ww(2,1))+";:print#3,dd$
2000 forj=1to2
2010 ifpx$(j)="j"thenxx$(j)=str$(int((log(x(j,1))/zq-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2020 ifpx$(j)="n"thenxx$(j)=str$(int((x(j,1)-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2030 nextj
2040 print#3,"pu;pa";xx$(1);", ";xx$(2);";"
2050 fori=1ton;forj=1to2
2060 ifpx$(j)="j"thenxx$(j)=str$(int((log(x(j,i))/zq-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2070 ifpx$(j)="n"thenxx$(j)=str$(int((x(j,i)-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2080 nextj
2090 print#3,"pd;pa";xx$(1);", ";xx$(2);";"
2100 ifp8$<>"n"thenprint#3,p8$;";pu;pa";xx$(1);", ";xx$(2);";"
2110 nexti;print#3,"pu;sm;lt;";:ifnk=1then4920
2120 ifnk=2then4950
2130 ifnk=3then5310
2140 iff1$<>"j"oreg$="j"then2340
2150 f1$="n"
2160 fori=1ton;forj=1to2
2170 xx$(j)=str$(int((x(j,i)-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2180 ifpx$(j)="j"thenxx$(j)=str$(int((log(x(j,i))/zq-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2190 nextj
2200 print#3,"pu;pa";xx$(1);", ";xx$(2);";"
2210 forj=1to2
2220 xz(j,1)=x(j,i)+xf(j,i);xz(j,2)=x(j,i)-xf(j,i)
2230 ifxz(j,1)>ww(4,j)thenxz(j,1)=ww(4,j)
2240 ifxz(j,2)<ww(3,j)thenxz(j,2)=ww(3,j)
2250 fork=1to2
2260 ifpx$(j)="j"thenxz$(j,k)=str$(int((log(xz(j,k))/zq-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2270 ifpx$(j)="n"thenxz$(j,k)=str$(int((xz(j,k)-wv(3,j))*fw(j)+.5))
2280 nextk,j
2290 dd$="pu;pa"+xz$(1,1)+", "+xx$(2)+";pd;pa"+xz$(1,2)+", "+xx$(2)
2300 dd$=dd$+";pu;pa"+xx$(1)+", "+xz$(2,1)+";pd;pa"+xx$(1)+", "+xz$(2,2)+";pu;"
2310 print#3,dd$
2320 nexti
2330 da$="";pf$=""
2340 ps$="";:printchr$(147):print"Neue RF-Funktion, neue RK-Konstanten,":print
2350 print"neue RD-Daten, F@int, S@o@nderfit ":print
2360 print"oder @S@chluss?":print
2370 getdd$
2380 ifdd$="f"thenpf$="j":goto740
2390 ifdd$="d"then1070
2400 ifdd$="s"then2680
2410 ifdd$="k"then870
2420 ifdd$="i"then2450
2430 ifdd$="o"then4960
2440 goto2370
2450 print"@G@erade oder @F@arabel?":print
2460 getas$:ifag$<>"s"andag$<>"p"then2460
2470 ps$="j"
2480 input"Funkte von bis";fi,fo:print
2490 ifag$="p"thengosub3190:goto2640
2500 ifag$="s"and(px$(1)="n"andpx$(2)="j")thenprintsl$:print:dd$="s"
2510 ifdd$="s"thengetas$:ifag$<>"j"andag$<>"n"then2510
2520 gosub2740
2530 print#2,chr$(13):dd$="y = a*x+b ; y = b*exp(a*x)"
2540 print#2,dd$:printdd$:print
2550 aa$=" a = "+str$(fa)+" +- "+str$(sa):printaa$:print#2,aa$
2560 ab$=" b = "+str$(fb)+" +- "+str$(sb):printab$:print#2,ab$
2570 print#2,chr$(13)
2580 print"x-Bereich der Ausgleichsgeraden":inputxu,xo:print
2590 ifag$="j"anddd$<>"s"then2650
2600 ifag$<>"j"then2670
2610 yu=fb*exp(fa*xu)
2620 yo=fb*exp(fa*xo)
2630 x(1,1)=xu;x(1,2)=xo;x(2,1)=yu;x(2,2)=yo
2640 n=2;p8$="n";p7$="l";ps$="j":goto1940
2650 xs=(xo-xu)/99;fori=1to100x(1,i)=xu+(i-1)*xs;x(2,i)=fa*x(1,i)+fb:nexti
```

```
2660 n=100:p8$="n":p7$="l":p9$="j":goto1940
2670 n=2;x(1,1)=xu;x(1,2)=xo;x(2,1)=fa*xu+fb;x(2,2)=fa*xo+fb:goto1560
2680 print#3,"in";close2:close3:close5:close6:close7:poke59468,12:and
2690 rem*****
2700 rem** ende hauptprogramm
2710 rem*****
2720 rem** subroutine geradenfit
2730 rem*****
2740 xx=0:sx=0:xy=0:nf=fo-fi+1:sy=0:yy=0
2750 fori=fitofo:ifdd$<>"5"andag$<>"j"then2780
2760 sx=sx+x(1,i):xx=xx+x(1,i)*x(1,i):sy=sy+log(x(2,i))
2770 xy=xy+x(1,i)*log(x(2,i)):goto2790
2780 sx=sx+x(1,i):xx=xx+x(1,i)*x(1,i):sy=sy+x(2,i):xy=xy+x(1,i)*x(2,i)
2790 nexti
2800 ne=nf*xx-sx*sx:fa=(nf*xy-sx*sy)/ne:fb=(xx*sy-sx*xy)/ne
2810 fori=fitofo
2820 ifag$="j"thenyy=yy+(log(x(2,i))-fa*x(1,i)-fb)^2:goto2840
2830 yy=yy+(x(2,i)-fa*x(1,i)-fb)^2
2840 nexti
2850 fs=sqr(yy/(nf-2)):sa=fs*sqr(nf/ne):sb=fs*sqr(xx/ne)
2860 ifdd$="5"andag$="j"thenfb=exp(fb):sa=0:sb=0
2870 return
2880 rem*****
2890 rem** subroutine daten einfuegen
2900 rem*****
2910 input"i,x,y,e":i,qx,qy,e$
2920 iff1$="j"andfp$="j"thenxf(1,i)=x(1,i)*fx/100:xf(2,i)=x(2,i)*fy/100
2930 iff1$="j"andfp$="j"then2950
2940 iff1$="j"andfp$<>"j"theninput"Fehler x,y":q8,q9
2950 forj=n+1toi+1step-1:fork=1to2:x(k,j)=x(k,j-1):xf(k,j)=xf(k,j-1):nextk,j
2960 x(1,i)=qx:x(2,i)=qy:xf(1,i)=q8:xf(2,i)=q9:n=n+1
2970 ife$<>"e"then2910
2980 return
2990 rem*****
3000 rem** subroutine daten loeschen
3010 rem*****
3020 input"i,e":i,e$:n=n-1
3030 forj=iton:fork=1to2:x(k,j)=x(k,j+1):xf(k,j)=xf(k,j+1):nextk,j
3040 ife$<>"e"then3020
3050 return
3060 rem*****
3070 rem** subroutine daten aendern
3080 rem*****
3090 input"i,x,y,e":i,x(1,i),x(2,i),e$
3100 iff1$="j"andfp$="j"thenxf(1,i)=x(1,i)*fx/100:xf(2,i)=x(2,i)*fy/100
3110 iff1$="j"andfp$="j"then3130
3120 iff1$="j"andfp$<>"j"theninput"fehler x,y":xf(1,i),xf(2,i)
3130 ifi>nthenn=i
3140 ife$<>"e"then3090
3150 return
3160 rem*****
3170 rem** subroutine parabelfit
3180 rem*****
3190 print"@2. oder @3. Ordnung":print
3200 getag$:ifag$<>"2"andag$<>"3"then3200
3210 ifag$="3"thensosub3510:goto3360
3220 fori=1to8:o(i)=0:next:fori=1to4:ob(i)=0:next
3230 fori=fitofo:o(2)=o(2)+x(1,i):o(3)=o(3)+x(1,i)*x(1,i):o(8)=o(8)+x(2,i)
3240 o(4)=o(4)+x(1,i)*x(1,i)*x(1,i):o(5)=o(5)+x(1,i)^4
3250 o(6)=o(6)+x(1,i)*x(2,i):o(7)=o(7)+x(1,i)*x(1,i)*x(2,i):nexti
3260 o(1)=fo-fi+1
3270 oa(1)=o(1)*o(3)*o(5)+2*o(2)*o(3)*o(4)-o(3)*o(3)*o(3)-o(1)*o(4)*o(4)
3280 oa(1)=oa(1)-o(5)*o(2)*o(2)
3290 oa(2)=o(8)*o(3)*o(5)+o(2)*o(4)*o(7)+o(3)*o(6)*o(4)-o(3)*o(3)*o(7)
3300 oa(2)=oa(2)-o(8)*o(4)*o(4)-o(2)*o(6)*o(5)
3310 oa(3)=o(1)*o(6)*o(5)+o(8)*o(4)*o(3)+o(3)*o(2)*o(7)
3320 oa(3)=oa(3)-o(6)*o(3)*o(3)-o(1)*o(4)*o(7)-o(8)*o(2)*o(5)
```

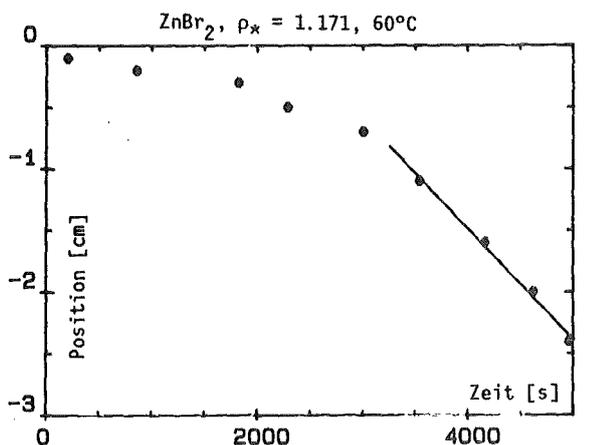
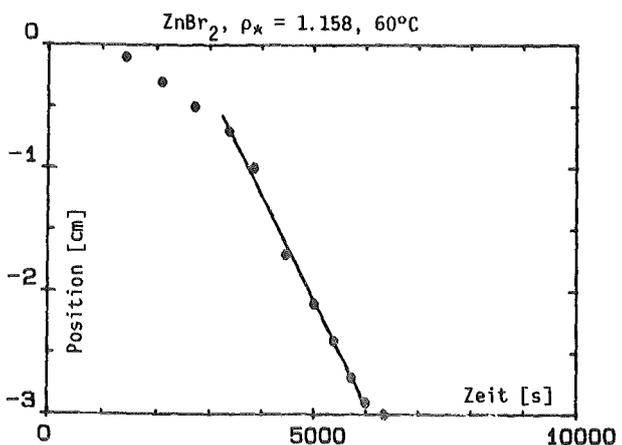
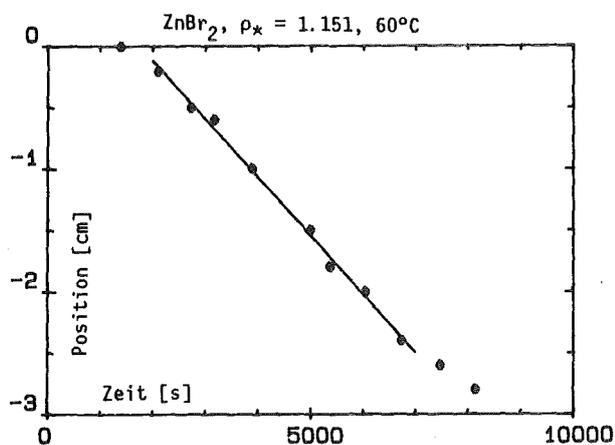
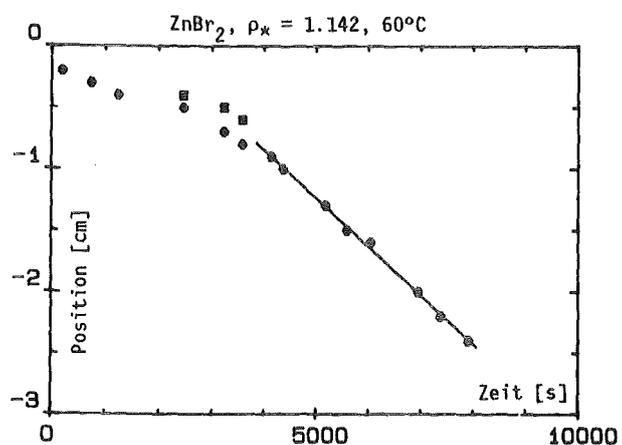
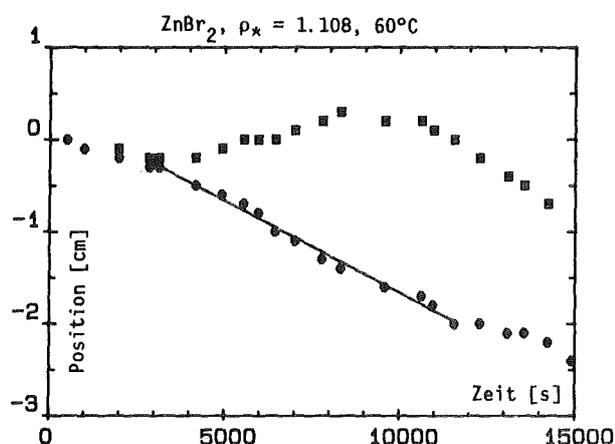
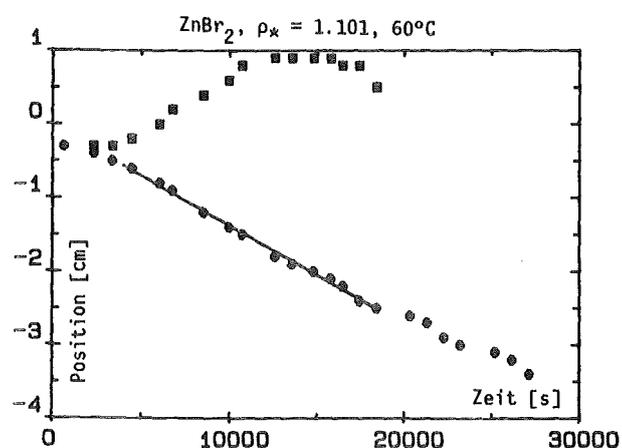
```
3330 oa(4)=o(1)*o(3)*o(7)+o(2)*o(6)*o(3)+o(8)*o(2)*o(4)
3340 oa(4)=oa(4)-o(8)*o(3)*o(3)-o(1)*o(6)*o(4)-o(7)*o(2)*o(2)
3350 ob(1)=oa(2)/oa(1);ob(2)=oa(3)/oa(1);ob(3)=oa(4)/oa(1)
3360 deffnouv(ox)=ob(1)+ob(2)*ox+ob(3)*ox*ox+ob(4)*ox*ox*ox
3370 input"x-Bereich der Ausgleichskurve";xu,xo
3380 print#2,chr$(13);dd$="y = a + b*x + c*x*x + d*x*x*x"
3390 print#2,dd$;printdd$;print
3400 print#2,"a = ";ob(1);print"a = ";ob(1)
3410 print#2,"b = ";ob(2);print"b = ";ob(2)
3420 print#2,"c = ";ob(3);print"c = ";ob(3)
3430 print#2,"d = ";ob(4);print"d = ";ob(4)
3440 xs=(xo-xu)/99;fori=1to100
3450 x(1,i)=xu+(i-1)*xs;x(2,i)=fnouv(x(1,i));nexti
3460 n=100;p8$="n";p7$="l";p9$="j"
3470 return
3480 rem*****
3490 rem** subroutine parabelfit 3.ordnung
3500 rem*****
3510 fori=1to10;bs(i)=0;next
3520 fori=1to4;ob(i)=0;next;fori=1to5;bd(i)=0;nexti
3530 fori=fitofa;bs(1)=bs(1)+x(1,i);bs(10)=bs(10)+x(2,i);bh=x(1,i)*x(1,i)
3540 bs(7)=bs(7)+x(1,i)*x(2,i);bs(2)=bs(2)+bh;bs(8)=bs(8)+x(2,i)*bh
3550 bs(4)=bs(4)+bh*bh;bh=bh*x(1,i);bs(9)=bs(9)+x(2,i)*bh;bs(3)=bs(3)+bh
3560 bs(6)=bs(6)+bh*bh;bs(5)=bs(5)+bh*x(1,i)*x(1,i);next;bn=fo-fi+1
3570 b1=bs(4)*bs(2)*bn+bs(3)*bs(1)*bs(2)+bs(2)*bs(3)*bs(1)
3580 b1=b1-bs(2)*bs(2)*bs(2)-bs(4)*bs(1)*bs(1)-bs(3)*bs(3)*bn
3590 b2=bs(5)*bs(2)*bn+bs(4)*bs(1)*bs(2)+bs(3)*bs(3)*bs(1)
3600 b2=b2-bs(3)*bs(2)*bs(2)-bs(5)*bs(1)*bs(1)-bs(4)*bs(3)*bn
3610 b3=bs(5)*bs(3)*bn+bs(4)*bs(2)*bs(2)+bs(3)*bs(4)*bs(1)
3620 b3=b3-bs(3)*bs(3)*bs(2)-bs(5)*bs(2)*bs(1)-bs(4)*bs(4)*bn
3630 b4=bs(5)*bs(3)*bs(1)+bs(4)*bs(2)*bs(3)+bs(3)*bs(4)*bs(2)
3640 b4=b4-bs(3)*bs(3)*bs(3)-bs(5)*bs(2)*bs(2)-bs(4)*bs(4)*bs(1)
3650 bd(5)=bs(6)*b1-bs(5)*b2+bs(4)*b3-bs(3)*b4
3660 bd(4)=-bs(9)*b1+bs(8)*b2-bs(7)*b3+bs(10)*b4
3670 ob(4)=-bd(4)/bd(5)
3680 b1=-bs(8)*bs(2)*bn-bs(3)*bs(1)*bs(10)-bs(2)*bs(7)*bs(1)
3690 b1=b1+bs(2)*bs(2)*bs(10)+bs(8)*bs(1)*bs(1)+bs(3)*bs(7)*bn;b1=b1*bs(6)
3700 b2=-bs(9)*bs(2)*bn-bs(4)*bs(1)*bs(10)-bs(3)*bs(7)*bs(1)
3710 b2=b2+bs(3)*bs(2)*bs(10)+bs(9)*bs(1)*bs(1)+bs(4)*bs(7)*bn;b2=b2*bs(5)
3720 b3=-bs(9)*bs(3)*bn-bs(4)*bs(2)*bs(10)-bs(3)*bs(8)*bs(1)
3730 b3=b3+bs(3)*bs(3)*bs(10)+bs(9)*bs(2)*bs(1)+bs(4)*bs(8)*bn;b3=b3*bs(4)
3740 b4=-bs(9)*bs(3)*bs(1)-bs(4)*bs(2)*bs(7)-bs(3)*bs(8)*bs(2)
3750 b4=b4+bs(3)*bs(3)*bs(7)+bs(9)*bs(2)*bs(2)+bs(4)*bs(8)*bs(1);b4=b4*bs(3)
3760 bd(1)=b1-b2+b3-b4;ob(3)=-bd(1)/bd(5)
3770 b1=-bs(4)*bs(7)*bn-bs(8)*bs(1)*bs(2)-bs(2)*bs(3)*bs(10)
3780 b1=b1+bs(2)*bs(7)*bs(2)+bs(4)*bs(1)*bs(10)+bs(8)*bs(3)*bn;b1=b1*bs(6)
3790 b2=-bs(5)*bs(7)*bn-bs(9)*bs(2)*bs(1)-bs(3)*bs(3)*bs(10)
3800 b2=b2+bs(3)*bs(7)*bs(2)+bs(5)*bs(1)*bs(10)+bs(9)*bs(3)*bn;b2=b2*bs(5)
3810 b3=-bs(5)*bs(8)*bn-bs(9)*bs(2)*bs(2)-bs(3)*bs(4)*bs(10)
3820 b3=b3+bs(3)*bs(8)*bs(2)+bs(5)*bs(2)*bs(10)+bs(9)*bs(4)*bn;b3=b3*bs(4)
3830 b4=-bs(5)*bs(8)*bs(1)-bs(9)*bs(2)*bs(3)-bs(3)*bs(4)*bs(7)
3840 b4=b4+bs(3)*bs(8)*bs(3)+bs(5)*bs(2)*bs(7)+bs(9)*bs(4)*bs(1);b4=b4*bs(3)
3850 bd(2)=b1-b2+b3-b4;ob(2)=-bd(2)/bd(5)
3860 b1=-bs(4)*bs(2)*bs(10)-bs(3)*bs(7)*bs(2)-bs(8)*bs(3)*bs(1)
3870 b1=b1+bs(8)*bs(2)*bs(2)+bs(4)*bs(7)*bs(1)+bs(3)*bs(3)*bs(10);b1=b1*bs(6)
3880 b2=-bs(5)*bs(2)*bs(10)-bs(4)*bs(7)*bs(2)-bs(9)*bs(3)*bs(1)
3890 b2=b2+bs(9)*bs(2)*bs(2)+bs(5)*bs(7)*bs(1)+bs(4)*bs(3)*bs(10);b2=b2*bs(5)
3900 b3=-bs(5)*bs(3)*bs(10)-bs(4)*bs(8)*bs(2)-bs(9)*bs(4)*bs(1)
3910 b3=b3+bs(9)*bs(3)*bs(2)+bs(5)*bs(8)*bs(1)+bs(4)*bs(4)*bs(10);b3=b3*bs(4)
3920 b4=-bs(5)*bs(3)*bs(7)-bs(4)*bs(8)*bs(3)-bs(9)*bs(4)*bs(2)
3930 b4=b4+bs(9)*bs(3)*bs(3)+bs(5)*bs(8)*bs(2)+bs(4)*bs(4)*bs(7);b4=b4*bs(3)
3940 bd(3)=b1-b2+b3-b4;ob(1)=-bd(3)/bd(5);return
3950 rem*****
3960 rem** subroutine plotterposition am plotter einstellen
3970 rem*****
3980 print"Stift auf die gewuenschte Postion fahren, dann [P] druecken"
```

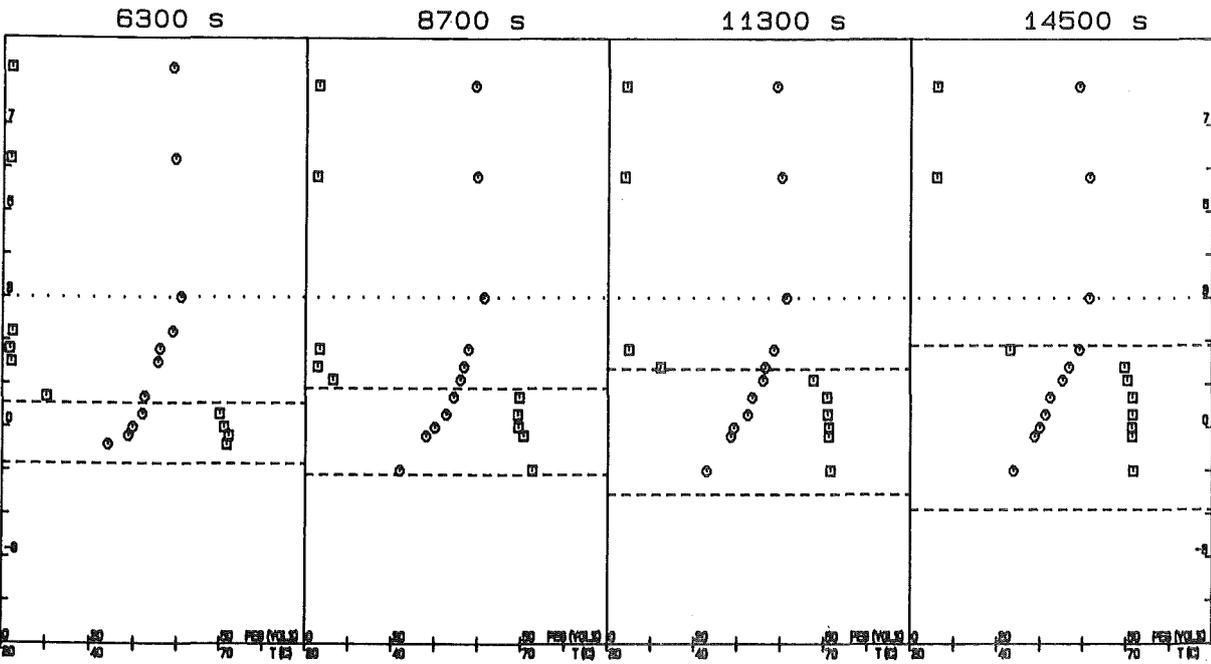
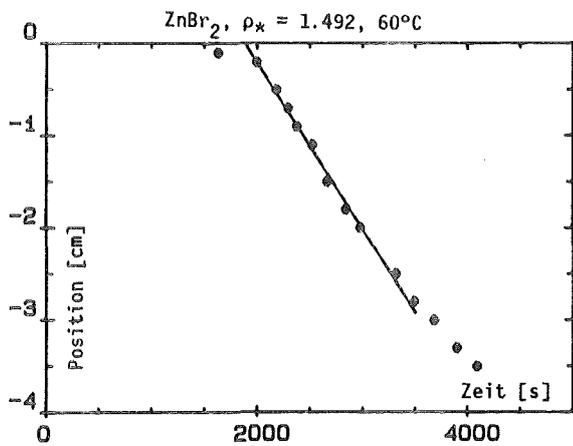
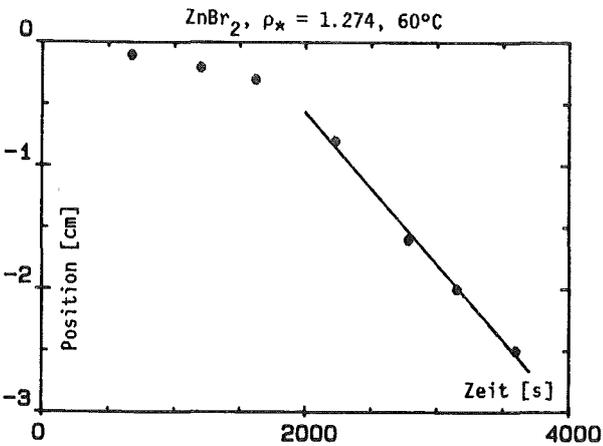
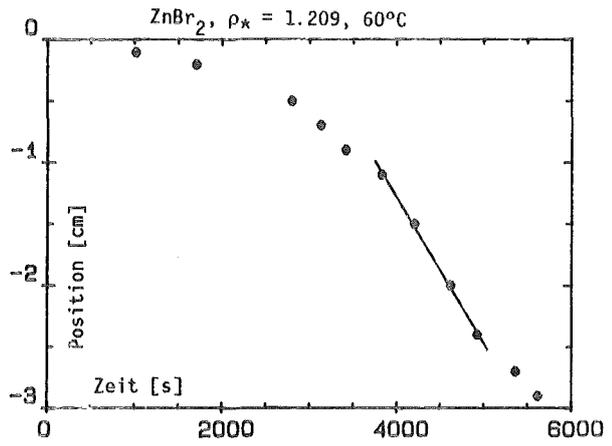
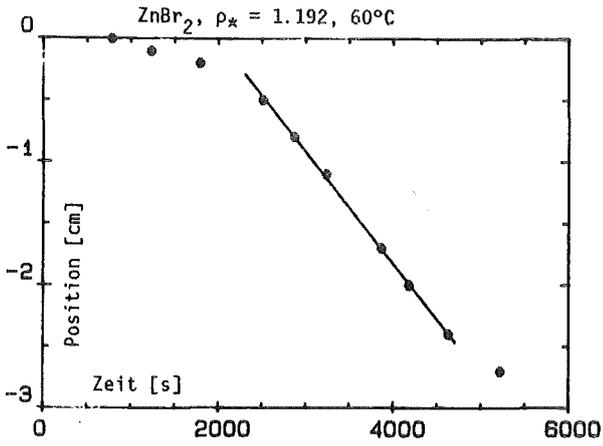
```
3990 print
4000 setp6$:ifp6$<>"r"then4000
4010 print"sind Sie sicher, dass die Position          richtig ist ? [J]/[n]"
4020 print
4030 setp6$:ifp6$<>"j"andp6$<>"n"then4030
4040 ifp6$="n"then3980
4050 print#3,"oc:":input#3,a1,a2,a3
4060 wv(1,1)=a1*0.0025:wv(1,2)=a2*0.0025
4070 print"Plotterkoordinaten in cm"
4080 print"x = ":wv(1,1):print"y = ":wv(1,2):print
4090 return
4100 rem*****
4110 rem** subroutine achse
4120 rem*****
4130 h%(1)=1:h%(2)=0:ip%=0:ib%=-1
4140 ifp3$="g"andha$="j"thent2$(2)="t10,100;"
4150 ifha$="j"thenha%(1)=0:ha%(2)=1
4160 ifi=2thenh%(1)=0:h%(2)=1:ifha$="j"thenha%(1)=1:ha%(2)=0
4170 fori5=0to10001stepxs(i)
4180 ip%=ip%+1:ib%=ib%+1
4190 ifpx$(i)<>"j"then4290
4200 ifi5=>9999then4290
4210 fori2=2to10
4220 dx=int(ha%(1)*10000+(i5+log(i2)/zq*fw(1))*h%(1)+.5)
4230 dx$=str$(dx)
4240 dy=int(ha%(2)*10000+(i5+log(i2)/zq*fw(2))*h%(2)+.5)
4250 dy$=str$(dy)
4260 dx$=dx$+" "+dy$
4270 dd$="pd;pa"+dx$+" "+t1$(i)+p$(i)+"t;"
4280 print#3,dd$:nexti2
4290 dx$="pa"+str$(int(h%(1)*i5+10000*ha%(1)))+","
4300 dx$=dx$+str$(int(h%(2)*i5+10000*ha%(2))):dd$="pd;"+dx$+";"
4310 print#3,dd$
4320 ifip%>=int(wv(6,i)+.5)then4360
4330 ifi5=0then4360
4340 ifi5=>10000andip%>=int(wv(6,1)+.5)then4360
4350 dd$=t1$(i)+p$(i)+"t":print#3,dd$:goto4510
4360 dd$=t2$(i)+p$(i)+"t;pu;":print#3,dd$:ifha$="j"thenip%=0:goto4510
4370 xd=ww(3,i)+ib%*ww(5,i):ad=abs(xd)
4380 ifpx$(i)="j"thenxd=ww(3,i)*10^ib%:ad=xd
4390 if(ad>=100000)andad<>0thensosub4560:goto4470
4400 xd$=left$(str$(xd),10):ifxd=0thenxd$="o":xl%=len(xd$):goto4470
4410 fori2=1tolen(xd$)
4420 ifmid$(xd$,i2,1)="."andval(mid$(xd$,i2+1,10))=0thenxd$=left$(xd$,i2-1)
4430 nexti2:xl%=len(xd$)
4440 fori2=1toxl%
4450 ifmid$(xd$,i2,1)="0"thenxd$=left$(xd$,i2-1)+"o"+mid$(xd$,i2+1,6)
4460 nexti2
4470 ifi=2then4490
4480 dd$="pu;cp"+str$(-xl%/2)+",-1;lb"+xd$+chr$(3)+";"+dx$+";":goto4500
4490 dd$="pu;cp"+str$(-xl%-.5)+",-2;lb"+xd$+chr$(3)+";"+dx$+";":
4500 print#3,dd$:ip%=0
4510 nexti5:print#3,"pu;"
4520 return
4530 rem*****
4540 rem** subroutine zahlumwandlung
4550 rem*****
4560 xd$="":ifxd<0thenxd$="-"
4570 ifxd=0thenxd$="0":return
4580 al=log(abs(xd))/zq
4590 am=abs(xd)/10^int(al)
4600 am$=left$(str$(am),6)
4610 xd$=xd$+am$+" e"+str$(int(al))
4620 return
4630 rem*****
4640 rem** subroutine fehlerangabe bei log.-achse
```

```
4650 rem*****
4660 printchr$(147)
4670 print"fehler":print
4680 print"zahlen kleiner null sind fuer":print
4690 print"log-achsen nicht sinnvoll!":print
4700 print"programm neu starten!"
4710 goto2680
4720 rem*****
4730 rem** subroutine eigener datenfile mit n > 100
4740 rem*****
4750 printchr$(147)
4760 print"Lesen Sie jetzt die Platte auf der sich":print
4770 print"der Datenfile befindet in Laufwerk 1.":print
4780 print"Druucken Sie die Taste [s].":print
4790 print"Schliesen Sie den Slot.":print
4800 setddd$:ifddd$<>"s"then4800
4810 open1,8,15,"i":close1
4820 input"filename":nf$:print:fo$="1:"+nf$+",s,r"
4830 input"Daten von bis":fi,fo:nn=fo-fi+1
4840 nh=int(nn/100):nr=nn-nh*100:open9,8,9,fo$
4850 iffi=1then4870
4860 fori=1tofi-1:forj=1to2:input#9,w$:nextj,i
4870 ifnn>100then4900
4880 fori=1tonn:forj=1to2:input#9,w$:x(j,i)=val(w$):nextj,i
4890 nk=2:n=nn:goto1300
4900 forin=1tonh:fori=1to100:forj=1to2:input#9,w$:x(j,i)=val(w$):nextj,i
4910 n=100:nk=1:goto1580
4920 nextin
4930 fori=1tonr:forj=1to2:input#9,w$:x(j,i)=val(w$):nextj,i
4940 n=nr:nk=2:goto1580
4950 nk=0:close9:return
4960 rem*****
4970 rem** subroutine sonderfit: parabel 2. ordnung n > 100
4980 rem*****
4990 input"filename":nf$:print:fo$="1:"+nf$+",s,r"
5000 input"Anzahl der Datenpaare":nn:open9,8,9,fo$
5010 fori=1to8:o(i)=0:next:fori=1to4:ob(i)=0:next:i=1
5020 input"Punkte von bis":fi,fo
5030 forin=1tonn:forj=1to2:input#9,w$:x(j,i)=val(w$):nextj
5040 ifin<fiorin>fothen5080
5050 o(2)=o(2)+x(1,i):o(3)=o(3)+x(1,i)*x(1,i):o(8)=o(8)+x(2,i)
5060 o(4)=o(4)+x(1,i)*x(1,i)*x(1,i):o(5)=o(5)+x(1,i)^4
5070 o(6)=o(6)+x(1,i)*x(2,i):o(7)=o(7)+x(1,i)*x(1,i)*x(2,i)
5080 nextin
5090 o(1)=fo-fi+1
5100 oa(1)=o(1)*o(3)*o(5)+2*o(2)*o(3)*o(4)-o(3)*o(3)*o(3)-o(1)*o(4)*o(4)
5110 oa(1)=oa(1)-o(5)*o(2)*o(2)
5120 oa(2)=o(8)*o(3)*o(5)+o(2)*o(4)*o(7)+o(3)*o(6)*o(4)-o(3)*o(3)*o(7)
5130 oa(2)=oa(2)-o(8)*o(4)*o(4)-o(2)*o(6)*o(5)
5140 oa(3)=o(1)*o(6)*o(5)+o(8)*o(4)*o(3)+o(3)*o(2)*o(7)
5150 oa(3)=oa(3)-o(6)*o(3)*o(3)-o(1)*o(4)*o(7)-o(8)*o(2)*o(5)
5160 oa(4)=o(1)*o(3)*o(7)+o(2)*o(6)*o(3)+o(8)*o(2)*o(4)
5170 oa(4)=oa(4)-o(8)*o(3)*o(3)-o(1)*o(6)*o(4)-o(7)*o(2)*o(2)
5180 ob(1)=oa(2)/oa(1):ob(2)=oa(3)/oa(1):ob(3)=oa(4)/oa(1)
5190 deffnov(ox)=ob(1)+ob(2)*ox+ob(3)*ox*ox+ob(4)*ox*ox*ox
5200 print"x-Bereich der Ausgleichskurve":input:xu,xo
5210 dd$="y = a + b*x + c*x*x"
5220 print#2,chr$(13)
5230 print#2,dd$
5240 print#2,"a = ":ob(1):print"a = ":ob(1)
5250 print#2,"b = ":ob(2):print"b = ":ob(2)
5260 print#2,"c = ":ob(3):print"c = ":ob(3)
5270 xs=(xo-xu)/99:fori=1to100
5280 x(1,i)=xu+(i-1)*xs:x(2,i)=fnov(x(1,i)):nexti
5290 n=100:p8$="n":p7$="l":pg$="j"
5300 nk=3:goto1560
5310 nk=0:close9:goto2340
```

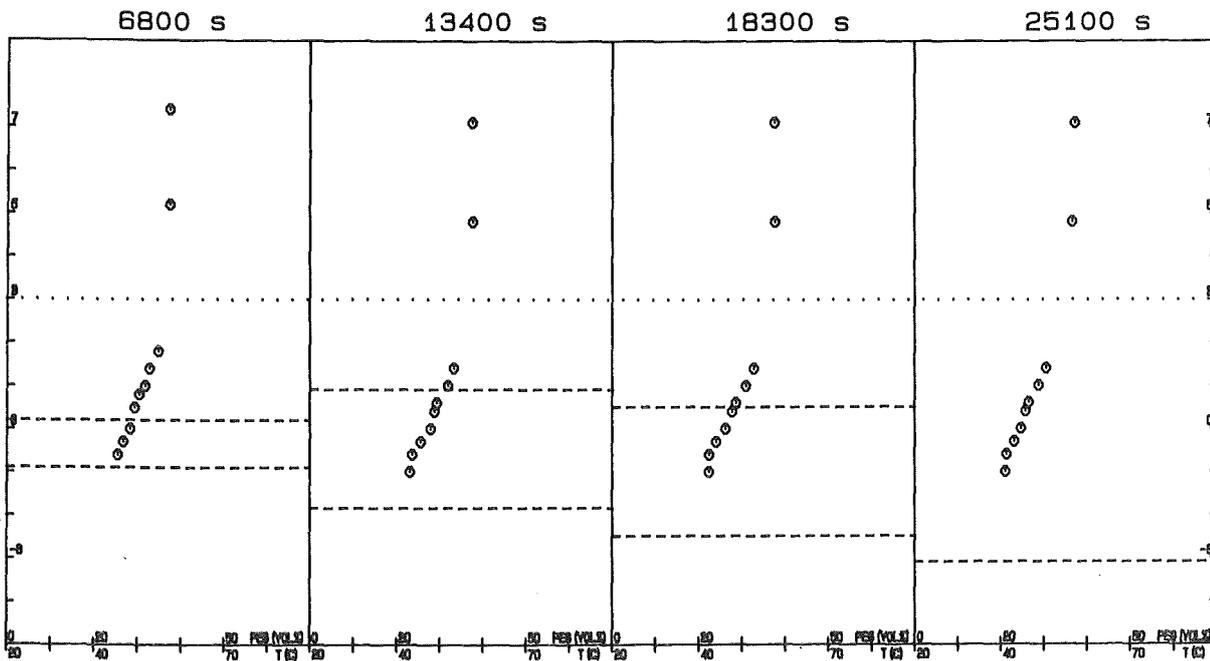
Anhang B

Im folgenden sind alle noch nicht anderweitig gezeigten Abschmelzkurven, Temperatur- und Konzentrationsprofile der Flächenheizungsexperimente mit $d_o = 30$ mm zusammengefaßt. Alle Angaben von ρ_* beziehen sich auf $\rho_1 = \rho_1(T_w)$. Im übrigen entsprechen alle Zeichnungen in ihrem Aufbau den Abbildungen 5.1 und 5.8. Die sonstigen Daten sind den Tabellen 5.1 und 5.2 zu entnehmen.

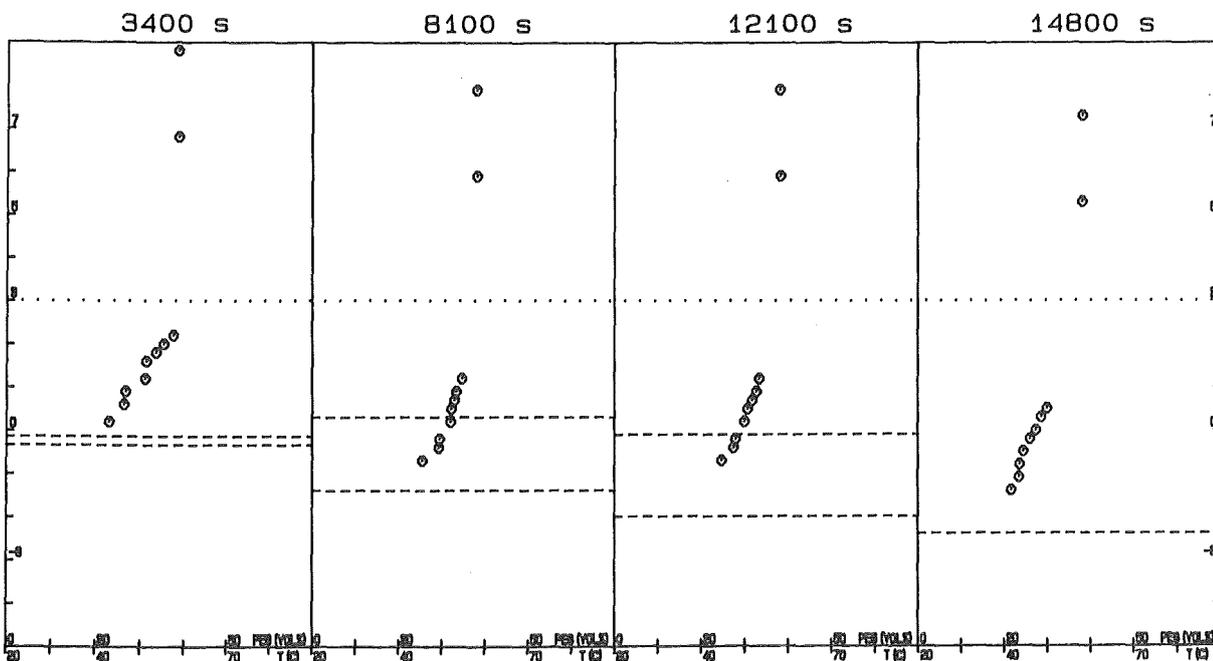




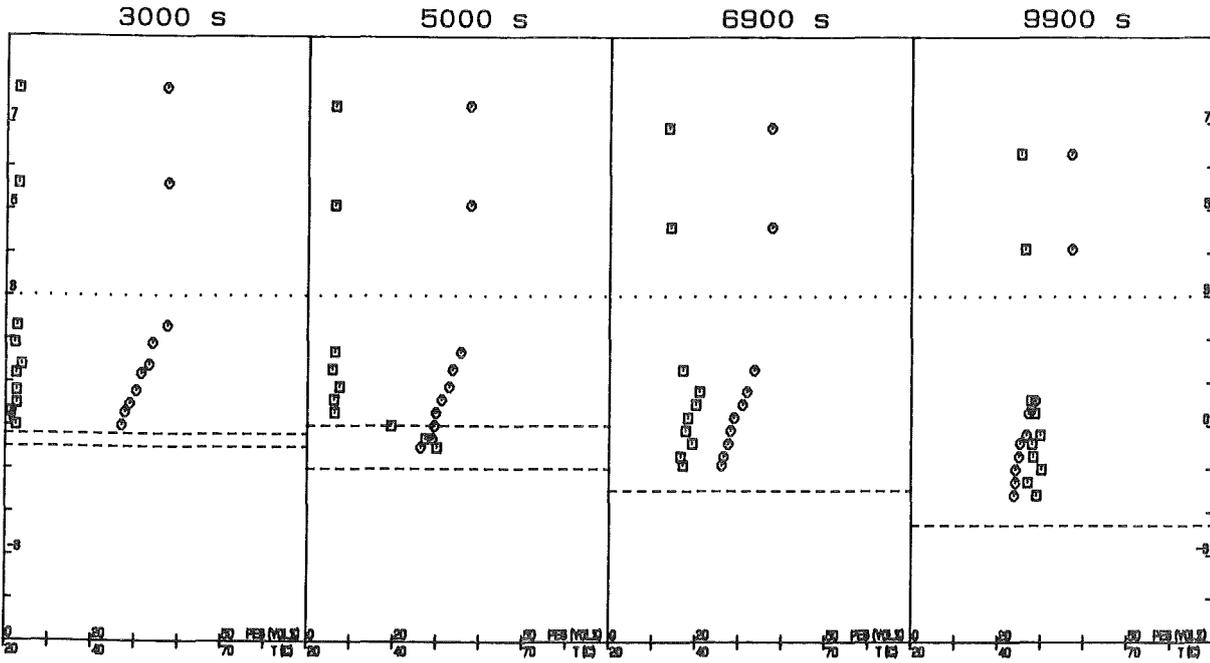
$\rho_* = 1.072$, $T_w = 60^\circ\text{C}$, ZnBr₂



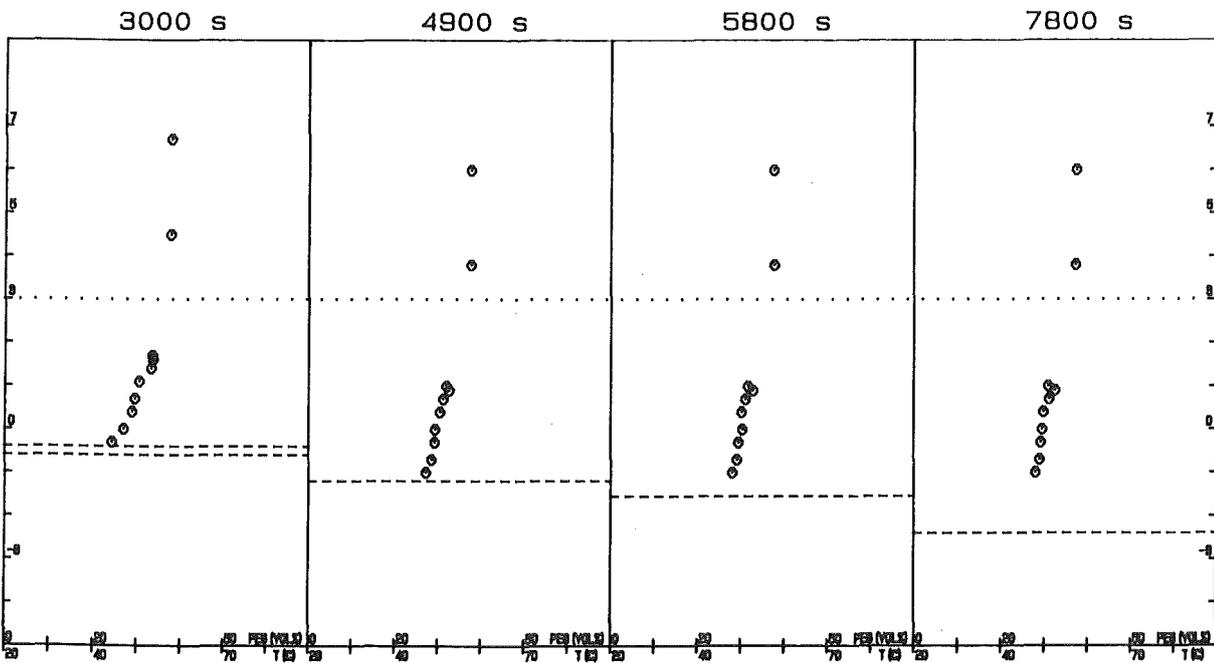
$\rho_w^* = 1.101, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



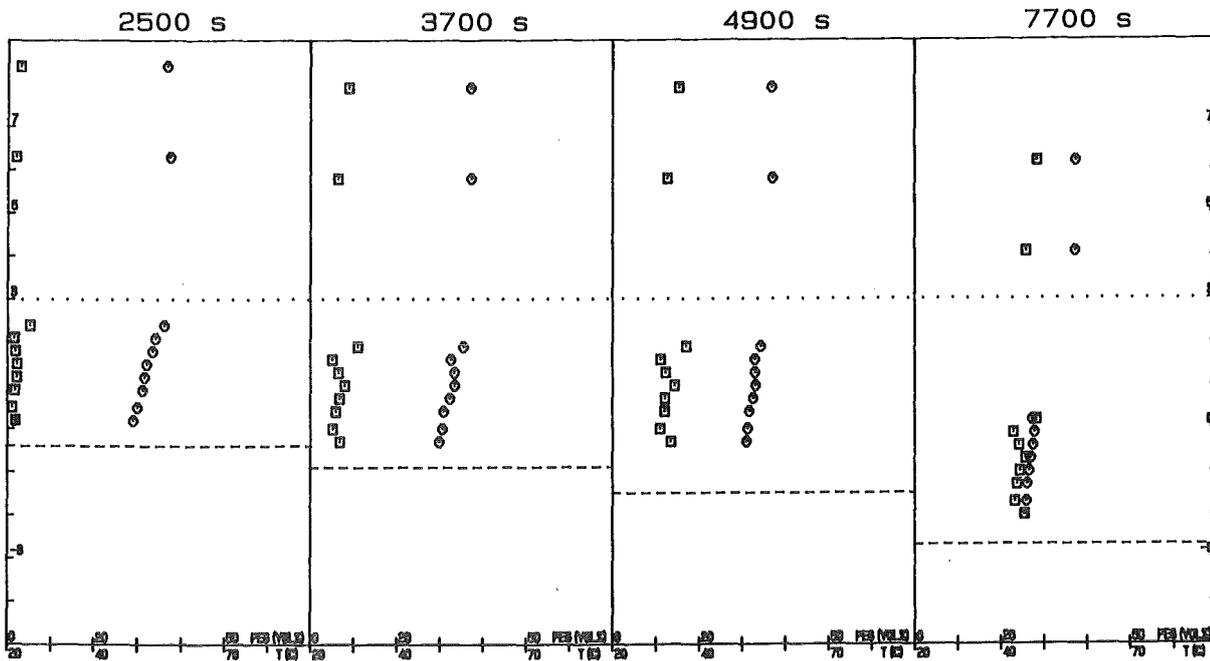
$\rho_w^* = 1.108, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



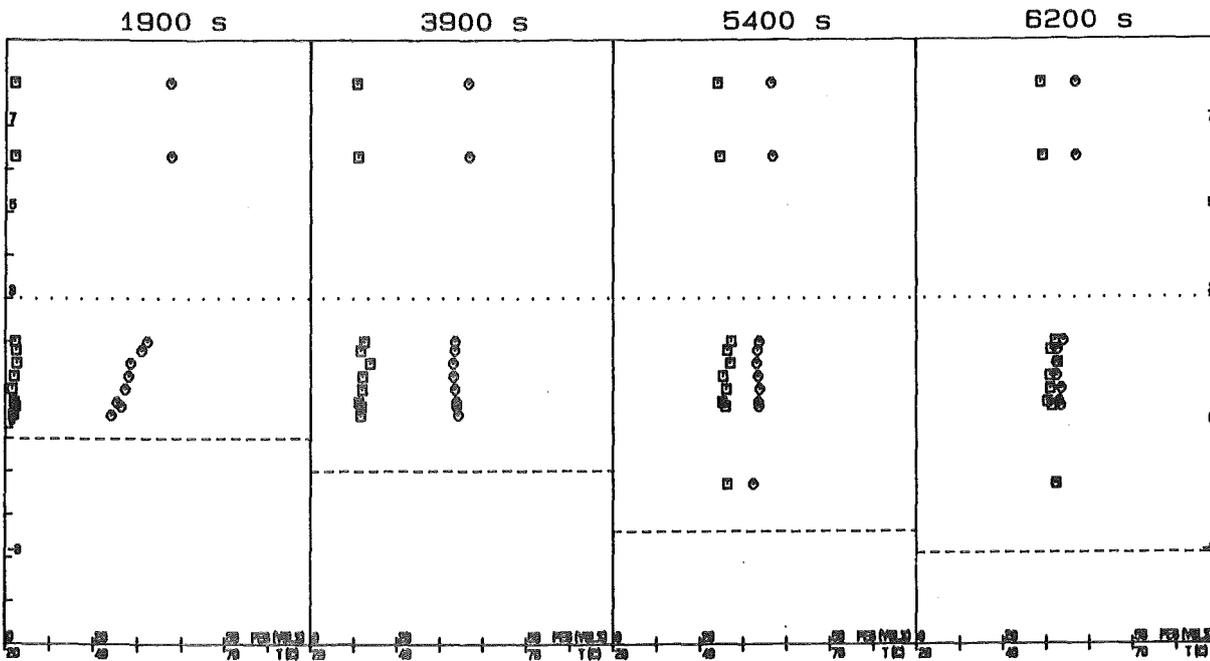
$\rho_* = 1.126, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



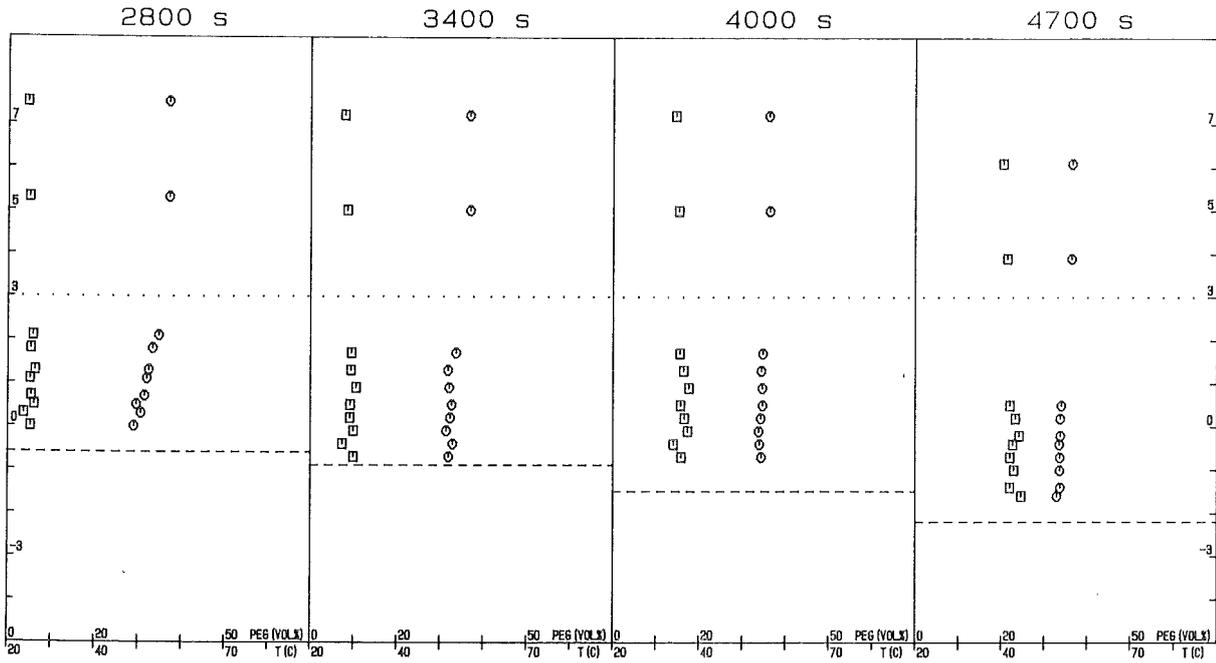
$\rho_* = 1.142, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



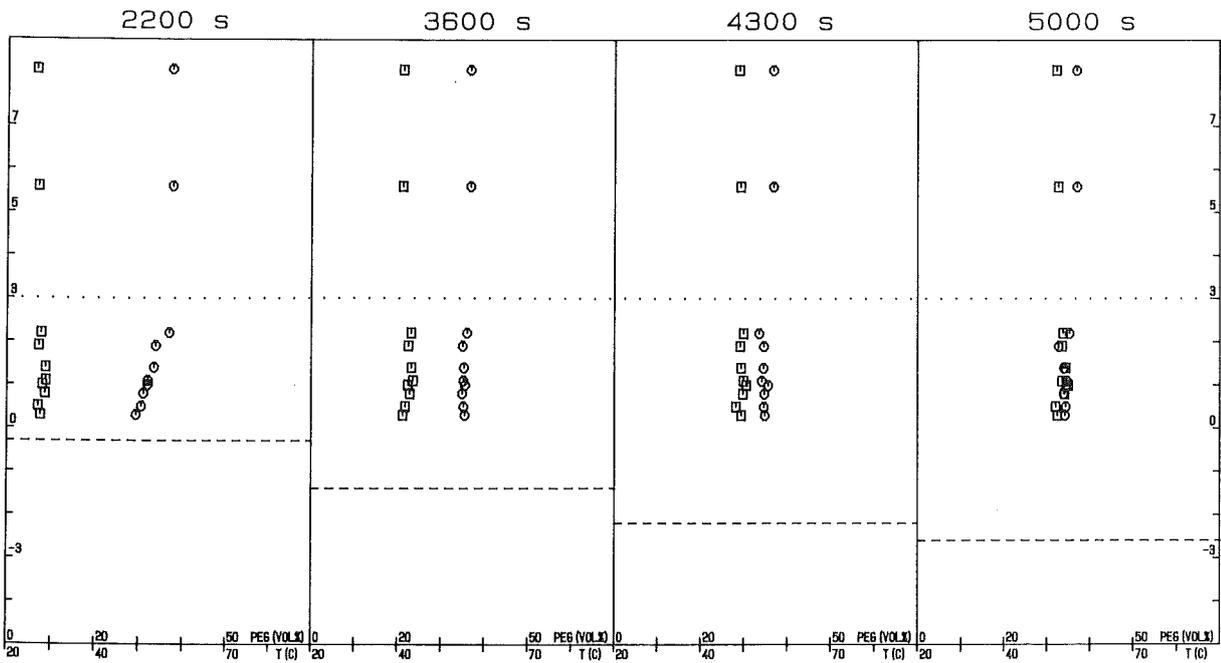
$\rho_* = 1.151, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



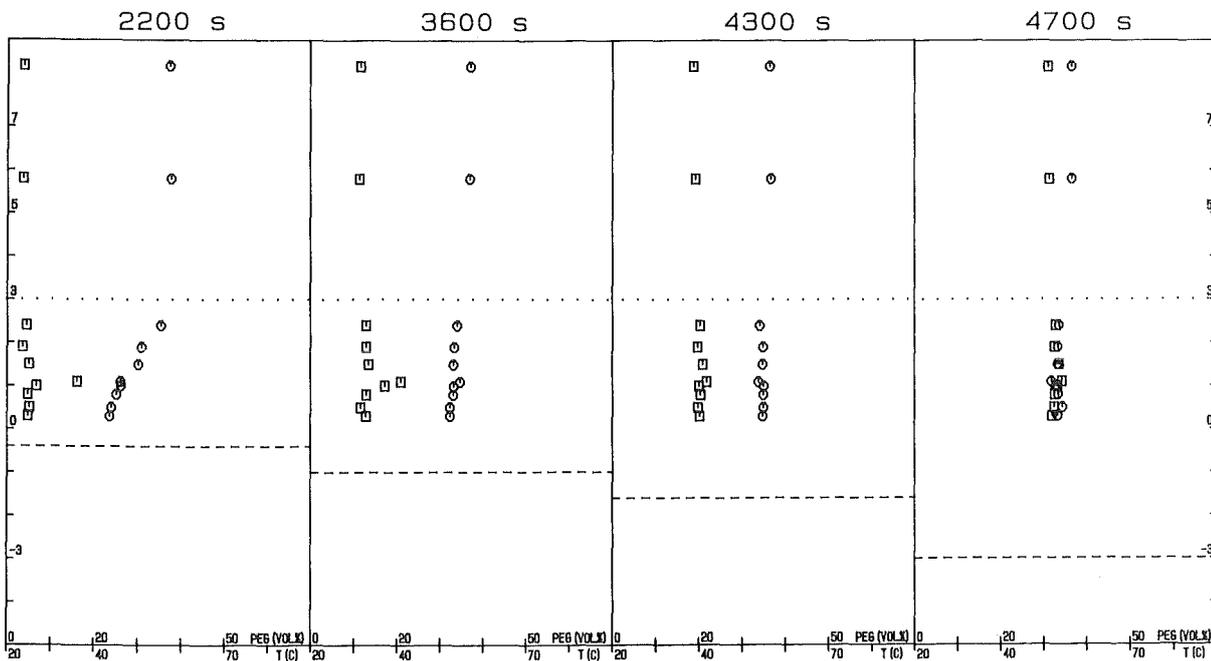
$\rho_* = 1.158, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



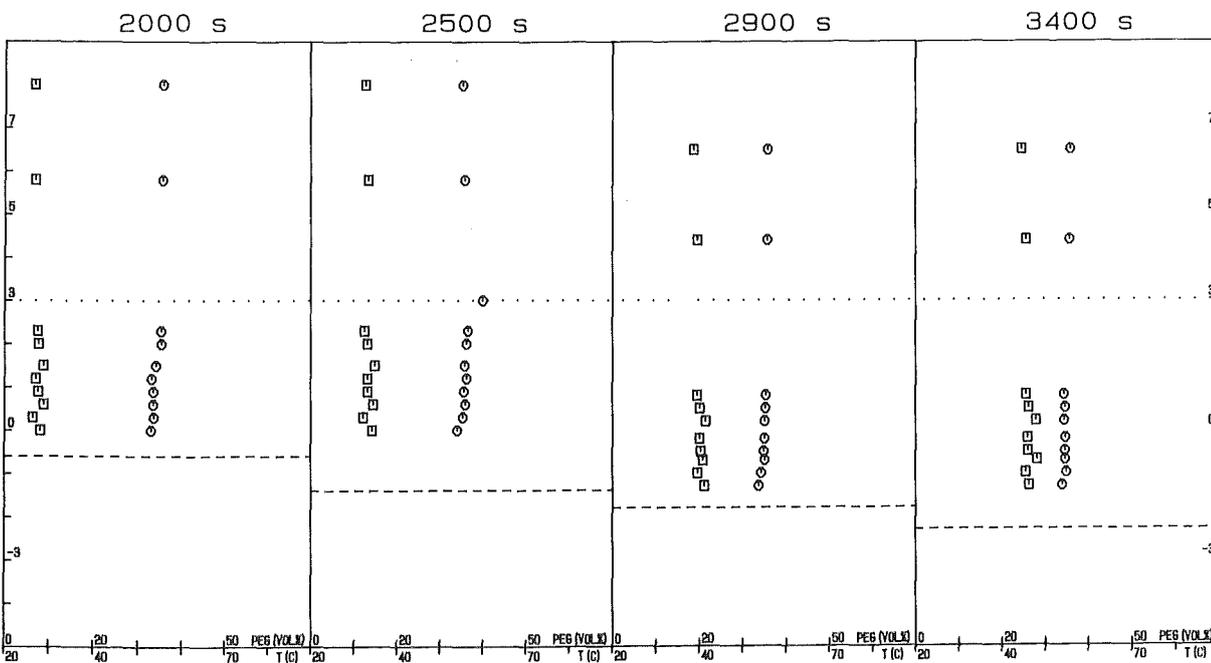
$\rho_* = 1.171, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



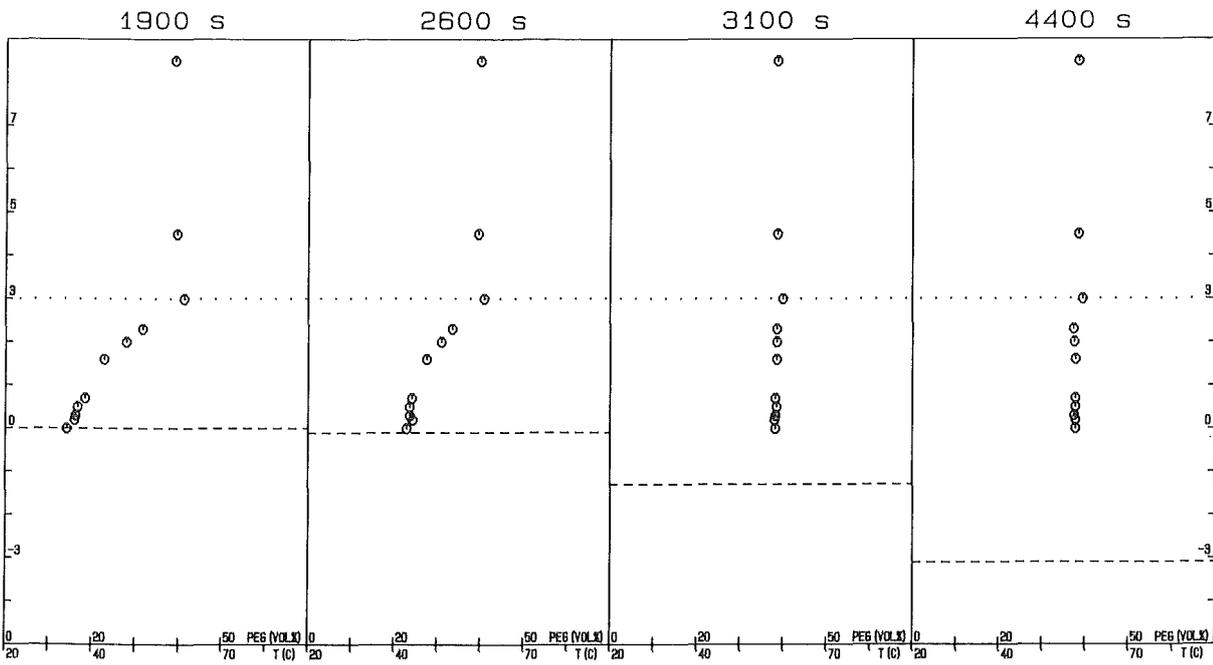
$\rho_* = 1.192, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



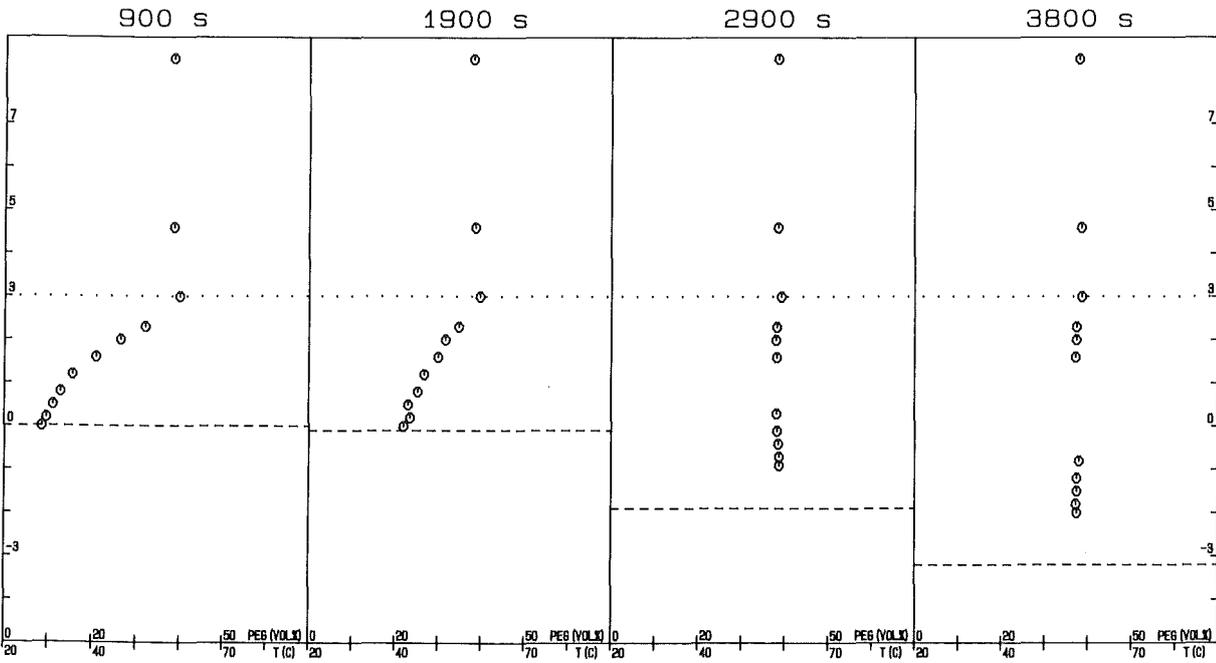
$p_* = 1.209$, $T_w = 60^\circ\text{C}$, ZnBr_2



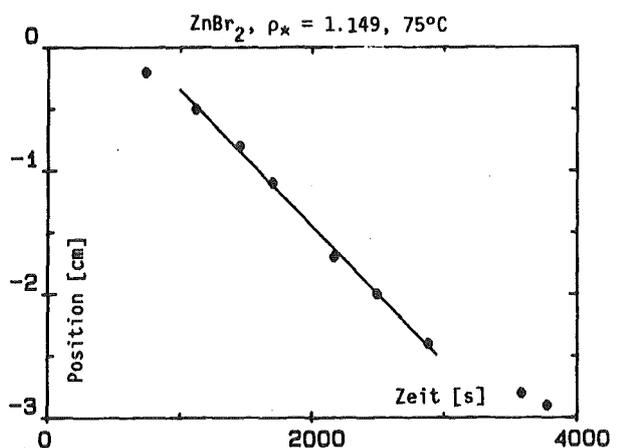
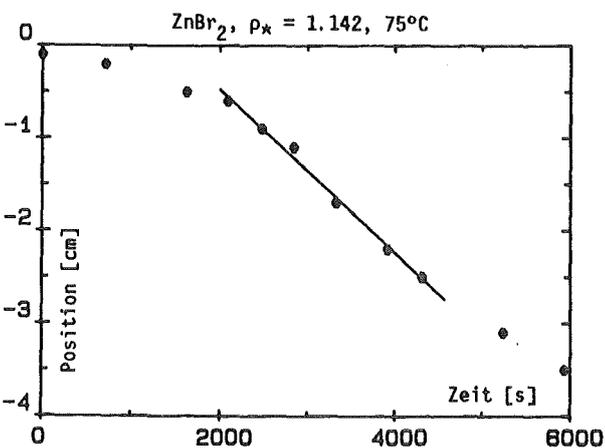
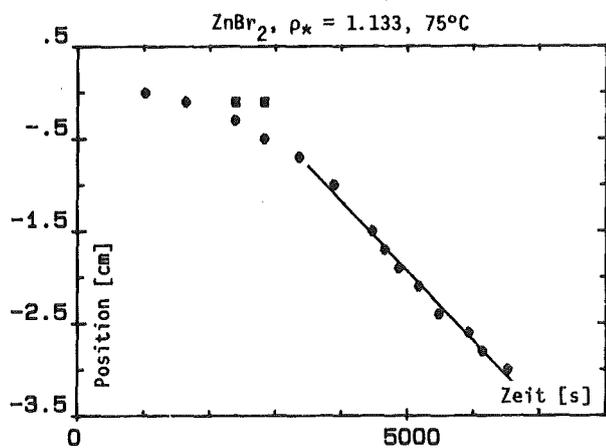
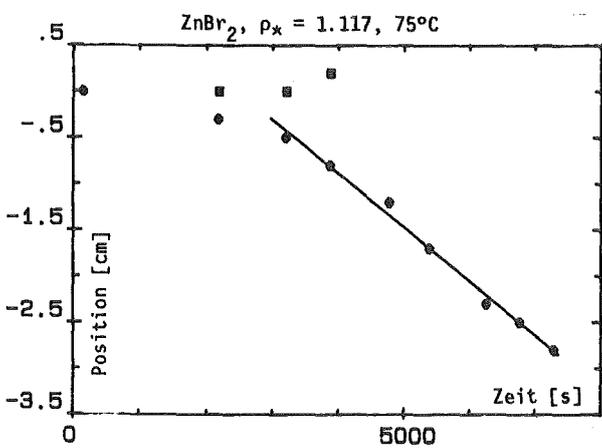
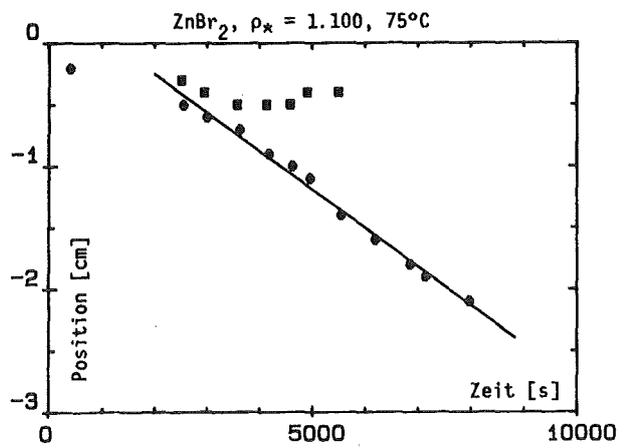
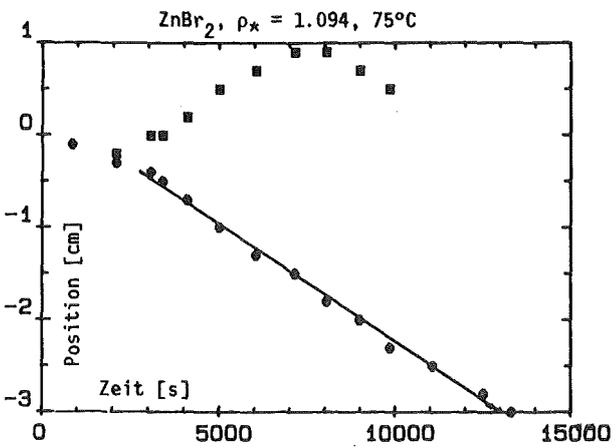
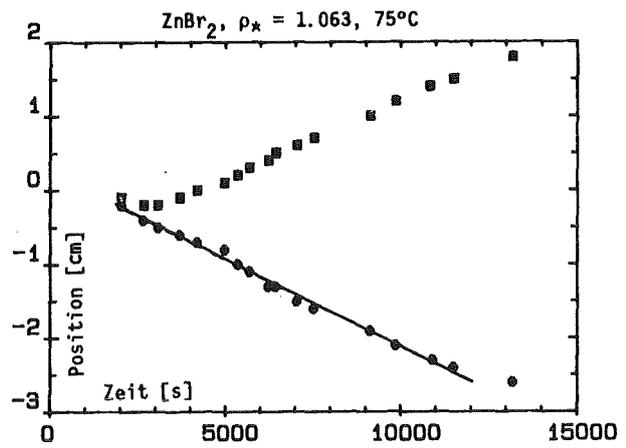
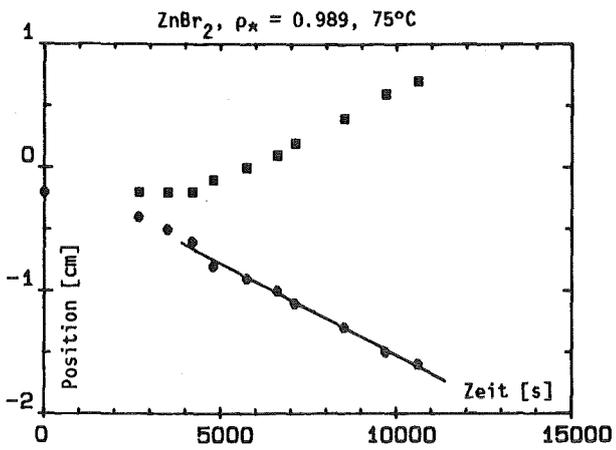
$p_* = 1.274$, $T_w = 60^\circ\text{C}$, ZnBr_2

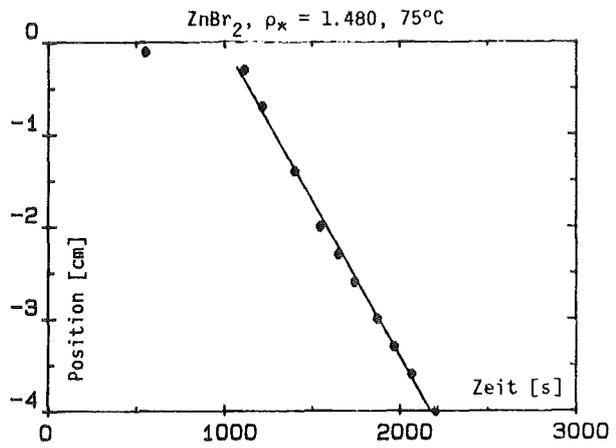
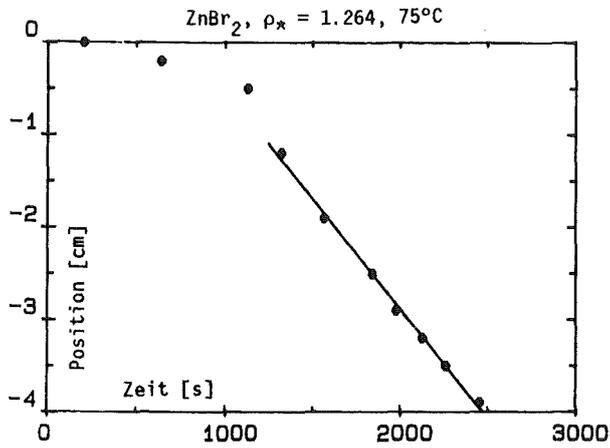
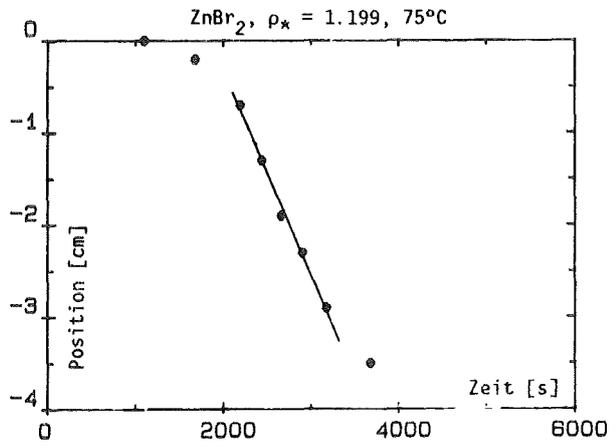
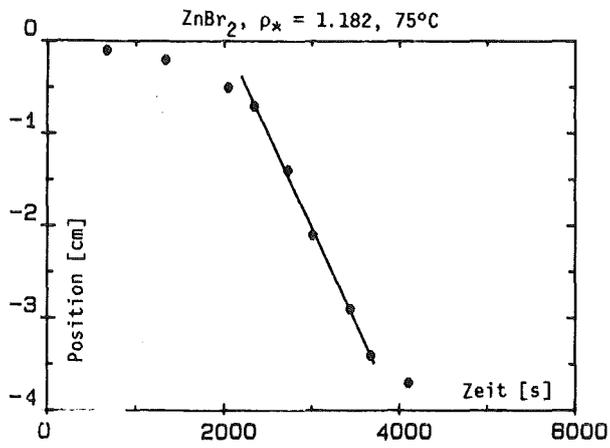
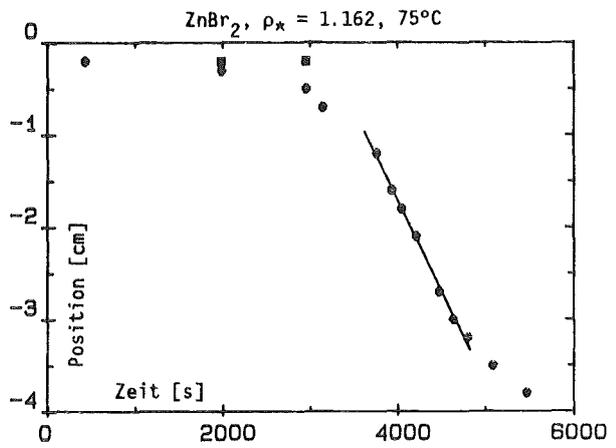
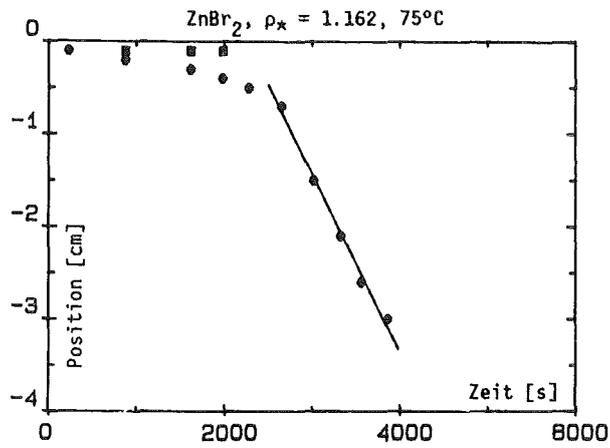


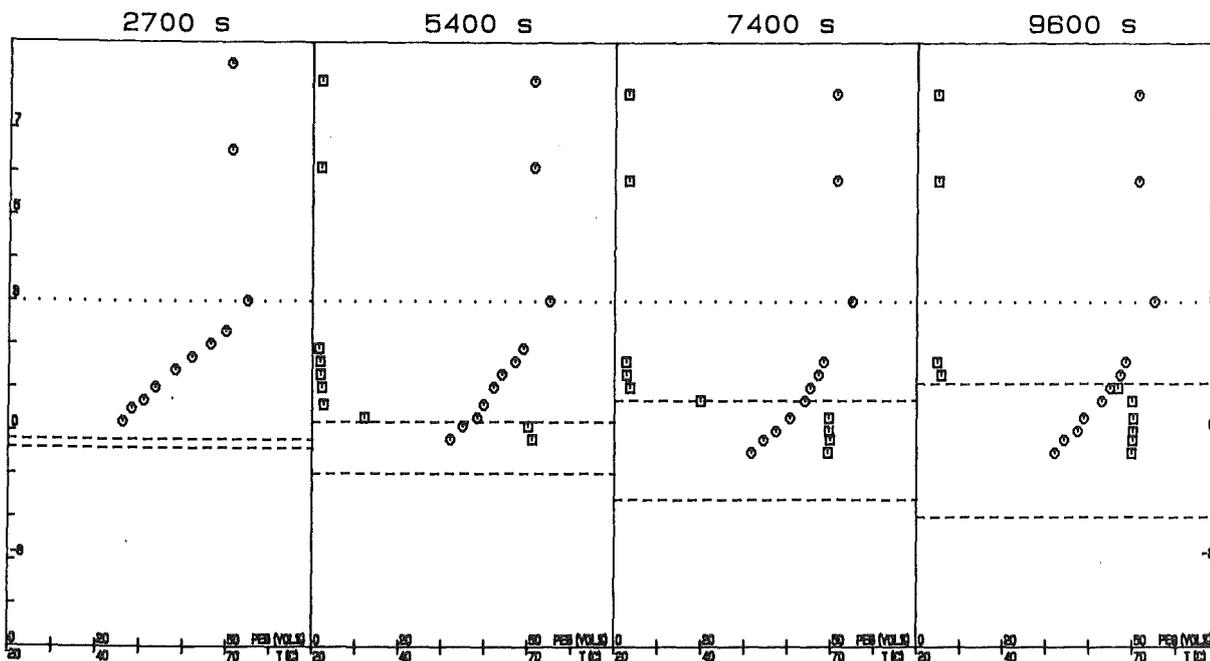
$$\rho_{**} = 1.492, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$$



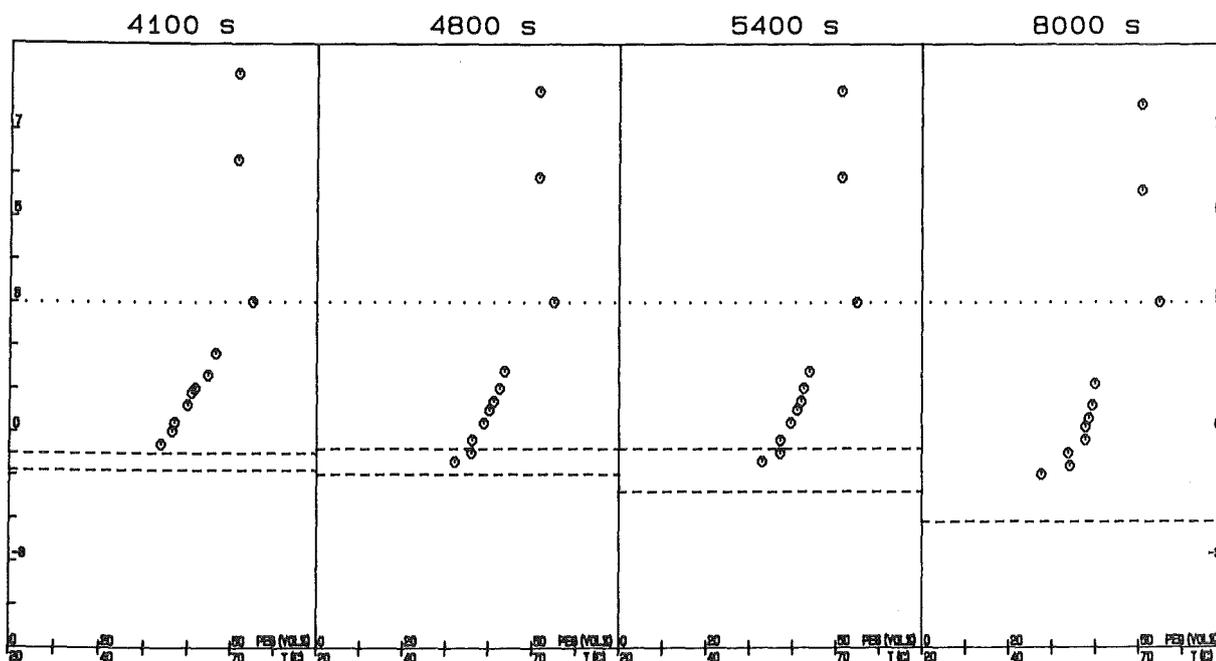
$$\rho_{**} = 1.620, T_w = 60^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$$



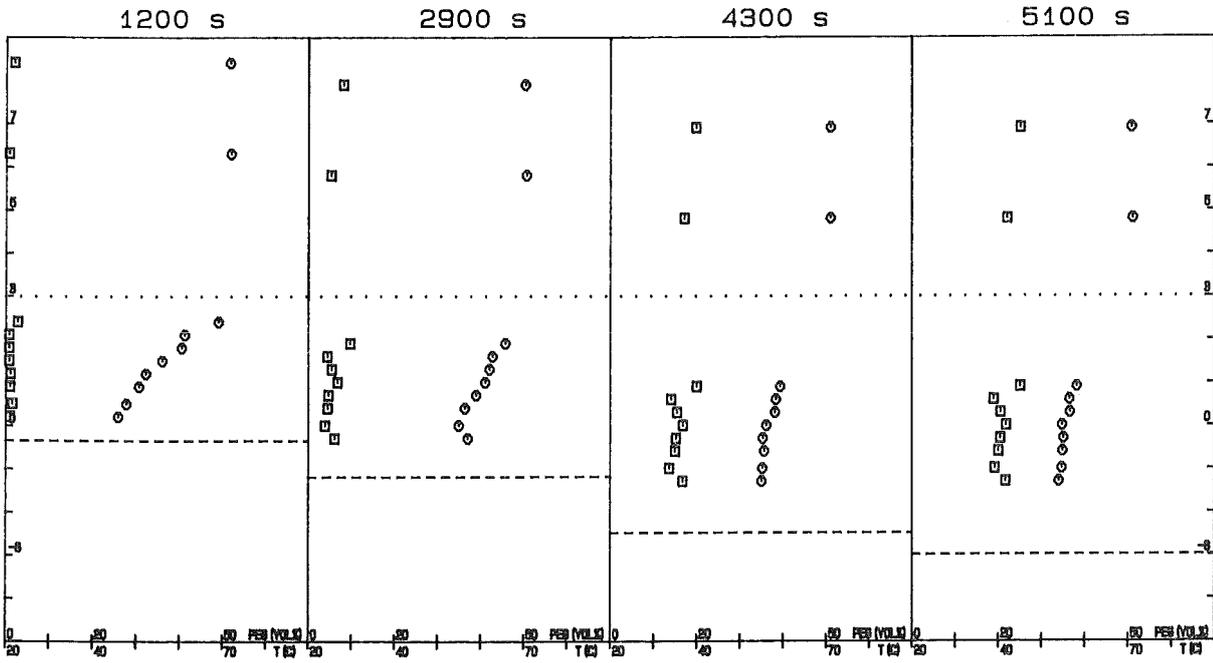




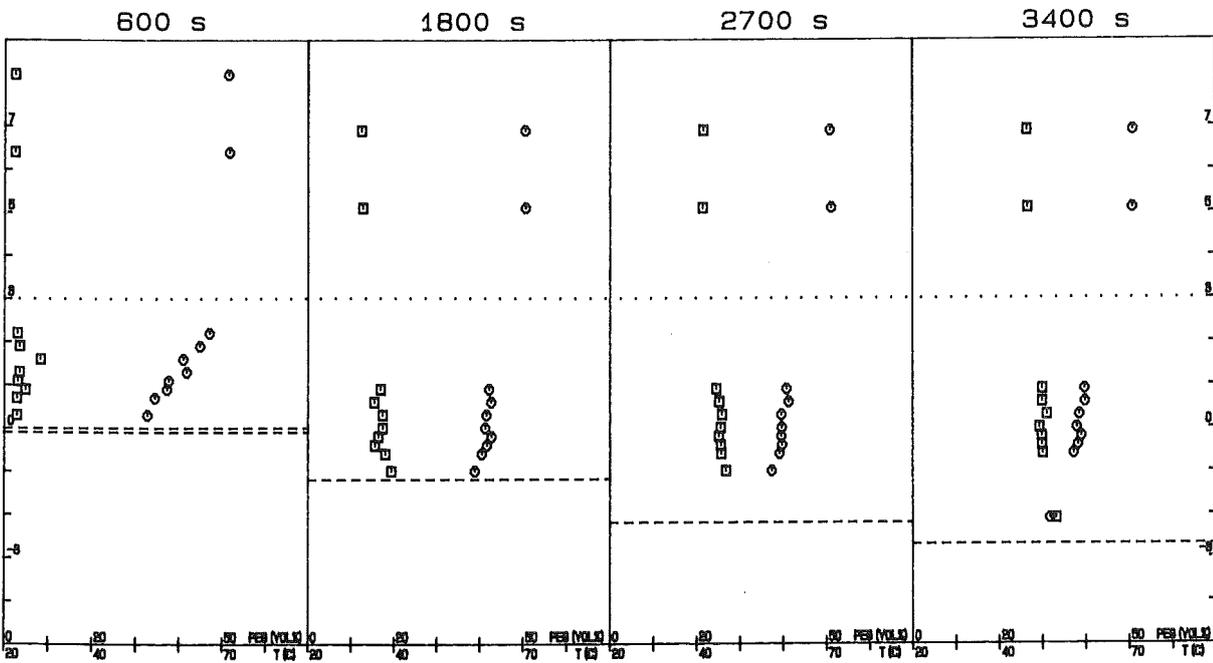
$p_* = 1.063$, $T_w = 75^\circ\text{C}$, ZnBr_2



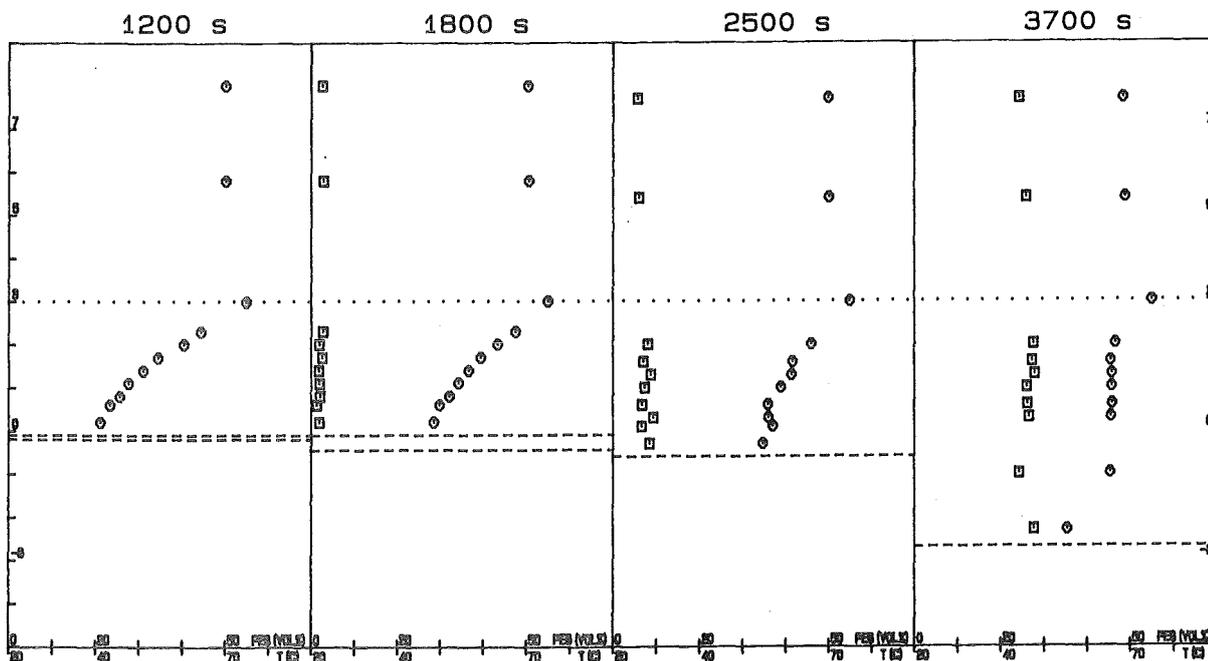
$p_* = 1.100$, $T_w = 75^\circ\text{C}$, ZnBr_2



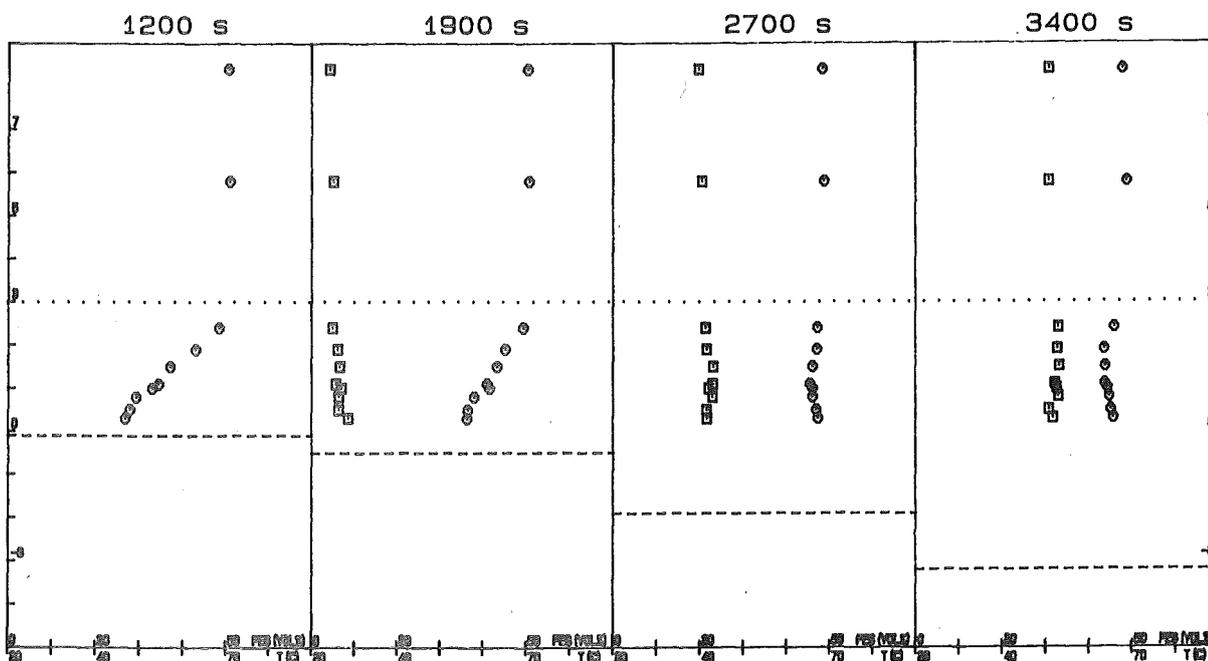
$p_* = 1.142$, $T_w = 75^\circ\text{C}$, ZnBr_2



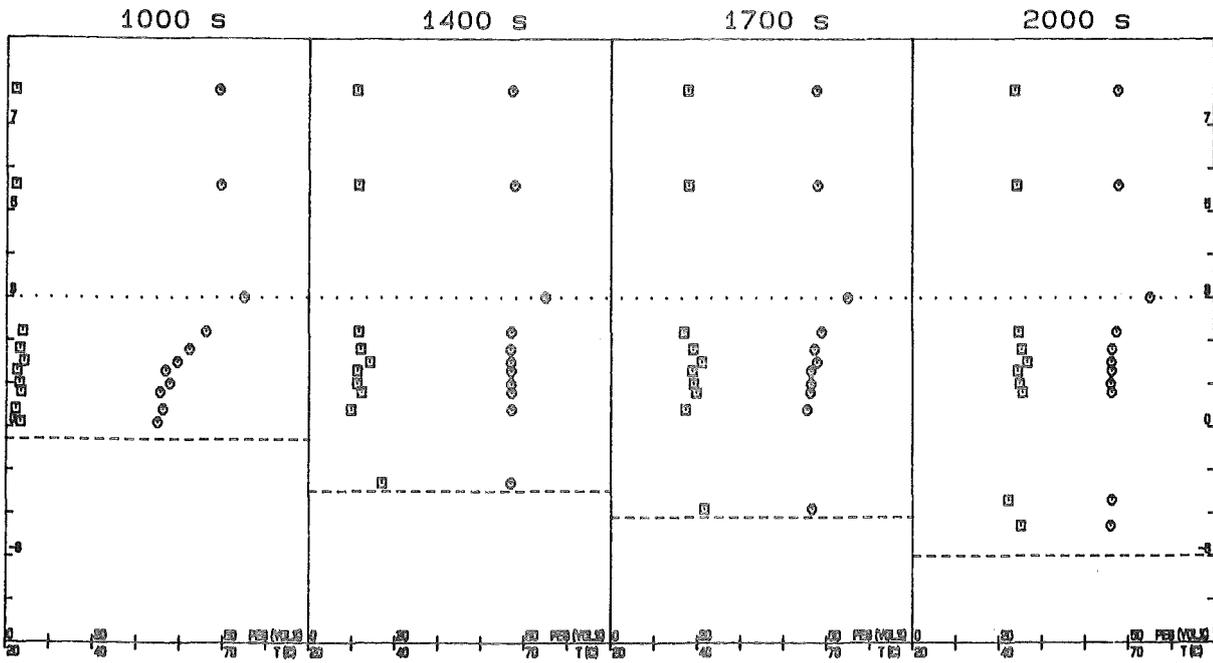
$p_* = 1.149$, $T_w = 75^\circ\text{C}$, ZnBr_2



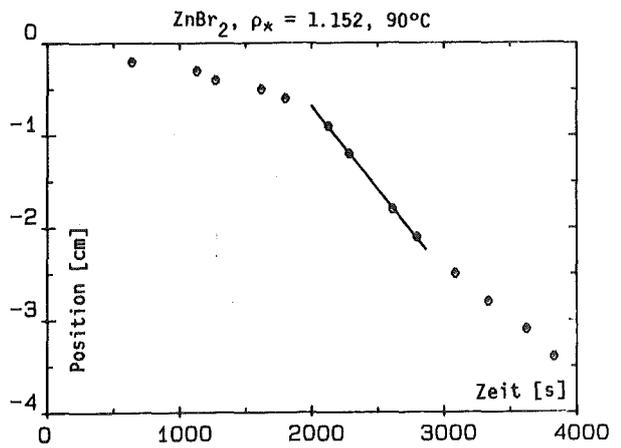
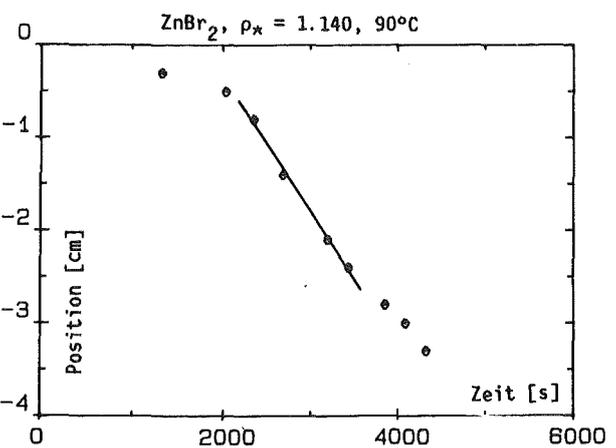
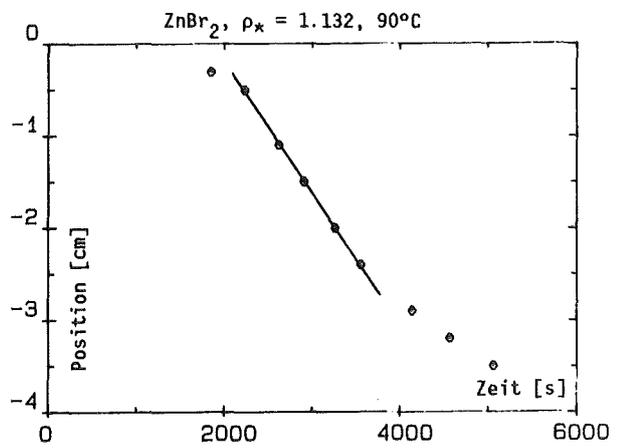
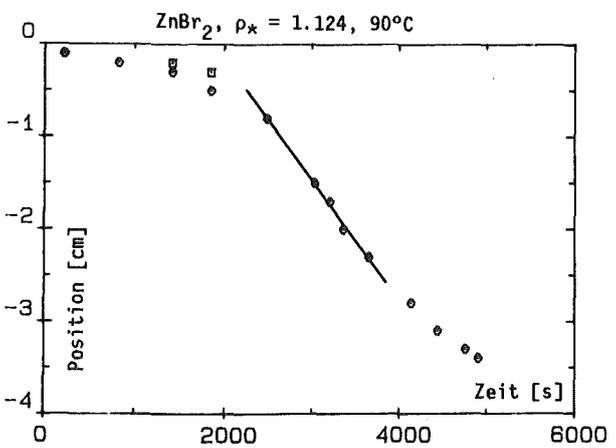
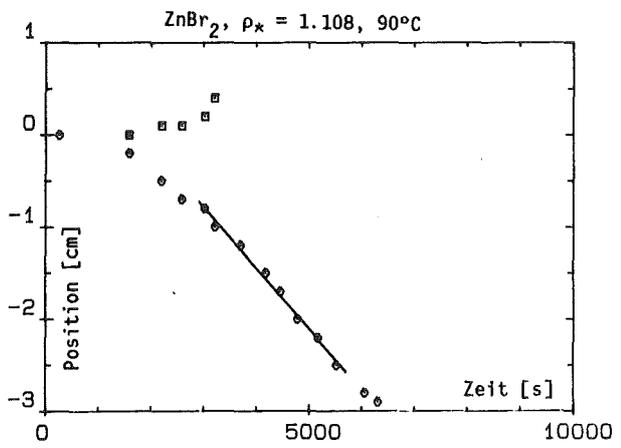
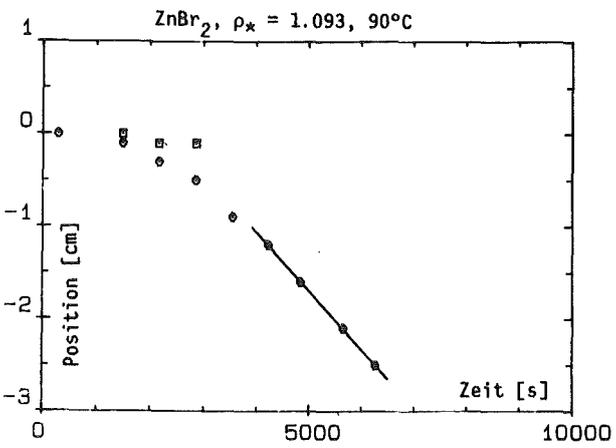
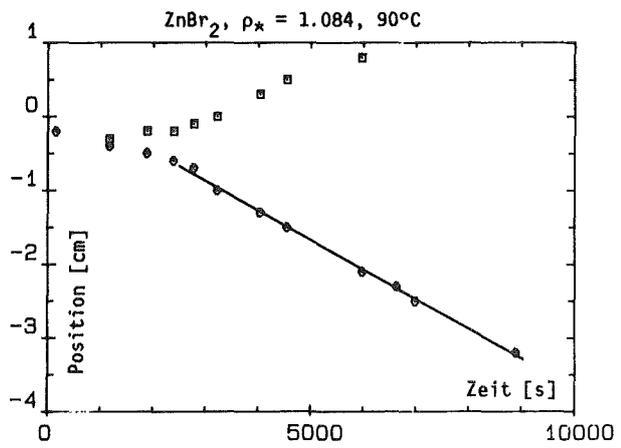
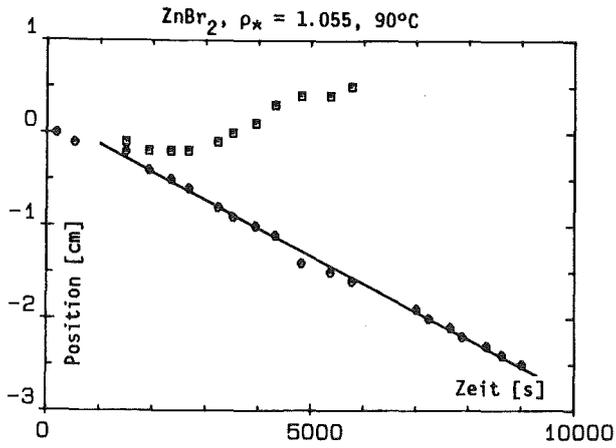
$\rho_* = 1.162, T_W = 75^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$

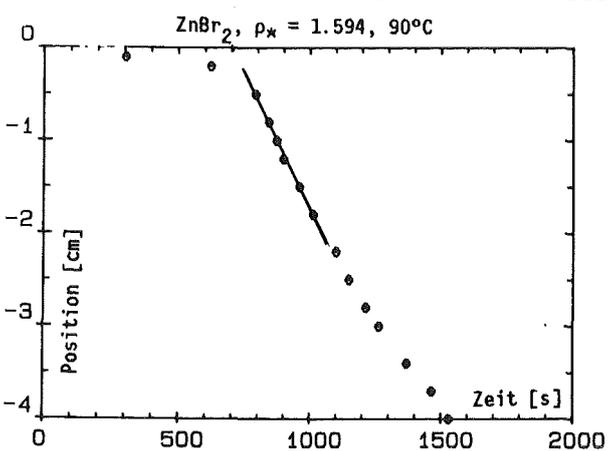
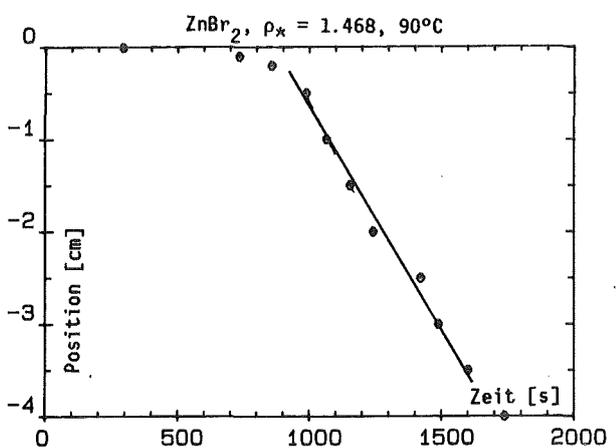
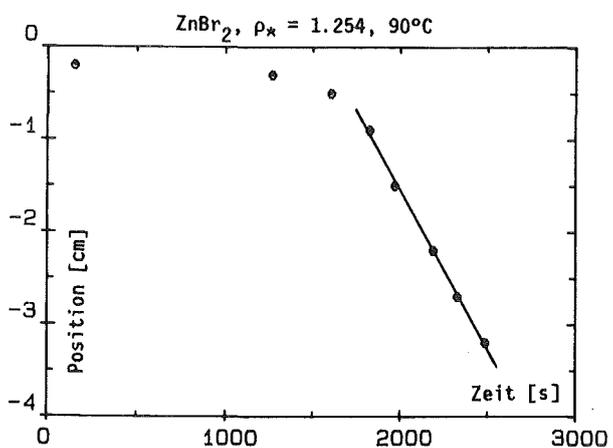
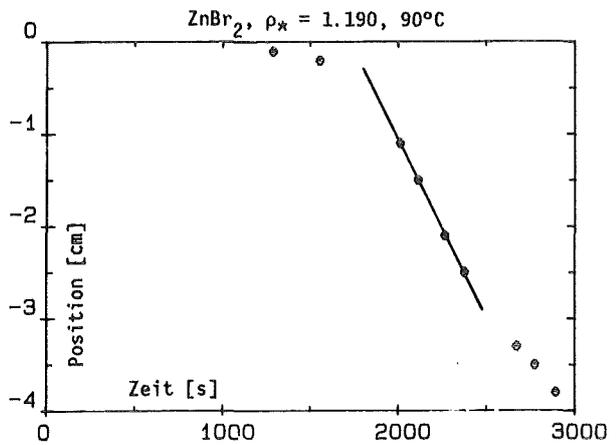
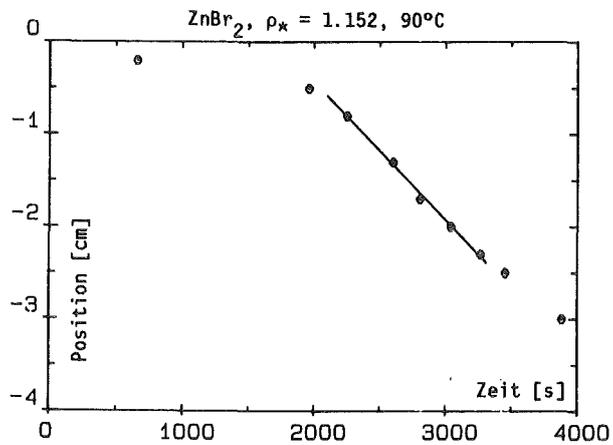
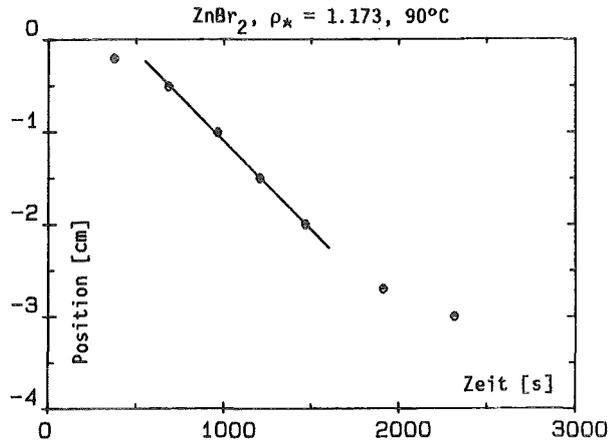
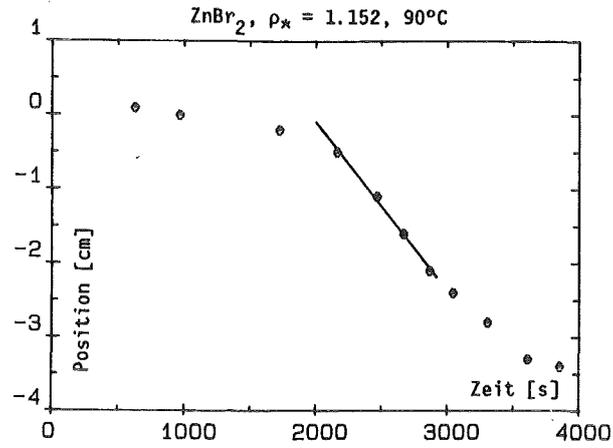


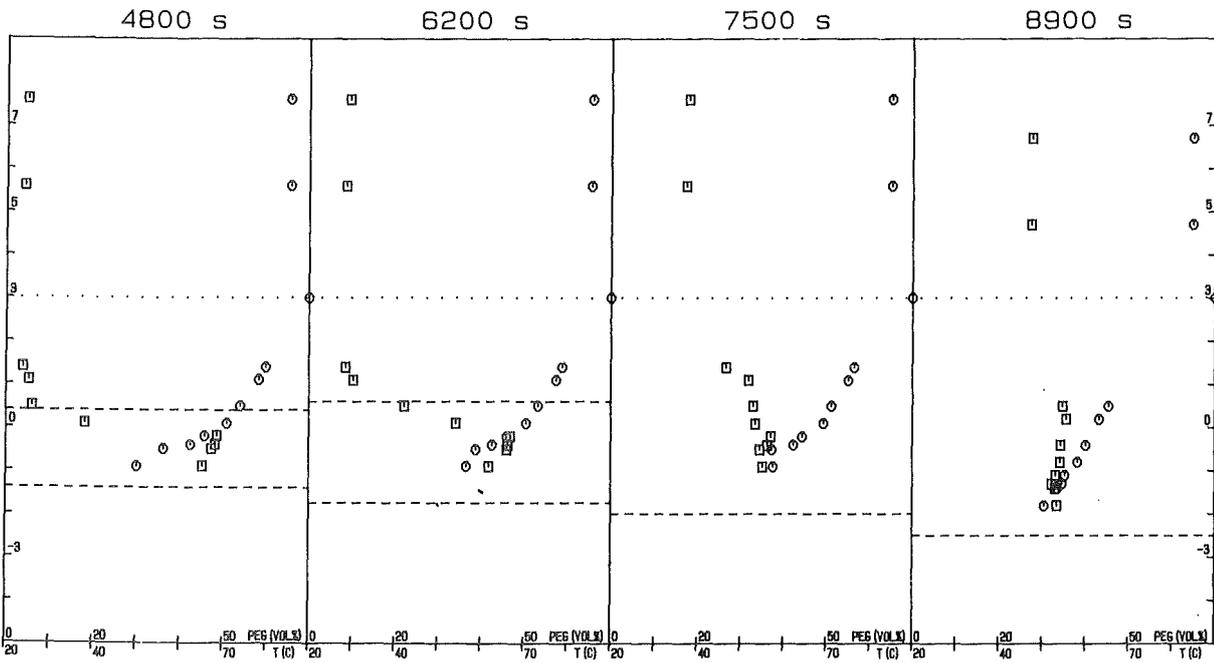
$\rho_* = 1.199, T_W = 75^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



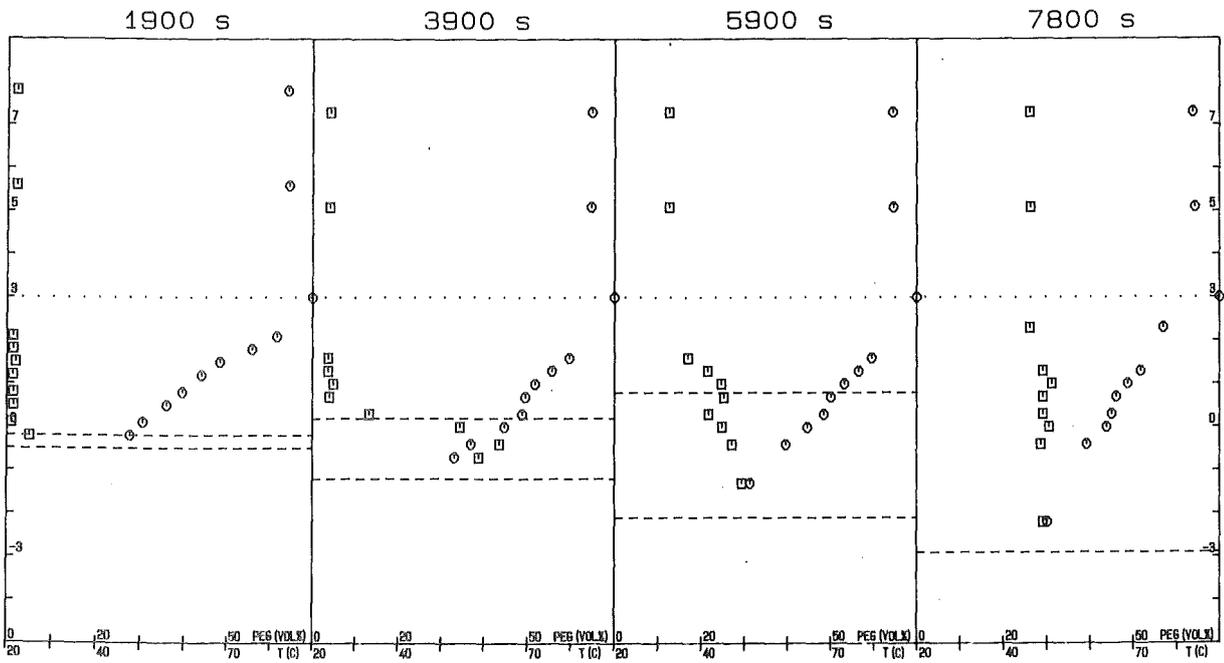
$\rho_w = 1.264, T_w = 75^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



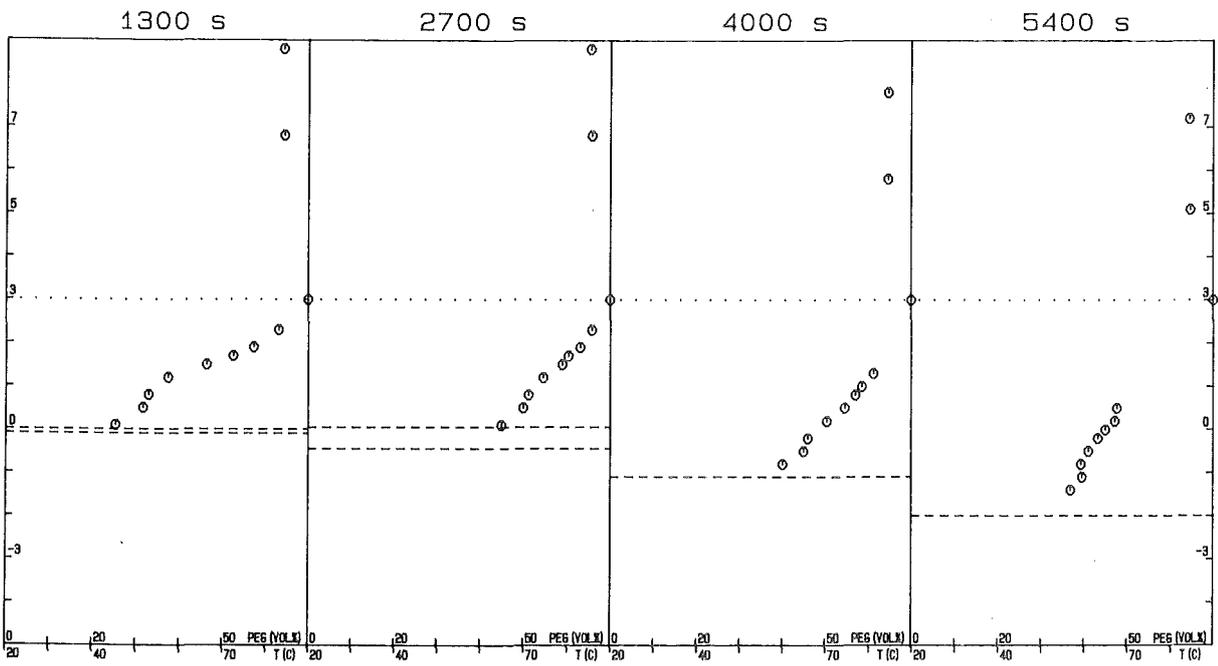




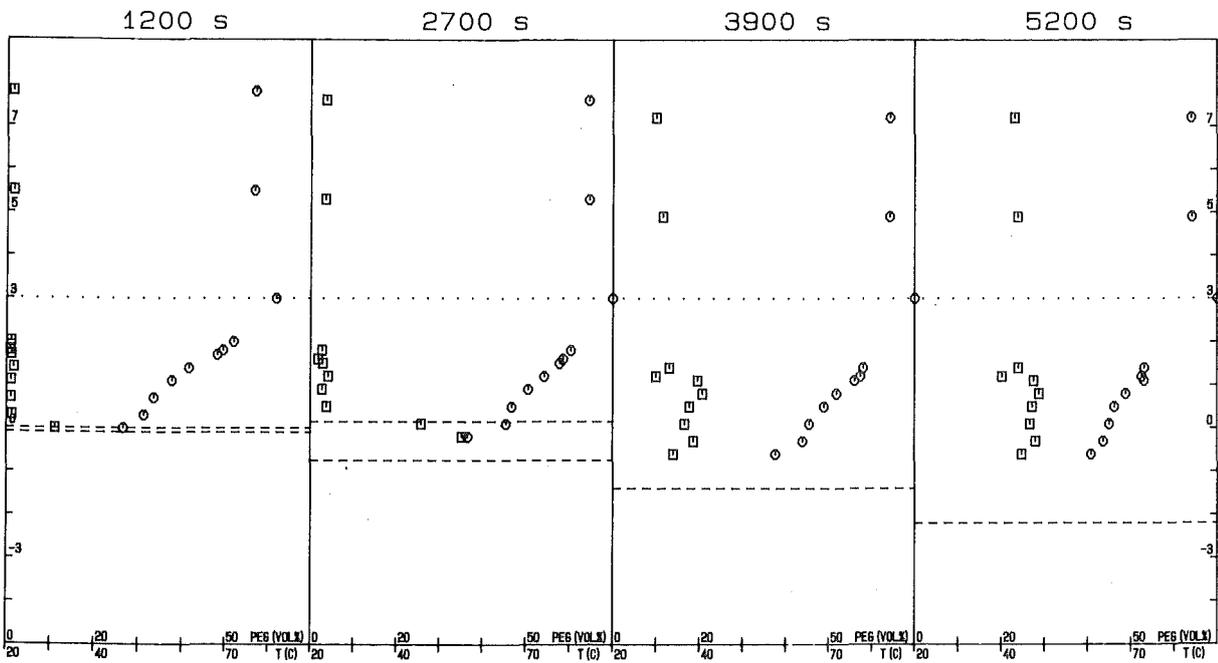
$\rho_* = 1.055$, $T_w = 90^\circ\text{C}$, ZnBr_2



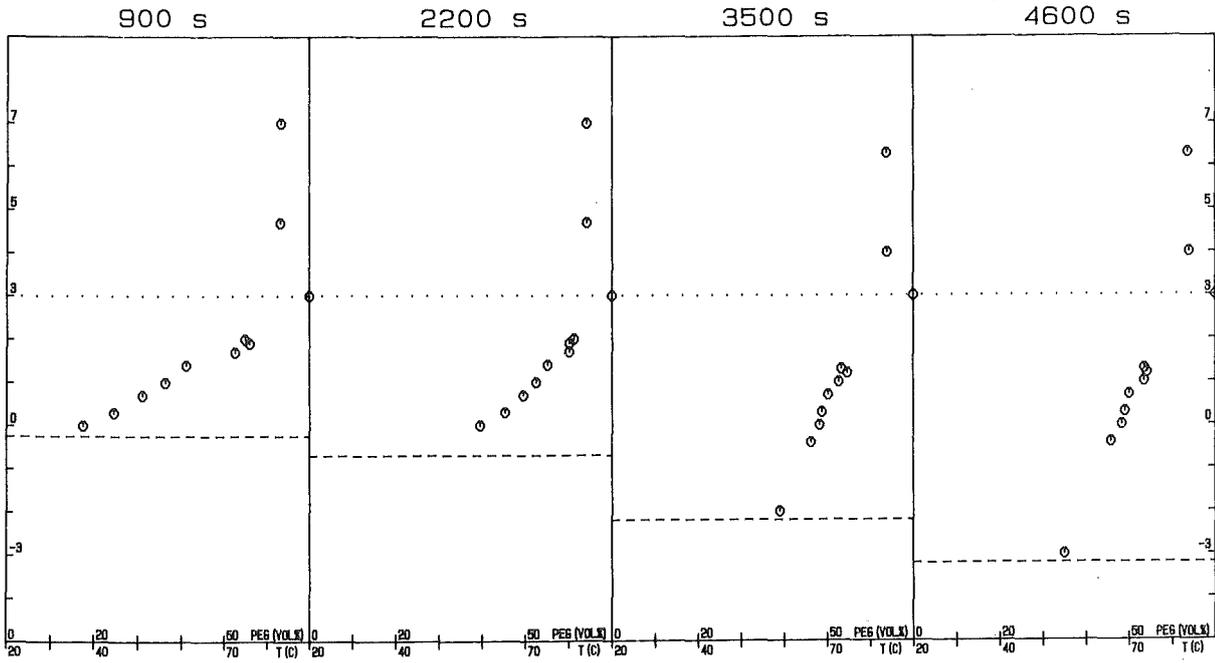
$\rho_* = 1.084$, $T_w = 90^\circ\text{C}$, ZnBr_2



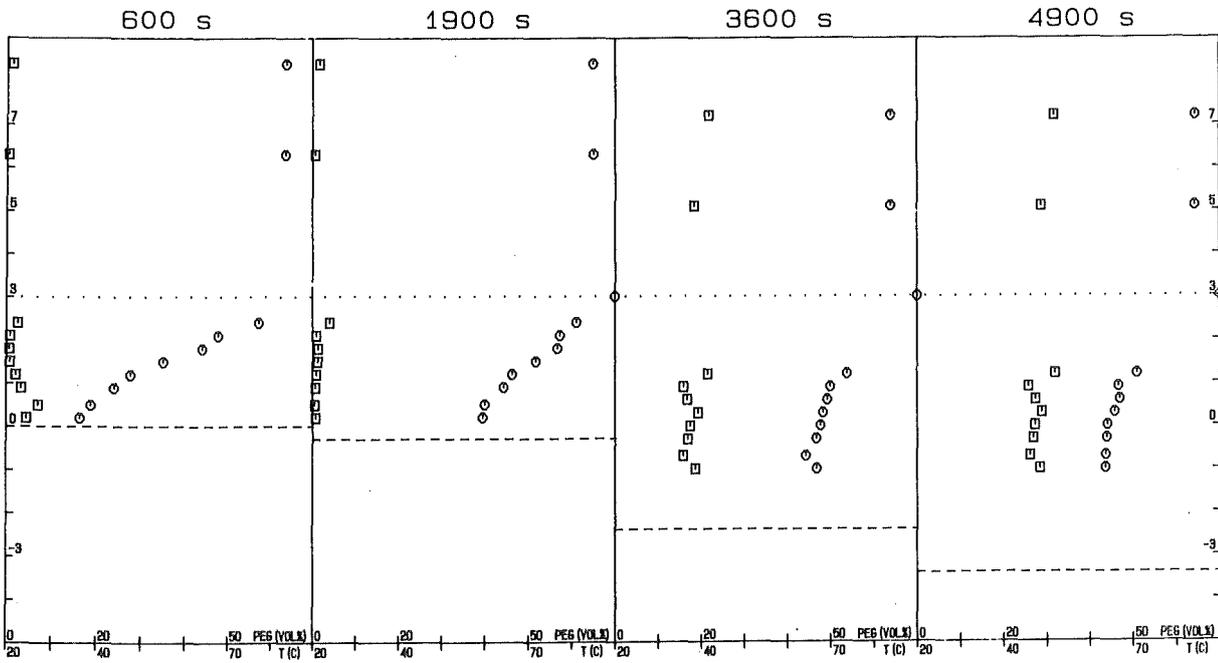
$p_* = 1.093, T_w = 90^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



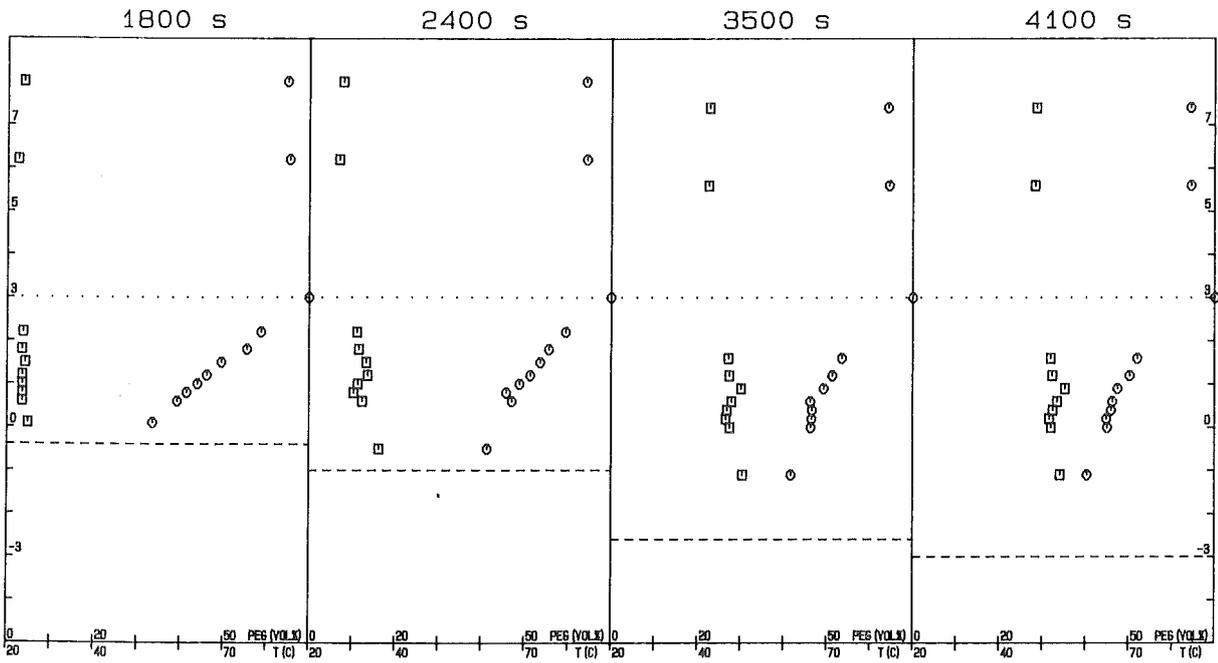
$p_* = 1.108, T_w = 90^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



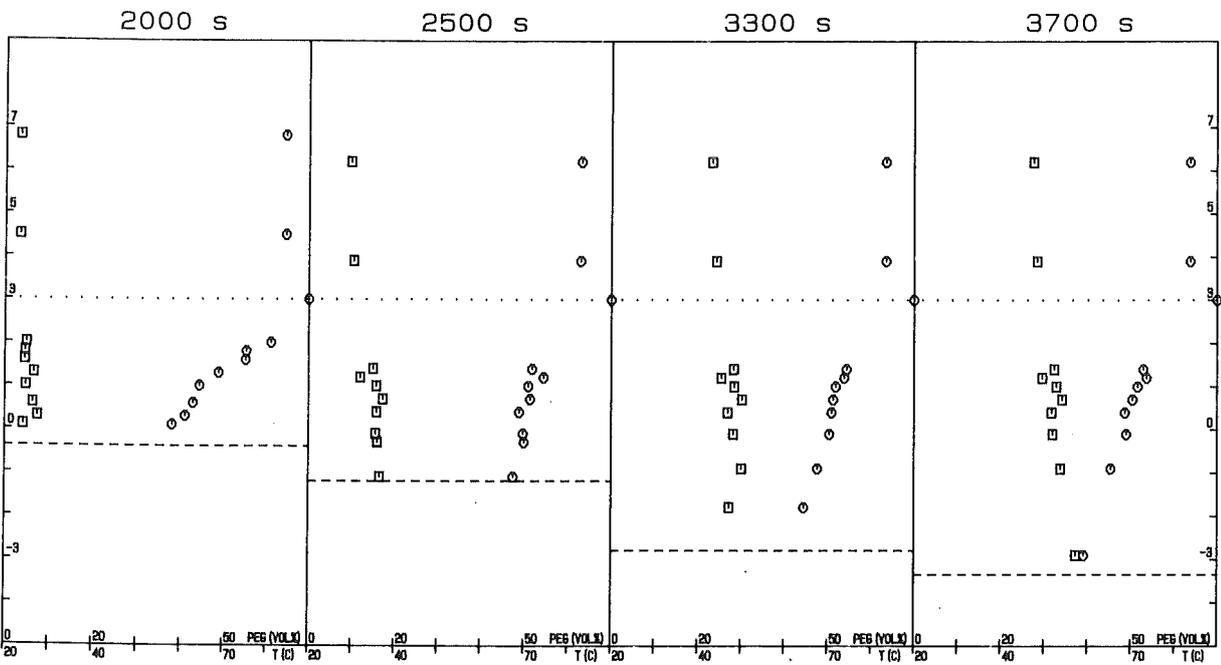
$$\rho_* = 1.124, T_w = 90^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$$



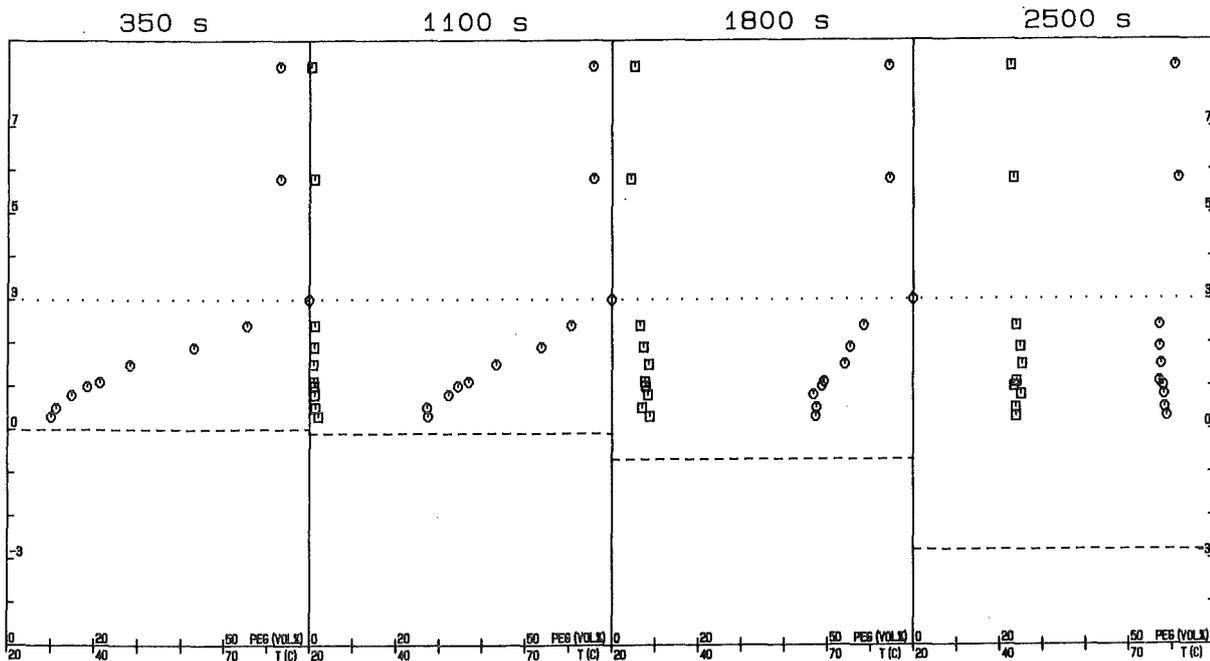
$$\rho_* = 1.132, T_w = 90^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$$



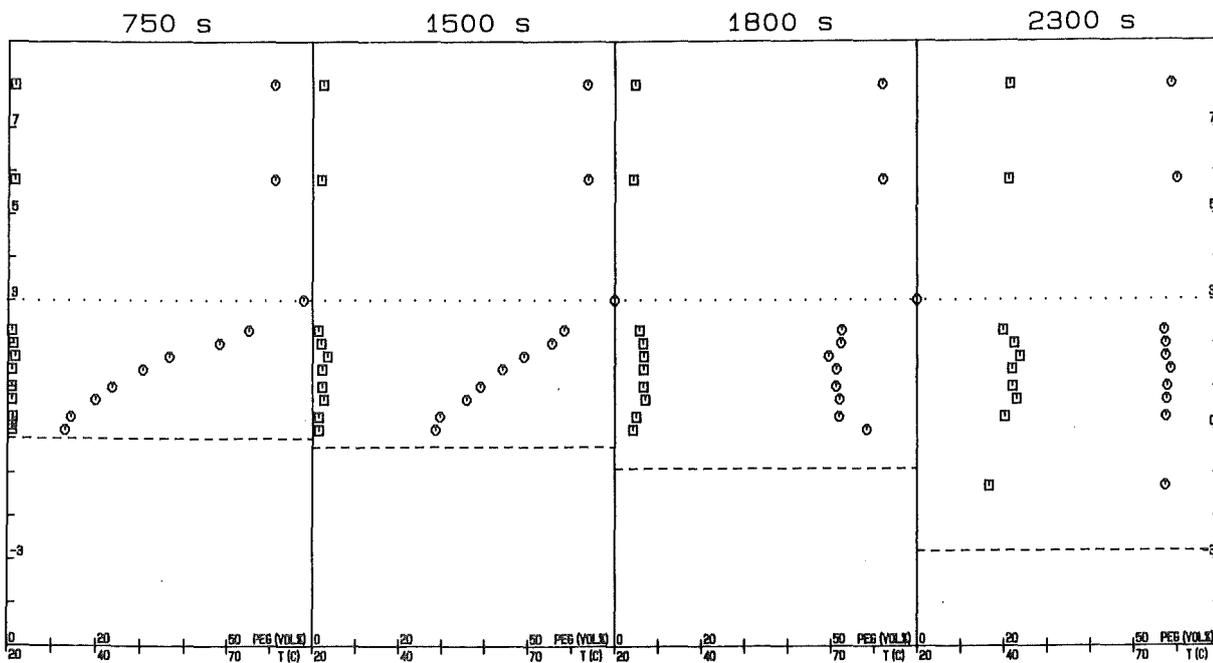
$\rho_* = 1.140$, $T_w = 90^\circ\text{C}$, ZnBr_2



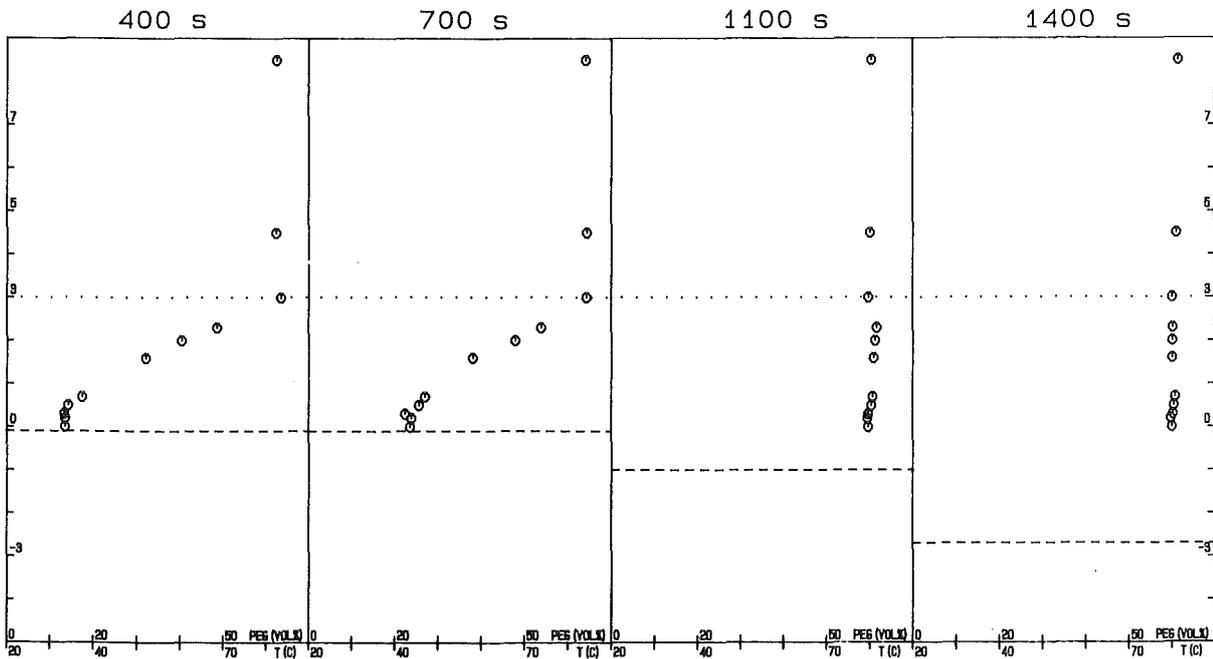
$\rho_* = 1.152$, $T_w = 90^\circ\text{C}$, ZnBr_2



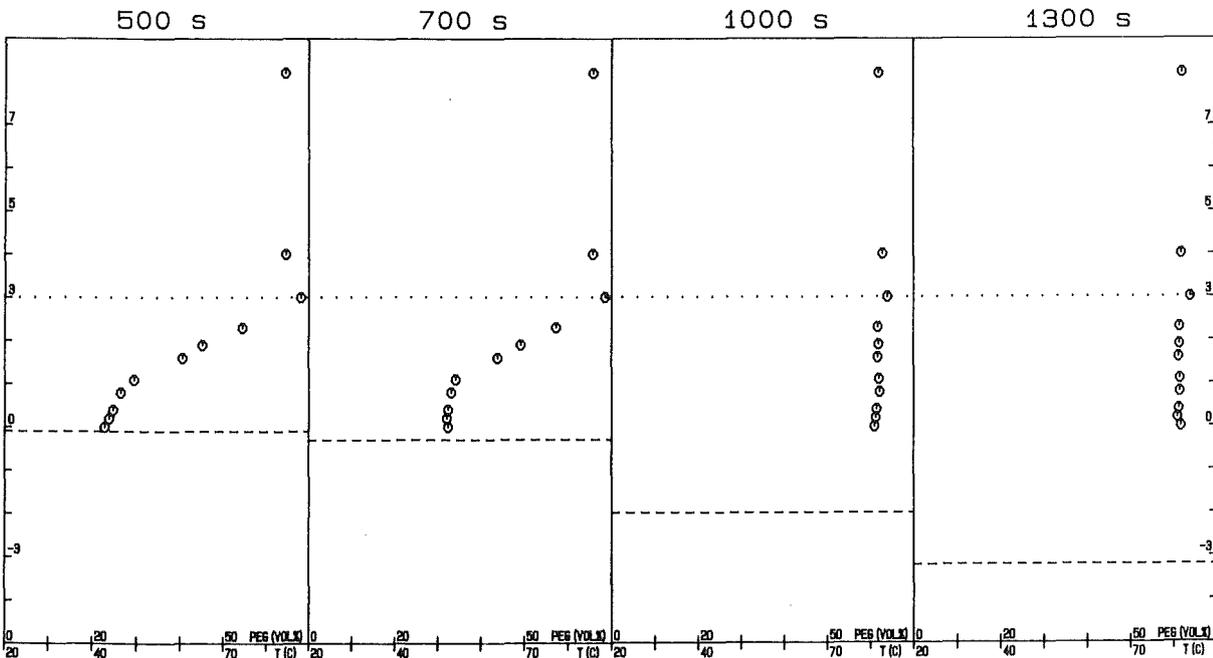
$p_* = 1.190, T_w = 90^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$



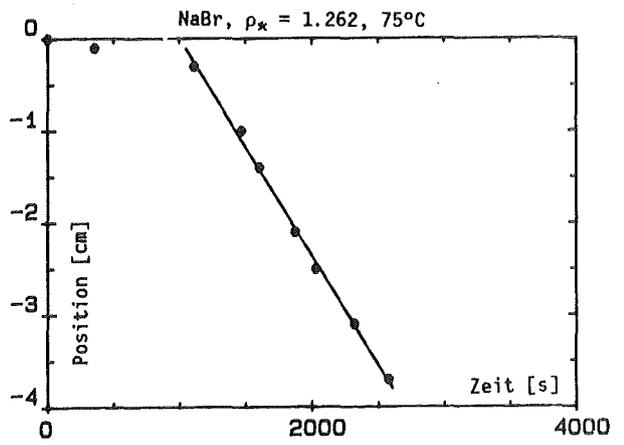
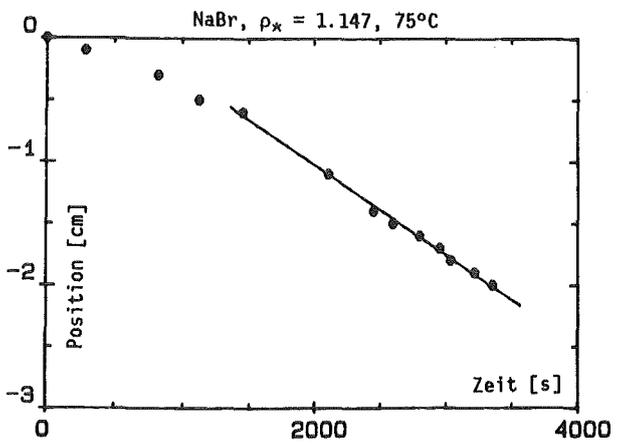
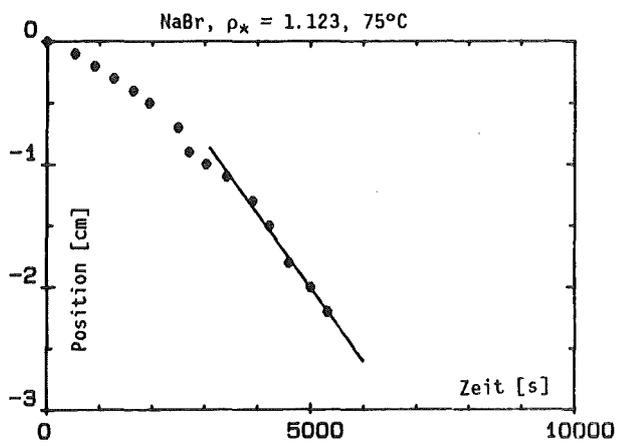
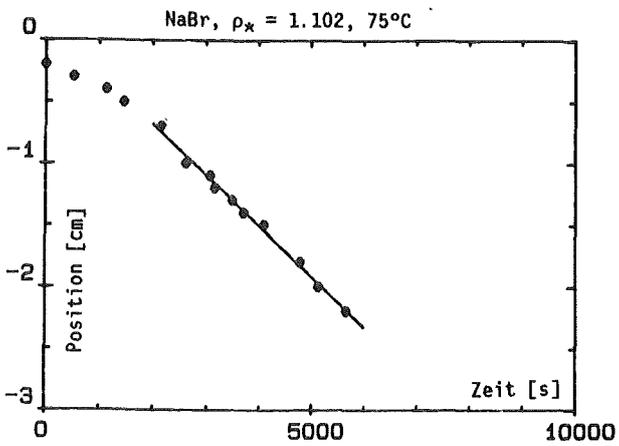
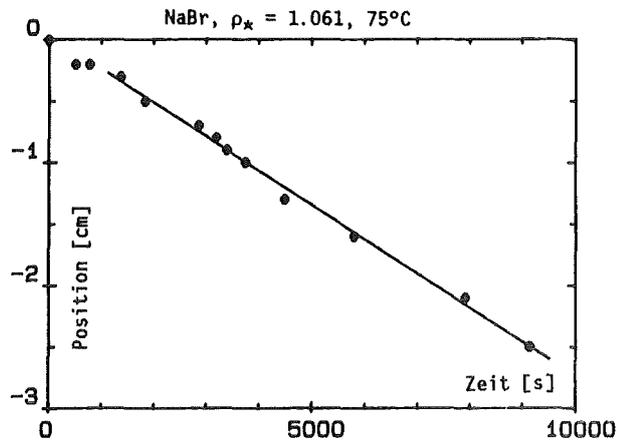
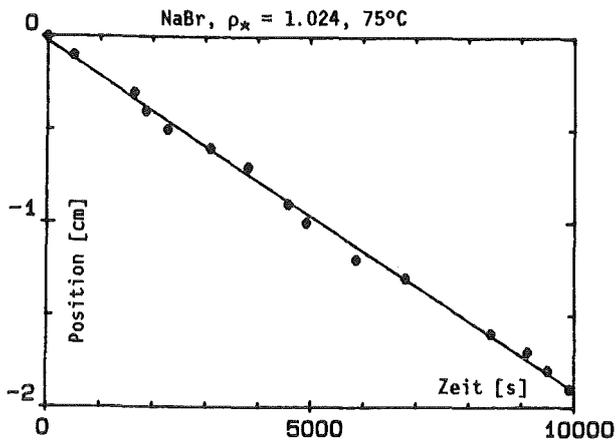
$p_* = 1.254, T_w = 90^\circ\text{C}, \text{ZnBr}_2$

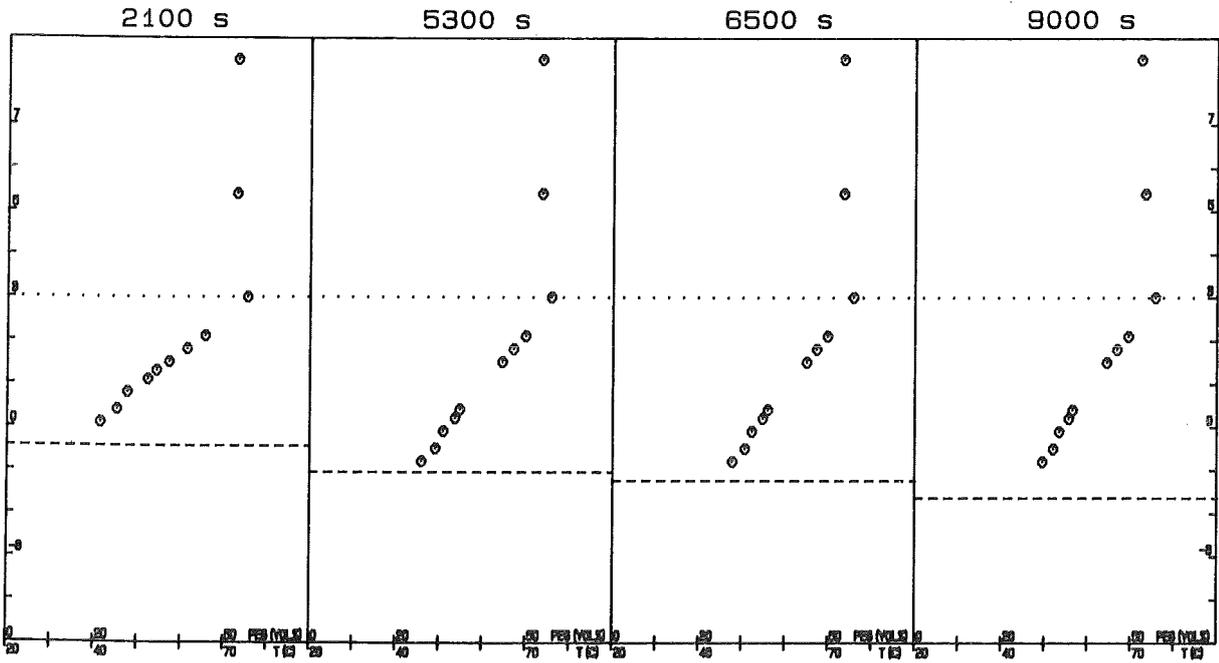


$$\rho_{*} = 1.468, T_w = 90^{\circ}\text{C}, \text{ZnBr}_2$$

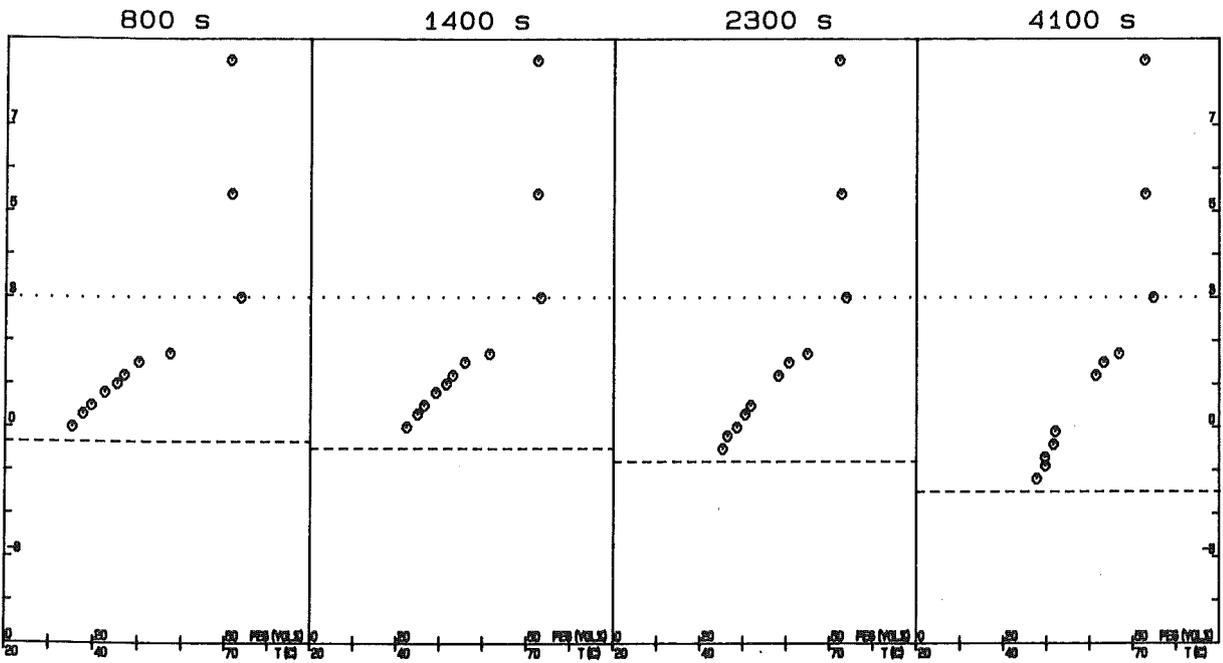


$$\rho_{*} = 1.594, T_w = 90^{\circ}\text{C}, \text{ZnBr}_2$$

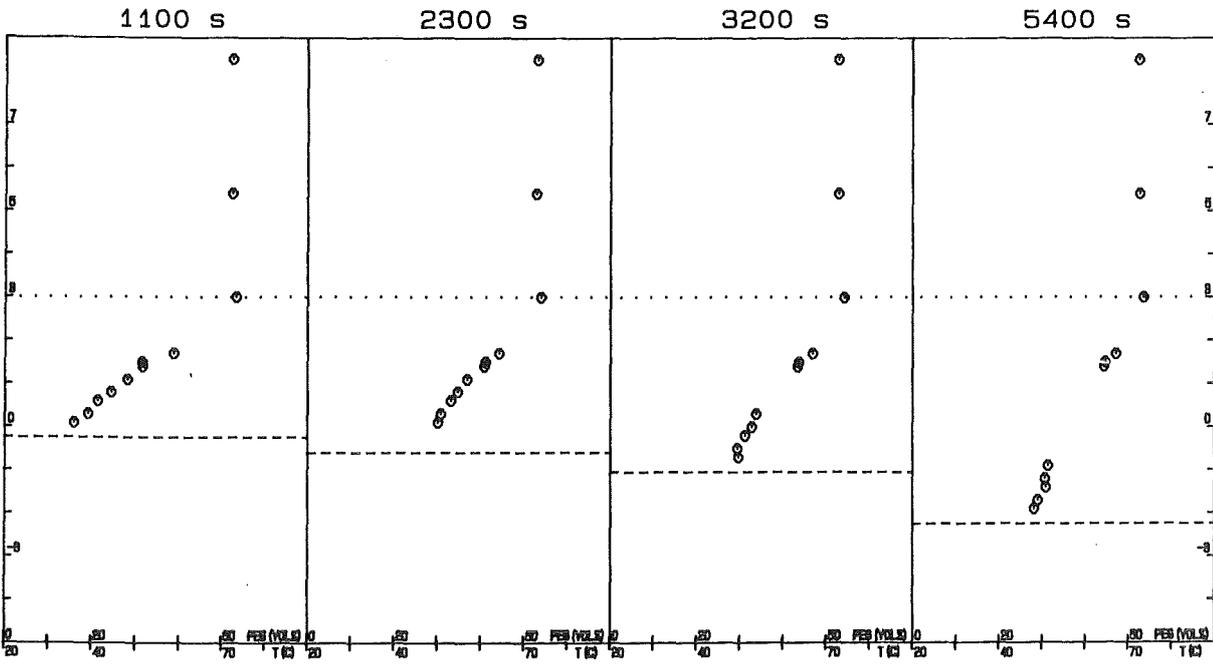




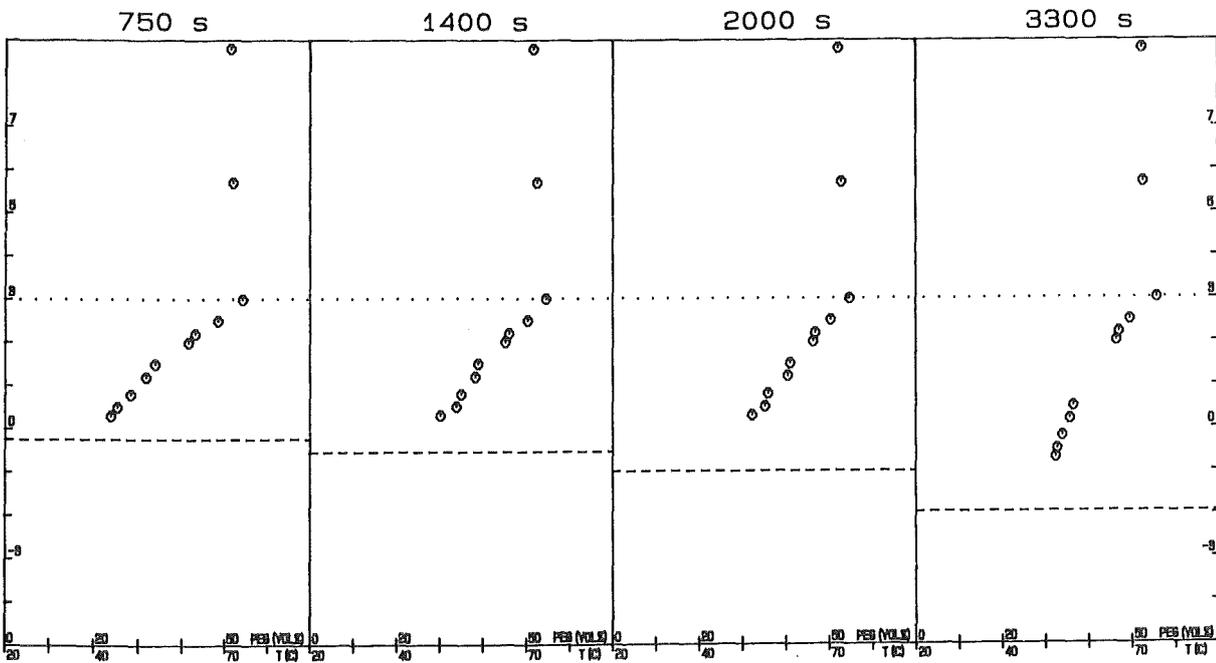
$\rho_{*} = 1.024, T_W = 75^{\circ}\text{C}, \text{NaBr}$



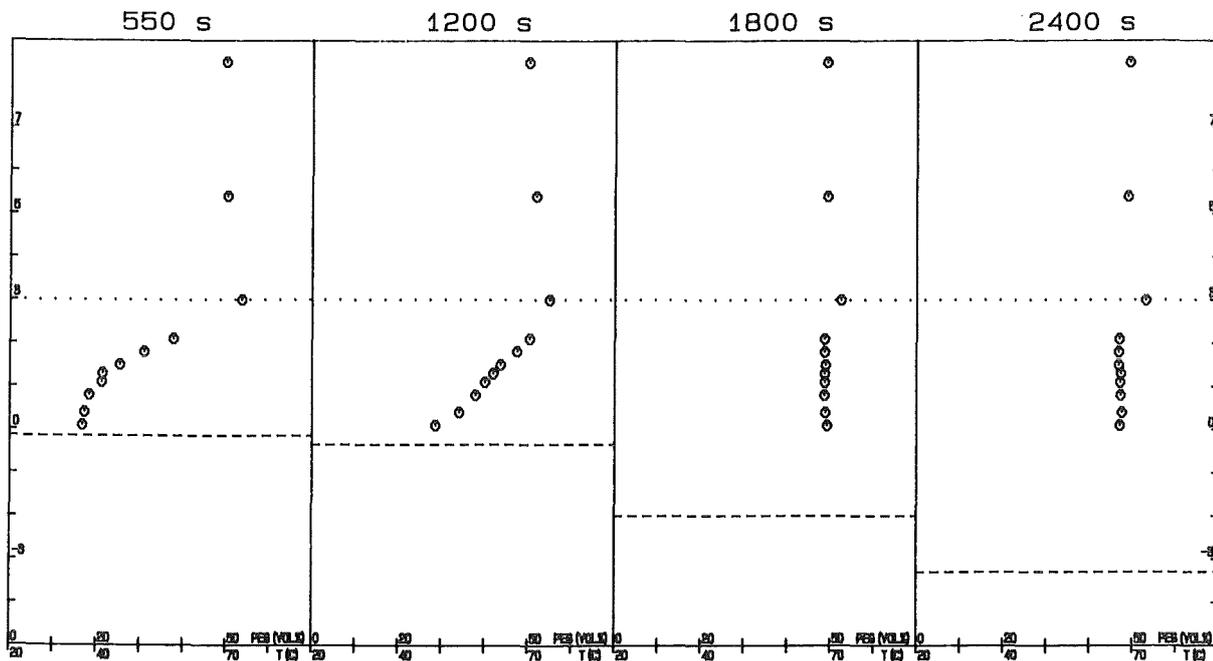
$\rho_{*} = 1.102, T_W = 75^{\circ}\text{C}, \text{NaBr}$



$\rho_* = 1.123, T_w = 75^\circ\text{C}, \text{NaBr}$



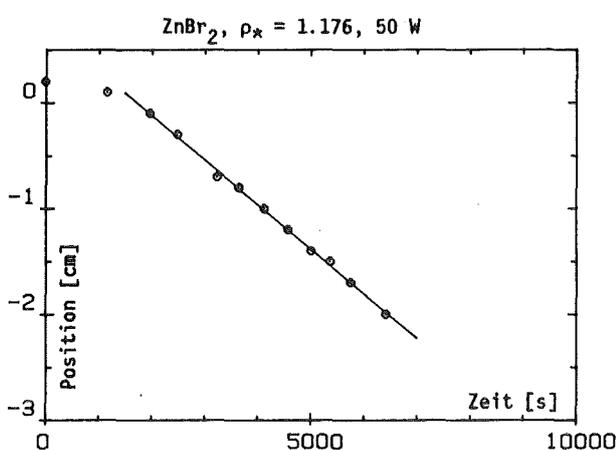
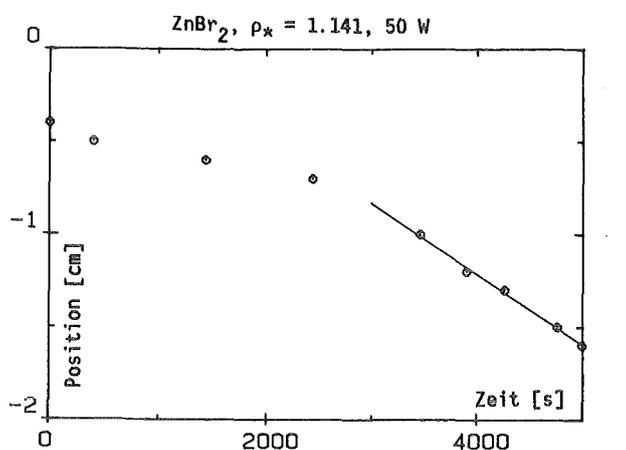
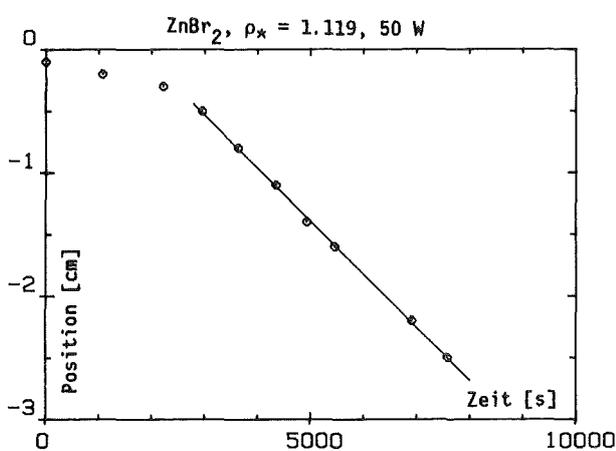
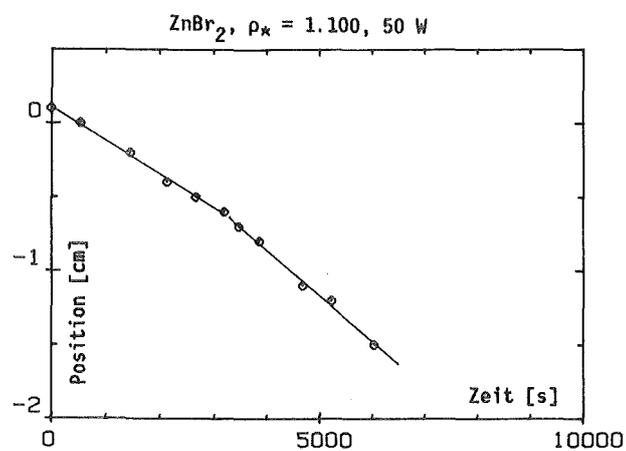
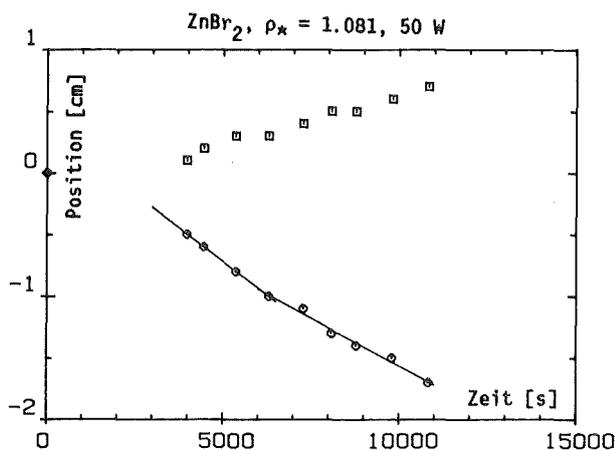
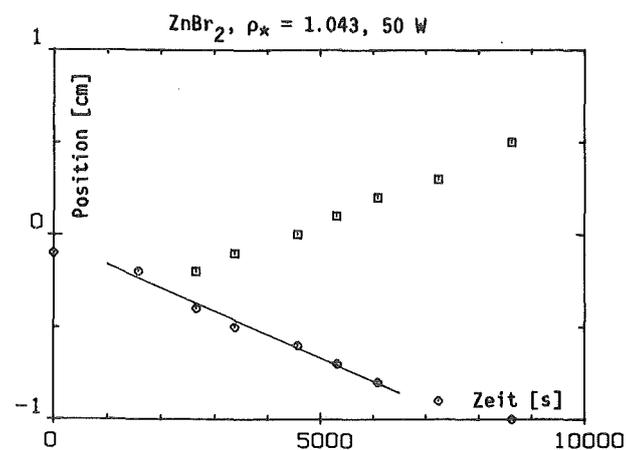
$\rho_* = 1.147, T_w = 75^\circ\text{C}, \text{NaBr}$

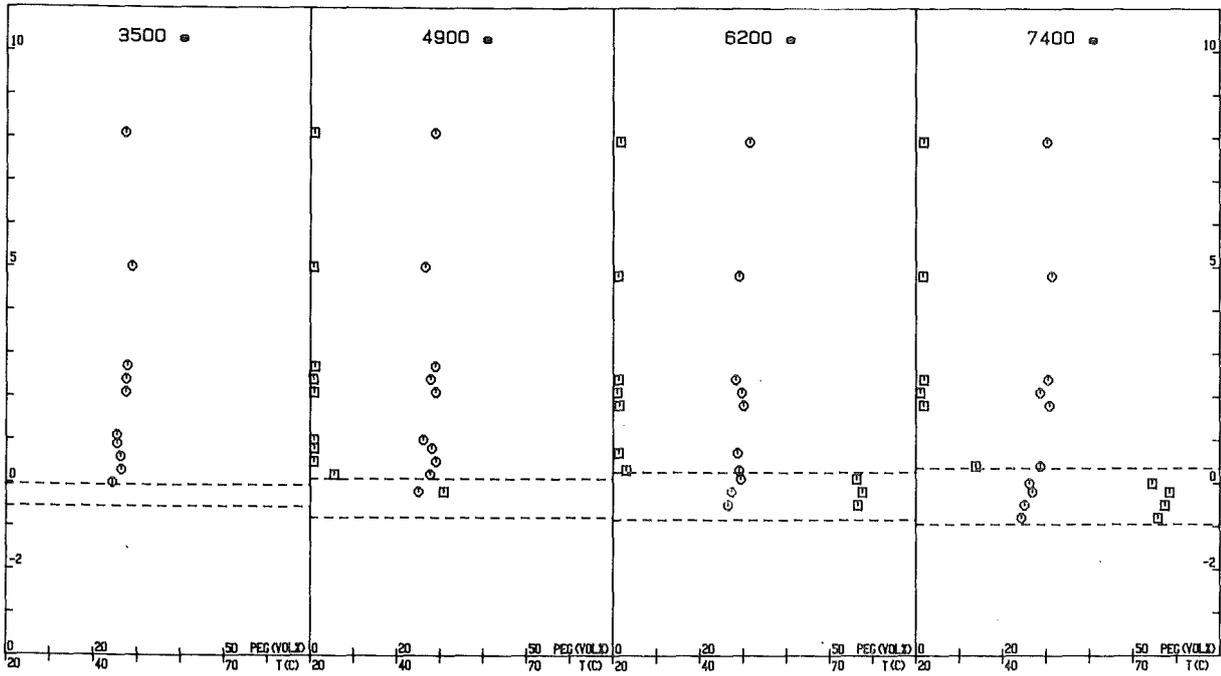


$\rho_w = 1.262, T_w = 75^\circ\text{C}, \text{NaBr}$

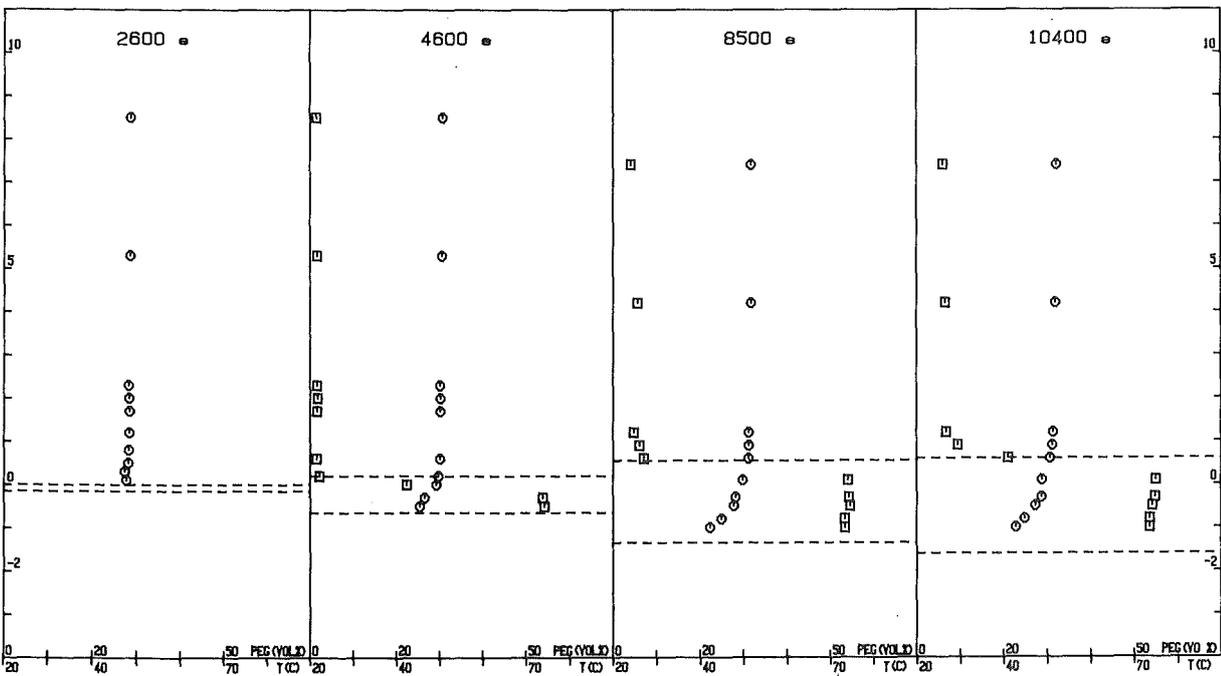
Anhang C

Im folgenden sind alle noch nicht anderweitig gezeigten Abschmelzkurven, Temperatur- und Konzentrationsprofile der Volumenheizungsexperimente zu-sammengefaßt. Alle Angaben von ρ_* beziehen sich auf $\rho_1 = \rho_1(45^\circ\text{C})$. Im übrigen entsprechen alle Zeichnungen in ihrem Aufbau den Abbildungen 5.20 und 5.28 .

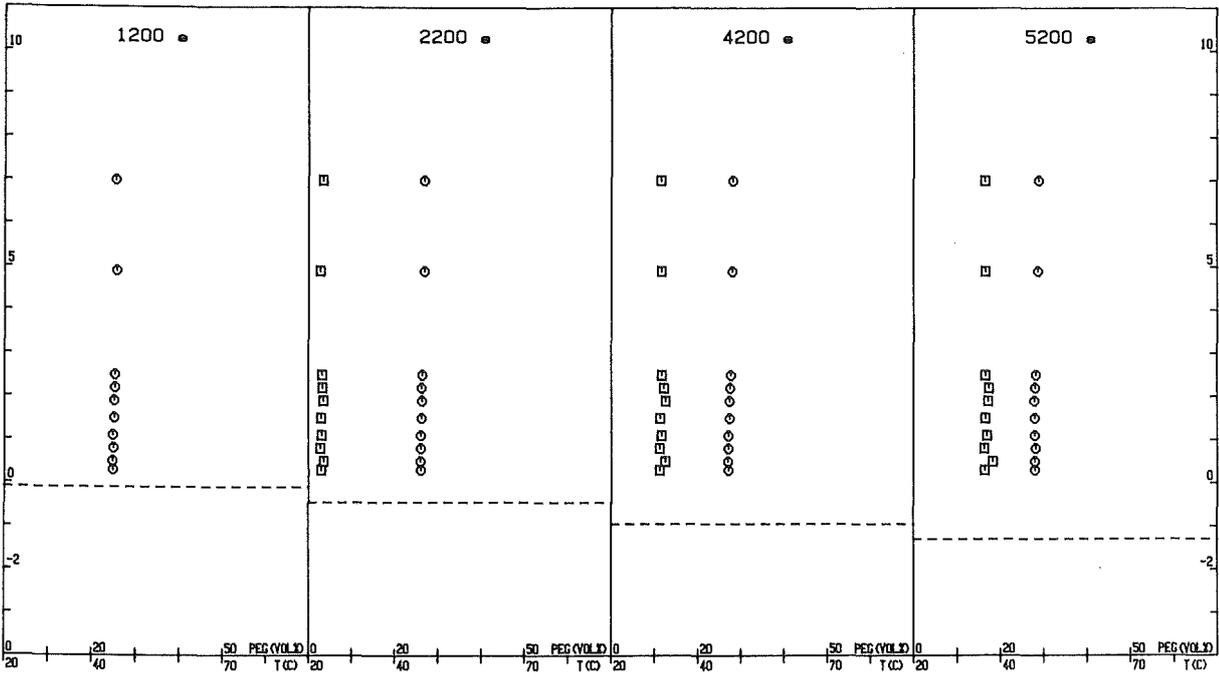




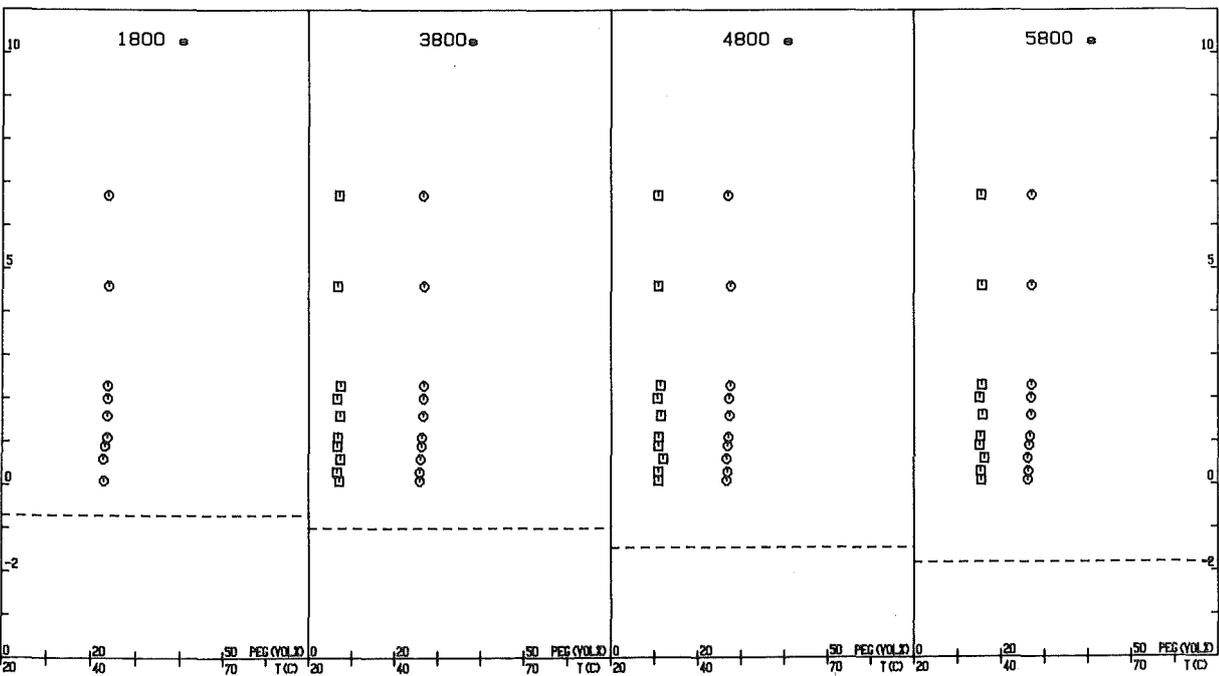
$p_{*} = 1.043, 50 \text{ Watt}$



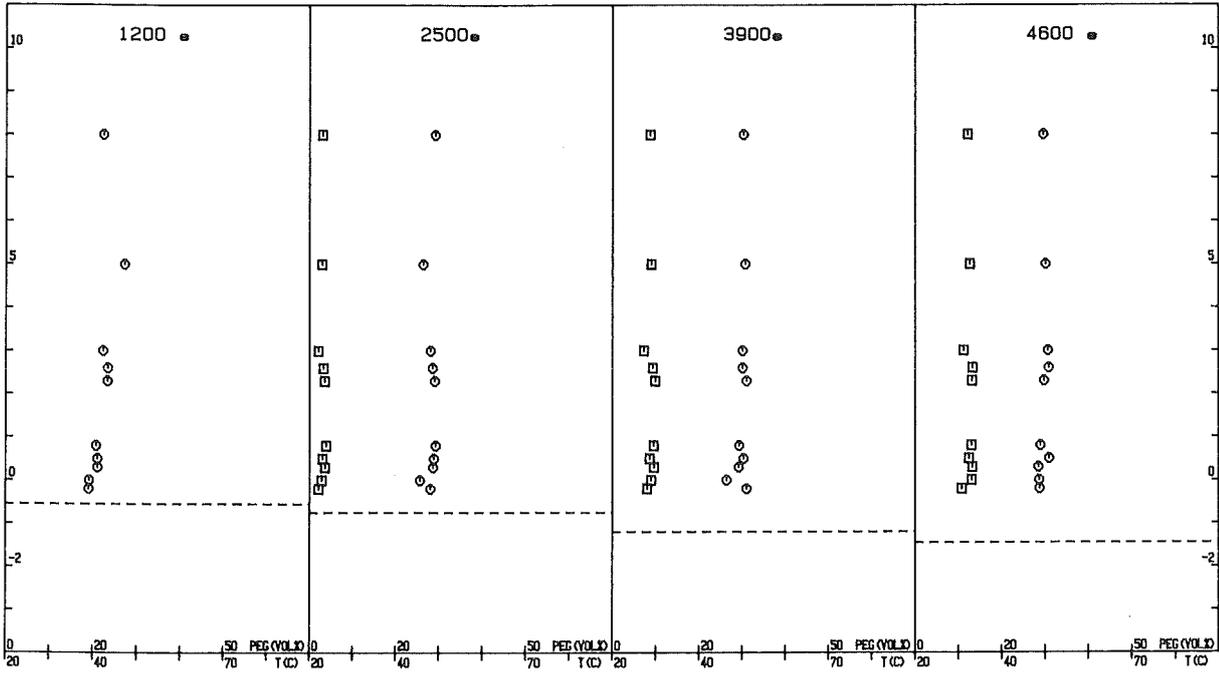
$p_{*} = 1.081, 50 \text{ Watt}$



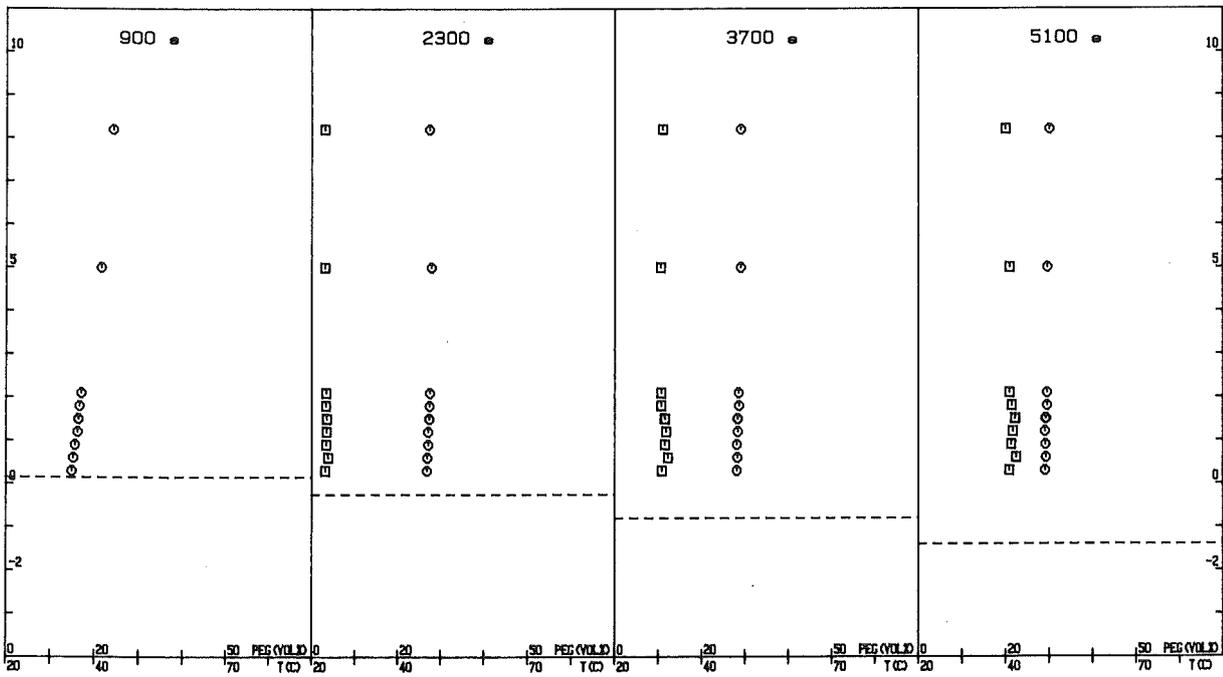
$p_{*} = 1.100, 50 \text{ Watt}$



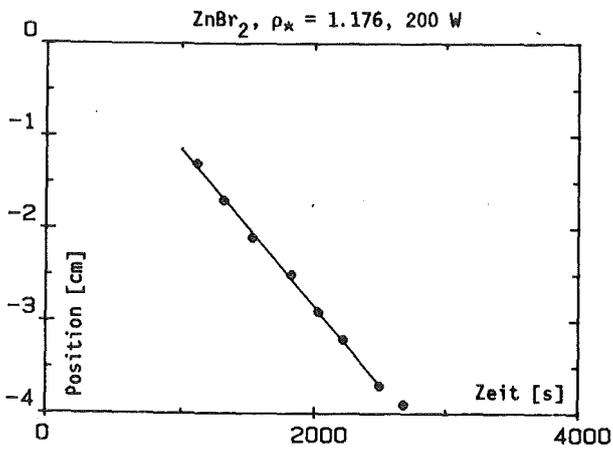
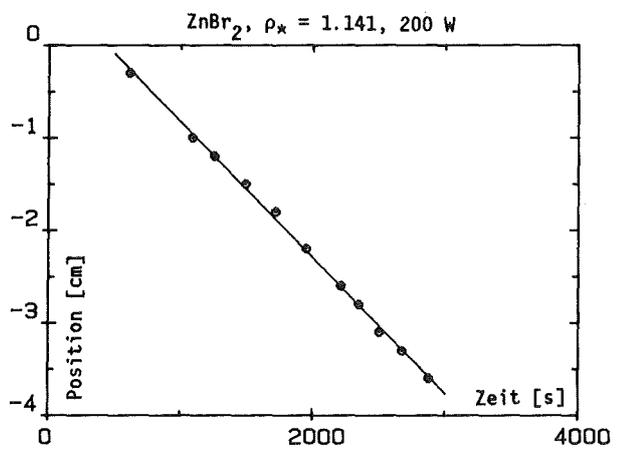
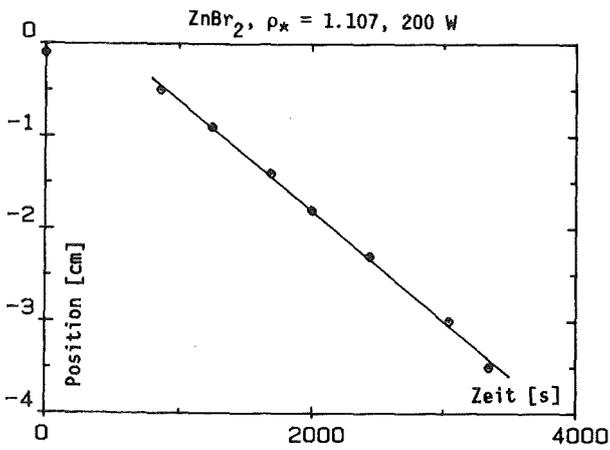
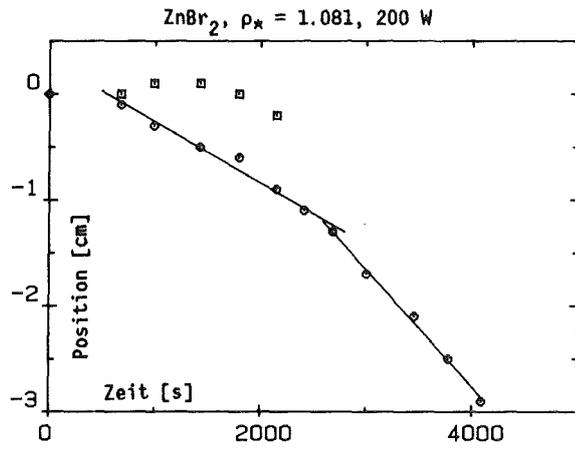
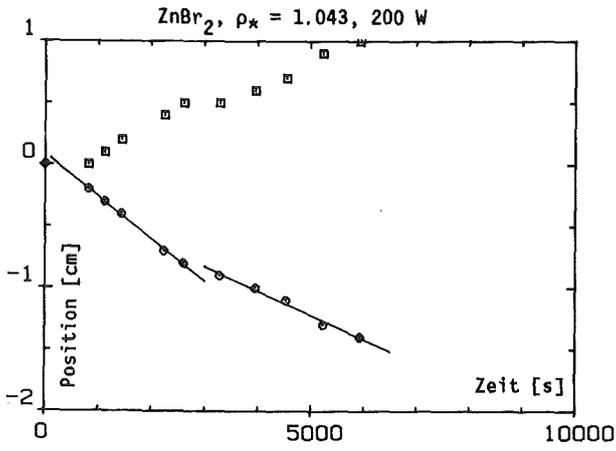
$p_{*} = 1.107, 50 \text{ Watt}$

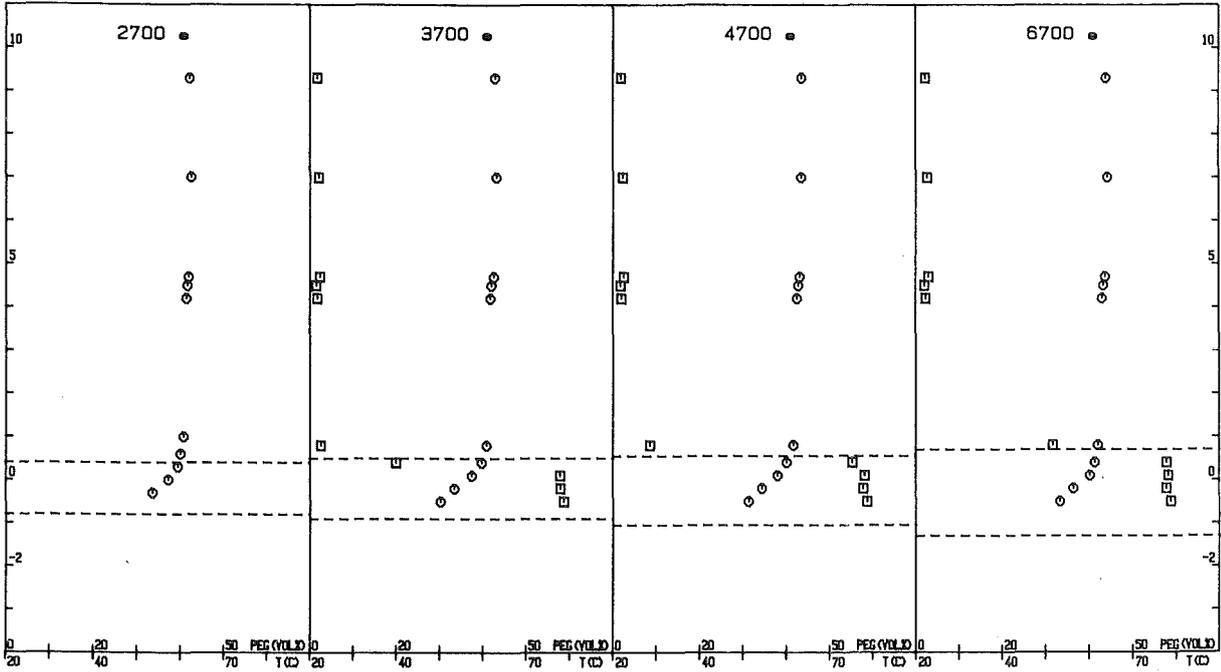


$\rho_{*} = 1.141, 50 \text{ Watt}$

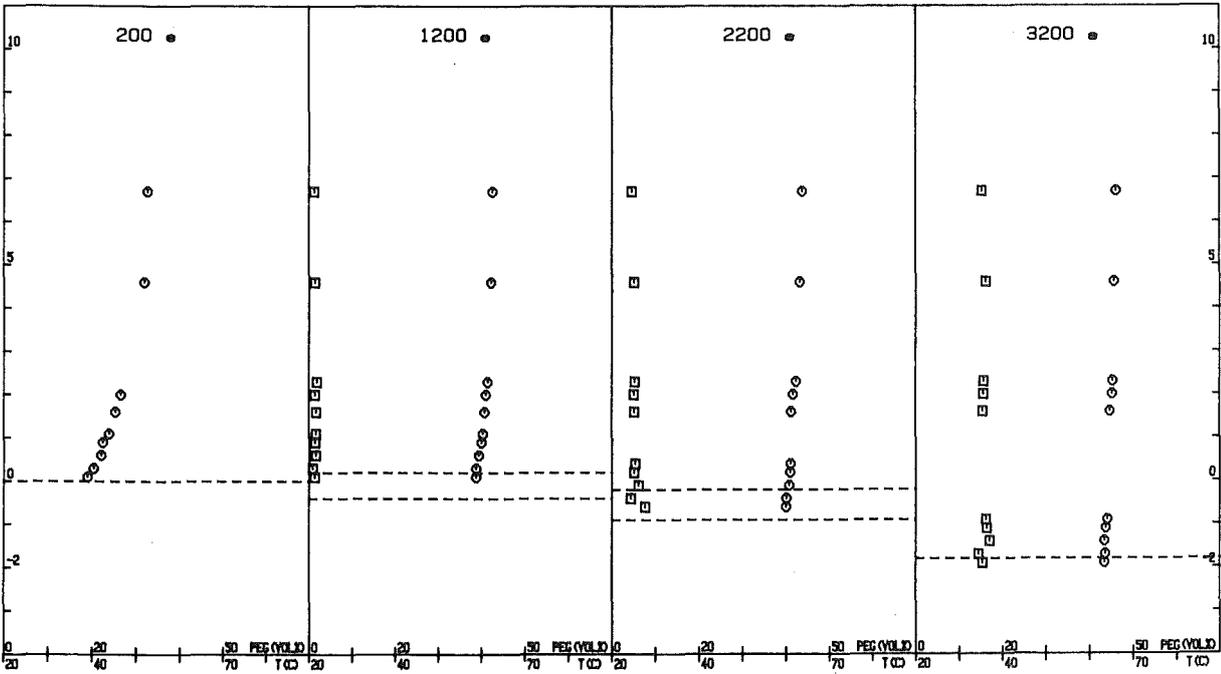


$\rho_{*} = 1.176, 50 \text{ Watt}$

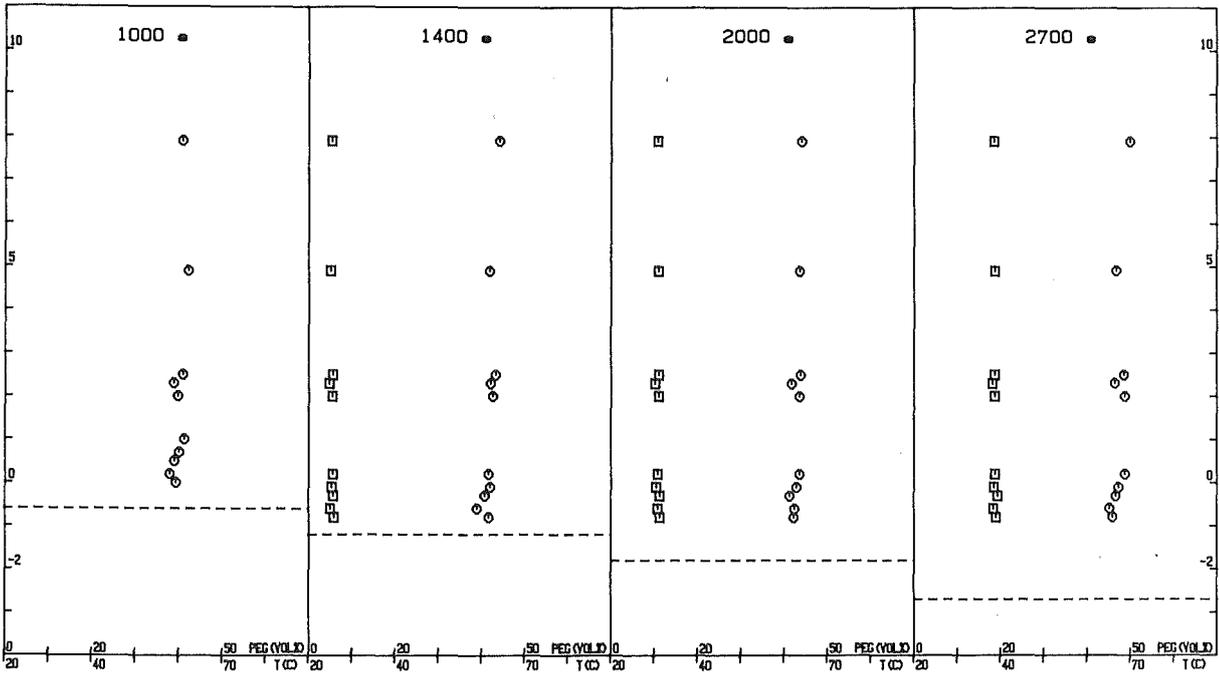




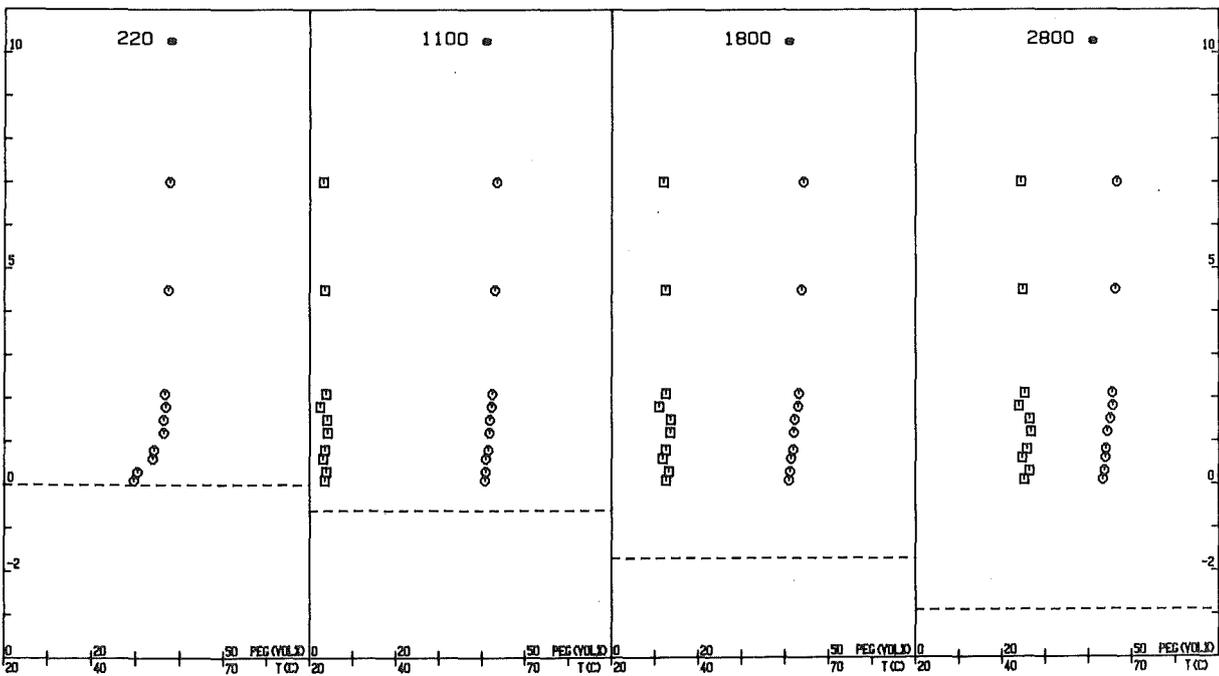
$p_{*t} = 1.006, 200 \text{ Watt}$



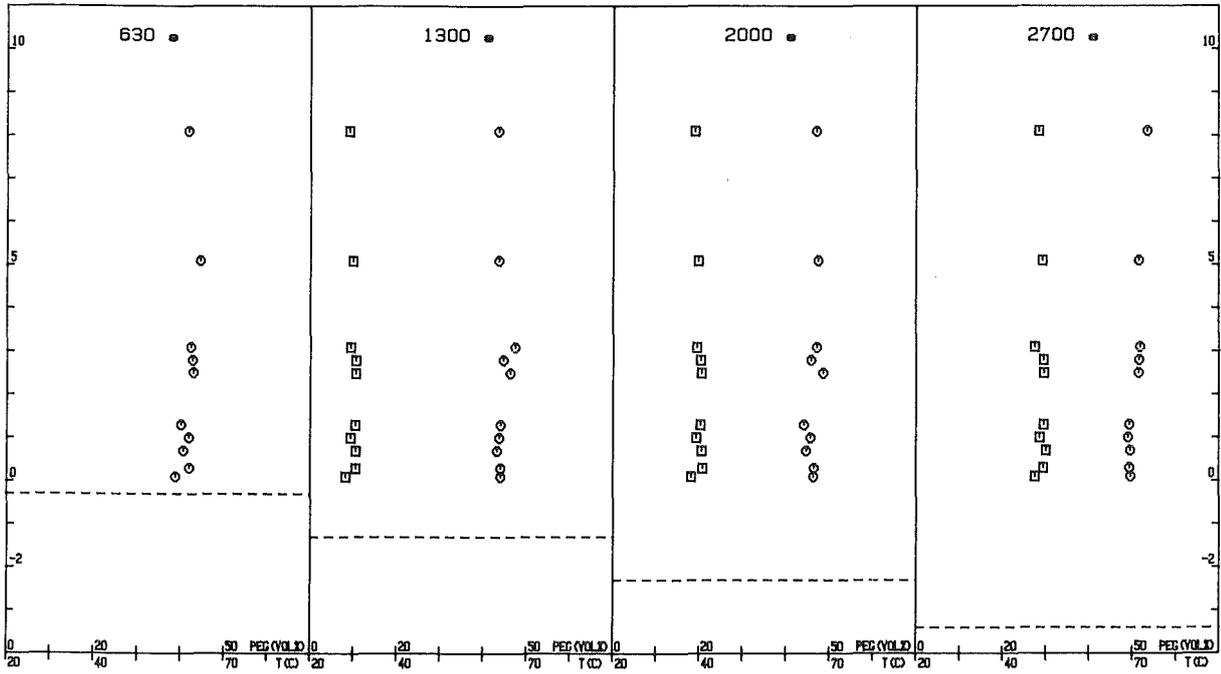
$p_{*t} = 1.081, 200 \text{ Watt}$



$p_{*} = 1.107, 200 \text{ Watt}$



$p_{*} = 1.231, 200 \text{ Watt}$



$\rho_* = 1.141, 200 \text{ Watt}$