

KfK 3388
August 1982

Dampfexplosion — physikalische Grundlagen und Bezug zur Reaktorsicherheit

U. Schumann
Institut für Reaktorentwicklung

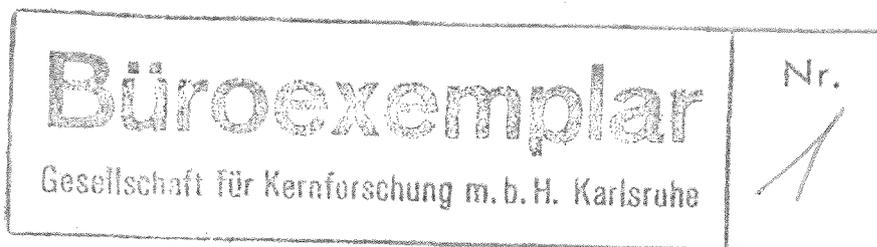
Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung

KfK 3388

Dampfexplosion - physikalische Grundlagen
und Bezug zur Reaktorsicherheit

Ulrich Schumann



Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Dampfexplosion - physikalische Grundlagen und Bezug zur Reaktorsicherheit

Zusammenfassung

Unter Dampfexplosion versteht man das explosionsartige Verdampfen einer Flüssigkeit durch Wärmeaustausch mit einem heißeren Material. Andere gebräuchliche Bezeichnungen sind: thermische Explosion, energetische Brennstoff-Kühlmittel-Wechselwirkung (fuel-coolant interaction, FCI). Hierbei wird möglicherweise ein großer Teil der in der heißen Flüssigkeit gespeicherten thermischen Energie in mechanische Arbeit umgesetzt.

Für Druckwasserreaktoren wird (beispielsweise in Risikostudien) ein Kernschmelzunfall diskutiert, bei dem flüssige Schmelze mit Wasser in Kontakt kommt. Zur Beurteilung der Auswirkungen muß man die Möglichkeit einer Dampfexplosion untersuchen.

In diesem Bericht wird - basierend auf einer umfangreichen Literaturstudie - eine Übersicht über den Stand der Kenntnisse gegeben. Ziel des Berichtes ist es, die Grundlagenkenntnisse bereitzustellen, die zum Verständnis der wichtigsten Theorien über den Ablauf von Dampfexplosionen erforderlich sind.

Folgende Themen werden angesprochen: Übersicht über aufgetretene Dampfexplosionen, Arbeitspotential, spontane Keimbildung, Detonationskonzept, Ergebnisse typischer Experimente, hydrodynamische Fragmentation von Tropfen, Blasen und Strahlen, grobe Vorvermischung, Film-Sieden, Ablauf eines Kernschmelzunfalls mit eventueller Dampfexplosion in einem Druckwasserreaktor.

Steam Explosion - Physical Foundations and Relation to Nuclear Reactor Safety

Summary

'Steam explosion' means the sudden evaporation of a fluid by heat exchange with a hotter material. Other terms are 'vapour explosion', 'thermal explosion', and 'energetic fuel-coolant interaction (FCI)'. In such an event a large fraction of the thermal energy initially stored in the hot material may possibly be converted into mechanical work.

For pressurized water reactors one discusses (e.g. in risk analysis studies) a core melt-down accident during which molten fuel comes into contact with water. In the analysis of the consequences one has to investigate steam explosions.

In this report an overview over the state of the knowledge is given. The overview is based on an extensive literature review. The objective of the report is to provide the basic knowledge which is required for understanding of the most important theories on the process of steam explosions.

Following topics are treated: Overview on steam explosion incidents, work potential, spontaneous nucleation, concept of detonation, results of some typical experiments, hydrodynamic fragmentation of drops, bubbles and jets, coarse mixtures, film-boiling, scenario of a core melt-down accident with possible steam-explosion in a pressurized water reactor.

Vorwort

Dieser Ausarbeitung liegt das Skriptum einer zweistündigen Spezialvorlesung "Dampfexplosion" zugrunde, die der Autor im Wintersemester 1981/ 82 an der Universität Karlsruhe (T.H.), Fakultät für Maschinenbau, gehalten hat. Es wird der Versuch gemacht, das sehr breite Spektrum an experimentellen Fakten und theoretischen Erklärungsversuchen für Dampfexplosionen im allgemeinen und deren Bedeutung für die Reaktorsicherheit im besonderen verständlich zu machen.

Eine Vielzahl von Unterlagen und Hinweisen verdanke ich Herrn Privatdozent Dr. L. Caldarola. Außerdem habe ich sehr von den Gesprächen mit Dr. J.P. Hosemann, Dr. H. Jacobs, Dr. H.M. Kottowski, Professor H. Unger und dessen Mitarbeitern profitiert.

Gliederung

	Seite
I. Übersicht	9
1. Einleitung und Begriffsdefinition	9
1.1 Begriffsdefinition	9
1.2 Relevanz	11
1.3 Fragmentierung als Voraussetzung einer Dampfexplosion	13
1.4 Zeitlicher Ablauf einer Dampfexplosion und resultierende Lasten	14
2. Dampfexplosions-Ereignisse	16
2.1 Metallindustrie	16
2.2 Papier-Industrie	17
2.3 Erdgas-Industrie	17
2.4 Reaktor-Unfälle	17
3. Arbeitspotential nach Hicks & Menzies	21
3.1 Einleitung	21
3.2 Formelzeichen	22
3.3 Die Zustände im Modell	22
3.4 Annahmen zur näherungsweise Berechnung der geleisteten Arbeit	24
3.5 Berechnung der isentropen Zustandsänderung im Naßdampfgebiet	25
3.6 Berechnung der isentropen Zustandsänderung im Dampfbereich	29
3.7 Parameter	29
3.8 Diskussion	30
4. Kurze Übersicht über Dampfexplosions-Theorien	34
4.1 Thermodynamische Abschätzungen	34
4.2 Parametrische Modelle	34
4.3 Fragmentations-Modelle	35
4.4 Spontane Keimbildungs-Modelle	35
4.5 Modelle für propagierende Dampfexplosionen	35
4.5.1 Explosive Krater-Bildung nach Colgate	35
4.5.2 Blasenkollaps- und Strahlfragmentation nach Buchanan	36
4.5.3 Detonations-Konzept nach Board & Hall	37
4.6 Bedingungen für eine Dampfexplosion	38
5. Stoffwerte	40

	Seite
II. Dampfexplosions-Modellkonzepte	41
1. Spontane Keimbildung	41
1.1 Übersicht	41
1.2 Grenzflächentemperatur	43
1.3 Homogene Keimbildung	49
1.3.1 Thermodynamische Grenze der Überhitzung	49
1.3.2 Kinetische Grenze der Überhitzung, Homogene Keimbildung	53
1.3.3 Inhomogene Keimbildung an festen Wänden	63
1.3.4 Inhomogene Keimbildung an einer Flüssig-Flüssig-Grenzfläche	68
1.4 Wärmeübergang beim Sieden	70
1.4.1 Verdampfungskurve	71
1.4.2 Empirische Korrelationen	74
1.4.3 Besonderheiten des Wärmeübergangs an einer Flüssig-Flüssig-Grenzfläche	78
1.5 Das Fauske-Kriterium	83
2. Detonations-Konzept	93
2.1 Übersicht	93
2.2 Grundlagen stationärer, ebener Stoßwellen mit Energie-Zufuhr	94
2.2.1 Thermodynamische Grundgleichungen	94
2.2.2 Diskussion des p-v-Diagramms, Abb. 31	97
2.2.3 Ablauf einer Detonation, Chapman-Jouguet-Bedingung	99
2.3 Das Detonations-Konzept von Board & Hall	100
2.4 Instationäre Detonationswellen	104
2.5 Größe der erreichbaren Relativgeschwindigkeit	107
III. EINIGE TYPISCHE EXPERIMENTE	115
1. Kurze Übersicht	115
1.1 Zusammenfassende Literatur	115
1.2 Experiment-Typen	121
1.3 Zusammenfassung von Ergebnissen der Experimente	128
2. Tröpfchen-Experimente von Nelson in SANDIA	135
3. Tröpfchen-Experimente von Ando & Caldarola im KfK	143

	Seite
4. Das THERMIR-Experiment von Fry & Robinson in Winfrith	147
5. Die EXO-FITS Experimente von Buxton, Benedick & Mitchel in SANDIA	156
5.1 Übersicht	156
5.2 Experiment-Beschreibung	156
5.3 Dampfexplosions-Auslösung	158
5.4 Druck-Mess-Ergebniss	161
5.5 Partikel-Charakteristika	161
5.6 Einfluß der Wasser-Temperatur und von Gasgehalt	161
5.7 Einfluß der Wassermenge und der Schmelzmasse	163
5.8 Diskussion	163
6. Einige allgemeine Schlußfolgerungen	168
IV. FRAGMENTATIONS-MECHANISMEN	175
1. Hydrodynamische Fragmentation von Tropfen	175
1.1 Übersicht	175
1.2 Beschleunigung eines Tropfens in einer stationären Strömung	185
1.3 Aufprall-Fragmentation (kritische Weberzahl)	189
1.4 Rayleigh-Taylor-Instabilität	191
1.4.1 Übersicht	191
1.4.2 Lineare Theorie ohne Zähigkeitseffekte	195
1.4.3 Lineare Theorie über den Einfluß der Zähigkeit	197
1.4.4 Anwendung auf Tropfenfragmentation	199
1.4.5 Nichtlineare Einflüsse	201
1.5 Kelvin-Helmholtz-Instabilität	205
1.6 Grenzschichtabstreifung	213
1.7 Druckwellen-Fragmentation	219
1.8 Zusammenfassung	226
2. Hydrodynamische Fragmentation an einer ebenen Grenzfläche	227
2.1 "Entrainment"	227
2.2 Kugel-Blasen-Dynamik (Rayleigh-Gleichung)	228
2.3 Unsymmetrischer Kugel-Blasen-Kollaps	235
2.4 Strahlfragmentation	236
Anhang zu Kap. IV: Ableitung der Anfachungsrate für die lineare Rayleigh-Taylor-Instabilität	248

	Seite
V. MECHANISMEN ZUR BILDUNG EINER GROBEN VERMISCHUNG (COARSE MIXTURE)	251
1. Energetische Betrachtungen	251
1.1 Fragmentationsenergie bei einstufiger Fragmentation	251
1.2 Fragmentationsenergie bei mehrstufiger Fragmentation	254
1.3 Reduktion der Fragmentierungsenergie durch langsame Vorvermischung	259
2. Film-Sieden	263
2.1 Bedeutung des Filmsiedens für die Ausbildung einer Vorvermischung	263
2.2 Einfache Modelle für das Filmsieden	263
2.2.1 Film-Sieden an vertikalen Wänden	263
2.2.2 Film-Sieden an horizontalen Wänden	267
2.3 Die minimale Film-Siede-Temperatur	272
2.3.1 Minimale Filmsiedetemperatur nach Berenson	272
2.3.2 Minimale Filmsiedetemperatur nach Henry	273
2.3.3 Minimale Filmsiedetemperatur nach Gunnerson & Cronenberg	275
3. Wirbelschicht-Kriterien	276
3.1 Kutateladze-Kriterium	276
3.2 Dampffilm-getragene Schmelzetropfen	279
VI. ZUM ABLAUF EINES KERNSCHMELZUNFALLS IN EINEM DRUCKWASSERREAKTOR	281
1. Einleitung	281
2. Unfallabläufe, bei denen Dampfexplosionen denkbar sind	283
3. Über das Aufschmelzen des Kerns	289
4. Über die Krustenbildung an schmelzenden Brennstäben	301
5. Modelle des Kernabsturzes	306
6. Entstehung einer Vorvermischung	306
7. Wirkungsgrad einer Dampfexplosion	309

	Seite
8. Beanspruchungen von Reaktordruckbehälter und Sicherheitsbehälter	311
9. Diskussion	316
LITERATUR	319
ANHANG: Stoffwerte	341

I. ÜBERSICHT

1. Einleitung und Begriffsdefinition

1.1 Begriffsdefinition

Unter Dampfexplosion versteht man das explosionsartige Verdampfen einer kalten, leicht flüchtigen Flüssigkeit (K) durch Wärmezufuhr aus einem heißen, schwer flüchtigen Material (H).

Eine Dampfexplosion ist also keine chemische Explosion.

Andere Bezeichnungen sind "thermische Explosion" oder "energetic fuel-coolant interaction (FCI)".

Mit "heiß" ist gemeint, daß die Temperatur des heißen Materials weit oberhalb der Siedetemperatur des kalten Materials liegt. Eine Flüssigkeit ist um so leichter "flüchtig", je höher ihr Dampfdruck ist.

Damit es zu einer Explosion kommen kann, muß die Zeit, in der die Wärme übertragen wird, klein sein gegenüber der Expansions-Zeit des Gemisches, so daß ein wesentlicher Anteil der verfügbaren thermischen Energie in mechanische Arbeit umgesetzt werden kann.

Abb. 1 zeigt schematisch den Ablauf einer Dampfexplosion im p-v-Diagramm (p = Druck, v = spezifisches Volumen) für das Teilsystem K (z. B. für K = Wasser). Ausgehend vom Ausgangszustand 1 wird durch rasche Wärmezufuhr aus der heißen Komponente bei nahezu konstantem Volumen v der Druck p bis auf einen Zwischenzustand 2 ansteigen. Sodann wird das Material K sich entspannen, z. B. entlang einer Isentropen, wenn keine weitere Wärme zugeführt wird. Im Naßdampfgebiet des kalten Materials wird dabei das Volumen stark zunehmen. Wenn bei der Entspannung noch weiter Wärme aus dem heißen Material H zugeführt wird, kommt man über die Taukurve hinaus in das Gebiet des reinen Dampfes. Bei der Entspannung muß das Umgebungsmedium gegen den Außendruck verdrängt werden. In einem geschlossenen Raum wird dieser Außendruck p_u ansteigen; d.h., der Enddruck im Zustand 3 liegt über dem Ausgangs-

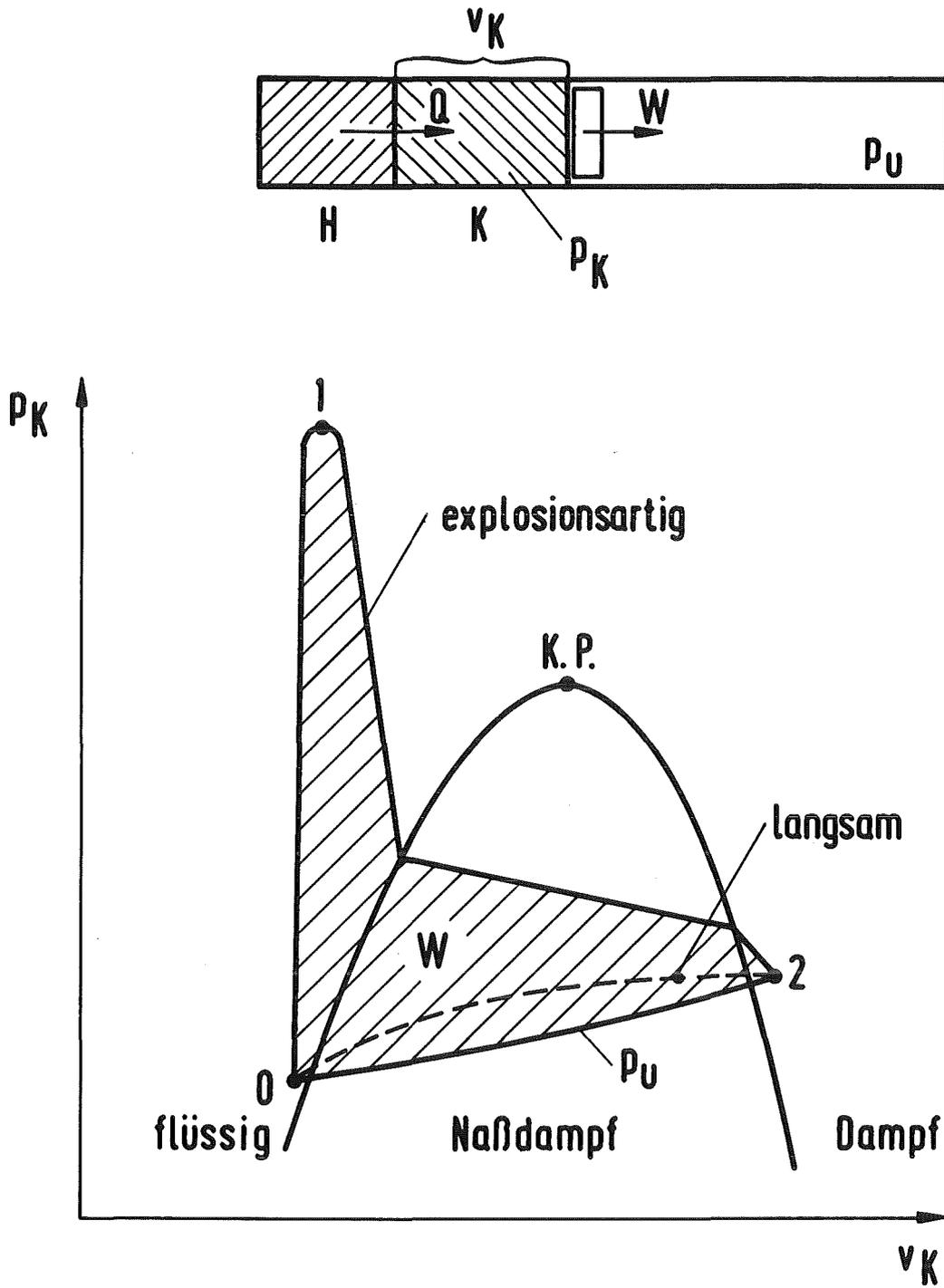


Abb. 1: Ablauf einer Dampfexplosion im Druck (p)-Volumen (v)-Diagramm.

druck im Zustand 1. Die bei der Dampfexplosion abgegebene Arbeit W (je Masseneinheit) entspricht der Fläche zwischen der Druckkurve p_K und p_U . Wenn der Wärmeaustausch zwischen H und K langsam erfolgt, wird der Druckunterschied $p_K - p_U$ klein sein und also nur wenig Arbeit freigesetzt.

Nach Nelson & Buxton (1978) spricht man von einer Dampfexplosion, wenn es bei einer thermodynamischen Mischreaktion zu einem Druckanstieg von einigen 10 MPa kommt und wenn die Anstiegszeit kleiner als 1 ms ist ($1 \text{ MPa} = 10 \text{ bar}$, $1 \text{ ms} = 10^{-3} \text{ s}$). Falls diese Bedingungen nicht erfüllt sind, spricht man von heftiger Verdampfung oder (oberhalb des kritischen Punktes) von rascher Volumenvergrößerung.

1.2 Relevanz

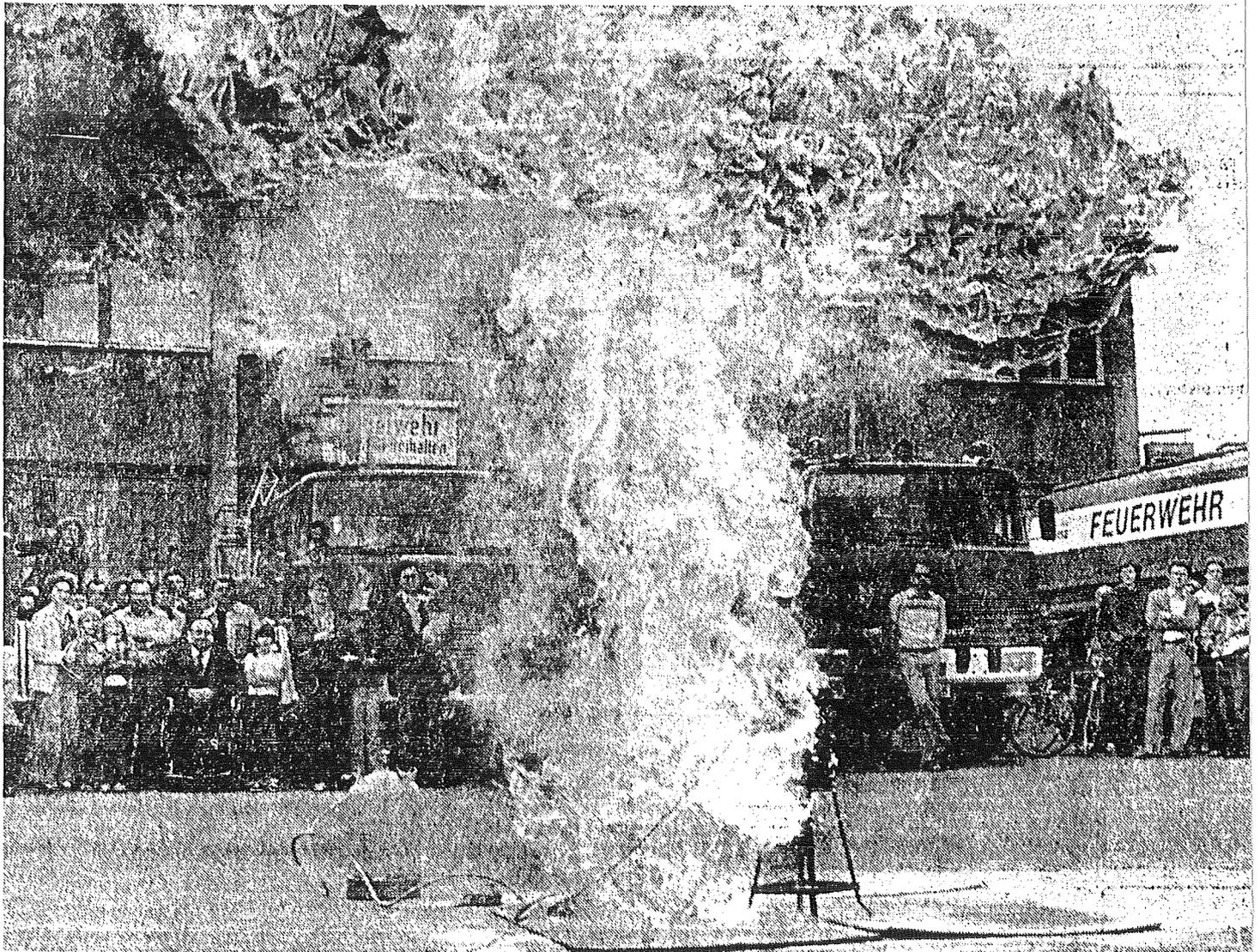
Dampfexplosionen hat man beobachtet (Witte & Cox 1973)

- in der Metall-Industrie (H= z.B. Aluminium oder Stahl in K= Wasser)
- in Härtereiofen (heiÙes Öl in Wasser)
- in der Papier-Industrie (flüssiges Papierzwischenprodukt in Wasser)
- bei der Verarbeitung von kalten, verflüssigten Gasen (Wasser in Flüssiggas)
- bei der Wechselwirkung von heißer Vulkan-Lava mit Wasser
- in nuklearen Testreaktoren.

Sogar in der Küche kann die Hausfrau mit einer sehr gefährlichen Dampfexplosion konfrontiert werden, wenn sie nämlich versuchen sollte einen brennenden Ölkochtopf mit Wasser zu löschen. Siehe dazu Abb. 2. Aber auch schon das Spritzen von Bratenfett beim Kontakt mit feuchtem Fleisch kann man als Dampfexplosion verstehen. Auf einige Beispiele wird im Kap. I.2 genauer eingegangen.

Bis heute sind die Grundmechanismen und Einflußfaktoren der Dampfexplosion nicht befriedigend verstanden. Obwohl höchst unwahrscheinlich, ist das Auftreten einer Dampfexplosion im Verlaufe eines Reaktorstörfalls in einem kommerziellen Reaktor nicht ganz auszuschließen.

Zeitungsausschnitt aus der "Stuttgarter Zeitung" Nr.217
vom 19. September 1979 (entnommen aus Fröhlich & Anderle, 1980)



Warnung an Hausfrauen: Feuerball aus dem Kochtopf

Daß Floriansjünger nicht nur Brände löschen, sondern auch wahre Feuerstürme entfachen können, haben Ludwigsburger Löschmänner am Wochenende bei einer vorgezogenen Demonstration zur bundesweiten Brandschutzwoche im Rathaushof bewiesen. Der angenommene Ernstfall war aus dem Leben gegriffen und sollte vor allem Hausfrauen, die mit heißem Öl brutzeln oder eine Fritteuse ihr eigen nennen, als warnendes Beispiel dienen. Mit einer selbstgebastelten Vorrichtung zeigten die Spritzenmänner die Folgen des Versuches, brennendes Öl mit einem kleinen Wasserguß zu löschen. Fatales Ergebnis: Eine Fettexplosion mit einem fast 12 Meter hohen Feuer- und Rauchball. Die Erklärung von Brandamtsrat Korte, dem Leiter der Berufsfeuerwehr: „Das Wasser – bei uns nur ein Viertelliter – wird von dem 300 Grad heißen Öl explosionsartig in über 400 Liter Wasserdampf verwandelt – und der wiederum reißt das brennende Öl mit in die Luft, im Ernstfall also gegen Decken, Wände, Schränke und Vorhänge. Der Wohnungsbrand ist da.“ Einige Male schon wurde die Ludwigsburger Feuerwehr in diesem Jahr zu solchen Fettexplosionen gerufen, und jedesmal gab es Verbrennungen, Verbrühungen und hohen Sachschaden. Die besonnene Hausfrau allerdings behält im Fall des Falles die Nerven und hält sich an den Rat des Praktikers Korte: „Auf den brennenden Oltopf gehört nur ein passender Deckel – und schon ist der ganze Zauber vorbei.“ (hoh)

Foto: Maucher

Abb. 2: Beispiel einer Dampfexplosion.

Beispielsweise hat die Deutsche Risikostudie (1979) ergeben, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Dampfexplosion kleiner als $2 \cdot 10^{-6}$ pro Jahr und Kraftwerk ist. Allerdings wären die Unfallfolgen wegen der großen Freisetzung radioaktiven Materials nach einer Dampfexplosion besonders schlimm. Aus diesem Grund ist die Dampfexplosion seit etwa 1960 Thema intensiver Forschungen.

Inzwischen wurden eine Vielzahl von experimentellen Fakten zusammengetragen und mehrere Theorien zu ihrer Erklärung vorgeschlagen. In diesem Bericht soll der Stand des Wissens dargestellt werden. Dabei wird weniger auf Vollständigkeit als vielmehr auf die Darstellung der physikalischen Grundlagen Wert gelegt.

1.3 Fragmentierung als Voraussetzung einer Dampfexplosion

Es ist keineswegs selbstverständlich, daß eine thermische Wechselwirkung zwischen den Komponenten H und K explosionsartig abläuft. Eher das Gegenteil ist der Fall. Damit es zu einer explosionsartigen Verdampfung kommen kann, muß es zu einer sehr intensiven Vermischung der beteiligten Komponenten kommen. Nur dann lassen sich die Wärmeströme überhaupt realisieren. Dies soll durch die folgende Größenordnungsabschätzung deutlich gemacht werden.

Bei dem Quebec-Gießerei-Unfall (siehe Kap. I.2.1) gaben etwa 50 kg Stahl ihre Wärme an Wasser innerhalb von etwa 1 ms ab. Wir wollen der Größenordnung nach abschätzen, wie groß die dazu erforderliche effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} gewesen sein muß.

Es sei

$V = \frac{4}{3} \pi R_0^3$ das Stahl-Volumen

$A = 4 \pi R_0^2$ die Schmelz-Oberfläche

ρ = die Stahl-Dichte, 8000 kg/m^3

c = die spez. Wärmekapazität, 750 J/(kg K)

Δt = die Reaktionszeit, 1ms

T = Schmelztemperatur

m = Stahlmasse, 50Kg

Aus Masse und Dichte kann man einen äquivalenten Radius R_0 abschätzen:

$$R_0 = (3m/4\pi\rho)^{1/3} \approx 0,1 \text{ m}$$

Die Temperatur T ändert sich aufgrund der Abkühlung etwa nach folgendem Gesetz:

$$V\rho c \, dT/dt \approx -A\lambda_{\text{eff}}T/R$$

$$\approx V\rho cT/\Delta t$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{eff}} &\approx (V\rho cR)/(A\Delta t) \\ &\approx (\rho cR^2)/(3\Delta t) \\ &\approx 20 \cdot 10^6 \text{ W/(mK)}\end{aligned}$$

Nun hat Stahl eine Leitfähigkeit von $\lambda \approx 37 \text{ W/(mK)}$. Damit die Wärme mit dieser sehr viel kleineren Wärmeleitfähigkeit in der gleichen Zeit übertragen werden kann, muß der wirksame Radius R sehr viel kleiner gewesen sein:

$$R/R_0 = (\lambda/\lambda_{\text{eff}})^{1/2} = 1,4 \cdot 10^{-3}, \text{ also}$$

$$R \approx 0,14 \text{ mm} = 140 \text{ }\mu\text{m}.$$

D.h. vor oder während der Dampfexplosion muß die Schmelze so fragmentiert worden sein, daß die effektive Oberfläche etwa um 6 bis 7 Größenordnungen größer wurde.

Daraus ergeben sich die folgenden Fragen:

- 1) Wie kommen die beteiligten Komponenten H und K zusammen?
- 2) Wie entsteht die starke Oberflächenvergrößerung (Fragmentation) und wie groß ist der Wärmeübergang?
- 3) Welches sind die Auswirkungen auf die Umgebung?

1.4 Zeitlicher Ablauf einer Dampfexplosion und resultierende Lasten

Nach Benz et al. (1976b) unterscheidet man hinsichtlich des Druckaufbaus bei einer Dampfexplosion drei Phasen:

In Phase A steigt der Druck infolge eines Verdichtungsstoßes steil an. Die Amplitude und Breite dieser Druckspitze hängt ab vom Betrag der Energiefreisetzung, vom Medium in das sich die Explosion ausbreitet, von der Geometrie der Explosion (z.B. ebene oder sphärische Stoßwelle) und von der Entfernung des betrachteten Ortes zum Explosionsherd. Je nach den Randbedingungen werden reflektierte Verdichtungswellen den Ort überstreichen. Im Sog der Wellen fällt der Druck wieder stark ab, möglicherweise unter den Ausgangsdruck.

Bei der Auswertung des Druckverlaufes hinsichtlich von Belastungen und Beanspruchungen der Behälterwände und Einbauten sind einerseits die Druckänderungen durch Reflektionen an den Wänden, andererseits die Veränderung des Druckfeldes durch die einsetzende Beschleunigung und Bewegung der Wände zu berücksichtigen. Letzterer Effekt ist als Fluid-Struktur-Wechselwirkung bekannt, siehe hierzu z. B. Schumann (1981a).

Weiter wird in dieser Zeitphase ein Teil der thermischen Energie in kinetische Bewegungsenergie des den Explosionsherd umgebenden Mediums umgesetzt. Wenn die sich bewegenden Massen an Wände oder Einbauten anstoßen, entstehen erhebliche Belastungen. Die Kenntnis der zu erwartenden kinetischen Energien ist daher für die Beurteilung der Auswirkung einer Dampfexplosion sehr wichtig.

Hier muß also die Dynamik des Systems berücksichtigt werden.

In Phase B steigt der Druck relativ stetig aufgrund der Verdampfungsreaktion an. Der Betrag der Druckerhöhung ist vom Volumen, in das sich der Dampf ausdehnen kann und von der produzierten Dampfmenge abhängig. Auch der gegebenenfalls vorhandene Anteil von

Inertgasen beeinflusst aufgrund seiner Wärmekapazität die Mischungstemperatur sowie aufgrund des von ihm eingenommenen Volumens den Druckanstieg. Zur Berechnung dieses Druckanstiegs hat man also einerseits aufgrund einer Energiebilanz die sich einstellende Gleichgewichtstemperatur und sodann aufgrund einer geeigneten Zustandsgleichung den zugehörigen Druck zu bestimmen (siehe Benz et al. 1976b). In dieser Phase sind also Modelle der Statik anwendbar.

In Phase C fällt der Druck im Explosionsraum wieder ab. Ursachen können sein das Kondensieren von Dampf an den Wänden oder sonstige Wärmeabgabe oder Abströmen des Dampfes in benachbarte Volumina. Hier sind also die Austauschprozesse mit der Umgebung wesentlich.

In der Realität sind die drei Phasen nicht immer klar zu trennen, wesentlich hier ist die qualitative Unterscheidung.

2. Dampfexplosions-Ereignisse

=====

Ein wichtiger Anlaß für intensive Forschungen auf dem Gebiet der Dampfexplosion sind einige schwere Unfällen in der Metall-, der Papier- und der Reaktorindustrie. In einer Reihe von Übersichtsartikeln wurden derartige Unfälle beschrieben. Siehe z.B. Witte & Cox (1973), Benz et al. (1976), Cronenberg & Benz (1980). Wir werden daraus zitieren.

2.1 Metallindustrie (nach Benz et al. 1976)

Mallory-Sharon-Unfall (11. Juni 1954)

Bei der Explosion eines wassergekühlten Titan-Lichtbogens in einer Fabrikhalle der Mallory-Sharon-Titanium-Corporation, Ohio, wurden vier Personen getötet, fünf weitere schwer verletzt. Die Ursache der Explosion konnte nicht völlig geklärt werden. Man vermutet jedoch, daß Kühlwasser in den Schmelzbehälter floß und eine Dampfexplosion auslöste.

Reynolds Aluminium-Unfall (19. Februar 1958)

Bei diesem Unfall in der Reynolds Metal Company, Illinois, wurde gerade Altmetall (Aluminiumschrott) in den Schmelzofen geladen, als die Explosion eintrat. Angeblich war das Altmetall naß. Die Explosion war noch in 35 km Entfernung hörbar, sechs Personen wurden getötet, mehr als 40 verletzt. Es entstand ein Sachschaden von 1 000 000 \$.

Quebec Gießerei-Unfall (Anfang der 60er Jahre)

45kg Stahlschmelze fielen in einen Behälter mit etwa 300 l Wasser. Bei der Explosion wurde ein ungefähr 0,5 m dicker Betonfußboden zerstört, eine Person wurde tödlich verletzt.

Armco-Stahl-Unfall

Eine "Gießerei-Kelle" mit einem Inhalt von ungefähr 30 t Stahlschmelze fiel aus 15 m Höhe auf einen "feuchten" Boden. Auf dem porösen Boden befand sich offensichtlich so viel Flüssigkeit, daß durch mehrere Explosionen die Stahlschmelze weit verstreut wurde; viele Personen zogen sich schwere Verbrennungen zu, sechs starben.

Schlackenexplosion in einem Siemens-Martin-Stahlwerk, DDR (1956)

Um die beim Stahlschmelzen entstehende Schlacke schnell aus der Gießgrube entfernen zu können, muß die Schlacke gekühlt werden. Dies geschah meist durch Aufspritzen von kaltem Wasser aus einem Feuerwehrschauch mit Strahlrohr. Anscheinend gelang hierbei einmal mehr Wasser, als sofort verdunsten konnte, auf die Schlackenoberfläche und von da durch Risse in der Schlackenkruste zu dem noch glühenden Kern der Schlackenschmelze. Hierdurch kam es zu einer Explosion bei der Schlackenkruste und flüssige Schlacke hochgeschleudert wurden. Bei dem Unfall wurde ein Arbeiter getötet, sechs weitere Arbeiter erlitten Verletzungen. Benz et al. (1976) verweisen auf weitere, ähnliche Unfälle.

2.2 Papierindustrie (nach Benz et al. 1976)

Die Unfälle in der Papierindustrie gleichen denen in der Metallindustrie. Sie traten noch häufiger auf, waren jedoch offensichtlich nicht so gefährlich. Bei der Aufbereitung des Holzes zu reiner Zellulose werden verschiedene Koch- und Reinigungsverfahren angewendet, in deren Verlauf Laugen (z.B. Grünlauge bzw. green liquor) mit bis zu 200 C erhitzter Papiersmelze vermischt werden.

2.3 Erdgas-Industrie (nach Witte & Cox 1973)

In der Erdgasindustrie wird verflüssigtes Gas (LNG) in großen seegängigen Tankern transportiert. Ein Riß in einem Tank kann zur Vermischung von LNG mit Wasser führen. Burgess (siehe Witte & Cox 1973) berichtet über ein Experiment bei dem 0,26 m³ LNG in einen Teich geschüttet wurden; die resultierende Explosion wurde von Beobachtern der Explosion eines "Stücks" Dynamit gleichgesetzt.

2.4 Reaktor-Unfälle

(nach Benz et al. 1976, siehe auch Schulz 1966 und Tabelle 1.)

NRX-Reaktor, Kanada, Ontario (12. Dez. 1952)

Der NRX-Reaktor ist ein wassergekühlter Forschungsreaktor mit einer thermischen Leistung von 40 MW. Während eines Niederlastexperiments wurde durch Bedienungsfehler und mechanische Defekte (die Abschaltstäbe fielen nicht vollständig ein) eine Leistungsexkursion des Reaktors (freigesetzte thermische Energie ca. 2000 MWs) verursacht. Der Auswurf des Kühlwassers zog einen Reaktivitätsanstieg nach sich, die zentralen Partien der Aluminiumhüllen schmolzen und rannen am Brennstab nach unten. Durch die dabei auftretende Explosion wurde das Rohr zerstört, daß die Brennelemente umschließt. Die eigentliche Ursache der Zerstörung war die Reaktion zwischen dem Uran und Wasser.

Borax-1 Reaktor, USA, Idaho (22. Juli 1954)

Borax-1 ist ein wassergekühlter Testreaktor mit einer thermischen Leistung von 1,2 MW. In einem Versuch wurde der Reaktor absichtlich zerstört, die Explosionsauswirkungen waren jedoch größer als

erwartet. Durch eine Leistungsexkursion (Maximum: 19000 MW, thermische Energiefreisetzung 135MWs) wurden die meisten Brennstoffplättchen (Al-U-Legierung, Al-Hülle) aufgeschmolzen.

SL-1 Reaktor, USA, Idaho (3. Januar 1961)

Der SL-1 Reaktor ist ein Siedewasserreaktor mit 3 MW Leistung. Er wurde ebenfalls zu Reaktorsicherheitsexperimenten benutzt. Während einer Leistungsexkursion wurden 130 MWs thermischer Energie erzeugt. Etwa 50 - 60 MWs wurden durch zwölf schwer zerstörte innere Brennelemente innerhalb von weniger als 30 ms an das Kühlmittel übertragen. Die Folge war eine fast schlagartige Dampferzeugung mit starkem Druckanstieg. Hierdurch wurde das Wasser oberhalb des Kerns gegen den Deckel des Reaktordruckbehälters geschleudert (Wasserhammer) Die Rohranschlüsse brachen, der 13,5 t schwere RDB selbst wurde etwa 3 m hochgehoben und stark aufgeweitet. Der zentrale Kontrollstab war herausgeschleudert und lag auf dem Druckgefäßdeckel. Drei Menschen wurden tödlich verletzt.

SPERT 1-D Reaktor, USA, Idaho (5. November 1962)

Über einen Unfall am Schwimmbadreaktor SPERT-1D berichten Benz et al. (1976).

Bei Leistungsreaktoren mit Uranoxid-Brennstäben konnten bisher keine Dampfexplosionen beobachtet werden. Insbesondere trat auch bei dem Unfall in Harrisburg keine erkennbare Dampfexplosion auf.

Tabelle 1 (aus Cronenberg 1980)

Reaktor-Unfälle oder -Experimente mit Dampfexplosionen

Ereignis	Brennstoff/ Kühlmittel	Maximal- Druck MPa	Wirkungs- grad	Referenz	Dampfexplosions- Art
SL-1	U/H ₂ O	3,5	<3%	1, 2, 3	Flüssiges Uran in Wasser
Borax-1	U-Al/H ₂ O	70	<3%	1, 4	Flüssige U-Al-Legierung in Wasser
SPERT-1D -Kern	U-Al/H ₂ O	28	ca. 3%	5, 1	Flüssige U-Al-Legierung in Wasser
SPERT-1 Oxid-WL	UO ₂ -Pulver /H ₂ O	1,1	2-3%	1, 6	Festes UO ₂ -Pulver in Wasser
CDC Rod- WL	UO ₂ -Pulver /H ₂ O	35	2,5%	1, 7	Festes UO ₂ -Pulver in Wasser
GE-Pulver Rod-WL	UO ₂ -Pulver /H ₂ O	<21	1,4-1,8%	1, 8	Festes UO ₂ -Pulver in Wasser
RIA-ST-4	UO ₂ /H ₂ O	53	2-3%	10	Flüssiges UO ₂ in Wasser
SANDIA- PBE-95	UO ₂ /Na	27		11	Flüssiges UO ₂ in Natrium

(WL = waterlogged fuel rod)

Referenzen:

- 1 = L.S.Masson, Report TR-150, Idaho Nat. Lab., 1970.
- 2 = USAEC Report IDO-19313, Nov. 21, 1962
- 3 = USAEC Report IDO-19311, July 27, 1962
- 4 = USAEC Report AECD-3688, Apr. 14, 1954
- 5 = USAEC Report IDO-16883, June 1964
- 6 = USAEC Report IDO-17028, Dec. 1964
- 7 = USAEC Report IDO-17228, April 1967
- 8 = USAEC Report IDO-ITR-105, April 1969
- 9 = R.S.Semken et al., Reactivity Initiated Test Series, RIA-Scoping Test Fuel Behavior Report, to be published, Idaho Nat. Engrg. Lab. EG&G Idaho Inc., 1980.
- 10 = SAND-79-0740-C (CONF-700429-2), Sandia Lab., 1979.

3. Arbeitspotential nach Hicks & Menzies

=====

3.1 Einleitung

Um die möglichen Folgen einer Dampfexplosion abschätzen zu können, sucht man nach oberen ("konservativen") Abschätzungen für die möglicherweise freisetzbare mechanische Arbeit W . Eine offensichtliche obere Grenze ist durch die anfänglich im System vorhandene thermische Energie U gegeben. Doch dies ist unnötig pessimistisch. Eine vernünftigeren, wenngleich immer noch pessimistische Abschätzung haben zuerst Hicks & Menzies (1965) angegeben.

Die Abschätzung von Hicks & Menzies (1965) für den thermodynamisch möglichen Wirkungsgrad der Umsetzung der anfangs vorhandenen inneren Energie U in mechanische Arbeit W basiert auf der extrem pessimistischen Annahme, daß zwischen dem heißen Material H und der kalten Flüssigkeit K momentan ein vollständiger Temperatúrausgleich stattfindet und sich sodann dies Gemisch isentrop auf einen vorzugebenden Enddruck entspannt und dabei die Arbeit W leistet. Hierbei soll auch während der Entspannung stets thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den beteiligten Komponenten H und K bestehen ("Gleichgewichts-Modell"). Zusätzlich zu diesen Annahmen werden zur Berechnung der Zustands-änderungen einige Vereinfachungen (z.B. konstante Stoffwerte) benutzt.

Die Details der benutzten Formeln sind in der Veröffentlichung von Hicks & Menzies (1965) angedeutet; sie werden im folgenden abgeleitet, wobei auf ähnliche Untersuchungen von Anderson & Armstrong (1973), Corradini (1978), S. 252 ff. und Benz et al. (1976) sowie Witte & Cox (1973) zurückgegriffen wird. Eine neuere Darstellung findet sich bei Corradini & Swenson (1981). Eine Beschreibung der Theorie zusammen mit einem vorbereiteten Satz von Fortran-Unterprogrammen zur Auswertung der Theorie hat McFarlane (1982) veröffentlicht. Anhand dieser Theorie erkennt man einige Einflußgrößen für die zu erwartende mechanische Arbeit.

3.2 Formelzeichen

c	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
h	spezifische Enthalpie
m	Masse-Anteil von K pro Masse-Einheit von H
M	Masse
p	Druck
$p_s(T)$	Sättigungsdruck von K (Dampfdruck)
Δh	Verdampfungswärme
Δh_f	Erstarrungswärme des heißen Materials
R	Gaskonstante
s	spezifische Entropie
T	Temperatur
u	spezifische innere Energie
v	spezifisches Volumen
W	vom System an Umgebung abgegebene mechanische Arbeit
ΔW	Mechanische Arbeit zwischen zwei Zuständen
x	Masseanteil Dampf pro Masseanteil von H
η	= W/U , Wirkungsgrad

Indizes:

0	Anfangszustand
1	Zustand, bei dem alles Fluid verdampft ist ($x = m$)
2	Endzustand
H	heißes Material
K	kalte Flüssigkeit
D	Dampf von K
ref	Bezugsniveau

3.3 Die Zustände im Modell

-1 Anfangszustand

Das Anfangssystem enthält eine Masse M_H des heißen Materials und eine Fluid-Masse $M_K = m M_H$. Die Anfangstemperaturen sind T_H und T_K .

Die anfänglich insgesamt im System gespeicherte thermische Energie ist

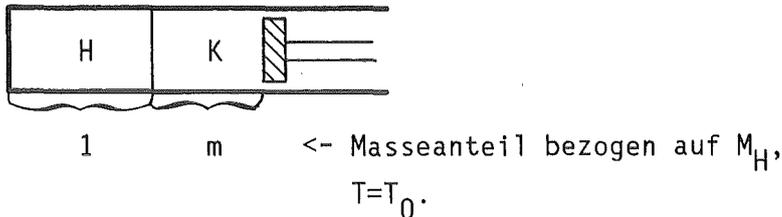
$$U = M_H(c_H T_H + mc_K T_K).$$

Dies ist die Bezugsenergie für die Berechnung des Wirkungsgrades.
(Eigentlich sollten hier statt der absoluten Temperaturen die Temperaturdifferenzen bezüglich der Umgebung verwendet werden. Die Unterschiede sind jedoch in vielen Fällen klein.)

-2 Vermischter Anfangszustand (Zustand '0')

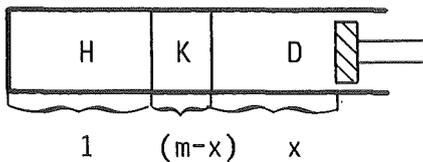
Ohne Volumenänderung soll plötzlich ein Temperatúrausgleich zwischen den Materialien H und K stattfinden. Die zugehörige Mischungstemperatur ist T_0 . Bei konstanten Stoffwerten gilt

$$(1) \quad T_0 = (c_H T_H + mc_K T_K) / (c_H + mc_K)$$

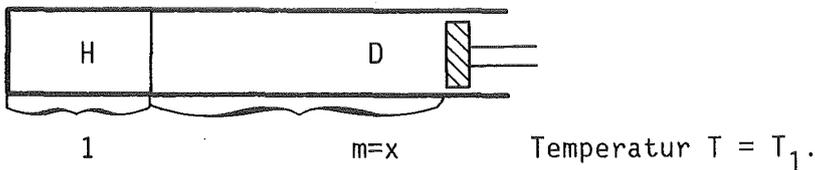


- 3 Isentrope Entspannung im Naßdampfgebiet

Das System entspannt sich adiabatisch. Dabei wird Flüssigkeit K verdampft und es entsteht Dampf D.



- 4 Zustand nach vollständiger Fluid-Verdampfung



- 5 Isentrope Entspannung des Dampfes.

- 6 Endzustand: Erreichen des Enddruckes p_2 , Zustand '2'.

Je nach Stoffwerten und Anfangsbedingungen kann dieser Endzustand bereits während der isentropen Entspannung im Naßdampfgebiet erreicht werden.

3.4 Annahmen zur näherungsweise Berechnung der geleisteten Arbeit

a) Die Stoffwerte c , Δh , R seien konstant.

b) Die spezifischen Volumina v_H und v_K seien konstant und vernachlässigbar gegenüber dem des Dampfes, v_D .

c) Die Steigung der Sattdampfkurve $p_s(T)$ des Dampfes wird mittels der Clausius-Clapeyron-Gleichung (siehe z.B. Bosnjakovic 1967, S. 140) approximiert,

$$(2) \quad dp_s/dT = \Delta h / \{T(v_D - v_K)\} \\ \approx \Delta h / (T v_D),$$

wobei Δh die Verdampfungswärme der kalten Flüssigkeit ist.

d) Der Dampf verhält sich wie ein ideales Gas, d.h.

$$(3) \quad p v_D = R_D T$$

mit R_D = Gaskonstante des Dampfes.

e) Der Dampfdruck folgt näherungsweise der Gleichung

$$(4) \quad p_s = A \exp(-B/T),$$

wobei A und B empirische Konstanten sind.

f) Die Erstarrungswärme des heißen Materials H wird vernachlässigt.

Benz et al. (1976) haben die Erstarrungswärme berücksichtigt, indem sie anstelle von Gl. (1) die Ausgangstemperatur gemäß

$$(1') \quad T_0 = (c_H T_H + mc_K T_K + \Delta h_f) / (c_H + mc_K)$$

berechneten. Für eine wirklich konservative Abschätzung muß man die Erstarrungswärme berücksichtigen. In der Realität wird der Wärmeübergang aus dem erstarrten Material zu langsam sein, um noch wesentlich zur Dampfexplosion beitragen zu können.

3.5 Berechnung der isentropen Zustandsänderung im Naßdampfgebiet

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik besagt für isentrope und adiabate Zustandsänderungen:

$$(5) \quad T \, ds = dh - v \, dp = 0$$

Hierbei ist die spezifische Enthalpie für $0 \leq x \leq m$ gegeben durch

$$(6) \quad h = (c_H + mc_K)(T - T_{\text{ref}}) + x\Delta h + h_{\text{ref}}$$

$$(7) \quad dh = (c_H + mc_K)dT + \Delta h dx$$

Das spezifische Volumen unter den Annahmen b und d ist

$$(8) \quad v = x \, v_D$$

$$(9) \quad v = x \, R_D T / p$$

Aus (8,2) folgt

$$v \, dp = x \, v_D \, dp = x \, v_D \, (dp_s / dT) dT$$

$$(10) \quad v \, dp = x \, \Delta h \, dT / T$$

Einsetzen von (7,10) in (5) liefert

$$(c_H + mc_K)dT + \Delta h dx - \Delta h x \, dT / T = 0$$

oder nach Division durch T und partielle Integration

$$(11) \quad (c_H + mc_K) \, dT / T + \Delta h \, d(x/T) = 0.$$

Diese Adiabatenbeziehung integrieren wir vom Ausgangszustand (wo $x=0$, $T=T_0$) bis zu einem Zustand $0 < x \leq m$:

$$(12) \quad (c_H + mc_K) \ln(T/T_0) + \Delta h \, x/T = 0.$$

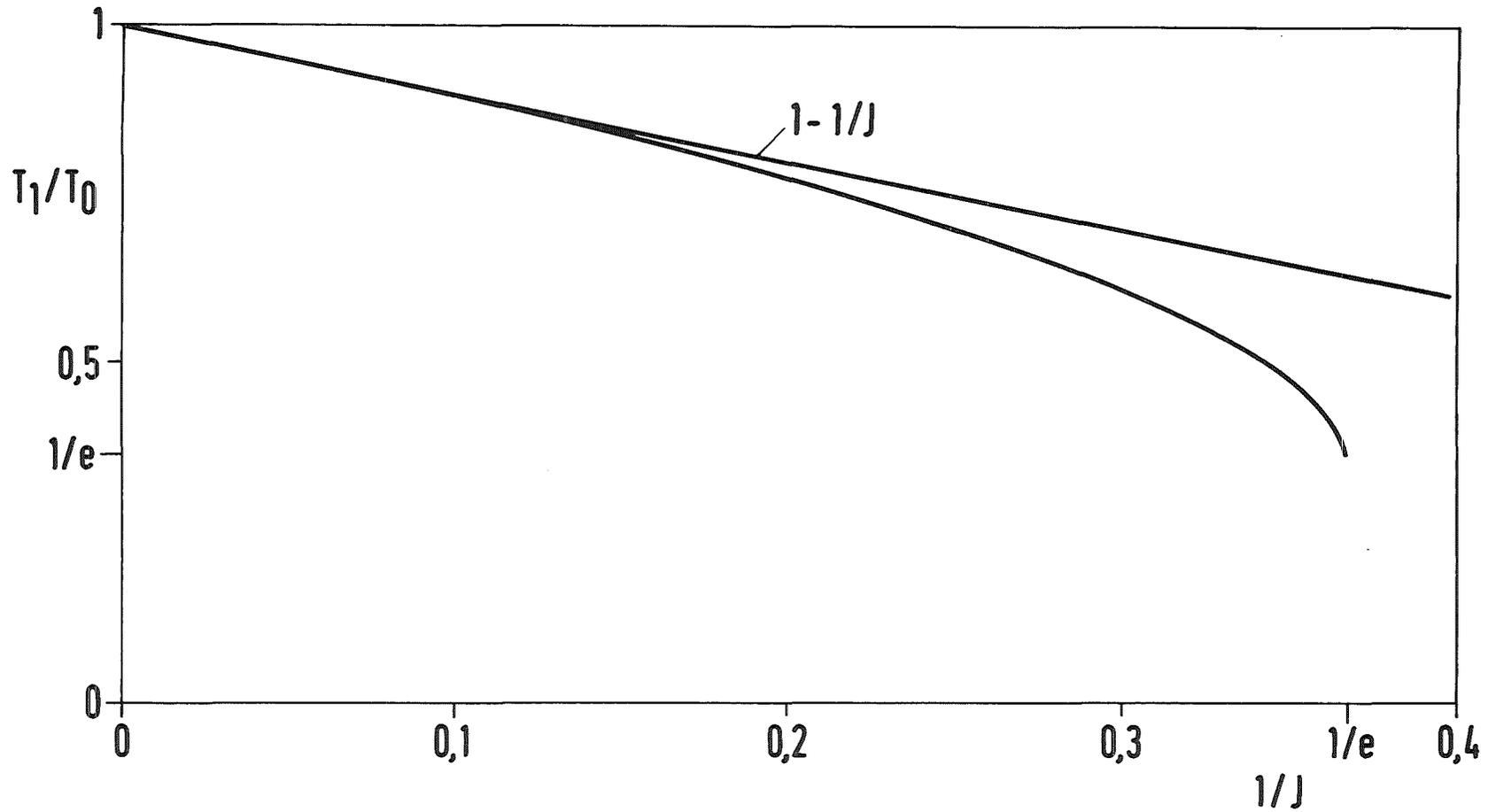


Abb. 3: Temperatur T_1 nach Verdampfung der gesamten Flüssigkeit K
als Funktion von $J \equiv (c_H + mc_k)T_0 / (mL)$.
Für $1/J > 1/e$ ($e=2.718\dots$) reicht die Anfangswärme nicht aus,
um alle Flüssigkeit zu verdampfen.

Aus (12) ergibt sich die Temperatur T_1 für die $x_1 = m$, wenn

$$(13) J \equiv (c_H + mc_K)T_0 / (m\Delta h) > e \approx 2,18\dots$$

d.h., wenn die vorhandene Wärme überhaupt ausreicht, um alle Flüssigkeit zu verdampfen. Andernfalls beträgt die Endtemperatur

$$(14) T_1 = T_0/e$$

und der Dampf-Massenanteil ist

$$(15) x_1 = e\Delta h / \{(c_H + mc_K)T_0\}.$$

In Abb. 3 ist die durch Gl.(12) bestimmte Temperatur T_1 als Funktion von J dargestellt. Der steile Abfall bei $1/J \approx 1/e$ ist eine Konsequenz der Abkühlung durch Entspannung.

Damit die kalte Flüssigkeit vollständig verdampft werden kann, muß nicht nur genug Wärme vorhanden sein (wie durch Gl. (13) gefordert), sondern zusätzlich darf der Enddruck $p_1 \equiv p_s(T_1)$, siehe Gl. (4), nicht den Umgebungsdruck unterschreiten. Wegen der relativ hohen Siedetemperatur, siehe Abb. 4, wird bei Natrium daher eher ein unverdampfter Anteil zurückbleiben als bei Wasser.

Die bei dieser Zustandsänderung vom System geleistete Arbeit ist

$$(14) \Delta W_{01} = - (U_1 - U_0)$$

$$(15) \quad = M_H \{ (h-pv)_0 - (h-pv)_1 \}.$$

Mit (6) und (9) folgt

$$(16) \Delta W_{01} = M_H \{ (c_H + x_1 c_K)(T_0 - T_1) - x_1 \Delta h + x_1 R_D T_1 \}.$$

Bei vollständiger Verdampfung mit $x_1 = m$ und $T_1 = T_0/e$ ist

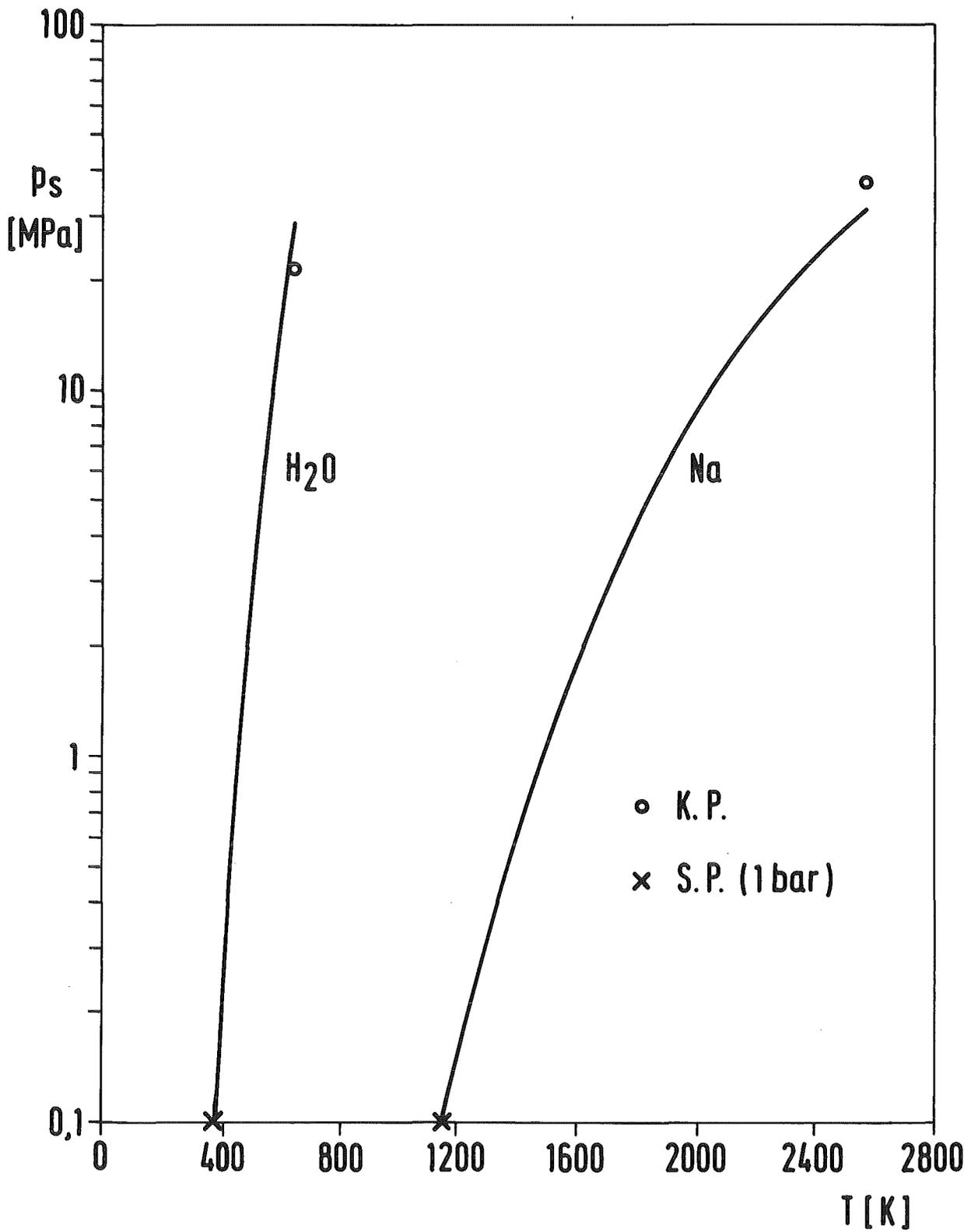


Abb. 4: Sattedampfdruck als Funktion der Temperatur von Wasser und Natrium (K.P. \equiv kritischer Punkt, S.P. \equiv Siedepunkt bei 1 bar).

$$(16') \Delta W_{01} = M_H \{ (c_H + mc_K) T_0 (1 - 1/e) - m\Delta h + mR_D T_0 / e \}$$

Die Summanden kann man wie folgt interpretieren:

- 1): spürbare Wärme
- 2): Verdampfungswärme
- 3): Verdrängungsarbeit

Die Verdampfungswärme verbraucht einen Teil der verfügbaren thermischen Energie.

3.6 Berechnung der isentropen Zustandsänderung im Dampfbereich

Wenn die Ausgangswärmemenge ausreichen sollte, alle Flüssigkeit zu verdampfen und wenn zusätzlich der dabei erreichte Druck p_1 noch größer ist als der Enddruck p_2 , dann kann sich der Dampf noch weiter entspannen und Arbeit leisten. Hier folgt die Entspannung der Adiabaten für ideales Gas

$$(17) m R_D \ln(p_1/p_2) = (m c_D + c_K) \ln(T_1/T_2).$$

Die resultierende mechanische Arbeit ist

$$(18) \Delta W_{12} = (mc_D + c_H)(T_1 - T_2)$$

(c_D und c_H sind die spezifischen Wärmekapazitäten des Dampfes und des heißen Materials, jeweils bei konstantem Druck).

3.7 Parameter

Im folgenden werden die Rechenergebnisse von Anderson & Armstrong (1973) nach obiger Theorie wiedergegeben. Diese Autoren benutzten die in Tabelle 2 angegebenen Parameterwerte. Für UO_2/Na stimmen die benutzten Parameter vollständig mit denen von Hicks & Menzies (1965) überein.

Tabelle 2

H/K	UO ₂ /Na	Al/H ₂ O	Stahl/H ₂ O
T _H / K /	3450	1658	1840
T _K / K /	1150	300	300
c _H /kJ/(kgK)/	0,3	1,08	0,45
c _K /kJ/(kgK)/	1,2	4,2	4,2
c _D /kJ/(kgK)/	0,9	2,7	2,7
Δh /kJ/kg /	4000	2300	2300
R /kJ/kg /	0,33	0,46	0,46
A / MPa /	3300	63000	63000
B / K /	12000	4980	4980

(Die Werte für T_H der 2. und 3. Spalte waren von Anderson & Armstrong so gewählt worden, daß sie dem SL-1-Reaktorunfall bzw. dem Quebec-Gießerei-Unfall etwa entsprechen.) Der durch Gl.(4) und die Parameter A und B näherungsweise definierte Sattedampfdruck ist in Abb. 4 als Funktion der Temperatur aufgetragen. Man erkennt, daß diese Näherungen den Siedepunkt (S.P.) bei 1 bar sehr gut und den kritischen Druck in etwa treffen. Wasser ist leichter flüchtig als Natrium.

3.8 Diskussion

In Abb. 5 sind die so berechneten mechanischen Arbeiten für die drei in Tabelle 2 bezeichneten Systeme dargestellt. Die Ergebnisse gelten für einen Enddruck von 1 bar. Die Arbeit ist bei Dampfexplosionen in Wasser größer als in Natrium, da Wasser leichter flüchtig ist (siehe Abb. 4) und da die Verdampfungswärme Δh kleiner ist.

Für jedes System gibt es ein Massenverhältnis x' bei dem die mechanische Arbeit ihr Maximum annimmt. Die jeweiligen Werte sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Tabelle 3

H/K	UO ₂ /Na	Al/H ₂ O	Stahl/H ₂ O	
x'	0,1	0,25	0,1	
ΔW (x')	/kJ/kg /	310	730	280

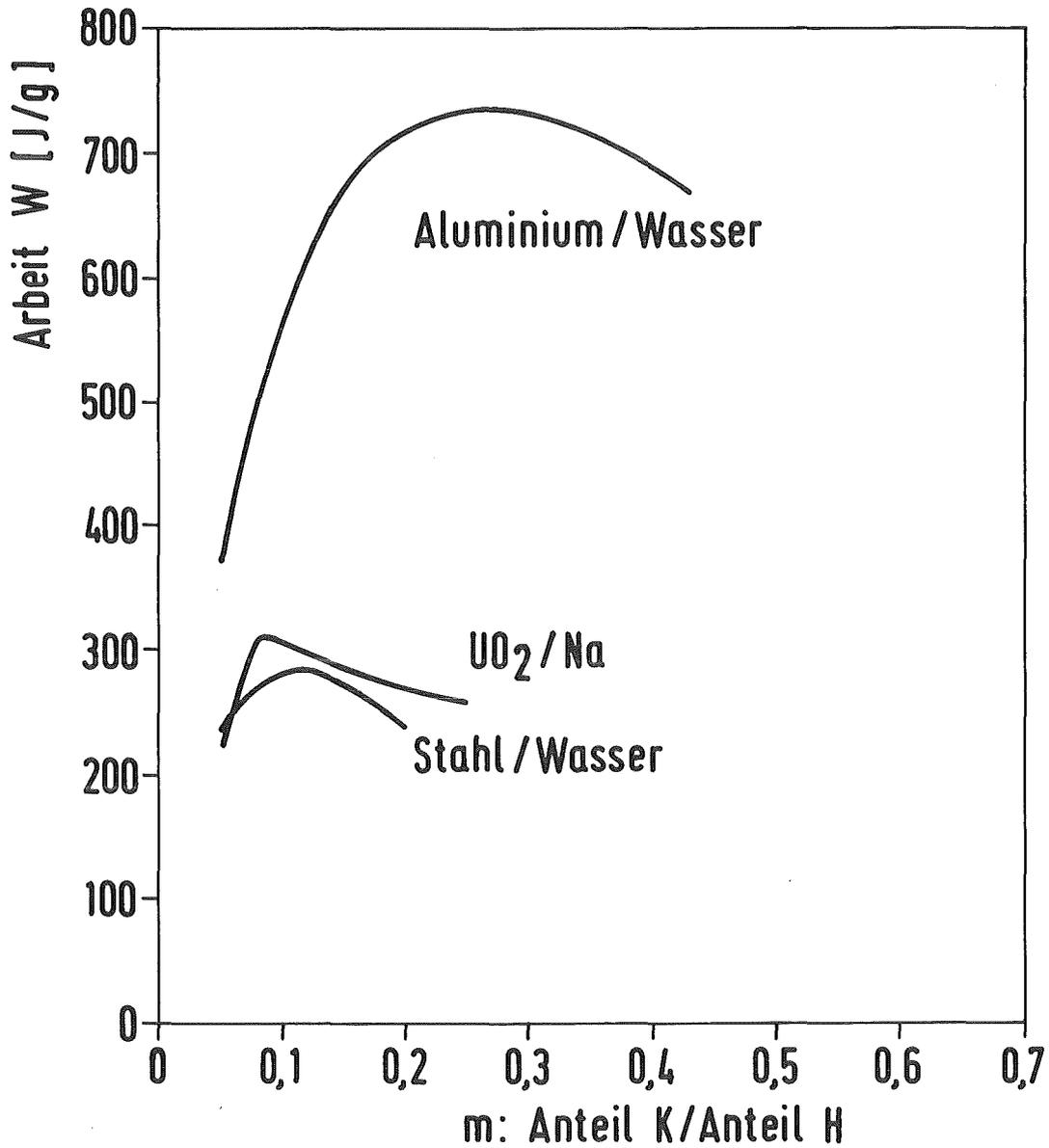


Abb. 5: Mechanische Arbeit W verschiedener H/K-Systeme (Tabelle 2) nach Anderson & Armstrong (1973) als Funktion des Masseanteils der kalten Flüssigkeit K relativ zur heißen Flüssigkeit H :

Die Gründe für dieses Verhalten sind die folgenden:

Bei kleinen Massenverhältnissen x (wenig kalte Flüssigkeit) sind beide Komponenten (H und K) am Ende der Entspannung noch immer heißer als die Umgebung, aber diese innere Energie kann nicht mehr in Arbeit umgesetzt werden. Erst durch weitere Zugabe der kalten Flüssigkeit wächst aufgrund des höheren Dampfdrucks der leichter flüchtigen Komponente K der Anfangsdruck im Zustand 0 und dadurch kann mehr Arbeit geleistet werden. Die Flüssigkeit wirkt dabei also wie ein Treibstoff.

Bei großen Massenverhältnissen nimmt die kalte Flüssigkeit einen großen Anteil der vorhandenen thermischen Energie in Form von Verdampfungswärme auf; dieser Anteil steht dann nicht für die Arbeit zur Verfügung. Die Flüssigkeit "löscht" die Explosion.

Ähnliche Ergebnisse hatten bereits früher Hicks & Menzies (1965) für das System UO_2/Na berichtet, siehe Abb. 6. Hieraus geht auch der Einfluß des Enddrucks der Entspannung hervor.

Diese Art der Analyse ist sicher sehr konservativ. Beispielsweise weisen Anderson & Armstrong (1973) daraufhin, daß obiges Modell impliziert, daß während der (raschen) Entspannung stets thermisches Gleichgewicht zwischen den beiden Komponenten H und K besteht. Tatsächlich wird sich zwischen den beiden Komponenten aber ein isolierender Dampffilm ausbilden, der den Wärmeübergang behindert. Betrachtet man den Extremfall, bei dem während der Entspannung von H keine weitere Wärme an K abgegeben wird, so erhält man etwa um 50% kleinere Werte für die Arbeit. Diese letztere Variante bezeichneten Anderson & Armstrong (1973) als das "adiabate" Modell. Man erhält es aus obigen Formeln, wenn man $c_H = 0$ setzt.

Während der Entspannung reduziert sich das Arbeitspotential auch durch Wärmeabgabe an die Umgebung oder an innere (kalte) Strukturen oder sonstige Materialien.

Anderson & Armstrong haben die bei dem SL-1-Reaktor-Unfall bzw. in dem Quebec-Gießerei-Unfall freigesetzten mechanischen Energien abgeschätzt und mit der obigen Theorie verglichen. Sie finden, daß

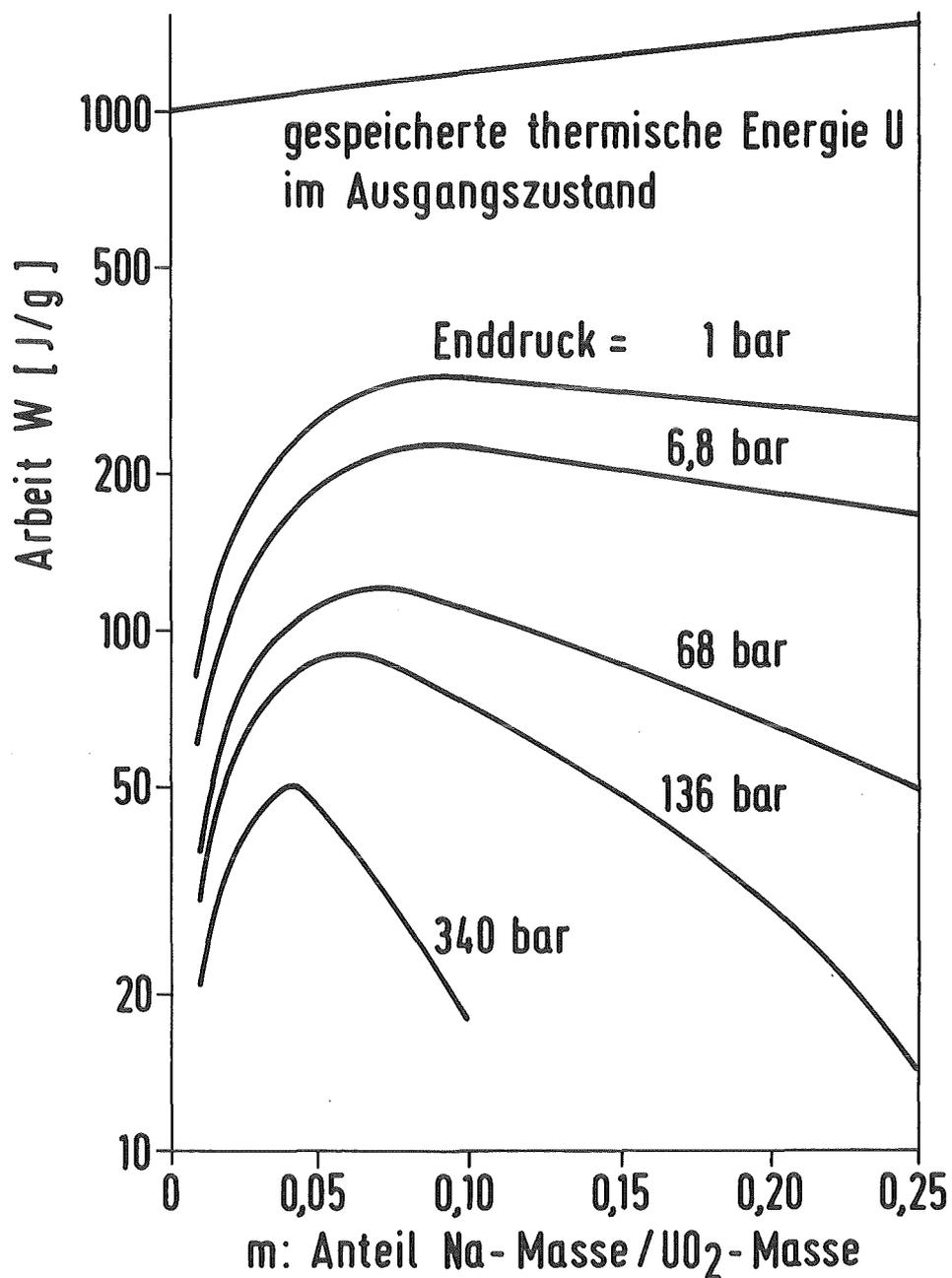


Abb. 6: Mechanische Arbeit W im System UO_2 /Natrium nach Hicks & Menzies (1965) als Funktion des Masseanteils Natrium für verschiedene Enddrücke.

der Anteil der tatsächlich freigesetzten Arbeit etwa 30-40 % der vom Gleichgewichtsmodell und 60-70 % der vom adiabaten Modell vorhergesagten Arbeit beträgt und das für beide Unfälle. Dies sind erstaunlich hohe Wirkungsgrade. Man muß dabei aber berücksichtigen, daß die verwendeten Abschätzungen für die tatsächlich freigesetzte mechanische Arbeit zwangsläufig sehr ungenau sind. (Beispielsweise wird aus dem Umfang eingestürzter Mauerwände auf den Druck und damit auf die Arbeit geschlossen.)

4. Kurze Übersicht über Dampfexplosions-Theorien

=====

4.1 Thermodynamische Abschätzungen

Zu den ersten theoretischen Arbeiten gehörten die Abschätzungen thermodynamischer Art über die maximal freisetzbare mechanische Arbeit in der Art von Hicks & Menzies (1965), wie sie ausführlich bereits in Kap. 3 dargestellt sind.

Eine verwandte Fragestellung ist die von Benz et al. (1976b) untersuchte Frage nach dem zu erwartenden Maximaldruck nach Erreichen eines stationären Zustandes. Dieser Druck ist für die Integrität des Behälters, in dem die Dampfexplosion abläuft, wesentlich.

4.2 Parametrische Modelle

In parametrischen Modellen werden die Prozesse der Fragmentation und des Wärmeaustauschs durch Vorgabe entsprechender Fragmentations- und Austausch-Zeiten beschrieben. Damit kann man den Effekt dieser Größen auf den Druckaufbau untersuchen. Eine zuverlässige Vorhersage der Vorgänge ohne ganz spezifische experimentelle Daten ist damit aber nicht möglich. Eine Übersicht über eine große Zahl derartiger Modelle haben Benz et al. (1976) zusammengestellt. Typische Beispiele sind die von Cho et al. (1971) sowie Caldarola (1972, 1975).

4.3 Fragmentations-Modelle

In einer Reihe von Arbeiten wird versucht, den Fragmentations-Mechanismus aufgrund physikalischer Modellvorstellungen mechanistisch zu beschreiben. Hierauf wird in diesem Bericht noch genauer eingegangen. Eine neuere Übersicht findet sich bei Cronenberg (1980).

4.4 Spontane Keimbildungs-Modelle

Fauske hat 1973 eine Erklärung für Armstrongs (1972) Einspritz-Experimente gegeben, die wie folgt zusammengefaßt werden kann: Nach der Einspritzung von flüssigem Natrium in flüssiges UO_2 kommt es zu direktem Flüssig-Flüssig-Kontakt. Eine Verdampfung findet zunächst nicht statt, da es an Siededeckeln fehlt. Allmählich wird das eingeschlossene Natrium aufgeheizt, bis die spontane Keimbildungstemperatur erreicht ist. Bei Erreichen dieser Temperatur kommt es zu einer plötzlichen Verdampfung des gesamten Natriums mit Ausbildung einer Druck-Stoßwelle. Dieser Vorgang wird in Kap. II.1 ausführlich erläutert.

4.5 Modelle für propagierende Dampfexplosionen

4.5.1 Explosive Krater-Bildung nach Colgate

Colgate & Sigurgeirsson (1973) schlugen ein Modell vor, wonach es an der Grenzfläche zwischen geschichteten flüssigen Komponenten K und H (zum Beispiel Wasser über Lava-Strom) aufgrund einer Störung lokal zu einer kleinen Vermischung kommt, die eine heftige Verdampfung auslöst. Durch den dabei entstehenden Druck werden fluiddynamisch Vermischungen in der Nachbarschaft des zunächst gebildeten "Kraters" ausgelöst, die zu weiterer Verdampfung führen usw.

An Lava hat man derartige Vorgänge bisher nicht nachweisen können. Unterwasserfilmaufnahmen deuten vielmehr auf eine relativ stabile und ruhige Schichtung hin. Allerdings ist der spektakuläre Krakatau-Ausbruch im Jahre 1883 vielleicht auf eine so ausgelöste Dampfexplosion zurückzuführen.

(Bei der Explosion des Krakatau-Vulkans, einer Insel in der Nähe von Java, wurden etwa 10 km^2 Land versprengt. Die resultierende Meeres-Welle, welche den ganzen Indischen und Pazifischen Ozean durchzog, erreichte Südamerika. Niederschläge des aufgewirbelten Staubs wurden u.a. in Europa beobachtet. Quelle: Meyers Konversations-Lexikon, von 1886, Leipzig.)

Neuere Experimente von Kottowski et al. in Ispra (unveröffentlicht, 1981) zeigen, daß derartige propagative Dampfexplosion sehr wohl möglich sind. In diesen Experimenten wird ein Bad mit flüssigem Quecksilber oder mit flüssigem Woods-Metall (12,5% Sn + 25% Pb + 50% Bi + 12,5% Cd, Solidus/Liquidus-Temperatur $70 \div 72^\circ\text{C}$, siehe Smithells 1976) auf 1200°C erhitzt und dann mit Wasser von ca. 20°C überschichtet. Durch einen Trigger (z.B. Eintauchen eines Thermoelements) wird lokal der sich ausbildende Dampffilm zum Zusammenbruch gebracht. Diese lokale Störung resultiert in einer sich entlang des Films ausbreitenden Dampfexplosion.

4.5.2 Blasen kollaps- und Strahlfragmentation nach Buchanan

Buchanan & Dullforce (1973) haben ein Detonationsmodell vorgeschlagen, bei dem die Fragmentation durch eine kollabierende Blase in der Nähe einer H-K-Grenzfläche ausgelöst wird und daß zu einer Art Kettenreaktion führen kann. Dieses Modell, dessen Details in Buchanan (1973, 1974a, 1974b) ausgeführt sind, geht davon aus, daß die Wechselwirkung in fünf Stufen eingeteilt werden kann:

- 1) Durch einen Auslösemechanismus (z.B. dem Beginn des Übergangssiedens) kommen H und K in Flüssig-Flüssig-Kontakt. In K bildet sich eine Dampfblase.
- 2) Die Dampfblase wächst und kollabiert wieder. Der Zusammenbruch der Blase ist unsymmetrisch; es bildet sich ein Strahl der Flüssigkeit K, der sich mit hoher Geschwindigkeit auf die Grenzfläche zwischen H und K zubewegt.
- 3) Der K-Strahl dringt in H ein und wird dort aufgebrochen. Dadurch steigt die Kontaktfläche H-K exponentiell an.
- 4) Entsprechend der vergrößerten Kontaktfläche nimmt auch der Wärmestrom von H nach K zu.

- 5) Ist der in H eingedrungene K-Strahl genügend aufgeheizt, setzt Verdampfung ein; es bilden sich unter hohem Druck viele neue Dampfblasen kleineren Durchmessers, die sich ausdehnen und die Komponente H in Richtung auf K beschleunigen. Von da an wiederholt sich der Vorgang erneut bei Stufe 2.

Das Modell scheint gut geeignet, Dampfexplosionen in geschichteten H-K-Systemen zu erklären. Es sagt voraus, daß oberhalb eines gewissen Drucks, die Eskalation gedämpft wird.

Auf einige physikalische Details des Modells wird in Kap. IV-2 eingegangen. Eine vollständige Beschreibung wird in diesem Bericht nicht gegeben.

Verwandte Modelle haben Caldarola & Kastenbergl (1974), Benz, Fröhlich & Unger (1977), Benz et al. (1978) und Vaughn (1979) vorgeschlagen und teilweise sehr detailliert ausgearbeitet. Eine abschließende Wertung dieser Modelle ist bis heute nicht möglich.

4.5.3 Detonations-Konzept nach Board & Hall

Das Konzept von Board, Hall & Hall (1975) erklärt heftige kohärente Dampfexplosionen durch Analogie zu chemischen Detonationen: Ein zündfähiges Gemisch (hier: Schmelze H und Kühlmittel K in grober Verteilung) wird durch eine Stoßwelle zur Reaktion gebracht. Die Reaktion besteht im Falle der Dampfexplosion aus einer Zerteilung der Schmelztropfen in feine Fragmente; hierdurch wird die gemeinsame Oberfläche zwischen Schmelze und Kühlmittel so stark vergrößert, daß der Temperatenausgleich zwischen den Fragmenten und dem Kühlmittel in extrem kurzen Zeiten (10^{-5} s) erfolgt. Die durch die schnelle Aufheizung des Kühlmittels bedingte Expansion bzw. Druckerhöhung speist ihrerseits wieder die Stoßwelle, so daß diese ohne abzuklingen durch das ganze Gemisch läuft. (Diese Kurzbeschreibung stammt von Goldammer 1980). Auf dieses sehr wichtige Konzept wird in Kap. II.2 eingegangen.

4.6 Bedingungen für eine Dampfexplosion

Von großer Bedeutung für die Praxis wäre ein Verständnis für die notwendigen und hinreichenden Bedingungen, bei denen eine H-K-Wechselwirkung zu einer Dampfexplosion führt. Hierüber gibt es noch keinen abschließenden Konsensus. Der Stand des Wissens wird etwa durch Abb. 7 charakterisiert (nach Cronenberg 1980). Danach muß zunächst einmal eine thermische Energie vorhanden sein, wobei die Temperatur des heißen Mediums (H) oberhalb der Siedetemperatur des kalten (K) liegen muß, damit überhaupt Verdampfung auftreten kann. Die meisten Konzepte gehen weiter davon aus, daß eine grobe Verteilung (coarse mixture) entsteht, wobei die beiden Komponenten durch einen Dampffilm voneinander getrennt sind. Dies wird zumindest als Voraussetzung für das Entstehen einer großen (large-scale) Wechselwirkung angesehen. Wenn weiter dieser Dampffilm durch Druckstörungen oder thermische Effekte zum Zusammenbruch gebracht wird, dann kann es zum Flüssig-Flüssig-Kontakt kommen. Dieser wieder ist Voraussetzung für einen großen Wärmeübergang. Durch verschiedene Mechanismen (spontane Keimbildung oder Fein-Fragmentation infolge anderer Ursachen) kommt es dann zu einer starken Dampfentwicklung. Damit größere Drücke entstehen können, muß weiter das Reaktionsgemisch in seiner Ausdehnung behindert sein (confinement). Dann kann es zu einer Rückwirkung und damit zu einer Eskalation der Dampfexplosion kommen. Die anschließende Expansion führt schließlich zu mechanischer Arbeit und eventuellen Schäden.

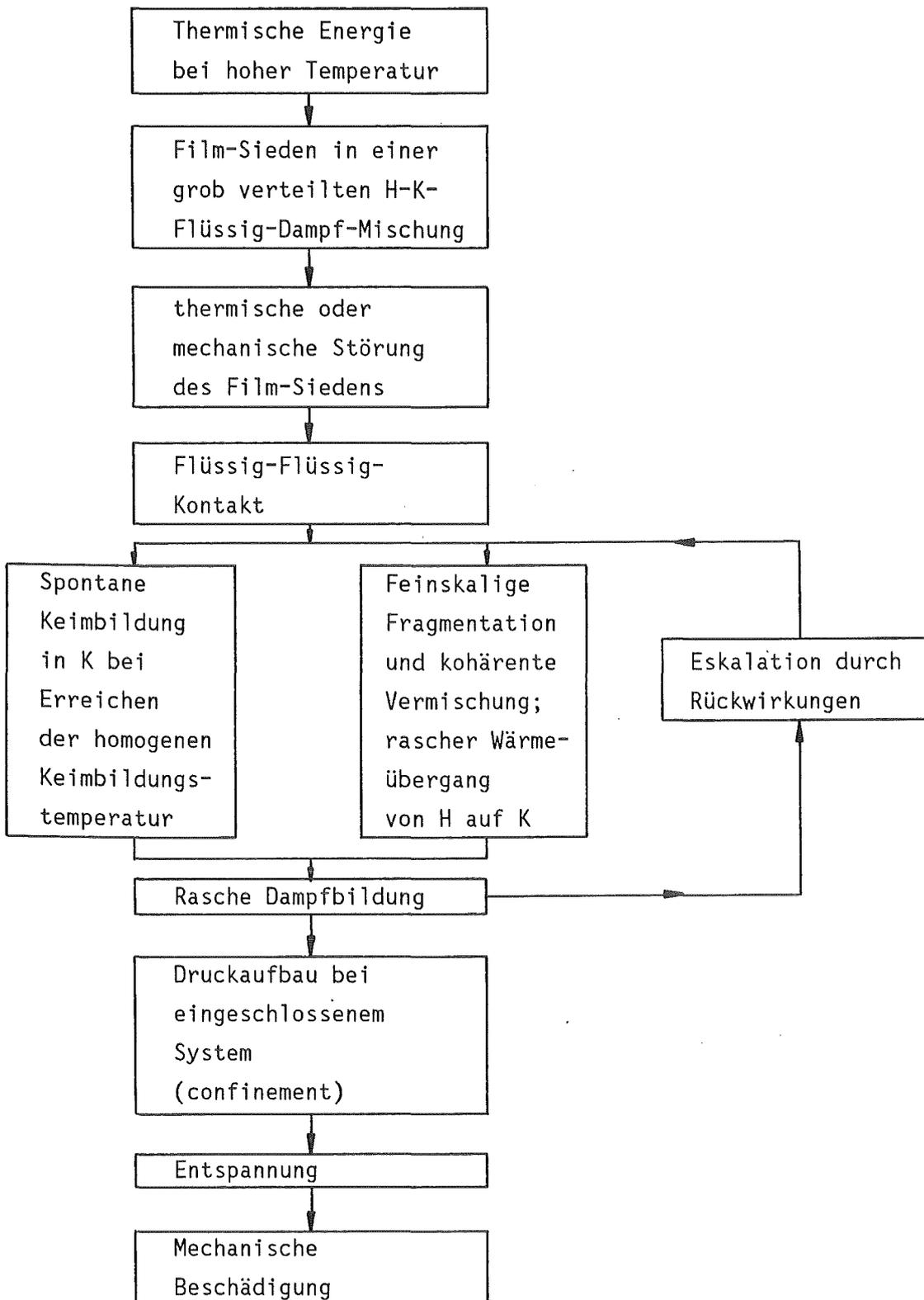


Abb. 7 Ereignisfolgen, die zu einer großen Dampfexplosion mit großem Schadenspotential führen, nach Cronenberg (1980).

5. Stoffwerte

=====

Für das Auftreten und den Ablauf einer Dampfexplosion sind vielerlei Stoffwerte maßgebend. Man benötigt insbesondere Stoffwerte über schmelzflüssige Metalle. Diese sind wegen der oft sehr hohen Schmelztemperaturen schwer zu messen. Die vorliegenden Daten sind daher nicht selten mit großen Unsicherheiten belastet. Beispielsweise gibt es Meßergebnisse für die Wärmeleitfähigkeit von UO_2 , die sich um den Faktor fünf unterscheiden.

Im Anhang wurde eine Tabelle typischer Stoffwerte zusammengestellt. Man beachte die jeweils dazu angegebenen Quellen. Es handelt sich dabei nicht in allen Fällen um die Primärliteratur. Die Daten gelten zudem nur für einen spezifischen Zustand (zumeist Schmelzzustand bei 1 bar). Sie sind mit den entsprechenden Vorbehalten zu verwenden.

Im Verlauf eines Kernschmelzunfalls bilden sich aus den einzelnen Stoffkomponenten Gemische. Diese Gemische bezeichnet man als CORIUM (Holleck et al. 1977, Nazare et al. 1975). Die chemische Zusammensetzung von CORIUM A ergibt sich aus der Annahme, daß lediglich die Brennelemente, die Abstandshalter sowie die Trägerplatte zusammenschmelzen. Beim CORIUM E dagegen wird angenommen, daß weitere Kerneinbauten aus Stahl im Reaktordruckbehälter hinzukommen. CORIUM X1 entsteht beim Aufheizen von CORIUM A unter nichtoxydierenden Bedingungen (Inertgas) und bildet oberhalb 2675 K eine heterogene Schmelze. CORIUM X2 entsteht beim Aufheizen von CORIUM E unter nichtoxydierender Atmosphäre. CORIUM X3 entsteht beim Aufheizen von CORIUM E in teilweise oxydierender Atmosphäre. In der Stoffwertetabelle im Anhang sind Stoffwerte für die verschiedenen CORIUM-Sorten, teilweise getrennt nach metallischer (-M) und oxidischer (-O) Phase angegeben.

II. DAMPFEXPLOSIONS-MODELLKONZEPTE

1. Spontane Keimbildung

=====

1.1 Übersicht

Das Modell der spontanen Keimbildung wurde von Fauske (1972, 1973, 1974) und anderen (siehe Anderson & Armstrong, 1977) vorgeschlagen. Zur Erläuterung siehe Abb. 1. Schematisch ist hier der Temperaturverlauf aufgezeichnet, der sich einstellt, wenn heiße Schmelze mit Kühlmittel in Kontakt kommt. Weiterhin ist in Abb. 1 die Dampfblasenkeimbildungsrate in Abhängigkeit der absoluten Temperatur aufgetragen. Wie zu erkennen ist, steigt mit zunehmender Temperatur die Keimbildungsrate zunächst nur schwach, bei Annäherung an die spontane Keimbildungstemperatur T_{SN} (SN = Spontane Nukleation) jedoch sehr stark an. Auf diesen Grundlagen wurde das Kriterium abgeleitet, daß eine Dampfexplosion nur dann stattfinden kann, wenn die Kontakttemperatur T_I (I = Interface) zwischen Schmelze und Kühlmittel oberhalb der spontanen Keimbildungstemperatur T_{SN} liegt. (Häufig wird T_{SN} gleich der homogenen spontanen Keimbildungstemperatur T_{HN} gesetzt, die für reine Flüssigkeiten gilt. für eine gut benetzende Kontaktfläche ist T_{SN} nur unwesentlich niedriger als T_{HN} .)

Weiter besteht ein enger Zusammenhang zwischen der homogenen Keimbildungstemperatur und der minimalen Temperatur bei der stabiles Filmsieden an einer heißen Wand auftritt. Stabiles Filmsieden wird häufig als Voraussetzung für die Ausbildung einer groben Vermischung genannt (Fauske 1974).

Um diese Kriterien verstehen zu können, müssen wir uns also zunächst mit der Grenzflächentemperatur T_I , dem Konzept der spontanen Keimbildung und dem Wärmeübergang beim Sieden befassen.

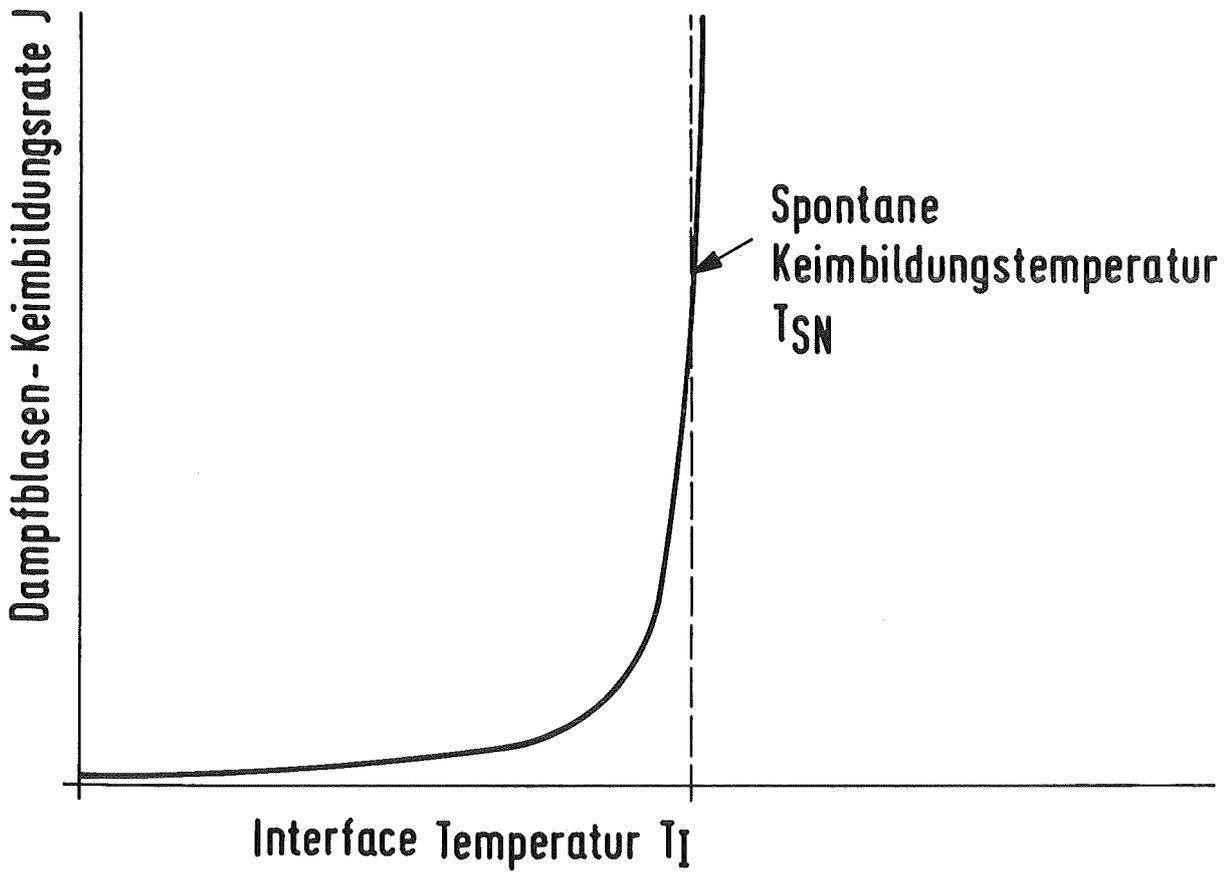
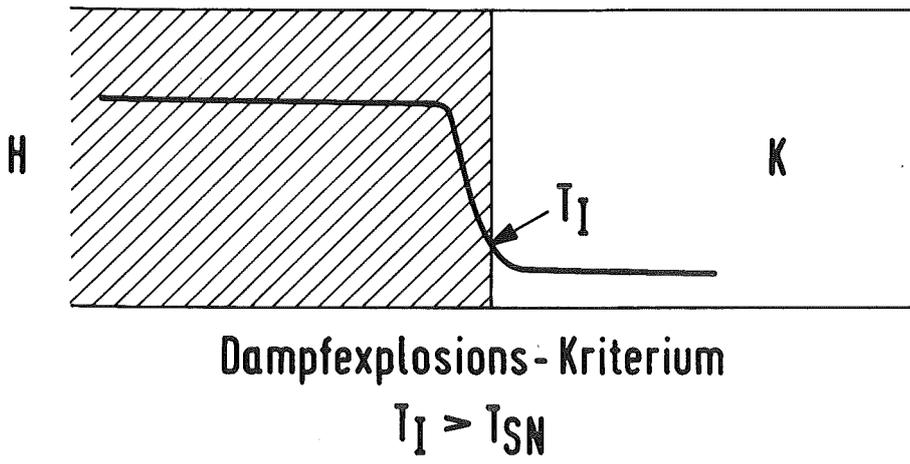


Abb. 1: Illustration des Modells der spontanen Keimbildung.

1.2 Grenzflächentemperatur

Zwei dicke ebene Platten mit unterschiedlichen Anfangstemperaturen T_H und T_K (H für heiß, K für kalt) werden flächig zum Zeitpunkt null in Kontakt gebracht. Die beiden Platten haben die Materialeigenschaften

- ρ_H bzw. ρ_K Dichte,
- λ_H bzw. λ_K Wärmeleitfähigkeit,
- c_H bzw. c_K spezifische Wärmekapazität für konstanten Druck.

Wie groß ist die Grenzflächentemperatur unmittelbar nach Kontakt?

Im folgenden geben wir eine einfache Ableitung unter Verwendung des Modells gemäß Abb. 2. Hierbei nehmen wir an, daß die Temperaturverteilung stückweise durch lineare Funktionen approximiert werden darf. Die Ergebnisse gelten jedoch allgemein. Die in Abb. 2 gekennzeichneten Strecken L_H und L_K sind die jeweiligen Eindringtiefen.

An der Grenzfläche strömt beidseitig der gleiche Wärmestrom:

$$\{\lambda \partial T / \partial x\}_H = \{\lambda \partial T / \partial x\}_K \quad \rightarrow$$

$$(1) \quad \lambda_H (T_I - T_H) / L_H = \lambda_K (T_K - T_I) / L_K$$

Die bis zu diesem Zeitpunkt vom heißen Material abgegebene Wärmemenge ist gleich der vom kalten Material aufgenommenen Wärmemenge:

$$\int_H \rho c (T - T_H) dx = - \int_K \rho c (T - T_K) dx \quad \rightarrow$$

$$(2) \quad \frac{1}{2} \{L \rho c\}_H (T_H - T_I) = \frac{1}{2} \{L \rho c\}_K (T_I - T_K)$$

Aus (1) und (2) kann L_H / L_K eliminiert werden mit dem Ergebnis:

$$(3) \quad \frac{T_H - T_I}{T_I - T_K} = \frac{\{(\rho c \lambda)_K\}^{\frac{1}{2}}}{\{(\rho c \lambda)_H\}^{\frac{1}{2}}} = (\beta_K / \beta_H)^{\frac{1}{2}}$$

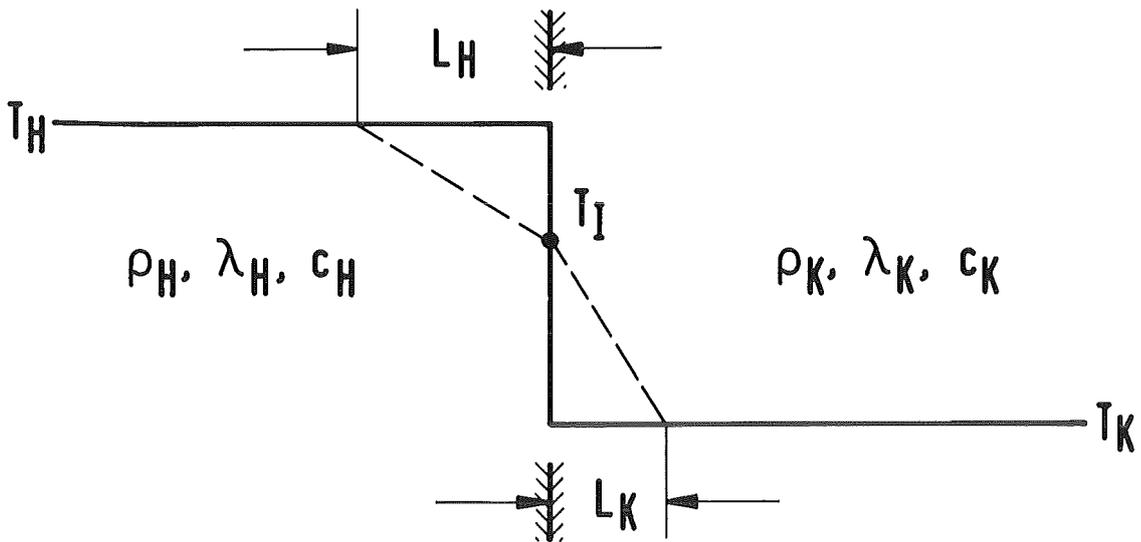


Abb. 2: Approximation des Temperaturfeldes beim Kontakt zweier ebener Platten.

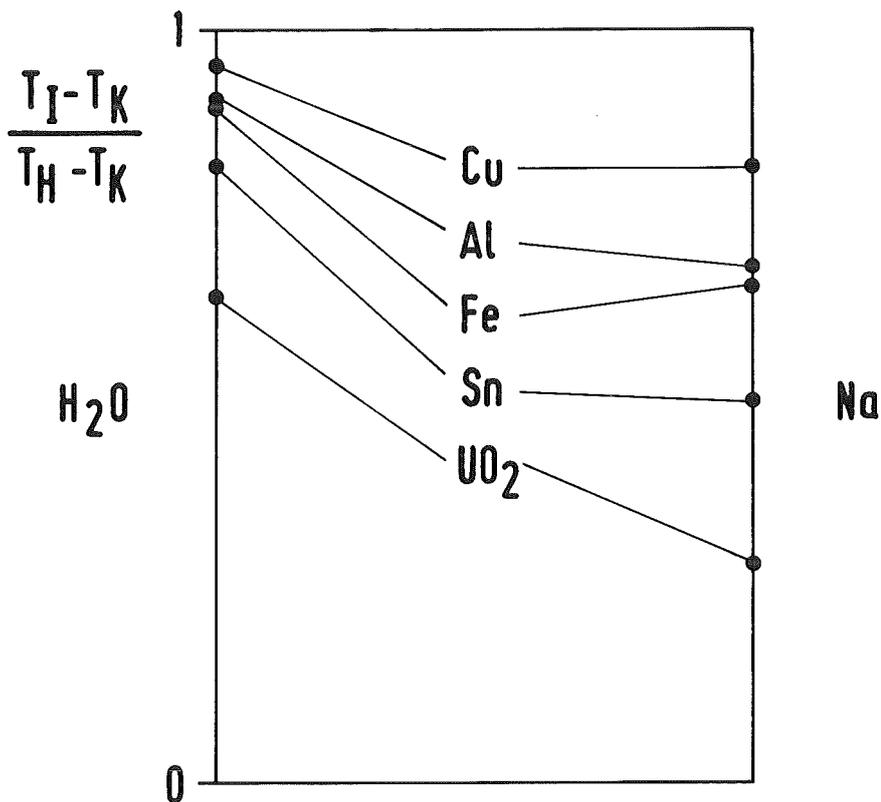


Abb. 3: Kontakttemperatur T_I zwischen verschiedenen Schmelzen mit Temperatur T_H und Wasser (links) bzw. Natrium (rechts) mit Temperatur T_K .

Die Materialgröße

$$(4) \quad \beta = \rho c \lambda$$

nennt man die thermische Aktivität (Luikov 1968, Ch.10.1). Die Größe $\beta^{\frac{1}{2}}$ wird Effusivität (Fiedler et al. 1980, S. 91) oder Wärme-eindringkoeffizient (VDI-Wärmeatlas 1977, Kap. Ed11) genannt. Den Einfluß dieser Größe spürt man übrigens, wenn man mit der Hand verschiedene Materialien bei Raumtemperatur wie Metall einerseits und Holz andererseits berührt.

Gl. (3) wurde für einige typische flüssige Metalle und flüssiges Wasser bzw. Natrium (alle Stoffwerte wie im Anhang) ausgewertet und in Abb. 3 dargestellt.

Als Nebenergebnis erhalten wir für das Verhältnis der Eindringtiefen:

$$(5) \quad L_H/L_K = (a_H/a_K)^{\frac{1}{2}}$$

Hierbei ist $a = \lambda/(\rho c)$ die Temperaturleitfähigkeit.

Diese Ergebnisse gelten auch zu späteren Zeiten, wenn nur die Platten sehr viel dicker als die Eindringtiefen sind. Dies liegt daran, daß die Temperaturprofile auf beiden Seiten der Grenzfläche einander ähnlich sind, d.h. nur von der Differenz zwischen Anfangs- und Grenzflächentemperatur sowie der dimensionslosen Koordinate $Fo=at/x^2$ (der sogenannten Fourier-Zahl) abhängen, siehe Gröber, Erk & Grigull (1963), S.74, sowie die in Abb. 4 angegebene exakte Lösung nach Luikov (1968), Ch. 10.1.

Diese Ergebnisse gelten allerdings nur für die ebene Kontaktfläche. Für das Problem einer Kugel vom Radius R, die zum Anfangszeitpunkt in ein unendliches Medium getaucht wird und die allein durch Wärmeleitung Wärme austauscht, gibt es zwar Näherungslösungen (Luikov 1968, Ch. 10.7) aber anscheinend weder vollständige Lösungen noch Ergebnisse in Diagrammform.

$$\theta_H \equiv \frac{T(x,t) - T_K}{T_H - T_K} = \frac{k}{1+k} \left(1 + \frac{1}{k} \operatorname{erf} \frac{x}{2(\alpha_H t)^{1/2}} \right)$$

im "heißen" Medium bei $x > 0$

$$\theta_K \equiv \frac{T(x,t) - T_K}{T_H - T_K} = \frac{k}{1+k} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{|x|}{2(\alpha_K t)^{1/2}} \right)$$

im "kalten" Medium bei $x < 0$

$$k \equiv \left(\beta_H / \beta_K \right)^{1/2}$$

$$\operatorname{erf}(x) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-u^2) du$$

$$\theta(0,t) = k/(1+k) \rightarrow T_I \equiv T(0,t) = \text{const}$$

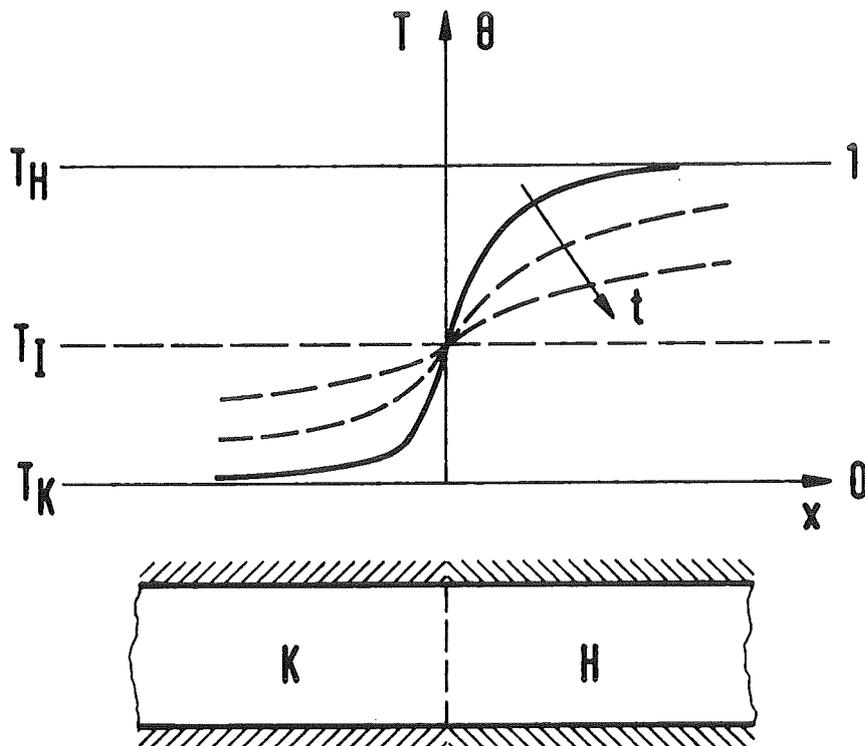


Abb. 4: Temperaturfeld in der Nähe einer ebenen Kontaktfläche.

Dagegen ist der Fall einer Kugel in einem ideal leitenden Medium oft untersucht worden (Carslaw & Jaeger 1959, Ch. 9.3, Gröber, Erk & Griggull 1963, Abb. 31). In diesem Fall ist die Kontaktflächentemperatur T_I konstant, siehe Abb. 5. Typische Ergebnisse sind:

- 1% Temperaturänderung in Kugelmitte nach der Zeit $0.04 R^2/a$
- 50% Temperaturänderung in Kugelmitte nach der Zeit $0.14 R^2/a$

D.h. in einer Zeit der Größenordnung R^2/a findet ein Temperaturausgleich statt. Bei nicht ideal wärmeleitendem Medium ändert sich die Kontaktflächentemperatur entsprechend mit dieser Zeitkonstanten.

Beispielsweise ergibt sich eine 50% -ige Temperaturänderung für Kugeln vom Radius $R = 1 \text{ mm}$

nach 1,5 ms bei Cu

4 ms bei Al

110 ms bei UO_2 .

1.3 Homogene Keimbildung

1.3.1 Thermodynamische Grenze der Überhitzung

Wenn eine Flüssigkeit über die Sättigungstemperatur T_s hinaus erhitzt wird, kann sie verdampfen; sie kann aber auch weiter im flüssigen Zustand verbleiben. Diesen Zustand nennt man metastabil. Erst bei Überschreiten einer Grenztemperatur T_V ist der Zustand instabil und die Verdampfung setzt ein. Im folgenden wird eine thermodynamische Grenze für T_V angegeben. Die Ableitung folgt der in Stralen & Cole (1979) Kap. 3.

Wir betrachten hierzu ein p-v-Diagramm gemäß Abb. 6. Wie gekennzeichnet haben wir die Bereiche stabiler (unterkühlter) Flüssigkeit, stabilen (überhitzten) Dampfes sowie oberhalb der Isothermen durch den kritischen Punkt K.P. den fluiden Zustand. Der Bereich unterhalb der Zweiphasen-Kurve (bestehend aus Siede- und Taukurve) umfaßt den Bereich stabiler Gemische aus gesättigter Flüssigkeit und gesättigtem Dampf.

Zustände sind genau dann mechanisch stabil, wenn die Steigung der Isothermen negativ ist, also

$$(\partial p / \partial v)_T < 0 \rightarrow \text{stabil.}$$

(Anmerkung: Man kann zeigen, daß $(\partial p / \partial v)_s = \kappa (\partial p / \partial v)_T$;

hierbei ist $\kappa = c_p / c_v > 0$ der Isentropenkoeffizient; d.h., man kommt zu den selben Stabilitätsaussagen, wenn man statt der Isothermen die Isentropen betrachtet.)

Der fluide Zustand ist also stets stabil. Unterhalb des K.P. werden Isothermen normalerweise nur für die stabilen Zustände gezeichnet (schon weil diese experimentell einfacher zu bestimmen sind). Man weiß jedoch, daß auch unterhalb der Zweiphasen-Kurve einphasige Zustände auftreten können. Für diese Zustände setzt sich die äußere Isotherme in das "Zweiphasengebiet" als stetige Kurve fort. Hier liegt das Fluid zwar nicht in seinem stabilsten Zustand vor. Es ist jedoch stabil gegen kleine Störungen, zumindest dort, wo die Isothermen negative Steigungen haben.

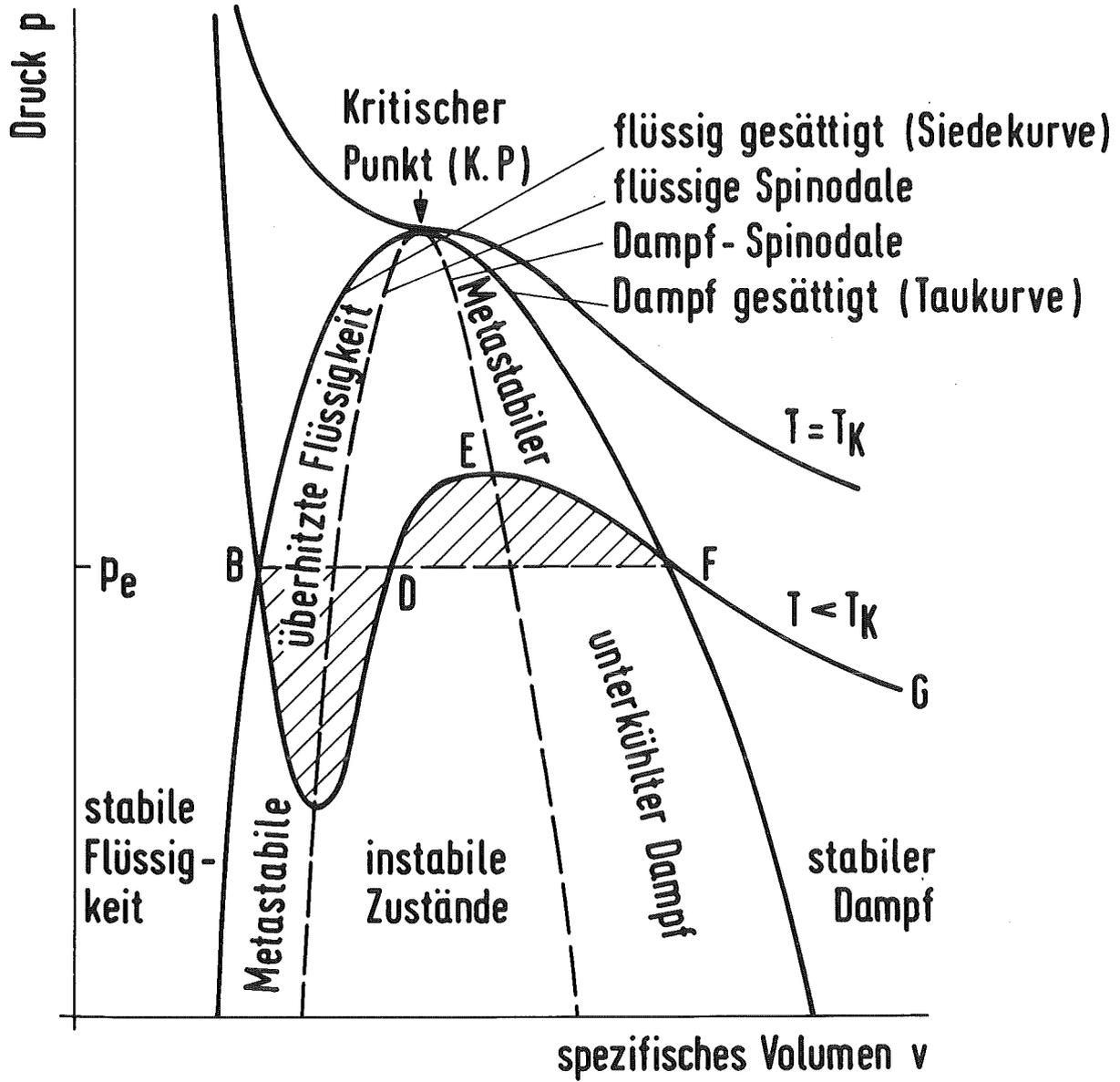


Abb. 6: Schematisches Druck-Volumen Diagramm (Nach Stralen & Cole, 1979).

Die gestrichelte Kurve innerhalb des Zweiphasengebietes, die sogenannte "Spinodale", verbindet die Orte der Maxima und Minima aller Isothermen. Innerhalb der Spinodalen ist die Isothermensteigung positiv und daher können metastabile Zustände hier nicht bestehen bleiben. Die Spinodale beschreibt also die Grenzen überhitzter Flüssigkeit bzw. unterkühlten Dampfes. Diese Grenzen sind berechenbar, wenn man den Verlauf der Isothermen kennt.

Empirische Ansätze für die Zustandsgleichung sind z.B. die nach van der Waals oder Berthelot:

$$(1) \quad (p + a/(T^n v^2))(v-b) = RT$$

(p = Druck, T = Temperatur, v = spez. Volumen, R = Gaskonstante, a und b = empirische Konstanten). Der Wert von n ist
 n = 0 nach van der Waals,
 n = 1 nach Berthelot.

Aus den Bedingungen

$$(\partial p / \partial v)_T = 0 \text{ und } (\partial^2 p / \partial v^2)_T = 0$$

am K.P. (Index k) folgt:

$$(2) \quad (\pi + 3/(\theta^n \phi^2))(\phi - 1/3) = (8/3)\theta$$

wobei

$$\pi = p/p_k,$$

$$\theta = T/T_k,$$

$$\phi = v/v_k.$$

(Für Wasser ist laut VDI-Wasserdampf-tafel von 1963

$$p_k = 22,129 \text{ MPa}, \quad T_k = 647,3 \text{ K}, \quad \rho_k = 315 \text{ kg/m}^3,$$

für Natrium ist nach Bhise & Bonilla (1976) bzw. Vargaftik (1975)

$$p_k \approx 25,64 \text{ MPa}, \quad T_k = 2503,3 \text{ K}, \quad \rho_k = 180 \text{ kg/m}^3.)$$

Auf der Spinodalen ist $(\partial \pi / \partial \phi)_\theta = 0$. Daraus folgt

$$(3) \quad \theta_V^{n+1} = (3\phi - 1)^2 / (4\phi^3).$$

Für beliebiges ϕ folgt θ_V aus (3) und π_V aus (2).

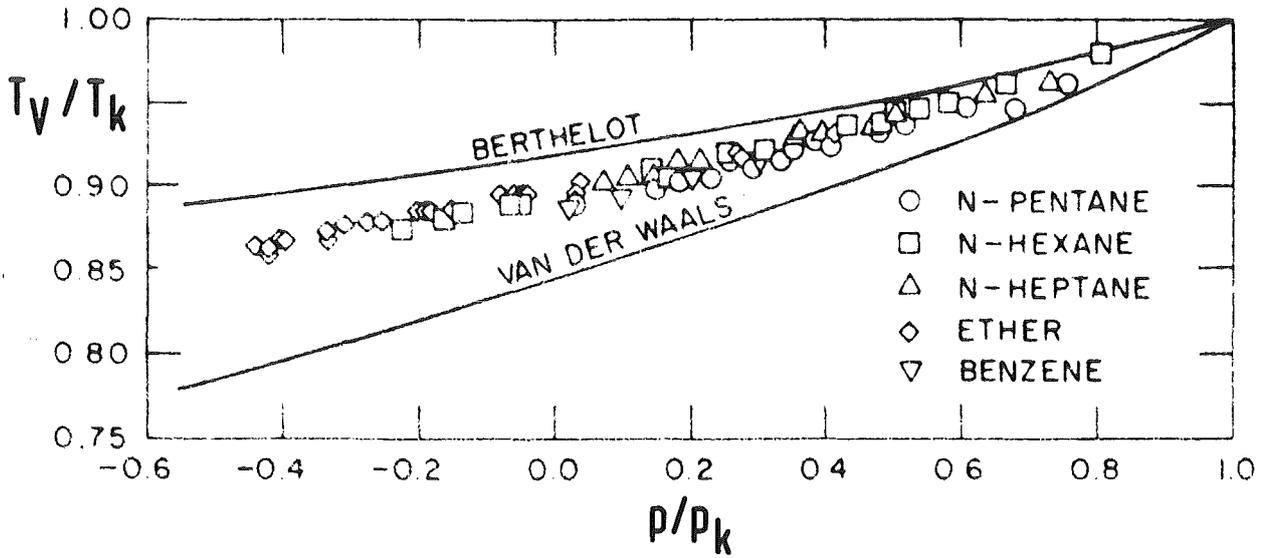


Abb. 7: Vergleich theoretischer Vorhersagen für die Überhitzungs-Grenztemperatur T_V ($\equiv T_1$) relativ zur kritischen Temperatur T_k ($\equiv T_c$) im Vergleich zu Experimenten. (Abb. aus Stralen & Cole 1979, Daten von Eberhart & Schnyders, J.Phys.Chem. 77 (1973) 2730, Copyright by the American Chemical Society.)

In Abb. 7 sind experimentelle Werte für die Überhitzung mit dieser Theorie verglichen. Es handelt sich durchweg um organische Flüssigkeiten. Die Experimente stimmen für $n = \frac{1}{2}$ gut mit der Theorie überein. Gl.(1) mit $n = \frac{1}{2}$ nennt man die modifizierte Berthelot-Gleichung. Eine Vielzahl weiterer Experimente haben Blander & Katz (1975), zusammengestellt.

Wie Abb. 8 zeigt, kann eine Flüssigkeit auch negative Drücke (Zugspannungen) ertragen. Für $\pi = 0$ liefert obige Theorie

$$(4) \quad \theta_V (\pi=0) = (27/32)^{1/(n+1)}.$$

Diese Formel wird nicht selten generell zur Bestimmung der maximalen Überhitzung benutzt.

1.3.2 Kinetische Grenze der Überhitzung, Homogene Keimbildung

Obige thermodynamische Betrachtungen liefern Grenzen, jenseits der metastabile Zustände instabil wären und nicht bestehen könnten. Die verwendete Zustandsgleichung wurde so angelegt, als ob die Flüssigkeit oder das Gas ein Kontinuum wären und nicht aus Molekülen beständen. Tatsächlich werden jedoch molekulare Fluktuationen die Flüssigkeit destabilisieren, bevor das Gebiet innerhalb der Spinodalen erreicht wird.

Dieser Umschlag erfolgt bei überhitzten Flüssigkeiten (nur von diesen wird im folgenden gesprochen), wenn sich ein kritischer Siedekeim gebildet hat. Was ein kritischer Siedekeim ist und wie er entstehen kann, wird im folgenden erklärt. Wir betrachten dabei zunächst nur den Fall einer reinen Flüssigkeit. Als Ergebnis werden wir sehen, daß sich oberhalb einer bestimmten Temperatur T_{SN} , der spontanen homogenen Keimbildungstemperatur, in kurzer Zeit so viele wachsende Siedekeime bilden, daß ein sehr rascher Umschlag vom metastabilen in den stabilen Zweiphasenzustand erfolgt. (Für unterkühlten Dampf gelten ähnliche Aussagen. Auch für die Erstarrung unterkühlter Flüssigkeiten werden die gleichen Grundgedanken benutzt, siehe Defay et al. 1966, Chapter XVIII, sowie Anwendungen im Zusammenhang mit der Dampfexplosion bei Cronenberg & Fauske 1974 und Cronenberg & Coats, 1976.)

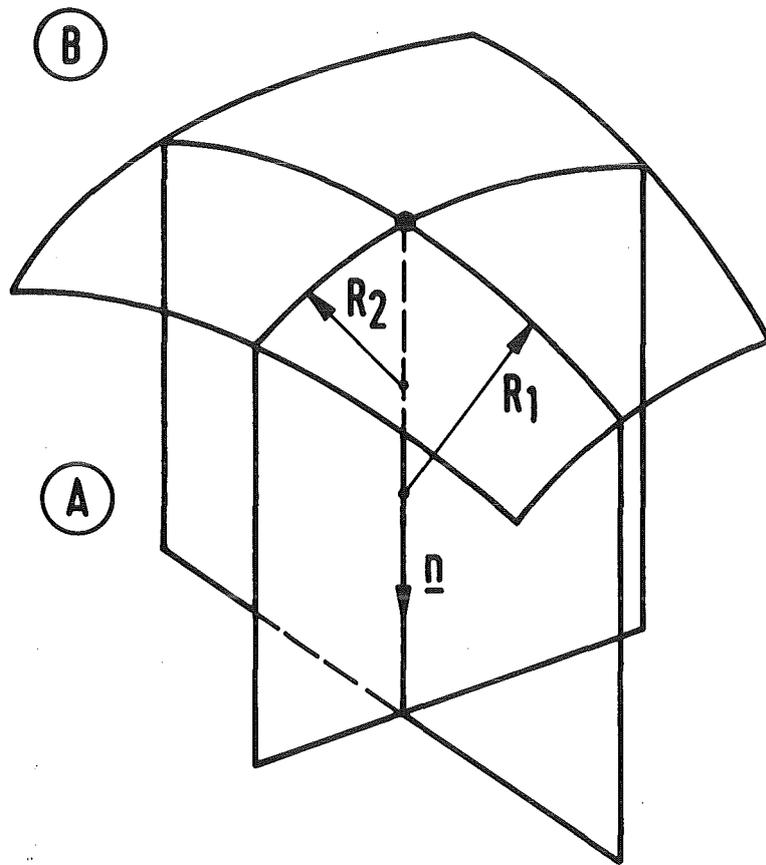


Abb. 8: Zur Definition der Hauptkrümmungs-Radien.

- Kritische Siedekeime

An einer Oberfläche wirken Oberflächenspannungen. Die Oberflächenspannung ist gleich der spezifischen Oberflächenenergie. An einer Grenzfläche zwischen zwei Medien spricht man von Grenzflächenspannungen (Defay et al. 1966, sehr illustrativ ist die Darstellung von Boys 1913).

Die Krümmung einer Grenzfläche zwischen zwei Medien A und B wird durch die beiden Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 charakterisiert. Wir nehmen diese Radien als positiv an, wenn sie in das Medium A zeigen. Siehe Abb. 8. Wenn an der Grenzfläche eine Grenzflächenspannung σ wirkt, dann besteht an ihr die Druckdifferenz

$$(1) \quad p_A - p_B = \sigma (1/R_1 + 1/R_2)$$

Dies ist die sogenannte Laplacesche Formel (Landau & Lifshitz 1959, Ch. 60, sowie Defay et al. 1966, S.7). Innerhalb des Mediums, dessen Oberfläche konvex ist, ist der Druck höher.

In einer Kugelblase vom Radius r_e (e für equilibrium oder Gleichgewicht) herrscht also gegenüber dem Umgebungsdruck p_0 ein Überdruck p_e :

$$(2) \quad \Delta p_e \equiv p_e - p_0 = 2\sigma/r_e.$$

Bei gegebenem Blaseninnendruck p_e ist die Blase instabil, und kollabiert für $r < r_e$ bzw. wächst für $r > r_e$.

Eine Blase, die den Radius r_e erreicht hat, nennt man daher kritischen Siedekeim.

Nach der Beziehung von Clausius-Clapeyron besteht zwischen dem Druck p_s auf der Sattedampfcurve und der absoluten Temperatur T die Beziehung

$$(3) \quad dp_s/dT = \Delta h / \{(v''-v') T \}$$

Hierbei ist Δh die Verdampfungswärme und $(v''-v')$ die Änderung des spezifischen Volumens beim Verdampfen.

Der Druckdifferenz Δp_e entspricht also eine Temperaturdifferenz

$$(4) \Delta T_e = 2 \sigma (v''-v') T / \{r_e \Delta h\}$$

Das Fluid muß also zumindest um diese Temperaturdifferenz überhitzt werden, damit Dampfblasen nicht wieder kollabieren. Das heißt aber noch nicht, daß bei dieser Überhitzung Dampfblasen entstehen. In reinen Fluiden ist dazu in der Regel eine weitaus höhere Überhitzung erforderlich.

- Keimbildungs-Arbeit

Nach der kinetischen Theorie reiner Gase und Flüssigkeiten können sich in einer Flüssigkeit aufgrund der molekularen Bewegungen zufällig Dampfblasen bilden. Da die Bewegung der Moleküle einer Boltzmann-Verteilung entspricht, kann man ausrechnen, wieviele Dampfblasen des Radius r pro Volumeneinheit auftreten. Die Häufigkeit ist

$$(5) n = N' \exp(-\Delta A(r)/kT).$$

Hierbei ist N' = Zahl der Moleküle pro Volumeneinheit,

$$= N\rho/m$$

$$N = 6,02 \cdot 10^{23}/\text{mol} \text{ (Loschmidtsche Konstante)}$$

ρ = Dichte der zusammenhängenden Phase

m = Molekulargewicht

$$k = \text{Boltzmann-Konstante} (= 1,3804 \cdot 10^{-23} \text{ J/K})$$

T = absolute Temperatur

$\Delta A(r)$ = die zur Bildung einer Blase erforderliche reversible Arbeit.

Für den Gleichgewichtszustand ($r = r_e$) ist diese Arbeit

$$(6) \Delta A(r_e) \equiv W = 4\pi r_e^2 \sigma - (4/3)\pi r_e^3 \Delta p_e.$$

Abb. 9 zeigt den Verlauf von $\Delta A(r)$. Diese Arbeit steigt zunächst quadratisch an, da Oberflächenenergie zu leisten ist. Später fällt sie kubisch ab, da der Energieinhalt im Blasenvolumen kleiner ist als in der umgebenden Flüssigkeit.

Im Gleichgewichtszustand folgt wegen (2) aus (6)

$$\begin{aligned} W &= (4/3)r_e^2 \sigma \\ &= 16\pi\sigma^3 / (3\Delta p^2) \end{aligned}$$

- Keimbildungs-Rate

Der Modellvorstellung nach wachsen einzelne Siedekeime durch Absonderung einzelner Moleküle. Die Keimbildungs-Rate J ist also proportional der Zahl der Keime pro Volumeneinheit, der Oberfläche der Keime sowie der Rate nach der einzelne Moleküle diese Oberfläche verlassen. Alle diese Effekte berücksichtigt die nach Volmer benannte Formel (z.B. nach Stralen & Cole 1979, S.79):

$$(7) \quad J = N \cdot (2\sigma / (\pi m))^{1/2} \exp(-W/kT)$$

(m = Masse der Moleküle).

das Verhältnis

$$Gb = W/(kT)$$

wird Gibbs Zahl genannt (z.B. von Lienhard & Karimi 1981). Es beschreibt das Verhältnis zwischen der erforderlichen Keimbildungsenergie und der kinetischen Energie der Moleküle.

Nun ist gemäß (2, 6)

$$(8) \quad W = 16 \pi \sigma^3 / (3 \Delta p_e^2).$$

Weiter ist p_e eine Funktion des zur Umgebungstemperatur T gehörigen Sattdampfdruckes:

$$(9) \quad p_e = \eta p_s(T)$$

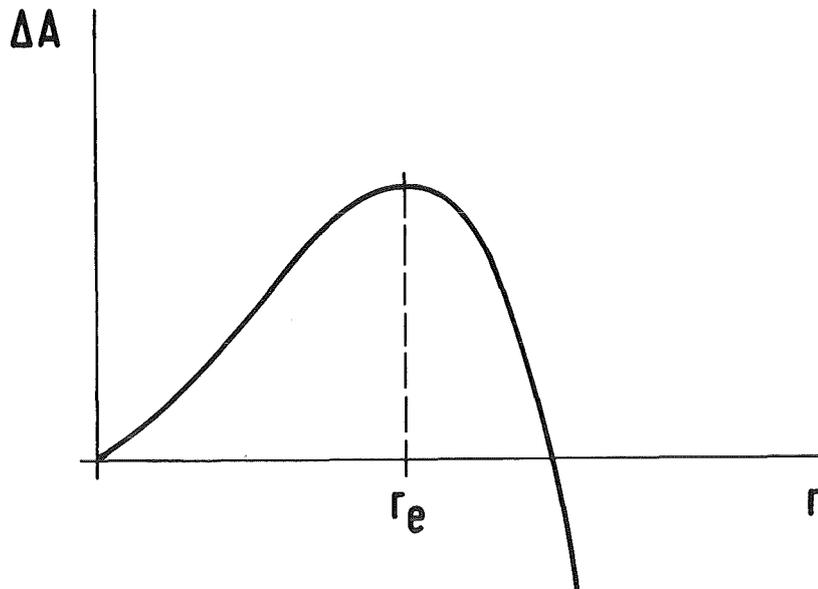


Abb. 9: Schematische Abhängigkeit der Blasen-Bildungsarbeit $\Delta A(r)$ vom Keimradius r .

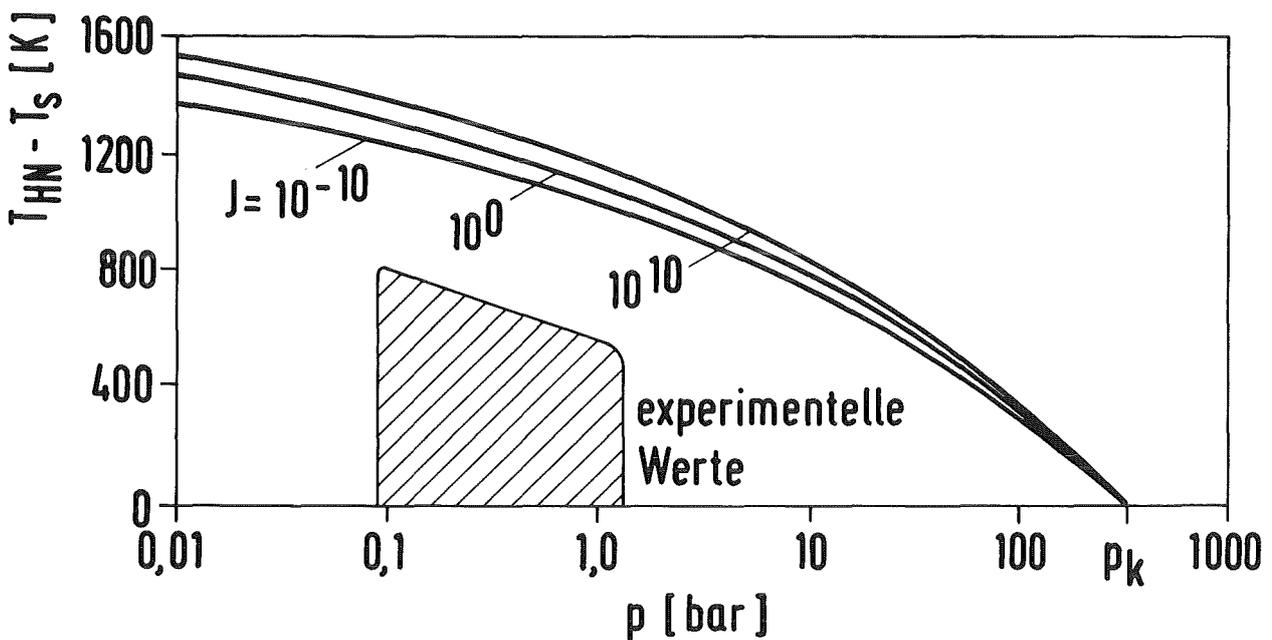


Abb. 10: Homogene Keimbildungstemperatur T_{HN} für flüssiges Natrium zu verschiedenen Keimbildungsraten J als Funktion des Drucks p nach Fauske (1972/73). Offensichtlich bleiben die experimentellen Werte stark unterhalb der theoretischen Grenzen. Fauske führt dies auf Siedekerne an Wänden oder infolge gelöster Gase zurück. Bei sehr raschen Aufheizraten sollte die theoretische Grenze, so Fauske (1972/73), erreichbar sein.

Der Faktor η berücksichtigt die Tatsache, daß bei isentroper Entspannung der Blase auf Umgebungsdruck eine Temperaturänderung auftritt. Näherungsweise gilt (siehe z.B. Collier 1972, Gl.(4.3)):

$$(10) \quad \eta = 1 - 2\sigma v' / (p_s \Delta h v'')$$

Nach diesen Gleichungen ist also J letztlich eine Funktion der Temperatur T bzw. umgekehrt $T = T(J)$. Ab einer gewissen Keimbildungsrate J_{HN} werden so viele Blasen gebildet, daß der metastabile Zustand umschlägt. Die zugehörige Temperatur $T_{HN} = T(J_{HN})$ nennt man die homogene Keimbildungstemperatur.

Nun liegt es in der Natur der Exponentialfunktion, Gl. (7), daß für große Werte von J die Temperatur nur noch sehr schwach von J abhängt, so daß es auf den genauen Wert von J_{HN} nicht ankommt, siehe Abb. 1 und 10. Üblicherweise (z.B. Collier 1972, S. 112) benutzt man $J_{HN} \approx 10^3$ bis $10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Lienhard & Karimi (1981) berichten aufgrund von Experimenten von Skripov et al., daß Keimbildung spätestens dann auftritt, wenn $J_{HN} \approx 10^{28} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ erreicht. Dies entspricht einer Gibbs-Zahl von $G_b \approx 11,5$. Diese Autoren zeigen, daß für die Dampfblasenbildung die Temperatur T_{HN} praktisch gleich der Spinodalttemperatur T_V ist. Bezüglich einer Anwendung dieser Theorie auf den Siedeverzug in Wasser bei einer raschen Druckentlastung siehe Alamgir & Lienhard (1981).

Aus der Bedingung $G_b \approx 10$ errechnet man für den Radius der Siedekeime

$$r_e = \{3 G_b kT / (4\pi\sigma)\}^{\frac{1}{2}}$$

$\approx 9,1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ für Natrium
und $\approx 6,6 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ für Wasser

Am kritischen Punkt ist die Oberflächenspannung gleich null. In Übereinstimmung mit der thermodynamischen Theorie kann es also oberhalb des kritischen Punktes keinen Siedeverzug geben. Defay et al. 1966, S. 153 geben folgende Näherungsformel für den Einfluß der Temperatur auf die Oberflächenspannung an:

$$\sigma = K_s(T-T_k)/Y^{2/3}$$

$$1/Y = 1/V' - 1/V''$$

Hierbei seien V' und V'' die molaren Volumina der Flüssigkeit bzw. des gesättigten Dampfes. Weit weg vom kritischen Punkt gilt $Y \approx V'$, d.h. die Oberflächenspannung nimmt etwa linear mit der Temperatur ab. Die Konstante K_s hat für viele Flüssigkeiten den Wert $2,1 \cdot 10^{-7}$ Nm/K. Einige Flüssigkeiten zeigen hiervon jedoch große Abweichungen, z. B. ist für Wasser $K_s = 0,11 \cdot 10^{-7}$ Nm/K (Defay et al., 1966).

Es sei hier nur erwähnt, daß etwa in der Flüssigkeit gelöste Gase die Keimbildungstemperatur deutlich verringern können. Siehe hierzu z.B. Stralen & Cole (1979), S. 81-83 und Bankoff & Fauske (1974a,b). Eine ausführlichere Diskussion des Kenntnisstandes enthält Fauske (1972/73).

- Experimentelle Überprüfung

Experimente von Skripov et al. sowie Blander et al. (1972) zur Bestimmung der spontanen Keimbildungstemperatur haben Fauske (1972/73) sowie Henry (1979) wie folgt beschrieben, vergleiche Abb. 11: In einem senkrechten Rohr wird in einer Umgebungs-Flüssigkeit (zumeist Sulfur-Azid oder Silikon-öl) durch eine elektrische Heizung eine stationäre Temperaturschichtung erzeugt. Das Temperaturprofil wird mit einem traversierten Thermoelement vermessen. Von unten läßt man durch ein Kapillar-Rohr einen Tropfen der zu untersuchenden, leichter flüchtigen Flüssigkeit eintreten und langsam aufsteigen. Der Tropfen wird so klein gewählt, daß er sich zu jedem Zeitpunkt praktisch im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet. In einer

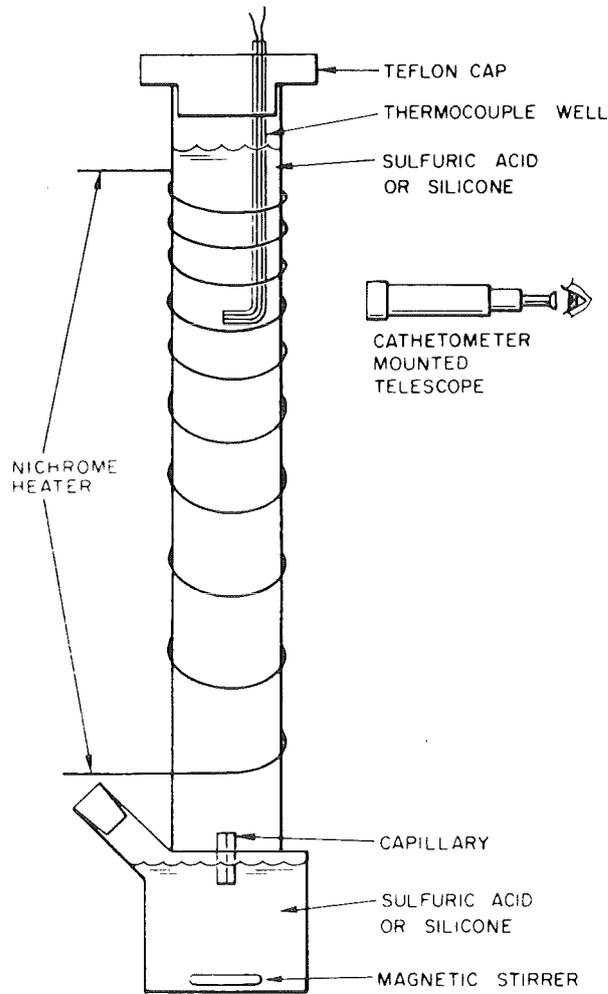


Table Measured and Calculated Temperatures for Different Nucleation Rates

	$T(\text{measured})$	$T(\text{calculated})$	
		$J = 10^4$ $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$	$J = 10^6$ $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$
<i>n</i> -Pentane	147.8 ± 0.3	147.7	148.3
<i>n</i> -Hexane	183.8 ± 0.5	183.6	184.3

Abb. 11: Experiment zur Messung der Temperatur T_{SN} in einem Flüssig-Flüssig-System (Kopie aus Fauske 1972/73)

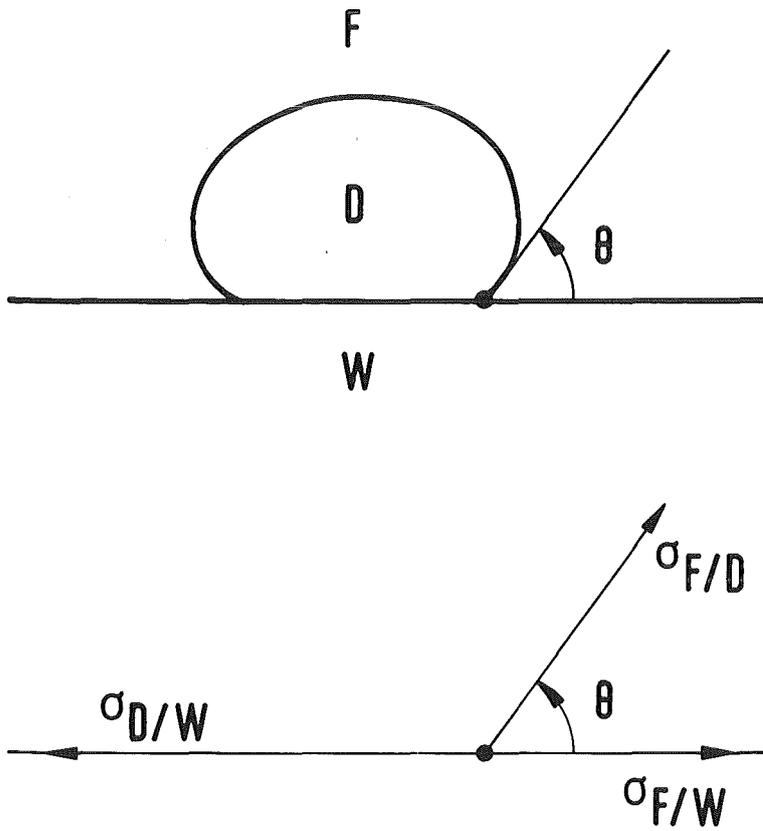


Abb. 12: Dampfblase (D) zwischen Flüssigkeit (F) und glatter Wand (W) bei Gleichgewicht der Grenzflächenspannungen σ .

bestimmten Höhe beobachtet man eine kleine Dampfexplosion mit einem hörbaren Knall ("ping"). Aus der Höhe und der Kenntnis des Temperaturprofils kann man auf die Temperatur im Moment des Ereignisses schließen. Diese Temperatur kann mit der spontanen Keimbildungstemperatur verglichen werden, wie für zwei leicht flüchtige organische Flüssigkeiten im unteren Teil der Abb. 12 geschehen. Die Übereinstimmung ist offensichtlich sehr gut. (Ähnliche Experimente beschreiben Blander & Katz 1975).

1.3.3 Inhomogene Keimbildung an festen Wänden

- Blasenform an glatten Wänden

Wenn eine kleine Blase an einer Wand haftet, dann hat sie die Form eines Kugelabschnitts, siehe Abb. 12. Der Kontaktwinkel θ ist der durch das Fluid gemessene Winkel. Er ist eine Funktion der relativen Oberflächenspannungen zwischen den drei beteiligten Substanzen. Diese Spannungen addieren sich im Gleichgewicht vektoriell zu null.

$$(11) \quad \sigma_{D/W} - \sigma_{F/W} = \sigma_{F/D} \cos \theta$$

- Blasenbildungs-Arbeit

Die zur Bildung einer derartigen Blase erforderliche reversible Arbeit kann nach den gleichen Überlegungen wie im Fall der Kugelblase, Gl. (8) berechnet werden. Wegen des veränderten Verhältnisses von Oberflächen- zu Volumenarbeit ist die erforderliche Arbeit um den Faktor

$$(12) \quad f = (2+2\cos\theta+\cos\theta\sin^3\theta)/4 \\ = (2+3\cos\theta-\cos^3\theta)/4$$

kleiner. Dieser Faktor ist in Abb. 13 als Funktion von θ aufgetragen.

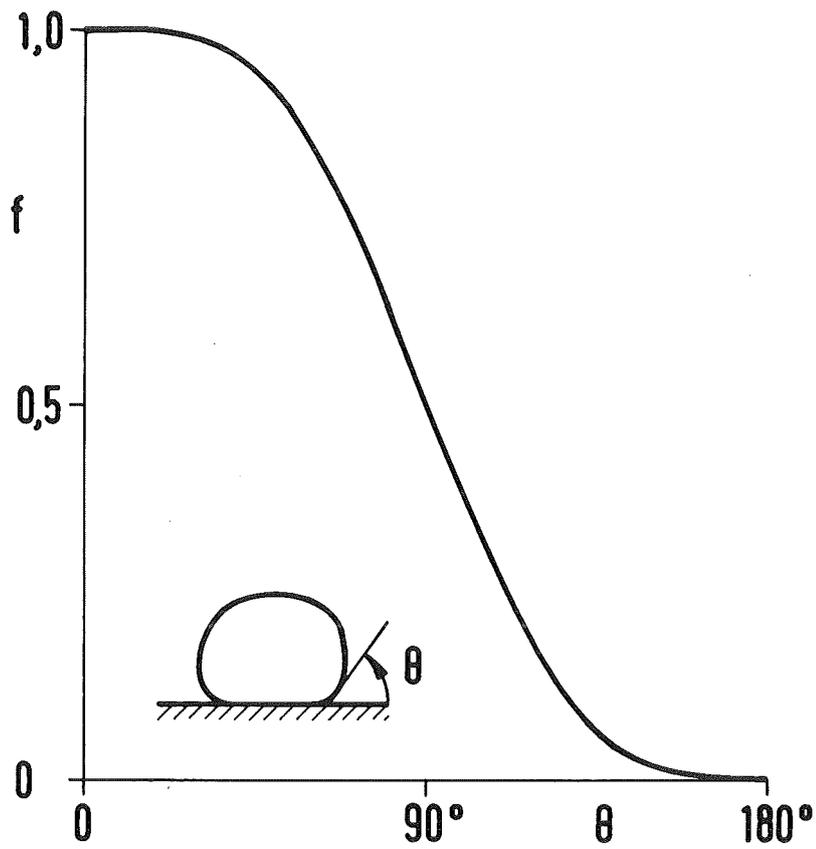


Abb. 13: Verhältnis $f(\theta)$ der Keimbildungsarbeit an einer glatten Wand zu der im Inneren als Funktion des Benetzungswinkels θ .

Für $\theta=0$ (Oberfläche wird vollständig benetzt) ist $f = 1$. In diesem Fall ist die Keimbildungsrate die gleiche wie im Inneren des Fluids. Für $\theta = 180^\circ$ (keine Oberflächen-Benetzung) ist $f = 0$. In diesem Fall ist die Keimbildungsarbeit $W = 0$ und die mögliche Überhitzung daher gleich null.

In der Praxis liegt θ zumeist zwischen 0° und 90° und also f zwischen 1 und 0.5. Demnach hat eine glatte Wand kaum einen Einfluß auf die Keimbildungstemperatur. Berücksichtigt man zudem den exponentiellen Zusammenhang zwischen der Keimbildungsrate und f , so erhält man im Bereich $0 < \theta < 90^\circ$ eine noch schwächere Abhängigkeit von θ als in Abb. 12. Dies zeigt z.B. Abb. 14 (Fauske 1974).

- Rauhe Wände

Die so berechneten Überhitzungen sind in der Regel wesentlich höher als diejenigen, die man in technischen Systemen beobachtet. Eine Ursache hierfür ist häufig das Vorhandensein von Rauigkeiten an Wänden. Gemäß Abb. 15 (Collier 1972, S.114) verursachen Kavernen in der Oberfläche einen effektiv vergrößerten Kontaktwinkel $\theta' = \theta + (180^\circ - \beta)/2$. Der effektive Winkel kann dadurch leicht 180° erreichen und sogar überschreiten.

An technisch rauhen Wänden ist daher die zur Bildung von Blasen erforderliche Überhitzung meist sehr klein.

Eine ausführlichere Diskussion zu diesem Komplex findet sich bei Riethmüller (1976). Riethmüller hat die Bildung kritischer Siedekeime in überhitztem Natrium untersucht und dabei insbesondere die Zeitabhängigkeit der Siedekeimbildung erfaßt. Typischerweise wurde bei einer Überhitzung von 300 K Wartezeiten von 1000 s beobachtet. Diese Ergebnisse konnten mit der oben skizzierten Keimbildungstheorie qualitativ erklärt werden.

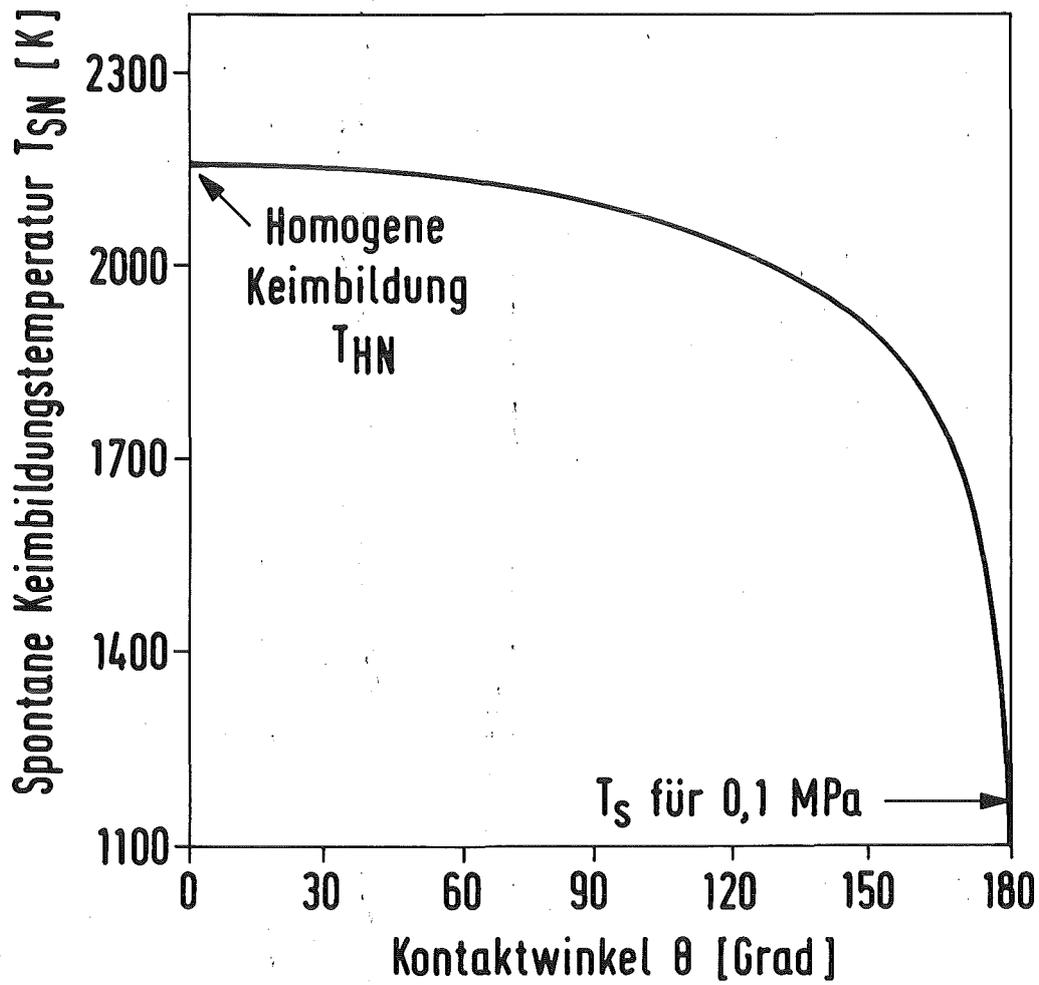


Abb. 14: Abhängigkeit der spontanen Keimbildungstemperatur T_{SN} für Natrium als Funktion des Kontaktwinkels θ der Blasen an einer glatten Wand (Fauske 1974).

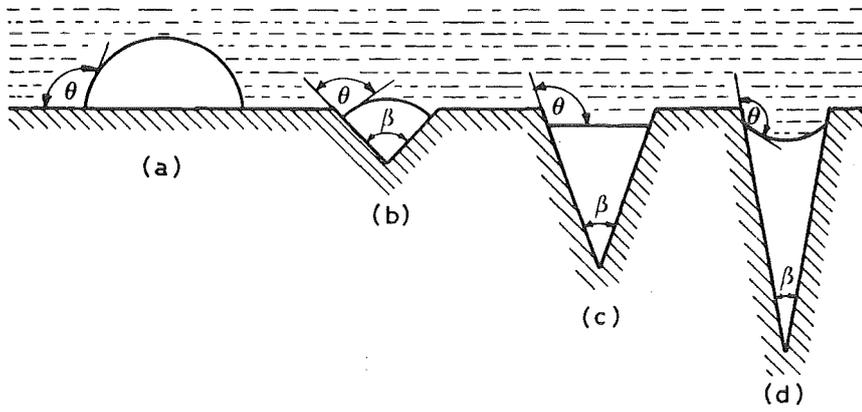


Abb. 15: Einfluß von Wand-Kavernen auf die Krümmung der Flüssig-Dampf-Grenzfläche (aus Collier 1972).

1.3.4 Inhomogene Keimbildung an einer Flüssig-Flüssig-Grenzfläche

Die spontane Keimbildungstemperatur bei Vorhandensein von Flüssig-Flüssig-Grenzflächen wird T_{SN} genannt.

Abb. 16 zeigt einen Siedekeim an einer Flüssig-Flüssig-Grenzfläche. Im Prinzip gelten die gleichen Überlegungen wie an festen Wänden mit folgenden wesentlichen Unterschieden:

- es gibt keine Siedekeime infolge Rauigkeit
- die Form des Siedekeimes besteht aus zwei Kugelabschnitten.

Die Keimbildungsarbeit kann anhand geometrischer Überlegungen berechnet werden (siehe Stralen & Cole 1979, S.85/86) und hängt ab von den Verhältnissen der Oberflächenspannungen, siehe Abb. 16.

Beispielsweise ist für

$$\sigma_{A/B} = \sigma_{B/D} - \sigma_{A/D}$$

(linker und rechter Fall in Abb. 16)

die Keimbildungsarbeit W hier die gleiche wie in der homogenen Flüssigkeit und die Keimbildungsrate je Zeit- und Flächeneinheit ergibt sich nach Gl. (7), wenn N durch $N^{2/3}$ ersetzt wird. D.h. in diesem Fall kann es große Überhitzungen geben, so daß $T_{SN} = T_{HN}$.

Wenn dagegen

$$\sigma_{A/B} = \sigma_{B/D} + \sigma_{A/D}$$

(mittlerer Fall in Abb. 16)

ist, dann nimmt der Siedekeim die Form einer flachen Scheibe an, $W \rightarrow 0$ und eine Überhitzung ist nicht möglich, so daß $T_{SN} < T_{HN}$.

Nach Bankoff & Fauske (1974b) sowie Anderson & Armstrong (1977) kann man davon ausgehen, daß, zumindest bei Wasser und organischen Flüssigkeiten, die Benetzungsverhältnisse so sind, daß die homogene Keimbildung maßgebend ist.

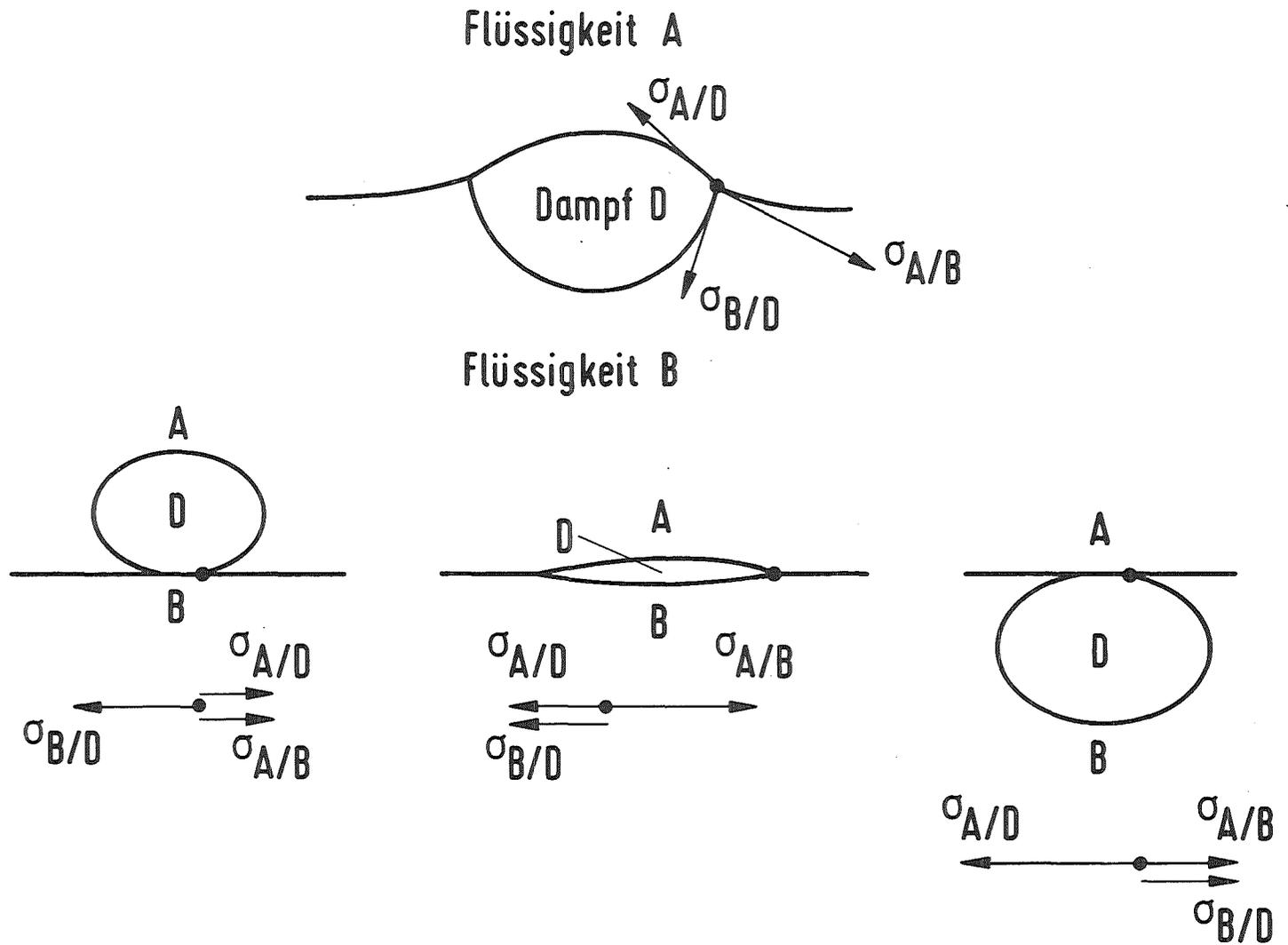


Abb. 16: Form einer Dampfblase D zwischen zwei Flüssigkeiten A und B unter der Wirkung der Grenzflächenspannung σ .

1.4 Wärmeübergang beim Sieden

1.4.1 Verdampfungskurve

(Literatur z.B.: Fritz (1963), Collier (1972))

Mißt man an einem System aus einer Heizfläche F (z.B. elektrisch beheiztem Stab) und umgebender Flüssigkeit die Wärmestromdichte $q'' = dq/dF$ und die Temperaturdifferenz ΔT zwischen Wandtemperatur T_w und der Temperatur der umgebenden Flüssigkeit T_f , so erhält man daraus die Verdampfungskurve $q''(\Delta T)$, deren prinzipiellen Verlauf Abb. 17 darstellt. Die entsprechenden Wärmeübergangsmechanismen sind in Abb. 18 illustriert.

- Wärmeübergang ohne Phasenänderung, Bereich /1/

Bereich /1/ der Verdampfungskurve gibt den Wärmeübergang ohne Phasenänderung wieder. Dort wird also kein Dampf gebildet. In diesem Bereich ist der Wärmeübergang eine starke Funktion der Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit relativ zur Wand.

- Wärmeübergang mit Phasenänderung, Bereich /2/ bis /3/

-- Blasenverdampfung, Bereich /2/

Im Bereich /2/ werden Dampfblasen gebildet. Der sehr steile Anstieg der Wärmestromdichte ist durch die "Rührwirkung" der einsetzenden Dampfblasenbildung bedingt. An technisch rauhen Wänden findet die Verdampfung vorwiegend an singulären Keimzentren der Oberfläche in einer überhitzten Grenzschicht nahe der Heizfläche statt.

Mit q'' wächst die Dicke und Überhitzung der Grenzschicht und damit die Zahl und Größe der aktiven Keimstellen und Blasen. Bei einer "kritischen" Wärmestromdichte q''_{krit} ist die Zahl der Keimstellen so groß geworden, daß die Blasen sich gegenseitig berühren und einen zusammenhängenden Dampffilm bilden.

Bei noch höheren Temperaturen gelangt man in den Bereich /3/.

-- Filmsieden, Bereich/3/

--- Instabiles Filmsieden bzw. "Übergangssieden", Bereich /3a/

Während bei der Blasenverdampfung der Wärmetransport in erster Linie von der Heizfläche direkt an die siedende Flüssigkeit erfolgt (Fritz 1963), muß beim Filmsieden die Wärme durch einen Dampffilm

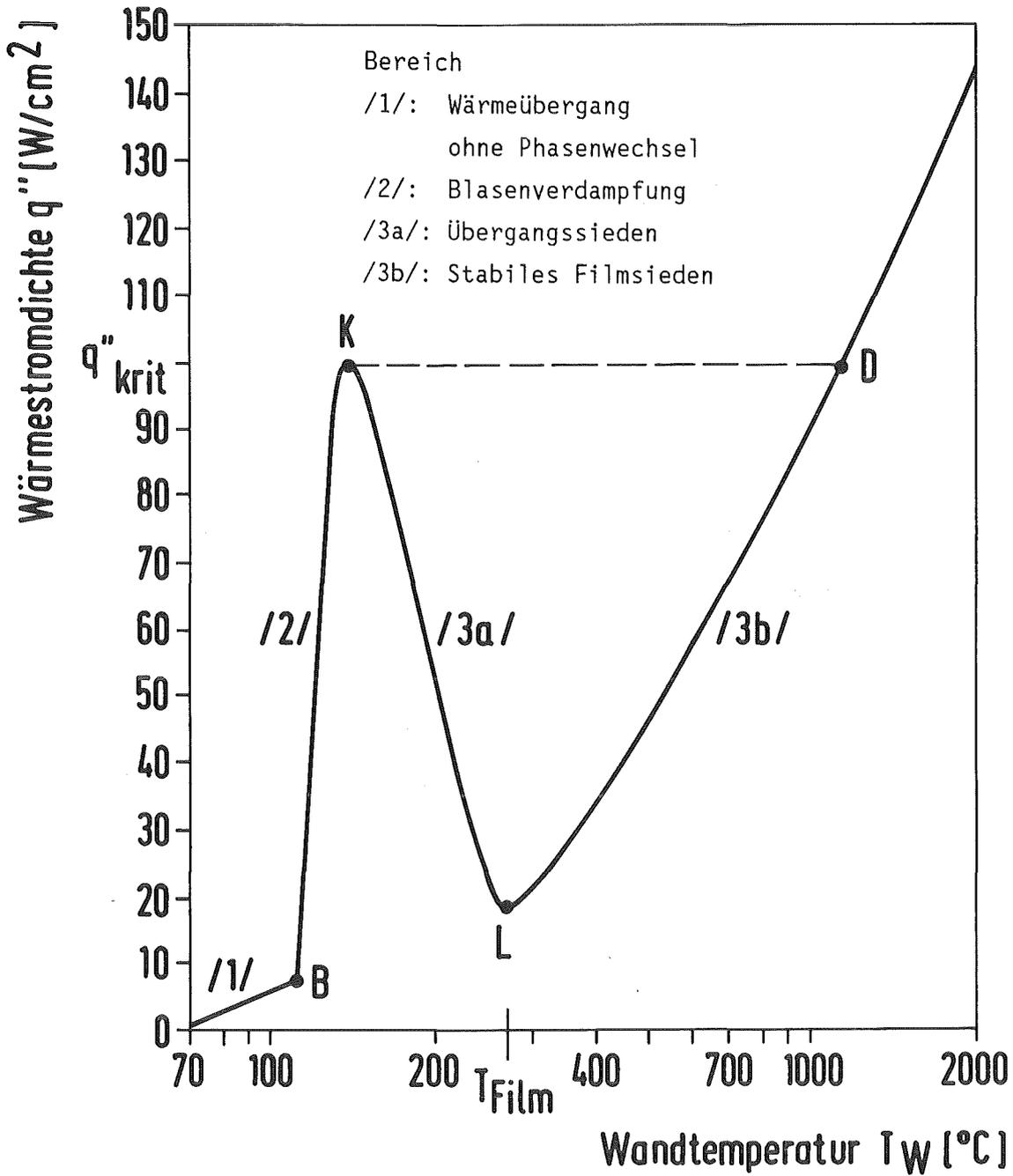


Abb. 17: Verdampfungskurve für Wasser bei Atmosphärendruck (aus Collier 1972).



Abb. 18: Verschiedene Wärmeübergangszustände mit und ohne Phasenwechsel, vergl. Abb. 17. (Aus Collier 1972).

transportiert werden. Dampf hat in der Regel eine wesentlich geringere Wärmeleitfähigkeit als die Flüssigkeit. Deswegen sinkt im Bereich /3a/ der Wärmestrom trotz wachsender Temperaturdifferenz zunächst ab. Der Bereich /3a/ wird als Übergangssieden bezeichnet. Hier kommt es gelegentlich noch zu einem direkten Kontakt der Flüssigkeit mit der Wand. Erst wenn die Temperaturdifferenz einen charakteristischen Wert ΔT_{film} überschreitet, tritt ein direkter Kontakt zwischen der Flüssigkeit und der Wand nicht mehr auf.

--- Stabiles Filmsieden, Bereich /3b/

Oberhalb dieser Temperatur liegt stabiles Filmsieden vor. In diesem Bereich ist die Wärmeübergangszahl α nahezu konstant. Bei größeren Temperaturen macht sich der Einfluß der Wärmestrahlung bemerkbar und α wächst daher langsam an. Nach oben ist der Bereich /3b/ durch die Schmelztemperatur T_S der Wand begrenzt.

- Übergang von Bereich /2/ nach Bereich /3/

Je nach den Versuchsbedingungen gelangt man vom Punkt K in den Bereich /3a/ oder /3b/ der Abb. 17. Liegt ein Wärmeübertragungssystem vor, bei dem q'' konstant gehalten wird (z.B. Reaktorbrennstab im Kühlkanal), so stellt sich eine sprunghaft vergrößerte Temperaturdifferenz ein (Punkt D in Abb. 17). Liegt dagegen ein System vor, bei dem die Temperaturdifferenz ΔT vorgegeben wird, so gelangt man mit wachsendem ΔT zunächst in das Gebiet /3a/.

- Einige Bezeichnungen

Da die Verdampfungs- oder Siede-Kurve zuerst von Nukiyama (1934) aufgestellt wurde, nennt man sie auch Nukiyama-Kurve. Den Punkt B nennt man ONB-Punkt (Onset of Nucleate Boiling). Den Punkt K nennt man den "burnout-Punkt", CHF-Punkt (Critical Heat Flux) oder DNB-Punkt (Departure of Nucleate Boiling). Den Punkt L nennt man Leidenfrost-Punkt oder auch DFB-Punkt (Departure of Film Boiling). Oberhalb der zugehörigen Temperatur "schwebt" ein kleiner Tropfen getragen von seinem Dampffilm auf einer ebenen Heizfläche.

Eine ähnliche Kurve wie beim stationären Sieden an einer Heizfläche erhält man auch beim sogenannten "Quenching". Hiermit meint man die Vorgänge an der Oberfläche eines heißen Körpers, dessen Anfangstemperatur oberhalb T_{film} liegt, beim Kühlen durch Eintauchen in eine Flüssigkeit (to quench = auslöschen).

1.4.2 Empirische Korrelationen

In der Literatur gibt es eine große Zahl von empirischen Korrelationen zur Beschreibung der Siedekurve. Bis heute ist es nicht gelungen, eine Korrelation zu finden, die alle technisch auftretenden Einflußgrößen richtig erfaßt. Dies kann in Anbetracht der Komplexität der Vorgänge wohl auch nicht erwartet werden.

Die in Abb. 17 enthaltenen quantitativen Angaben gelten nach Collier (1972), S.119 für Wasser, allerdings ohne daß die genauen Bedingungen angegeben wären.

In Abb. 19 sind die von Benz et al. (1978) benutzten Korrelationen zur Beschreibung des Wärmestroms beim Abkühlen von metallischen Tropfen oder Partikeln in Wasser zusammengestellt. Für die Details sei auf die angegebene Literatur verwiesen. In neueren experimentellen Arbeiten haben Fiedler et al. (1980) und Ladisch (1980) einige dieser Korrelationen im Zusammenhang mit dem Quenchen von Kugeln verschiedener Größe bzw. von zylindrischen Testkörpern mit metallischen und oxidischen Oberflächen überprüft und dabei teilweise erhebliche Abweichungen festgestellt.

Von besonderer Bedeutung im Zusammenhang mit der Dampfexplosion ist die minimale Temperatur für stabiles Filmsieden. Nach Yao & Henry (1978) kann diese Temperatur mit der spontanen Keimbildungstemperatur an der wärmeübertragenden Wand gleichgesetzt werden. Die Anwendbarkeit dieser Theorie ist jedoch dadurch erschwert, daß man hierzu den Kontaktwinkel θ kennen müßte (Ladisch 1980). Praktisch angewendet wurde hier vor allem die Korrelation von Henry (1974). Der Grad der Unsicherheit derartiger Korrelationen wird aus Abb. 20 (nach Ladisch 1980, Abb. 4.22) deutlich, in der die experimentellen Ergebnisse von Ladisch mit der Theorie von Henry verglichen sind. Die Unterschiede betragen bis zu 450 K und sind insbesondere bei oxidischer Oberfläche groß.

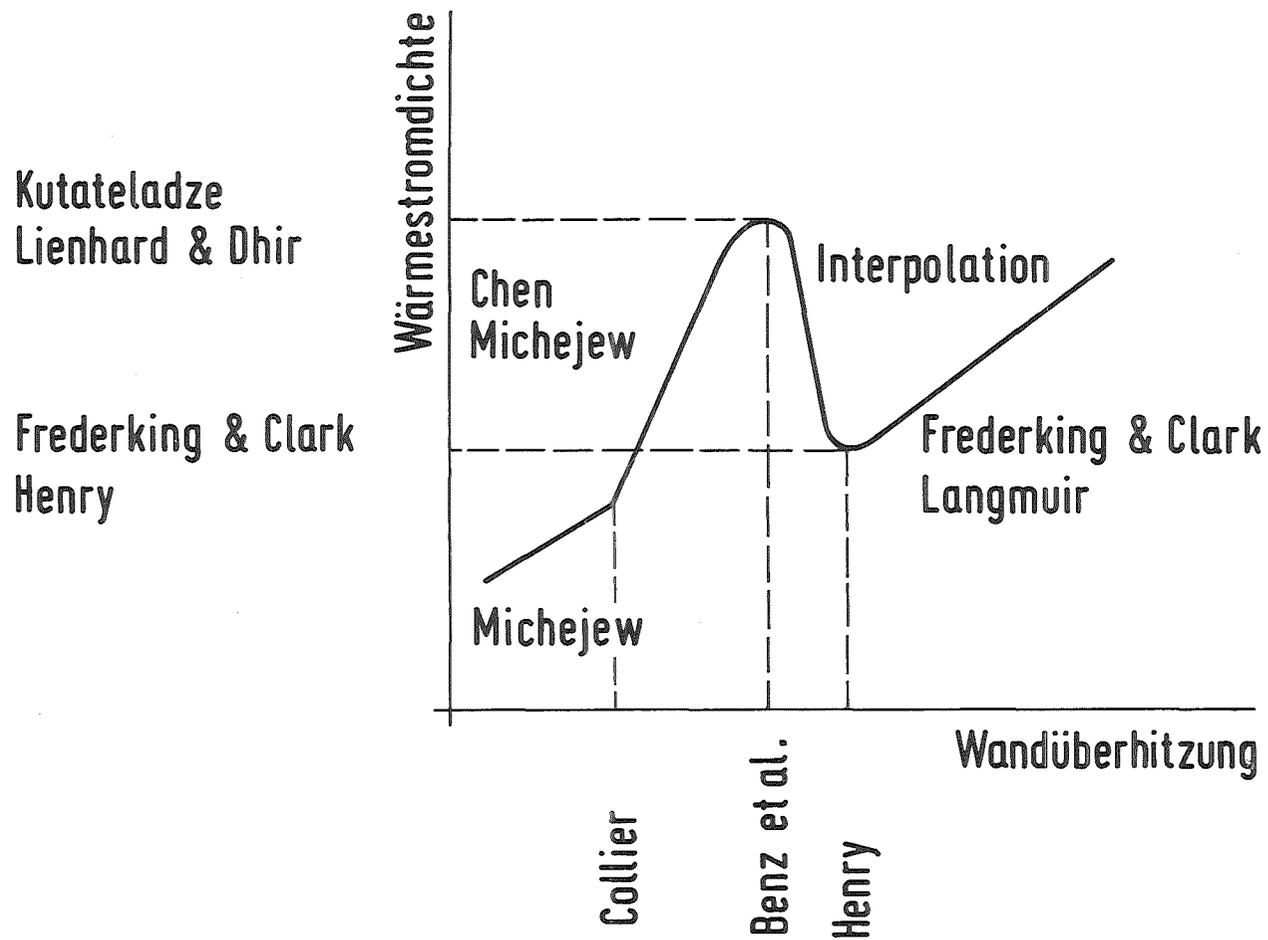


Abb. 19: Die von Benz et al. (1978) verwendeten Korrelationen

Die von Benz et al. (1978) verwendeten Korrelationen

- R.Benz, M.Bürger, W.Schwalbe & H.Unger (1978) Theoretische Arbeiten zur Dampfexplosion. 2. Techn. Fachbericht zum Forschungsvorhaben BMFT - RS 206, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.
- J.C.Chen (1963) A Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow. 6th Nat. Heat Transfer Conf., Boston, Aug. 11-14, 1963, ASME-Preprint 63-HT-34.
- J.G.Collier (1972) Convective Boiling and Condensation. McGraw-Hill, London etc.
- T.H.K.Frederking & J.A.Clark (1963) Natural Convection Film Boiling on a Sphere. Adv. in Cryogenic Eng., Vol. 8, 501-506.
- R.E.Henry (1972) A Generalized Correlation for the Minimum Point in Film Boiling. Trans. ANS, 15, 420.
- S.S.Kutateladze (1952) Heat Transfer in Condensation and Boiling. USAEC Rep., AEC-Tr-3770.
- I.Langmuir(1912)
Phys. Rev. 34, 401.
- J.H.Lienhard & V.K.Dhir (1973) Hydrodynamic Prediction of Peak Pool-Boiling Heat Fluxes from Infinite Bodies. J. Heat Transfer (Trans. ASME, Ser. C), 95, 152-158.
- M.A.Michejew (1964) Grundlagen der Wärmeübertragung. VEB-Verlag, Berlin, 3.Aufl.

Zu

Abb. 19: Die von Benz et al. (1978) verwendeten Korrelationen

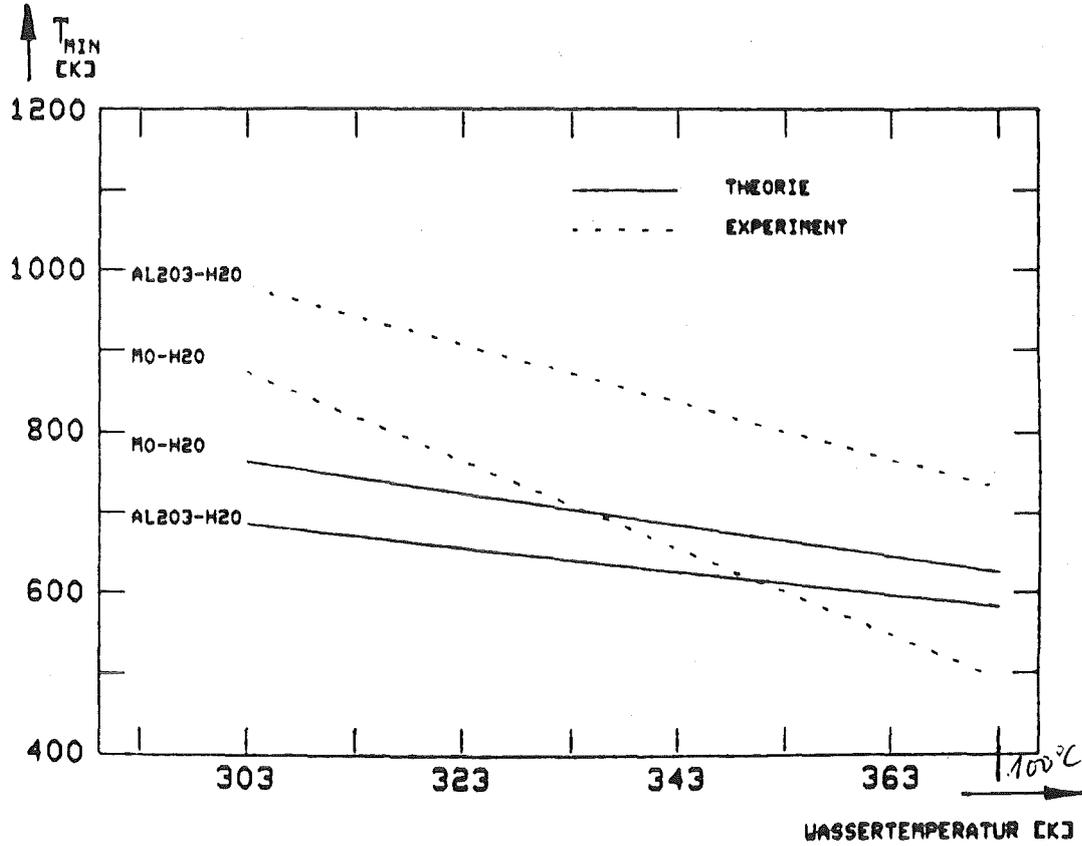


Abb. 20: Vergleich der Meßwerte von Ladisch (1980) für die minimale Temperatur stabilen Filmsiedens mit der Korrelation von Henry (1974) (aus Ladisch 1980, Abb. 4.22).

Weiter kann das stabile Filmsieden schon bei hohen Temperaturen zusammenbrechen, wenn die Wandoberfläche geometrische Störungen aufweist oder wenn das äußere Fluid eine große Strömungsgeschwindigkeit aufweist (Fielder et al. 1980).

1.4.3 Besonderheiten des Wärmeübergangs an einer Flüssig-Flüssig-Grenzfläche

Nach Fauske (1974) unterscheidet man hier lediglich drei Bereiche:
/1/ Konvektiver Wärmeübergang bei direktem Flüssig-Flüssig-Kontakt
/2/ Wärmeübergang bei spontaner Keimbildung (instationär!)
/3/ Wärmeübergang beim Film-Sieden

Das Blasen-Sieden, das man an einer festen Wand beobachtet, fehlt hier, weil die hierzu erforderlichen Siedekeime nur an festen Wänden existieren. Dafür kann der konvektive Wärmeübergang bei sehr viel höheren Überhitzungen existieren.

In einer Reihe von Laborexperimenten wurde nachgewiesen, daß es möglich ist, den Flüssig-Flüssig-Kontakt trotz Überhitzung herzustellen. Voraussetzung ist lediglich, daß eine eventuell anfänglich vorhandene Gas- bzw. Dampf-Schicht beiseite gequetscht wird.

Typische Beispiele für den Bereich /1/ zeigen Abb. 21 und 22. Abb. 21 zeigt Freon-11-Tropfen in Wasser. Obwohl die Wassertemperatur 50K oberhalb der Siedetemperatur des Freon-11 liegt, tritt keine Verdampfung auf. In Abb. 22 sieht man, wie ein Pentan-Tropfen in Silikonöl eindringt. Die Silikon-Temperatur liegt 110K über der Siedetemperatur des Pentans.

Wenn in dem Beispiel die Silikon-Temperatur weiter erhöht wird, dann wird die spontane Keimbildungstemperatur erreicht. Abb. 23 zeigt den gleichen Vorgang wie Abb. 22 bei einer um 23K erhöhten Temperatur. Nach einer Wartezeit, in der der Pentan-Tropfen aufgeheizt wird, kommt es zu spontaner Verdampfung.

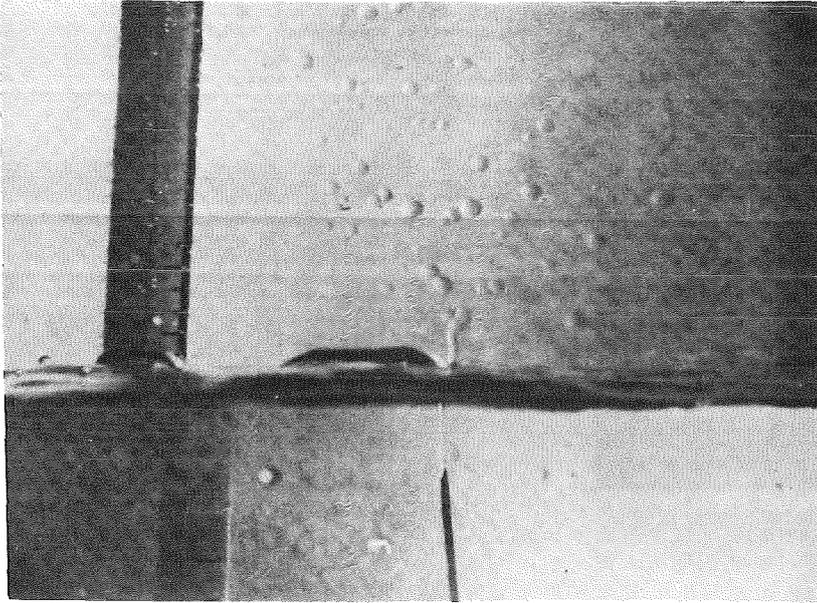
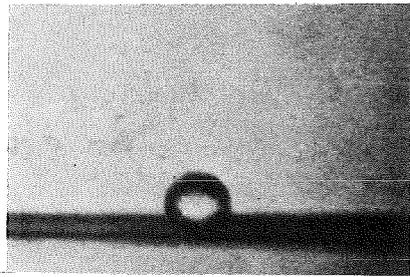
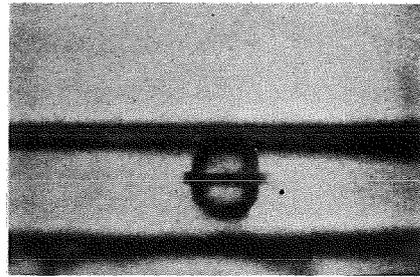


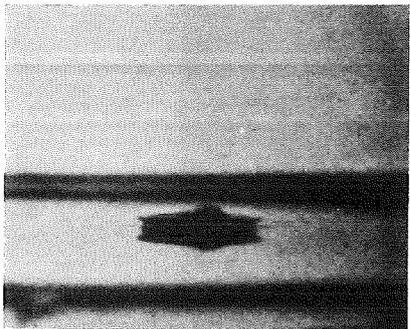
Abb. 21: Freon-11-Tropfen in Wasser. Temperatur des eingespritzten Freons: 20C. Wassertemperatur: 70C. Siedetemperatur des Freons \approx 20C. Aus Fauske (1974).



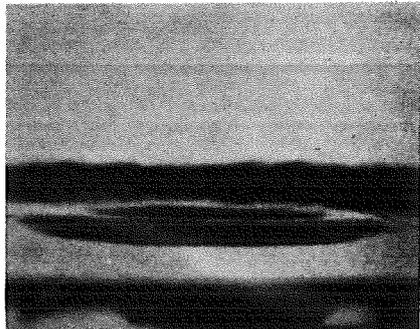
0 msec



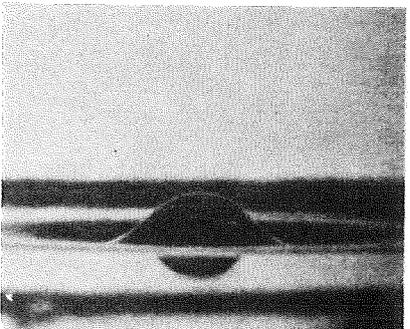
1.3 msec



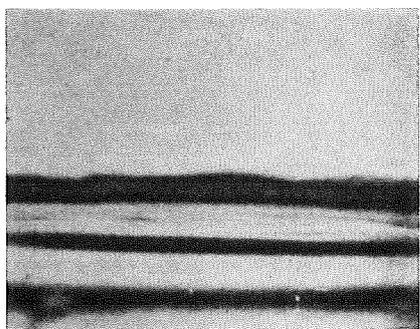
1.8 msec



17.0 msec



42.0 msec



79.0 msec

Abb. 22: Beispiel für konvektiven Wärmeübergang bei direktem Flüssig-Flüssig-Kontakt ohne Verdampfung für Pentan-Tropfen in Silikon-öl. Die Pentan-Tropfen erreichen mit 30°C und 1,8 m/s das Ölbad, dessen Temperatur 142°C beträgt. Die Siedetemperatur des Pentans ist ca. 32°C. Die homogene Keimbildungstemperatur des Pentans beträgt ca. 146°C. (Aus Fauske 1974.)

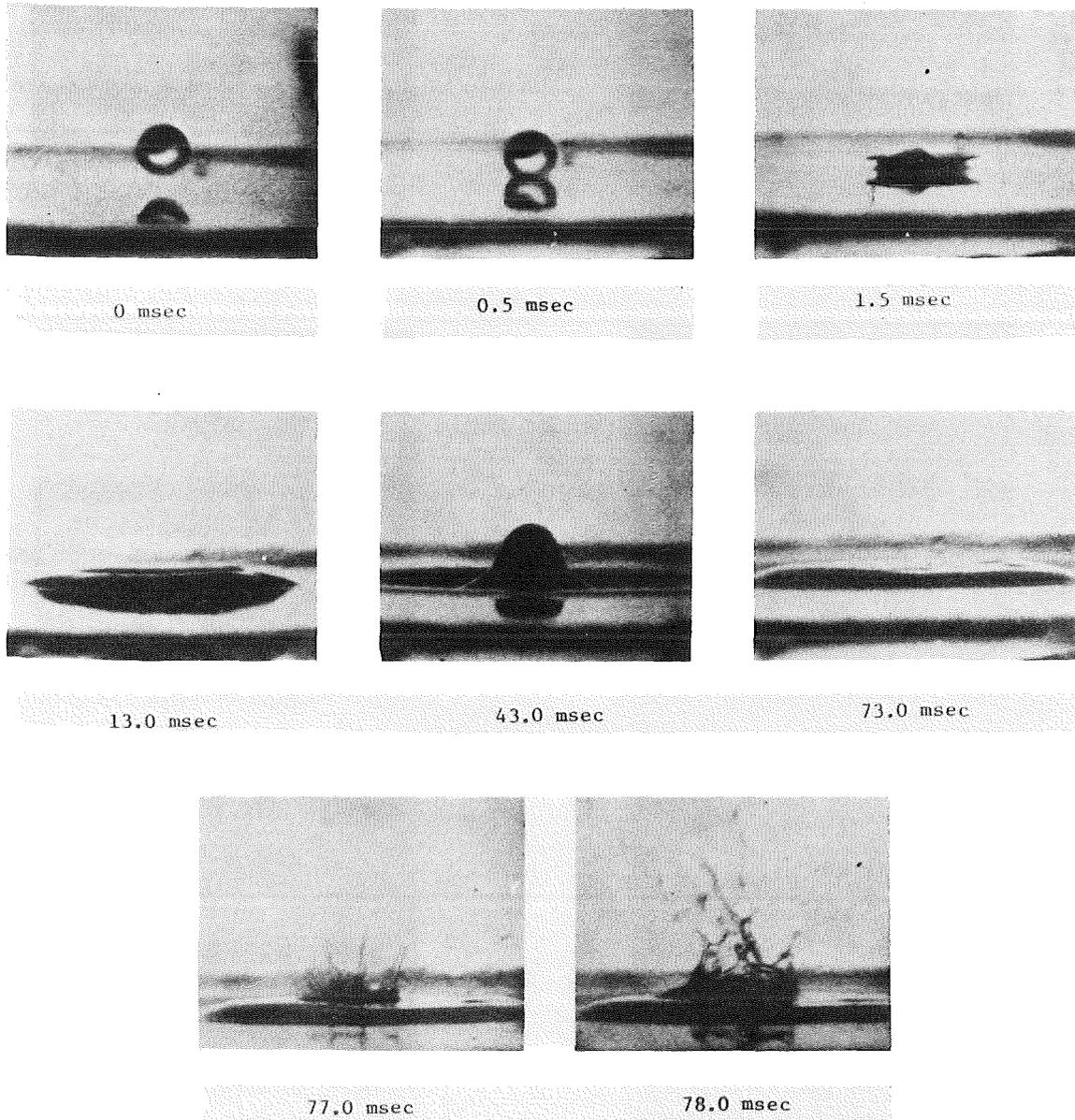
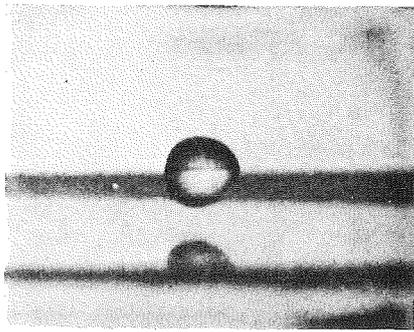
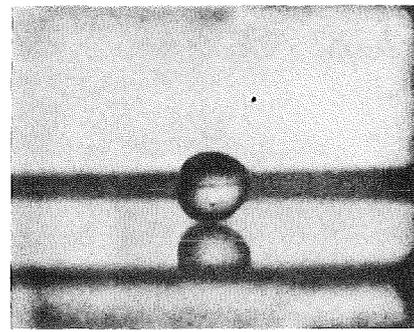


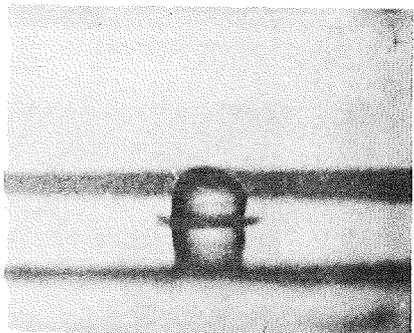
Abb. 23: Beispiel für Flüssig-Flüssig-Kontakt mit spontaner Keimbildung nach einer Wartezeit von 77ms. Die Bedingungen sind die gleichen wie in Abb. 22, außer daß das Ölbad eine Temperatur von 165C hat, die also höher als $T_{HN} \approx 146C$ ist. (Aus Fauske 1974.)



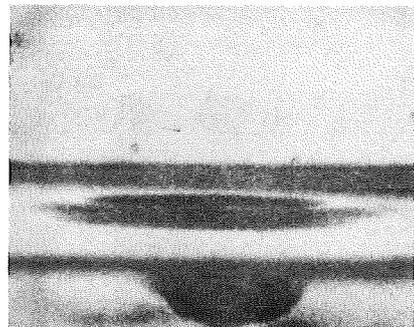
0 msec



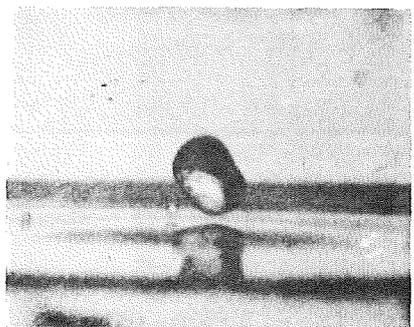
1.0 msec



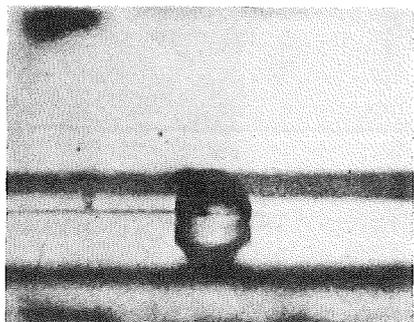
1.5 msec



15.0 msec



66.0 msec



381 msec

Abb. 24: Beispiel für Wärmeübergang beim Film-Sieden in einem Flüssig-Flüssig-System. Die Bedingungen sind die gleichen wie in Abb. 22, außer daß die Tropfen-Auftreff-Geschwindigkeit mit 0,8 m/s nur etwa halb so groß ist. (Aus Fauske 1974.)

Wenn die Auftreff-Geschwindigkeit reduziert wird, dann gelingt es allerdings nicht mehr, den anfänglichen Gasfilm zwischen den Flüssigkeiten zu verdrängen, siehe Abb. 24. In diesem Fall tritt also Filmsieden auf, obwohl die spontane Keimbildungstemperatur nicht überschritten wurde.

Die Grenzen zwischen den einzelnen Wärmeübergangsbereichen beim Flüssig-Flüssig-Kontakt hängen also von dynamischen Einflußgrößen ab.

1.5 Das Fauske-Kriterium

Wir betrachten die Möglichkeit einer Dampfexplosion für den Fall, daß eine heiße Flüssigkeit H (Temperatur T_H) mit einer kälteren Flüssigkeit K ($T_K < T_H$), die leichter flüchtig ist, in Kontakt gebracht wird.

- Die Kriterien

Fauske (1972, 1973, 1974) bezeichnet folgende Voraussetzungen als notwendig für eine Dampfexplosion:

- (a) H und K müssen als Flüssigkeiten in direkten Kontakt kommen. Sie dürfen also weder durch einen anfänglich vorhandenen Gasfilm, noch durch einen sich bildenden Dampffilm getrennt werden, noch darf H beim Kontakt erstarren.
- (b) Die Kontakttemperatur T_I muß größer sein als die spontane Keimbildungstemperatur T_{SN} . Wenn dies der Fall ist, dann kann es zu einer explosionsartigen Verdampfung mit starker Fragmentation kommen.

Wenn zwar $T_I < T_{SN}$ aber $T_H > T_{SN}$ ist, dann besteht immerhin die Möglichkeit, daß die Flüssigkeiten sich so vermischen und Wärme austauschen, daß die Grenzflächentemperatur anwächst, bis das Kriterium (b) erfüllt ist. Dieser Prozess führt nach Henry (1979) aber nicht zu einer kohärenten (gleichzeitig an vielen Orten auftretenden) Verdampfung großer Massen der Flüssigkeit K und daher nur zu einer "kleinen" (small-scale) Dampfexplosion, vergl. Abb. 25. Die Inkohä-

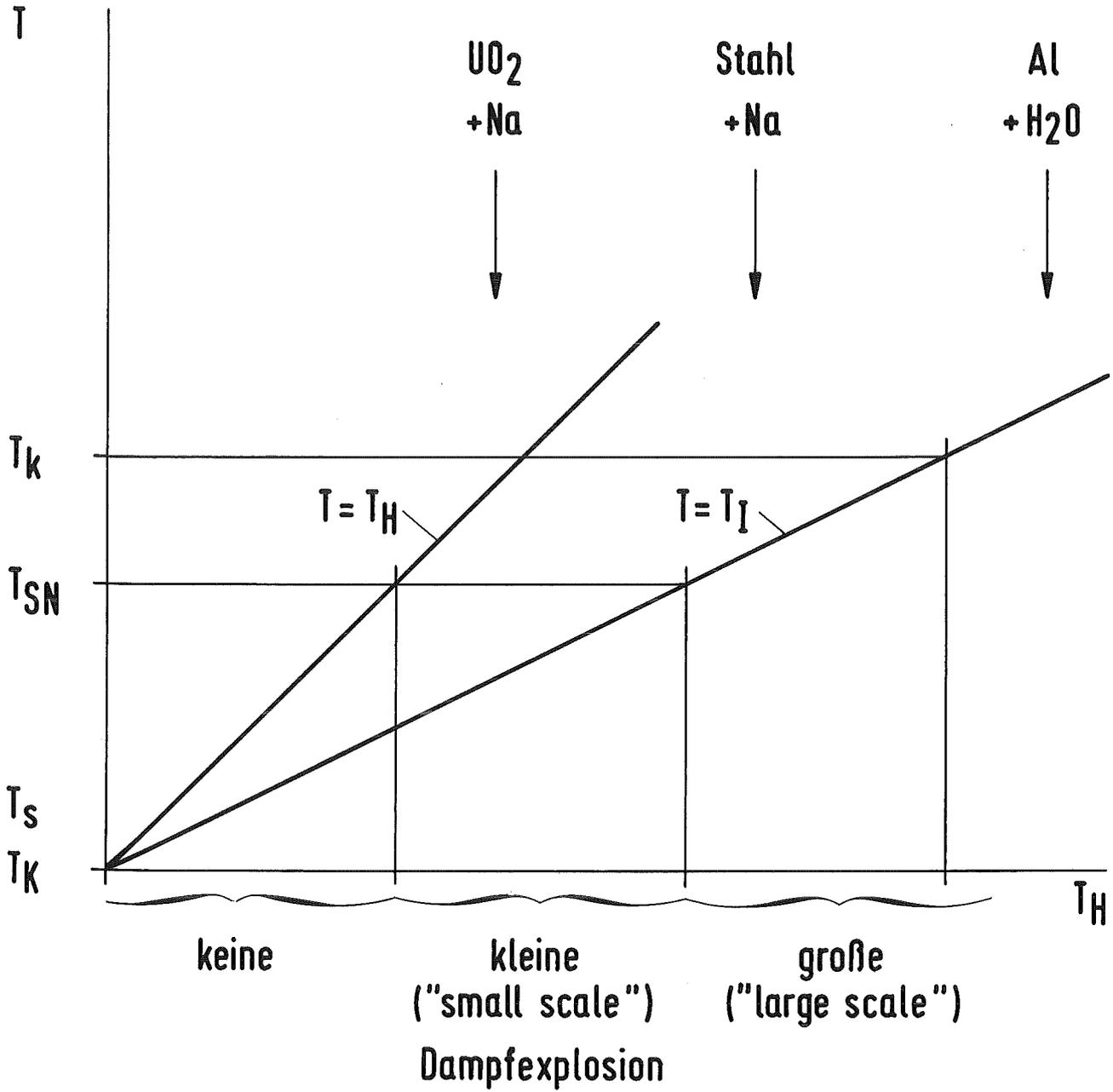


Abb. 25: Kriterien für eine "kleine" oder "große" Dampfexplosion nach Fauske bzw. Henry (1979).

renz leuchtet ein, da die Bedingung $T_I = T_{SN}$ durch Aufheizung nicht überall zu gleichen Zeiten erreicht werden kann.

Wenn (a) und (b) für einen Teil des H-K-Systems erfüllt sind, dann kann dies nach Fauske dann zu einer "großen" (large-scale) Dampfexplosion führen, wenn folgende weitere notwendige Bedingung erfüllt ist:

(c) Eine rasche Entspannung wird durch einen entsprechenden Einschluß (insbesondere Trägheitseinschluß, sogenannte Verdämmung) behindert.

Die Bedeutung der Bedingung (c) zeigt folgende Überlegung. Wenn $T_I > T_{SN}$ ist, dann ist Film-Sieden der wahrscheinlichste Zustand. Ohne äußere Störungen ist es kaum denkbar, daß der für eine Explosion erforderliche Flüssig-Flüssig-Kontakt hergestellt wird. Mögliche Störungen wären Druckwellen, starke Relativbewegungen zwischen H und K, so daß unterkühltes Fluid an die Grenzfläche gelangen kann oder geometrische Störungen. Wenn eine solche Störung vorliegt, kommt es zunächst örtlich zum Zusammenbruch des Dampffilms und dadurch zu einem örtlichen Druckanstieg. Aber nur, wenn die Bedingung (c) erfüllt ist, kann dieser Druckanstieg zu einem Zusammenbruch des Dampffilms in großen Teilen des Systems führen. Umgekehrt könnte solch eine Störung unter der Voraussetzung (c) zu einer Kettenreaktion aus Fragmentation, Wärmeübergang, Verdampfung und Druckanstieg mit verstärkter Fragmentation usw. führen.

- Anwendung auf UO_2 -Natrium, Stahl-Natrium oder Aluminium-Wasser

Die Bedingungen (a) und (b) sind bei nicht allzu hohen Temperaturen für das System flüssiges UO_2 -Natrium nicht erfüllt, vergleiche Abb. 26. Hier ist die Kontakttemperatur wegen der hohen Effusivität des Natriums relativ niedrig und die spontane Keimbildungstemperatur wegen der hohen kritischen Temperatur und hohen Oberflächenspannung des Natriums relativ hoch. Die UO_2 -Temperatur T_H müßte größer als 5000K sein, damit die Kontakttemperatur oberhalb der Schmelztemperatur liegt. Nach dem Fauske-Kriterium kann es hier also nicht zur Dampfexplosion kommen.

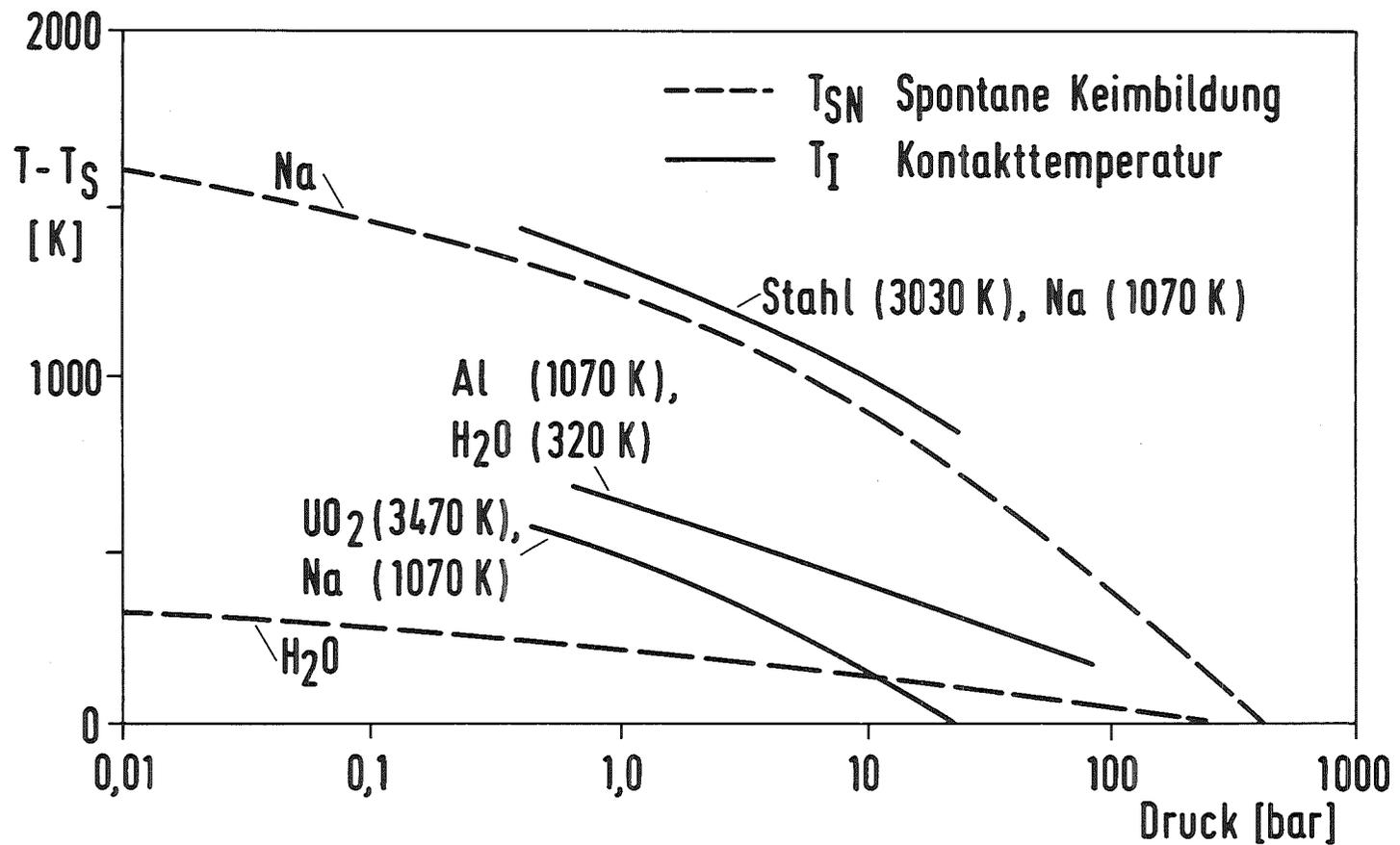


Abb. 26: Vergleich zwischen spontaner Keimbildungstemperatur T_{SN} und Kontakttemperatur T_I für drei verschiedene Systeme nach Fauske (1974).

Anders ist die Situation in den Systemen Stahl-Natrium oder Aluminium-Wasser. Hier können Fauskes Kriterien für eine Dampfexplosion erfüllt sein, siehe Abb. 26.

Im System UO_2 -Wasser liegt die Temperatur T_I oberhalb der kritischen Temperatur. Hier kommt es also beim Kontakt zur sofortigen Entspannung im fluiden Bereich. Dies ist in den Kriterien nicht vorgesehen. Allerdings ist Kriterium (b) erfüllt. Dampfexplosionen sind also in diesem System nicht ausgeschlossen.

- Experimentelle Überprüfung

Die Kriterien (a) und (b) wurden von Fauske (1972, 1973) zunächst aufgestellt, um die Experimente von Armstrong (1972) zu erklären.

Armstrong hat zwei Typen von Kleinexperimenten durchgeführt, siehe Abb. 27:

Typ H->K: Flüssiges UO_2 wird in Natrium injiziert

Typ K->H: Natrium wird in UO_2 injiziert

Bei H->K stellte sich zwar eine heftige Verdampfung und Fragmentation ein, die beobachteten Druckanstiege waren jedoch zu klein, um den Vorgang als Dampfexplosion zu klassifizieren.

Bei Typ K->H trat nach einer Wartezeit eine heftige Dampfexplosion mit deutlichem Druckanstieg auf.

Bei beiden Typen sind die Kriterien (a) und (b) zunächst nicht erfüllt. Die Dampfexplosion beim Experiment vom Typ K->H wird mit der Aufheizung des eingeschlossenen Natrium-Tropfens bis zur spontanen Keimbildung erklärt; daher auch die beobachtete Wartezeit.

Henry (1979) zeigt anhand quantitativer Abschätzungen, daß auch die freigesetzte Energie und die Form des Druck-Zeit-Signals des Typ-2-Experiments nach diesem Konzept erklärt werden kann.

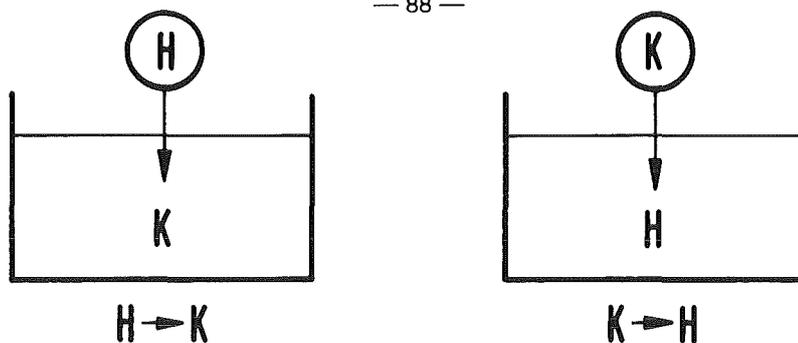


Abb. 27: Zwei Typen von Tropfen-Experimenten

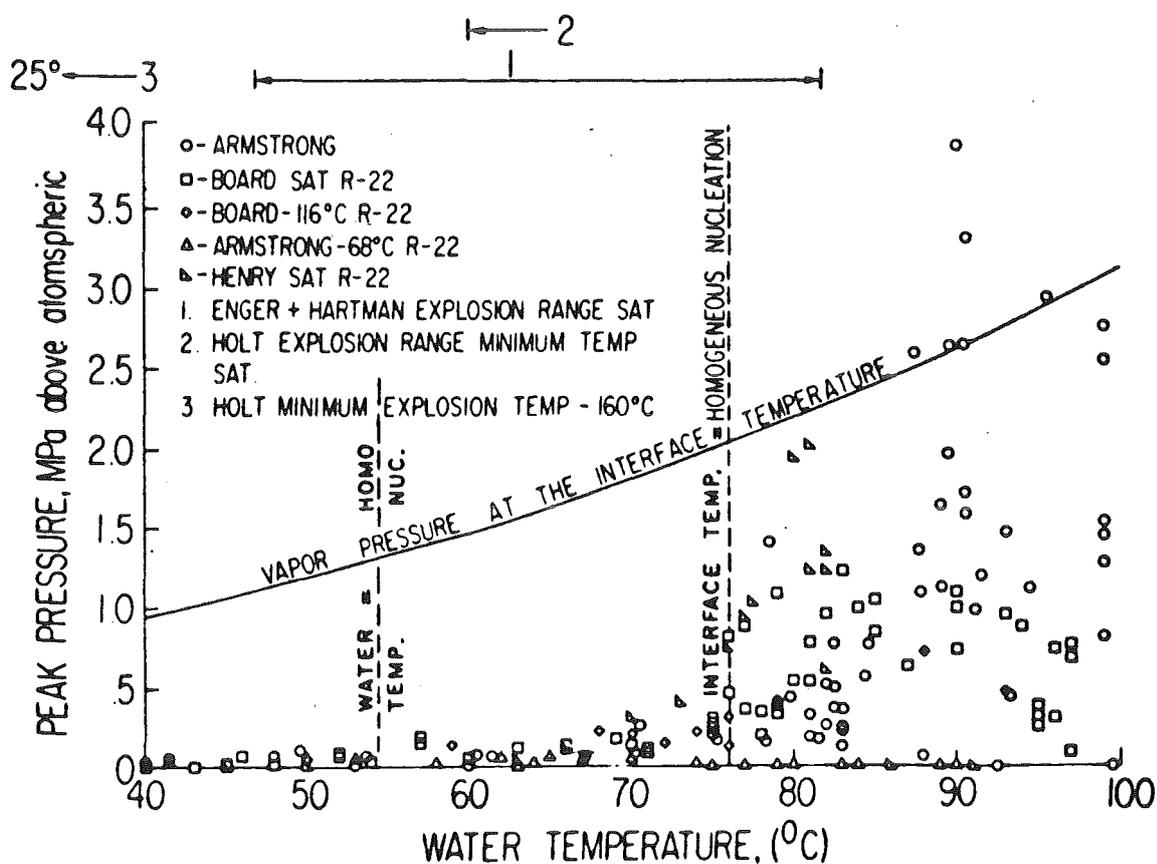


Abb. 28: Zusammenstellung der Meßergebnisse für die Wechselwirkung von Freon-22 mit Wasser. Aufgetragen ist der gemessene Maximaldruck als Funktion der Wasser-Temperatur. Gekennzeichnet sind die homogene Keimbildungstemperatur von Freon (54C) und die Wassertemperatur von 76C, bei der die Interface-Temperatur gleich der homogenen Keimbildungstemperatur ist. Die Abb. stammt von Anderson & Armstrong(1977).

Die heftige Verdampfung und Fragmentation bei Experimenten vom Typ H->K wird mit der Keimbildung an der sich bildenden UO_2 -Kruste erklärt. Auch wird der Einschluß kleinerer Natrium-Tropfen mit mehreren kleinen inkohärenten Dampfexplosionen kleiner Massen für möglich gehalten (Henry 1979).

Diese Interpretation der Experimente von Armstrong (1972) steht also in Übereinstimmung mit dem Fauske-Kriterium.

Weitere experimentelle Belege liefern die in Kap. 1.4.3 erklärten Experimente (Abb. 23) zur Flüssig-Flüssig-Wärmeübertragung bei organischen Flüssigkeiten.

Anderson & Armstrong (1977) haben die Fauske-Kriterien einer kritischen Diskussion unterzogen. Dabei haben sie u. a. alle bis 1977 bekannt gewordenen experimentellen Ergebnisse zur Wechselwirkung zwischen Freon (R-22) und Wasser zusammengetragen. Abb. 28 zeigt als Ergebnis den gemessenen Maximaldruck der Wechselwirkungen als Funktion der Wassertemperatur. Anhand dieses Bildes kann man die Gültigkeit der Fauske-Hypothesen diskutieren.

Bei Umgebungsdruck siedet Freon-22 bei $-40^{\circ}C$ und die kritische Temperatur ist $96^{\circ}C$. Die homogenen Keimbildungstemperatur beträgt etwa 0.885 der kritischen Temperatur (bei 1 bar) und also $54^{\circ}C$. Da experimentell beobachtet wurde, daß Freon-22 auf kaltem Wasser sich ausbreitet, kann davon ausgegangen werden, daß die spontane Keimbildungstemperatur gleich der homogenen ist. Nach Fauske sollte es also zu Dampfexplosionen kommen, wenn die Interface-Temperatur zwischen $54^{\circ}C$ und $96^{\circ}C$ liegt. Für Freon-22 bei $-40^{\circ}C$ und Wasser ergibt sich hiernach ein Temperaturbereich von Wasser zwischen $76^{\circ}C$ und $129^{\circ}C$ (wegen der Siedetemperatur von Wasser praktisch nur $76^{\circ}C$ bis $100^{\circ}C$). In diesem Temperaturbereich sollte es also zu Dampfexplosionen kommen. Wie aus Abb. 28 hervorgeht, zeigen die Experimente in der Tat ein Temperaturfenster zwischen $76^{\circ}C$ und $100^{\circ}C$, in dem besonders hohe Drucke gemessen wurden. Allerdings werden auch einige Dampfexplosionen unter $76^{\circ}C$ beobachtet. Nach Fauske wären diese als "kleine" und die oberhalb $76^{\circ}C$ (bei entsprechendem Einschluß) als "große" Dampfexplosionen zu klassifizieren.

Anderson & Armstrong (1977) kommen aufgrund der gezeigten Daten allerdings zu dem Schluß, daß die Fauske-Kriterien nicht ausreichend sind.

- Kritik

- 1) Das Fauske-Kriterium enthält keine Angaben über die beteiligten Massen und läßt daher keinen Schluß über die zu erwartenden Energiefreisetzen zu.
- 2) In einigen Experimenten wurden Dampfexplosionen festgestellt, obwohl das Kriterium (b) nicht erfüllt war. Dies gilt beispielsweise für Pentan-Tropfen in Wasser. Fauske (1974) hat diese Diskrepanz damit erklärt, daß in diesen Fällen die spontane Keimbildungstemperatur durch dynamische Veränderung der Benetzungsverhältnisse verändert wird. Diese Erklärung wird jedoch nicht allgemein akzeptiert (Cronenberg 1980).
- 3) Bei Experimenten mit flüssigem Stahl und Wasser liegt die Temperatur T_I oberhalb der kritischen Temperatur des Wassers. Dennoch wurden Dampfexplosionen beobachtet (Nelson & Buxton 1978). D.h., die Dampf-Bildung allein kann nicht der kontrollierende Mechanismus sein.
- 4) Die Frage, ob nach einer Wartezeit die Wechselwirkung durch spontane Keimbildung oder durch Zusammenbruch eines vorher vorhandenen Dampffilms ausgelöst wird, kann anhand der Experimente nicht immer eindeutig geklärt werden. Beide Effekte treten etwa bei gleichen Temperaturen auf (Cronenberg 1980).

Weitere Kritik-Punkte haben Board & Caldarola (1977) sowie Cronenberg & Benz (1980) genannt.

Wie von Anderson & Armstrong (1973) ausführlich referiert, hat das Modell von Fauske eine Entwicklung durchgemacht. Während Fauske offensichtlich anfangs die gesamte Dampfexplosion über die spontane Keimbildung infolge extremer Überhitzung erklären wollte, dient die Theorie heute als Auslösemechanismus für die Zerteilung der Schmelze (Benz et al. 1976).

Dennoch hat die Aufstellung dieser Kriterien ohne Zweifel dazu beigetragen, die Dampfexplosionsforschung auf einige Schlüsselphänomene zu konzentrieren. Insofern werden Fauskes Kriterien nach wie vor als Meilenstein in unserem Verständnis der Dampfexplosion angesehen (Cronenberg 1980).

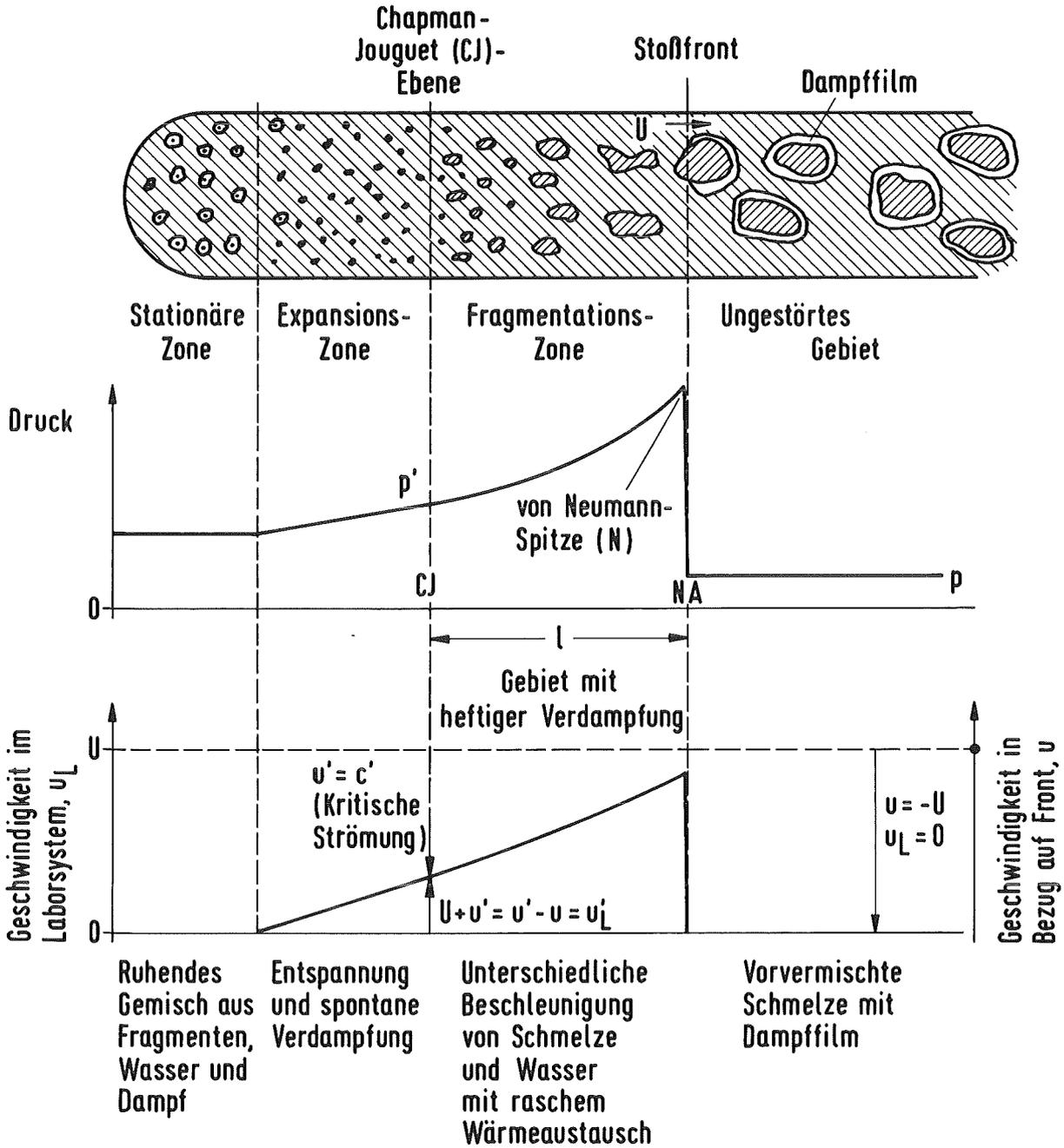


Abb. 29: Schema einer thermischen Detonation nach Board, Hall & Hall (1975).

2. Detonations-Konzept

=====

2.1 Übersicht

Die Briten S.J.Board, R.W.Hall & R.S.Hall (1975) haben ein Modell für die Ausbreitung einer Dampfexplosion vorgeschlagen, das auf der Übertragung der Theorie chemischer Detonationswellen beruht. Es ist in der Lage, einige experimentelle Befunde zu erklären und sagt große Wirkungsgrade voraus. An die Stelle der Energiefreisetzung durch Verbrennung bei einer chemischen Detonation wird die Energieumsetzung in die flüchtigere Phase durch Fragmentation gesetzt. Diese Energieumsetzung wird durch eine Stoßwelle ausgelöst, wie dies in Abb. 29 illustriert ist. Aus diesem Grunde stellen wir zunächst einige Grundlagen über Detonationswellen zusammen.

2.2 Grundlagen stationärer, ebener Stoßwellen mit Energie-Zufuhr

2.2.1 Thermodynamische Grundgleichungen

In den meisten Medien nimmt die Schallgeschwindigkeit mit dem Druck zu. In einer starken Druckwelle versuchen daher die Hochdruck-Teile die vorderste Front der Welle zu überholen. Es kommt dadurch zur Bildung einer Stoßfront.

Durch Anwendung der Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie kann man die Zustandsgrößen

ρ = Dichte, p = Druck, u = Material-Geschwindigkeit,

$v = 1/\rho$ = spezifisches Volumen,

e = spez. innere Energie bzw. $h = e + p/\rho$ = spez. Enthalpie

vor dem Stoß mit den entsprechenden Größen (ρ' , p' , u' , e' , h' , v') nach dem Stoß in Beziehung setzen.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront sei U , vergl. Abb. 30. Für die Aufstellung der Stoßgleichungen ist es zweckmäßig, ein Bezugssystem zu verwenden, daß sich mit der Geschwindigkeit U mit der Welle mitbewegt. In diesem Bezugssystem ist der Zustand stationär. (Eine Ableitung der Stoßgleichungen im ruhenden "Laborsystem" findet sich in Bradley 1963.)

Im bewegten Bezugssystem ist die Geschwindigkeit u vor dem Stoß gegeben durch $u = -U$, vergl. Abb. 30. Die Enthalpie im Ruhezustand

sei h_0 . Es gilt $h_0 = h + \frac{1}{2} \rho u^2$.

Die Energiezufuhr pro Stoßfront-Flächeneinheit und je Zeiteinheit sei $Q = \rho u q$; q ist demnach die Energiezufuhr je Masseneinheit in der Stoßfront.

Bei stationärer Strömung lauten die Erhaltungssätze:

- Erhaltung der Masse:

$$(1) \quad j \equiv \rho u = \rho' u' \quad (j = \text{Massenstrom je Flächeneinheit})$$

- Erhaltung des Impulses:

$$(2) \quad \rho u^2 + p = \rho' u'^2 + p'$$

- Erhaltung der Energie:

$$\rho u (e + \frac{1}{2} u^2) + pu + Q = \rho' u' (e' + \frac{1}{2} u'^2) + p' u'$$

bzw. nach Berücksichtigung obiger Definitionen:

$$(3) \quad h + \frac{1}{2} u^2 + q = h' + \frac{1}{2} u'^2$$

Aus (1) und (2), also allein aus mechanischen Bilanzen, folgt

$$(4) \quad j^2 = (p' - p) / (v - v')$$

Hieraus kann die Stoßwellengeschwindigkeit $U = -u = -j/\rho$ ermittelt werden. Mit (4) kann die kinetische Energie aus der Energiegleichung (3) eliminiert werden:

$$(5) \quad h' - h = q + \frac{1}{2} (p' + p) (v + v')$$

Dies ist die bekannte Rankine-Hugoniot-Gleichung. Zusammen mit einer Zustandsgleichung

$$(6) \quad h = h(p, v)$$

beschreibt sie den Zusammenhang $p' = p'(v')$ für gegebene Anfangswerte (p, v) und Wärmezufuhr q , vergl. Abb. 31.

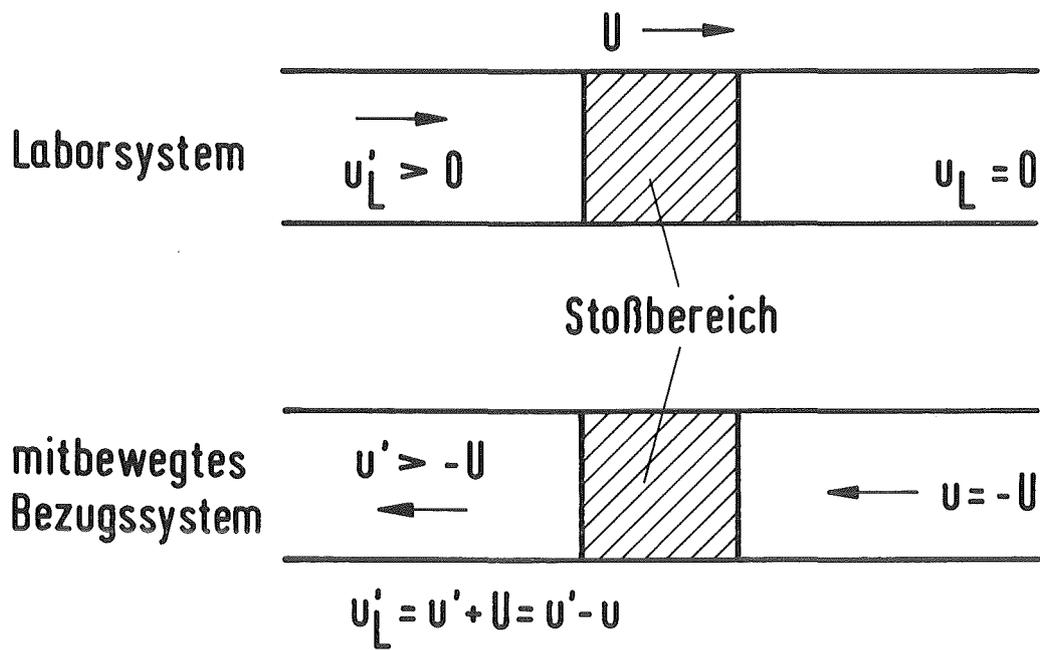


Abb. 30: Stoßbereich und Geschwindigkeiten in verschiedenen Bezugssystemen.

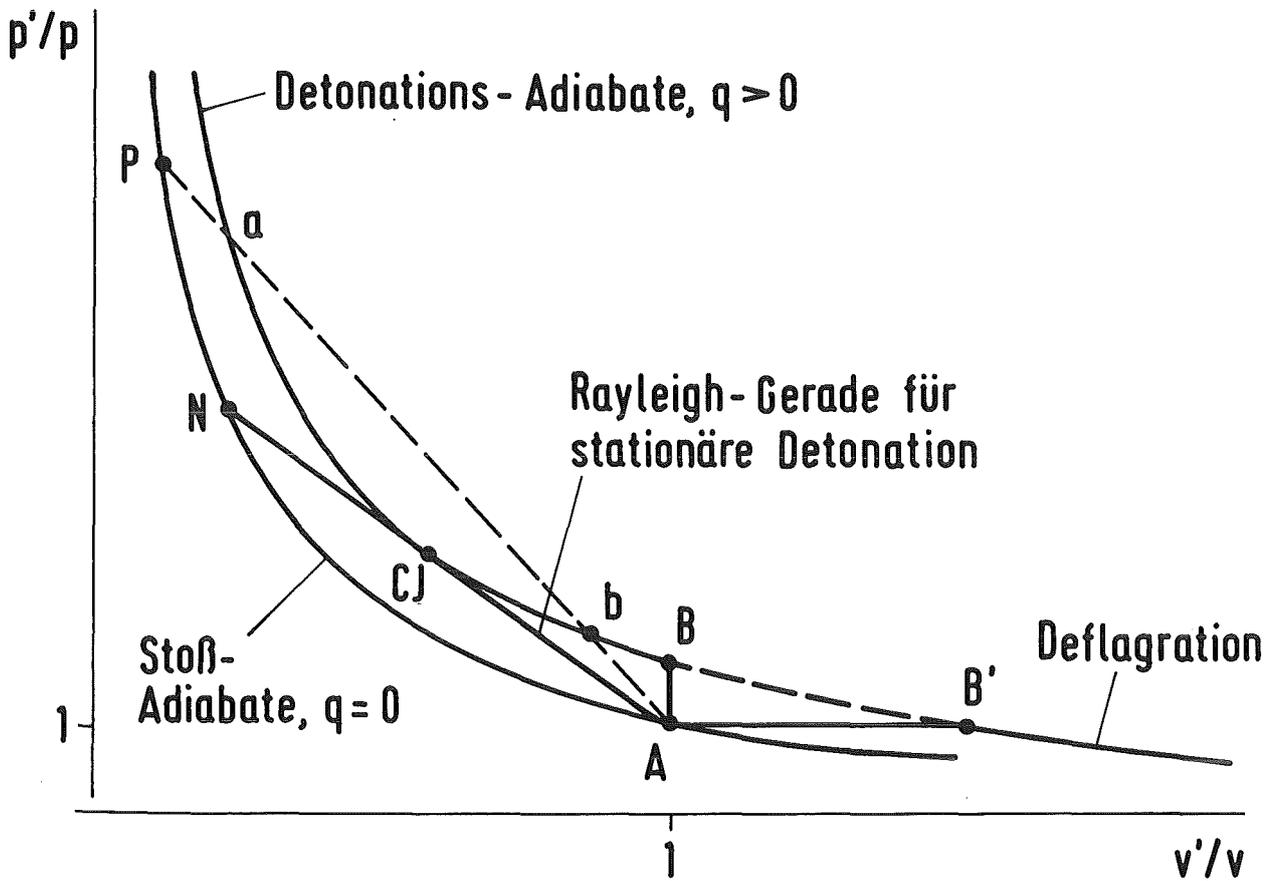


Abb. 31: Schematische Darstellung der Stoß- und Detonationsadiabaten sowie der Rayleigh-Geraden für den stationären Stoß (durchgezogene Kurven) und für einen instabilen Stoß (gestrichelt).

p = Druck, v = spezifisches Volumen.

A = Ausgangszustand

N = von Neumann Spitze

CJ = Chapman-Jouguet-Punkt

B ~ Hicks-Menzies-Vermischung bei konstantem Volumen

P = ein denkbarer Zustand nach dem Stoß

a = ein denkbarer Zustand nach Energiezufuhr

b = ein bei Detonationen nicht erreichbarer Zustand

Die von (5) beschriebene p-v-Kurve wird

- für $q = 0$ als Stoß-Adiabate
- für $q > 0$ als Detonations-Adiabate

bezeichnet.

Obige Ableitung galt unter der Annahme einer Energiezufuhr q von außen. In unserem Fall wird aber nicht Energie von außen zugeführt, sondern Energie innerhalb des Gemisches durch chemische oder thermische Reaktionen umgesetzt. In diesem Fall ändert sich der Zustand des Gemisches und dies äußert sich darin, daß wir zwei Zustandsgleichungen, $h(p,v)$ und $h'(p',v')$ zu verwenden haben. Für $p=p'$ und $v=v'$ ist $h'-h$ ungleich null und entspricht der bei der Reaktion umgesetzten Energie q . Mit dieser Interpretation sind obige Beziehungen auch auf diesen Fall anzuwenden.

2.2.2 Diskussion des p-v-Diagramms, Abb. 31

Für ein ideales Gas mit konstanter spezifischer Wärme c_p ($dh = c_p dT$) lautet die Zustandsgleichung gemäß (6)

$$(6a) \quad h = pv\kappa/(\kappa-1). \quad (\kappa = \text{Isentropenexponent})$$

Für die Zustandsgleichung (6a) hat (5) die Form einer Hyperbel (Zierep 1975):

$$(5a) \quad \frac{p'}{p} = \frac{\frac{2\alpha}{\alpha-1} \frac{q}{c_p T} + \frac{\alpha+1}{\alpha-1} - \frac{p}{p'}}{\frac{p}{p'} - \frac{\alpha-1}{\alpha+1}}$$

Man erkennt (und dies gilt allgemein), daß die Detonations-Adiabate stets oberhalb der Stoßadiabaten liegt. Weiter sieht man, daß die Hugoniot eine Polstelle haben kann. Bei dem idealen Gas gibt es eine Polstelle bei $v'/v = (\kappa-1)/(\kappa+1)$; dies ist gleich $1/6$ für $\kappa = 1,4$. Zudem erkennt man aus obiger analytischer Formel, daß der Druck bei Wärmezufuhr um so stärker steigt, je größer $q/(c_p T)$ ist.

In Abb. 31 sind eine typische Stoß- und eine typische Detonations-Adiabate eingezeichnet. Der Punkt A entspricht dem Ausgangszustand.

Die Steigungen dp/dv der Adiabaten steht in Beziehung zur lokalen Schallgeschwindigkeit c , da der "Stoß" bei kleinen Druckänderungen isentrop ($s = \text{const}$) verläuft:

$$(7) \quad c^2 = -(\partial p / \partial v)_s / v$$

Hierbei ergibt sich c aus der Steigung der Stoß-Adiabaten im Ausgangszustand A und c' aus der Steigung der Detonations-Adiabaten im Endzustand (z.B. Punkt a in Abb. 31)

Auf der Detonations-Adiabaten sind nicht alle Punkte von A aus erreichbar. Da j reel sein soll, muß j^2 positiv sein. Aus (4) folgt also, daß entweder $p > p'$ und $v < v'$ (der Bereich unterhalb B' in Abb. 31) oder $p' > p$ und $v' < v$ (der Bereich oberhalb B in Abb. 31). Diese Bereiche der Detonations-Adiabaten sind als "Detonations-" bzw. "Deflagrations-" Zweige bekannt. Welcher Zweig erreicht wird, hängt von der Größe von j ab. Wenn der Trigger groß genug ist, so daß die Materialgeschwindigkeit größer als die Differenz zwischen End- und Ruheschallgeschwindigkeit, dann wird der Detonationszweig, andernfalls der Deflagrationszweig erreicht. Der erforderliche Triggerdruck muß also von der Größe

$$p_{\text{Trigger}} \approx \rho c^2$$
 sein. Dies sind insbesondere bei einphasigen Flüssigkeiten sehr große Drücke (z.B. $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, $c = 1000 \text{ m/s}$, $\rightarrow p_{\text{Trigger}} = 10^9 \text{ Pa} = 10 \text{ kbar}$).

Der Grenzzustand B ist von gewissem Interesse: Er wird durch einen Verbrennungsprozess bei konstantem Volumen erreicht; dies entspricht bei der Dampfexplosion der von Hicks & Menzies (1965) betrachteten Zustandsänderung, vergl Kap. I.3.

Der Punkt P sei ein beliebiger Zustand nach Durchlaufen der Stoßwelle ohne Energiezufuhr. Die Gerade P-A genügt der Gleichung (4), es ist die sogenannte Rayleigh-Gerade. Diese Gerade basiert allein auf der Erhaltung von Masse und Impuls. Die Steigung der Rayleigh-Geraden von A nach P ist gleich j^2 und also um so größer, je größer die Stoß-

wellengeschwindigkeit ist. Die Rayleigh-Gerade schneidet in diesem Beispiel die Detonations-Adiabate in den Punkten a und b. Man erkennt, daß die Steigung der Rayleigh-Geraden nicht kleiner sein kann als die Steigung der Tangenten vom Punkt A an die Detonations-Adiabaten, d.h. zum Punkt CJ. Dies ist der sogenannte Chapman-Jouguet-Punkt. D.h., zur Aufrechterhaltung einer stationären Detonationswelle ist es notwendig, daß der Massenstrom einen gewissen Minimalwert nicht unterschreitet.

Im CJ-Punkt ist der Massenstrom minimal und folglich

$$d(j^2)/dp' = 0.$$

An solch einem Punkt ist die Strömungsgeschwindigkeit u' nach dem Stoß gerade gleich der dort vorliegenden Schallgeschwindigkeit (c'); siehe Landau & Lifshitz (1959) Ch. 84. (Man spricht von kritischer oder "choked" Strömung.)

2.2.3 Ablauf einer Detonation, Chapman-Jouguet-Bedingung

Den Ablauf einer Detonation kann man sich also wie folgt vorstellen. Jeder Energieumsetzungsvorgang (Verbrennung oder Verdampfung) erfordert eine gewisse Zeit. Der ankommende Detonationsstoß wird also zunächst das Material adiabat, d.h. entlang der Stoß-Adiabaten ohne Energie-Zufuhr oder -Umsetzung bis zu einem Punkt P komprimieren. Sodann wird die Energieumsetzung anlaufen und der Zustand verschiebt sich entlang der Rayleigh-Geraden vom Punkt P bis zu einem Punkt a. Wegen der beschriebenen Reihenfolge des Ablaufes in der Stoßwelle sind nur Punkte oberhalb des CJ-Punktes auf der Detonations-Adiabaten erreichbar.

Es stellt sich nun die Frage, wo der Endpunkt a auf der Detonations-Adiabaten denn nun wirklich liegt. Man kann zeigen, daß tatsächlich für den stationären und stabilen Stoß der Endpunkt a mit dem CJ-Punkt zusammenfällt (Landau & Lifshitz 1959 Ch. 122, 84).

Qualitativ kann man sich das wie folgt klarmachen: Im Labor-System ist die Geschwindigkeit nach dem Stoß $u'-u > 0$, d.h., das Gebiet hinter dem Stoß expandiert. Die Geschwindigkeit u' in einem Expansionsgebiet ist durch die Schallgeschwindigkeit c' begrenzt. Wie schon erläutert,

entspricht u' der Steigung der Rayleigh-Geraden und c' der der Detonationsadiabaten. Oberhalb des CJ-Punktes ist $u' > c'$. Dies ist für ein Expansionsgebiet unmöglich. Folglich kann a nicht oberhalb von CJ liegen. Unterhalb des CJ-Punktes (bei b) würde der Druck im Expansionsgebiet den Stoß noch weiter beschleunigen, also wäre auch hier der Stoß nicht stationär. Zudem ist dieser Zustand nicht erreichbar. Folglich müssen die Punkte a und b mit CJ zusammenfallen. Im CJ-Punkt ist $u' = c'$. Dies ist die Chapman-Jouguet-Bedingung.

Die hierzu gehörige Rayleighgerade schneidet die Stoßadiabate im Punkt N, dem sogenannten von Neumann-Punkt. Wenn man endliche Stoßdicken zuläßt, braucht der Stoßdruck nicht bis zum Stoßdruck p_N anzusteigen, um in den CJ-Punkt einzumünden. Diese Möglichkeit wird in der Literatur nicht weiter diskutiert.

2.3 Das Detonations-Konzept von Board & Hall

Das Board-Hall Modell basiert auf der Idee, daß eine Dampfexplosion im wesentlichen nach dem gleichen Schema ablaufen kann wie eine chemische Detonation, wenn die folgenden drei Voraussetzungen gegeben sind (siehe Board, Hall & Hall 1975, Board & Hall 1974b und Williams 1976):

- a) Das Flüssig-Flüssig-Gemisch aus heißer Schmelze und Kühlmittel liegt anfänglich in einer groben Vermischung vor, wobei die Vermischung jedoch so grob ist, daß in der Zeit, in der die Detonation abläuft, kein wesentlicher Wärmeaustausch stattfindet.
- b) Ein starker "Trigger"-Stoß "zündet" den Vorgang (Trigger = Auslöser oder Zünder)
- c) Ein Stoß mit der CJ-Amplitude fragmentiert die anfängliche Grobmischung in eine sehr viel feinere Vermischung, so daß ein schneller Wärmeaustausch ermöglicht wird. Die Gesamtzeit der Fragmentation und des thermischen Ausgleichs muß sehr viel kleiner sein als die Zeit, die die Detonationswelle benötigt um durch das System zu laufen.

In Abb. 29 ist schematisch dargestellt, wie man sich diesen Vorgang vorzustellen hat. Es besteht hier übrigens auch eine starke Verwandtschaft zu chemischen Detonationen, bei denen in einem langen Rohr ein Flüssigkeitsfilm an der Rohrwand mit einem Gas im Inneren des Rohres reagiert. Dieser Fall wurde von Rao, Sichel & Nicholls (1972) untersucht.

Über die Möglichkeiten zur Ausbildung der groben Vorvermischung werden nur wenige Aussagen gemacht. Als Trigger kann man sich eine Einschluß-Verdampfung (Entrapment) vorstellen. Auch kann ein Dampfblasen-Kollaps oder Verdampfung durch spontane Keimbildung der Auslöser sein.

Wesentlich für die Fragmentation scheint es zu sein, daß die Druckwelle stark genug ist, um einen anfänglich vorhandenen Dampffilm zu kollabieren. Der Filmkollaps allein kann dann bereits Ursache für die weitere Fragmentation sein. Daneben aber verursacht die Druckwelle eine starke Beschleunigung des Gemisches. Wegen der unterschiedlichen Dichten der beteiligten Komponenten entsteht eine starke Relativ-Geschwindigkeit zwischen Komponenten (Schmelze, Kühlmittel und eventuell vorhandener Restdampf sowie Inertgase). Siehe Abschnitt 2.5. Diese Relativbewegung wird zu weiterer Fragmentation führen. Board & Hall hatten vor allem diesen letzteren Mechanismus als Ursache der Fragmentation angesehen. Wichtig ist, daß hierbei die Fragmentation schneller abläuft als die Abbremsung der Relativbewegung zwischen den Komponenten durch Zwischenphasen-Reibkräfte.

Board & Hall (1974a) haben für eine Zinn-Wasser-Mischung gezeigt, daß die oben genannten Voraussetzungen erfüllt werden können. Für das UO_2 -Natrium-System wird ein CJ-Druck von 15 000 bar und eine Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront von $U \approx 1000$ m/s vorausgesagt. Der Druck der von-Neumann-Spitze wäre noch erheblich höher.

Bei einer derartigen Detonation ist es theoretisch denkbar, daß sich ein höherer Wirkungsgrad für die Umsetzung thermischer Energie in mechanische Arbeit einstellt als nach Hicks & Menzies (1965); dies ist leicht einzusehen, wenn man bedenkt, daß in Abb. 31 nach Hicks & Menzies nur der Zustand B erreicht wird. D.h., die Arbeit, die der Fläche zwischen dem Kurvenzug A-CJ-B-A entspricht, wird nicht berücksichtigt. Diese Arbeit entspricht derjenigen im schraffierten Bereich in Abb. I.1 im Flüssig-Gebiet oberhalb der Siedekurve. Wegen der im allgemeinen großen Steigung der Adiabaten im Flüssig-Gebiet - große Schallgeschwindigkeit - ist dieser zusätzliche Arbeitsanteil jedoch klein gegenüber dem von Hicks & Menzies erfaßten Anteil.

Weltweit wird an vielen Stellen theoretisch und experimentell das Detonations-Konzept weiter erforscht und es sind eine Reihe teils unterstützender, teils kritischer Ergebnisse berichtet worden.

Zu den Kritik-Punkten gehören:

- Zweifel an der Effektivität des zugrundegelegten Fragmentations-Mechanismus. Williams (1976) weist darauf hin, daß Board & Hall den Abbremsseffekt unterschätzten, indem sie nur die Beschleunigung der schweren Phase nicht aber die Verlangsamung der leichten Phase berücksichtigten. (Diese Vereinfachung wird in den neueren Modellen nicht mehr benutzt.)
Bankoff, Jo & Ganguli (1976) kommen ebenfalls zu dem Schluß, daß wegen des raschen Abbaus von Relativgeschwindigkeiten durch Reibung Fragmentierung weder nach dem Taylor-Instabilitäts-Mechanismus noch nach dem Grenzschicht-Abstreifungs-Mechanismus schnell genug ablaufen könnte, um die Detonation aufrechtzuerhalten.
- Weiter setzt das stationäre Detonationsmodell einen Trigger voraus, der so groß sein muß, daß das obige Fragmentations-Kriterium erfüllt ist. Williams(1976) schätzt hierfür Werte von 80 bis 700 bar.
- Williams (1976) weist ferner auf den dispersiven Effekt hin, den eine heterogene Mischung zweier Komponenten mit unterschiedlichen Dichten und Schallgeschwindigkeiten auf eine Druckwelle hätte. Hierdurch wird das Erreichen des von Neumann Drucks möglicherweise verhindert.
- Zweifel bestehen zudem, ob ein Reaktor überhaupt groß genug wäre,

um die Ausbildung einer stationären Detonationswelle zu ermöglichen (Sharon & Bankoff 1978a, 1981).

- Dies gilt zumal deshalb, weil die Theorie auf der Betrachtung einer ebenen Stoßfront beruht. In Wahrheit wird die Front aber gekrümmt sein müssen. Hall & Board (1979) haben den Effekt einer gekrümmten Stoßwelle untersucht. Sie stellen fest, daß der Krümmungsradius r der Front groß sein muß im Verhältnis zur Dicke l der Front (l =Abstand von der Stoßfront zur CJ-Ebene):

$$l/r < \ln(v_{CJ}/v_N)$$

($v_{CJ} = v'$ = spez. Volumen am CJ-Punkt,

v_N = spez. Volumen am von Neumann-Punkt).

- Die chemische Detonations-Theorie berücksichtigt die Ungleichgewichtseffekte nicht, die infolge unterschiedlicher Temperaturen aber insbesondere infolge des Schlupfes zwischen den Komponenten im Gemisch auftreten (Bankoff, Jo & Ganguli 1976). Diese Effekte wurden inzwischen von Sharon & Bankoff(1978a/b), Berthoud & Scott(1979) sowie Hall & Board(1979) diskutiert bzw. erfaßt. Demnach ist eine stationäre Detonation nur möglich, wenn der Schlupf in der CJ-Ebene auf Null zurückgegangen ist.

Erhebliche Unterstützung hat das Detonations-Konzept jedoch erfahren durch

- einige Experimente, die ganz offensichtlich einen Vorgang zeigen, der einer Dampfexplosions-Welle ähnelt (siehe Kap. III.4).
- durch Entdeckung verstärkter Fragmentationsmechanismen (siehe Kap. IV).
- durch die Übertragung des Detonationskonzepts auf instationäre Modelle (siehe folgendes Kap.).

sowie weitere neuere Untersuchungen (Goldammer 1980, Condiff 1982, Schwalbe 1982).

Man kann heute davon ausgehen, daß das Detonations-Konzept mit einigen beobachteten Dampfexplosionen konsistent ist. Inwieweit diese Theorie auf Reaktorsituationen anwendbar sind, ist noch offen.

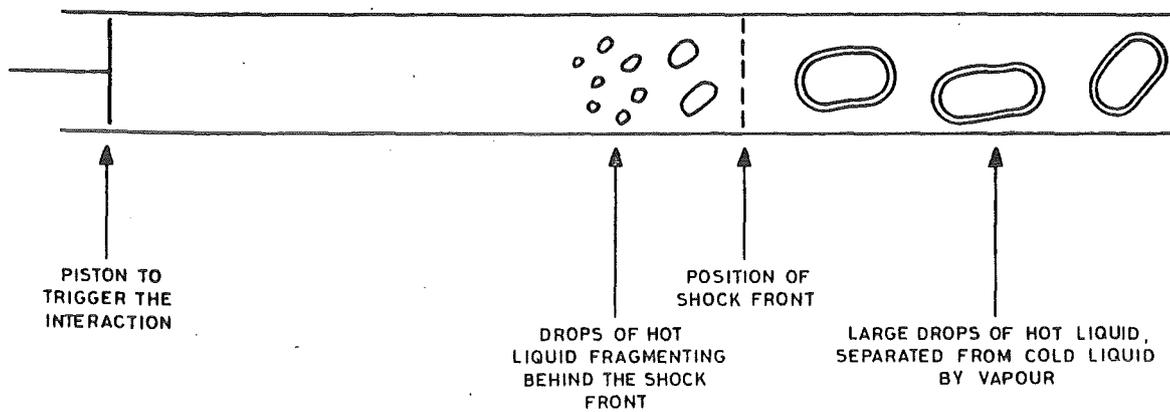
2.4 Instationäre Detonationswellen

Einer der wesentlichen Kritikpunkte an dem Board-Hall Modell war seine Beschränkung auf ebene und vor allem stationäre Druckwellen. Mit diesem Modell konnte daher das Anwachsen oder Abklingen einer Druckstörung prinzipiell nicht untersucht werden. Insbesondere blieb die Frage offen, wie groß ein Trigger mindestens sein muß, um zu einer Detonation zu führen.

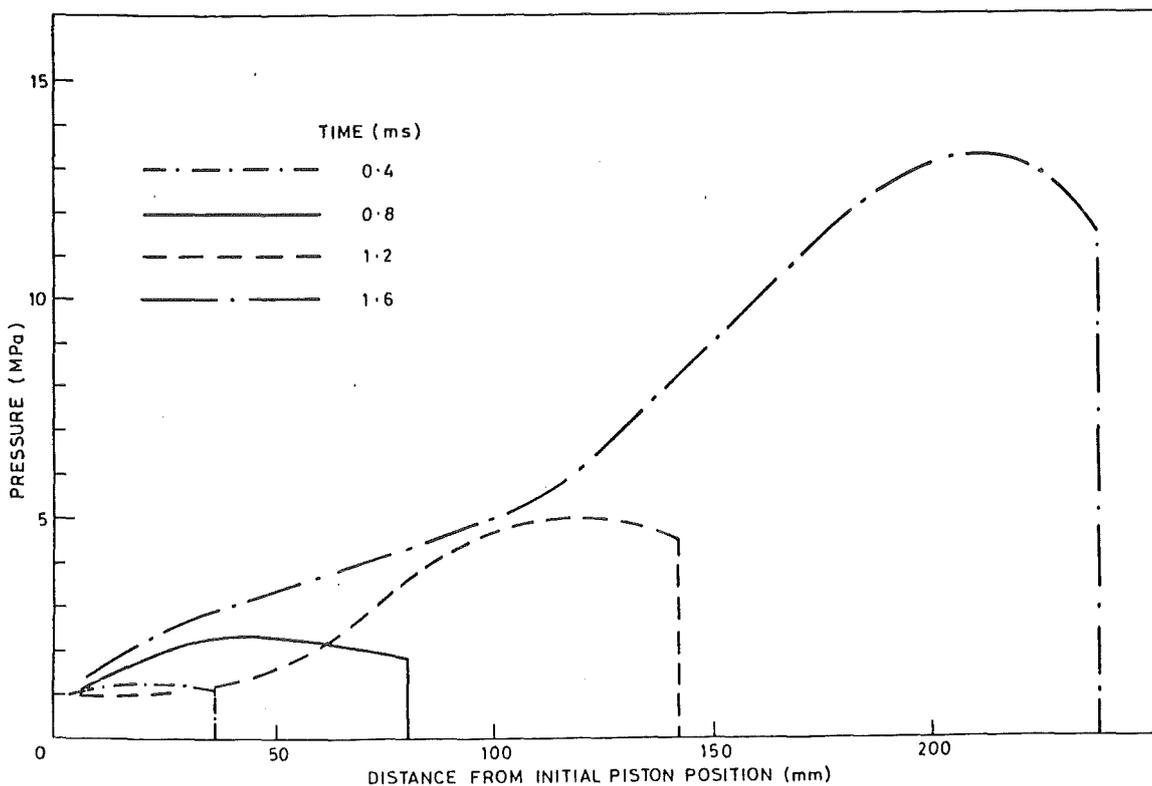
Seit etwa 1976 wird nun an der Entwicklung instationärer Modelle gearbeitet. Das transiente Modell von Jacobs (1976) war hier der erste Ansatz. Es ist wie die von Fishlock (1979) und Corradini (1980) berichteten Arbeiten auf eindimensionale, ebene Druckwellen beschränkt. Neuerdings wurden auch zweidimensionale Rechnungen berichtet (Stevenson 1980, mit dem Programm SIMMER, und Corradini 1980, mit CSQ). Im folgenden wird allein auf die eindimensionalen Rechnungen eingegangen.

In diesen Rechnungen wird stets eine Kombination aus zwei Teilmodellen benutzt (Jacobs 1976): Ein makroskopischer Teil dient der Beschreibung der globalen Bewegungen. Hierbei werden die aus der Erhaltung von Masse, Impuls und Energie folgenden Bewegungsgleichungen für das Gemisch benutzt. Oft wird dabei das Gemisch wie eine homogene Substanz behandelt. In einem mikroskopischen Teil wird die Fragmentierung, Wärmeübertragung vom heißen zum kalten Medium und Verdampfung beschrieben.

Für den makroskopischen Teil werden teilweise vorhandene einphasige Rechenprogrammen wie PVEC (Fishlock 1979) oder WONDY-IV (Corradini 1980) benutzt. Die beiden genannten Rechenprogramme basieren auf einer Lagrange-Methode, bei der die Lage der Stoßwelle explizit verfolgt werden kann. Eulersche Verfahren mit ortsfesten Maschennetzen haben sich nach Fishlock (1979) als numerisch zu ungenau erwiesen. (Durch "numerische Diffusion" wird die Stoßfront verschmiert und dadurch werden die Beschleunigungen im Stoßbereich unterschätzt.) Die verwendeten mikroskopischen Modelle unterscheiden sich bei den einzelnen Autoren erheblich.



Das betrachtete System



Druck-Eskalation im System Aluminium-Wasser.

Abb. 32: Instationäre Detonations-Welle berechnet von Fishlock (1979).

Fishlock (1979) berichtete Rechnungen für Aluminium/Wasser und für flüssiges UO_2 /Natrium Gemische. In beiden Fällen wird angenommen, daß viele Tropfen der heißen Flüssigkeit in einem langen Rohr umgeben von kalter Flüssigkeit angeordnet sind, vergl. Abb. 32, so daß eindimensionale lineare Rechnungen zulässig sind. Im Anfangszustand wird angenommen, daß ein Dampffilm zwischen den Komponenten für einen vernachlässigbaren kleinen Wärmeübergang sorgt. Als Auslöser oder Trigger wird an einem Rohrende eine Druckstörung durch die Bewegung eines Kolbens aufgeprägt. Diese Störung verursacht eine Stoßwelle, die in das Rohr hineinläuft. An der Stoßfront wird der Dampffilm zwischen den beiden Komponenten kollabiert und die Fragmentierung beginnt. Für diesen Fragmentierungsprozess werden verschiedene Modelle ausprobiert. Aufgrund dieser Fragmentierung wird die übertragene Wärme von dem heißen zum kalten Fluid berechnet. Diese Wärme ist Eingabe für eine Rankine-Hugoniot-Beziehung, die an der Stoßfront ausgewertet wird und die die Verknüpfung zwischen den Bereichen vor und hinter dem Stoß herstellt. In diesen beiden Teilbereichen werden die differentiellen Erhaltungsgleichungen jeweils für ein homogenes Gemisch (also insbesondere ohne Schlupf) numerisch mittels finiter Differenzen integriert. Eingabe für das jeweils verwendete Fragmentierungsmodell ist neben dem thermodynamischen Zustand vor dem Stoß vor allem die sich ausbildende Relativgeschwindigkeit. Diese ergibt sich aus dem Drucksprung an der Stoßfront ($p'-p$). Wohlgedenkt, diese Relativgeschwindigkeit wird nur im Fragmentationsmodell, nicht bei der Integration der Gemischgleichungen berücksichtigt.

In Abb. 32 ist eines der Ergebnisse von Fishlock (1979) wiedergegeben. Die Abbildung zeigt, wie der Druck in dem Rohr zu verschiedenen Zeiten verteilt ist. Der Druck wächst anfänglich langsam, später stärker an. Der hier verwendete Trigger von 10 bar in diesem Aluminium-Wasser-System genügt nach dieser Modellrechnung also, um eine Detonationswelle entstehen zu lassen.

Qualitativ die gleichen Ergebnisse ergaben sich für das UO_2 /Na-System. Wenn man die Voraussetzung der Existenz einer groben Vermischung mit stabilem Filmsieden akzeptiert (es gibt daran Zweifel), dann kann man nach diesen Ergebnissen die Entstehung einer Dampfexplosion in einem UO_2 /Natrium-System also nicht ausschließen. Zu ähnlichen Aussagen gelangte Jacobs(1976). Jacobs konnte keinen

echten Schwellenwert für die Entstehung einer Detonation feststellen. Wenn der Trigger-Druck sehr klein ist, dann reicht allerdings die Länge der vorgemischten Zone nicht aus, um zu einem wesentlichen Druckanstieg zu führen.

Diese Ergebnisse hängen stark von den verwendeten Fragmentationsmodellen ab. Hier und in den Anfangsbedingungen sind die größten Unsicherheiten begründet. Immerhin ist mit diesen Rechnungen der Weg aufgezeigt, wie man wohl auch unter Berücksichtigung realer Reaktorgeometrien dreidimensional und instationär die Frage nach der Entstehung und Auswirkung einer Detonations-Welle prüfen können.

2.5 Größe der erreichbaren Relativgeschwindigkeit

Im folgenden geben wir eine Abschätzung für die erreichbare Relativgeschwindigkeit zwischen den heißen Partikeln und dem umgebenden kalten Fluid. Die Ursache der Relativgeschwindigkeit ist die unterschiedliche Dichte der beiden Komponenten. Bei gleicher Dichte gäbe es keine Relativgeschwindigkeit. Im folgenden berechnen wir näherungsweise die Relativgeschwindigkeit unter folgenden Annahmen:

- Die mittlere Geschwindigkeitsänderung in der Stoßwelle sei U .
- Gesucht ist die Relativgeschwindigkeit $u_H - u_K$.
- Die Dichten der Komponenten sind ρ_H und ρ_K .
- α ist der Volumenanteil der kalten Flüssigkeit.
- Die Dichteänderungen im Stoß werden vernachlässigt.
- Die Dicke der Stoßwelle sei groß gegenüber den Partikelradien, so daß konvektive Beschleunigungen vernachlässigbar sind im Vergleich zu den lokalen Beschleunigungen.
- Zur Partikelmasse hinzu kommt eine virtuelle Masse, bzw. je Volumeneinheit eine virtuelle Dichte ρ_V (siehe z.B. Schumann 1981b).
- Für kleine Tropfen H , d.h. für $(1-\alpha) \ll 1$ gilt näherungsweise

$$(1) \rho_V = \frac{1}{2}\alpha(1-\alpha)\rho_Z,$$

wobei ρ_Z die Dichte der zusammenhängende Phase ist. Für den Zweck stetiger Abhängigkeiten kann man hierfür

$$(2) \quad \rho_Z = \alpha \rho_K + (1-\alpha) \rho_H$$

setzen.

- Zur Abkürzung nennen wir $\partial u / \partial t = b$.

Dann kann man von folgenden Erhaltungsgleichungen ausgehen:

Impulsbilanz:

$$(3) \quad \alpha \rho_K b_K + \rho_V (b_K - b_H) = - \alpha \partial p / \partial x$$

$$(4) \quad (1-\alpha) \rho_H b_H + \rho_V (b_H - b_K) = -(1-\alpha) \partial p / \partial x$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\alpha u_K + (1-\alpha) u_H = U$$

bzw.

$$(5) \quad \alpha b_K + (1-\alpha) b_H = \partial U / \partial t$$

Wenn wir Gl. (3) mit $(1-\alpha)$ und Gl. (4) mit α multiplizieren und dann beide Gleichungen voneinander subtrahieren, dann erhalten wir

$$(6) \quad \alpha(1-\alpha)(\rho_K b_K - \rho_H b_H) + \rho_V (b_H - b_K) = 0$$

Anhand der Kontinuitätsgleichung können wir b_H durch $\partial U / \partial t$ und b_K ausdrücken

$$(7) \quad b_H = (\partial U / \partial t) / (1-\alpha) - b_K \alpha / (1-\alpha).$$

Damit folgt aus (6)

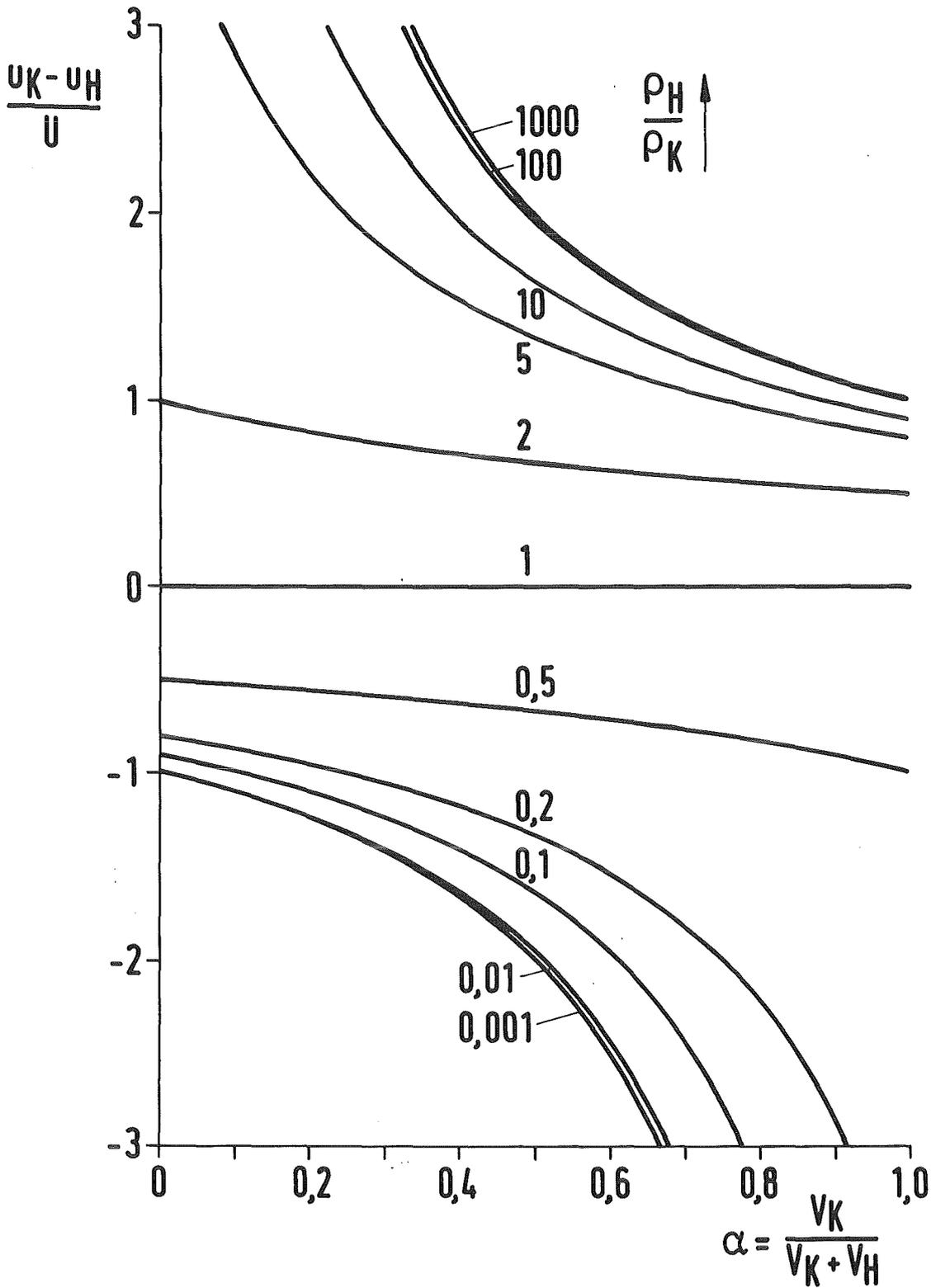


Abb. 33a: Differenzgeschwindigkeit zwischen kalter und heißer Phase bezogen auf die Gemischgeschwindigkeit U nach Wellendurchgang (ohne Reibung und bei kleiner Dichteänderung) als Funktion des Volumenanteils α der kalten Komponente mit dem Dichteverhältnis als Parameter. a) ohne Berücksichtigung der virtuellen Dichte.

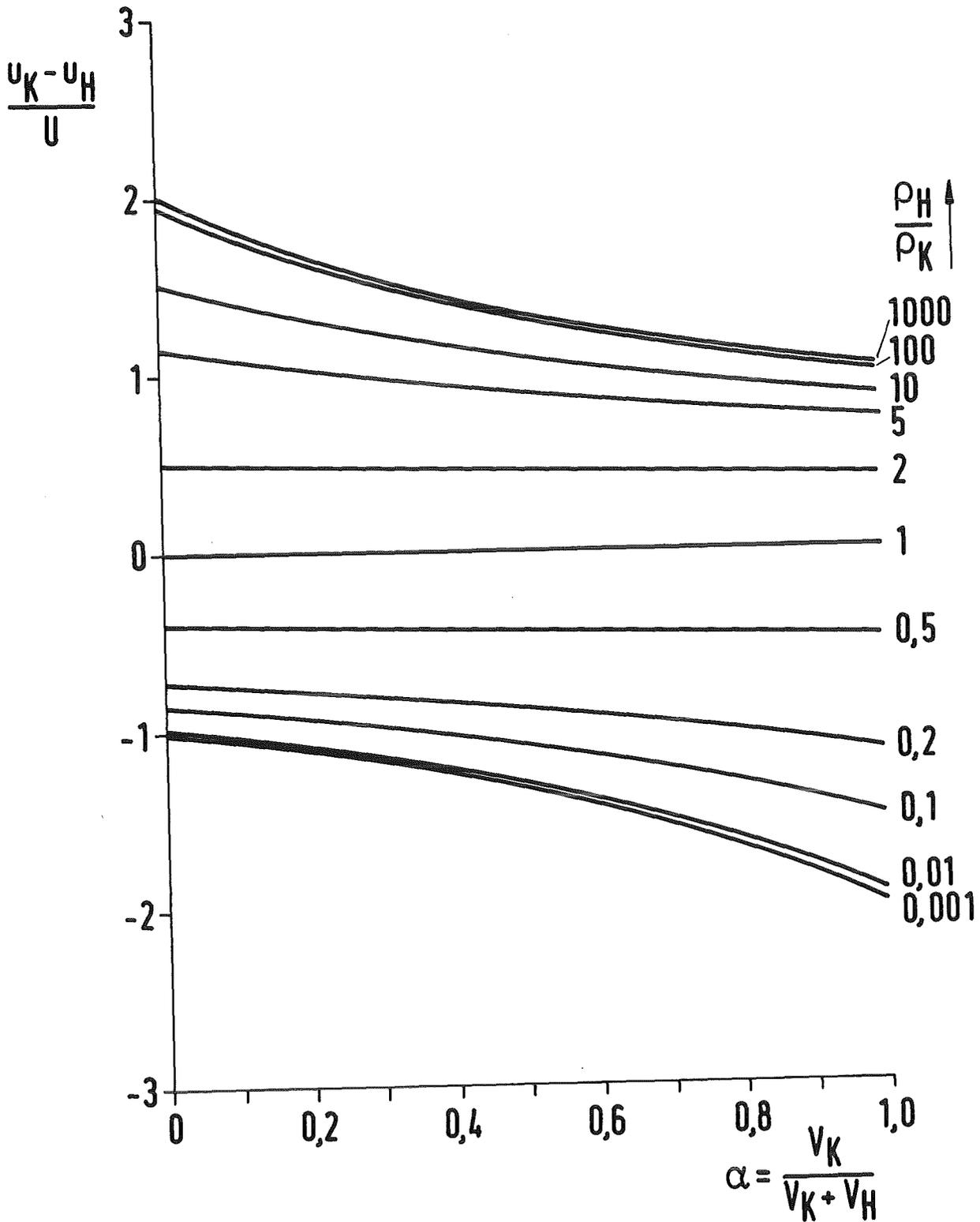


Abb. 33b: Differenzgeschwindigkeit zwischen kalter und heißer Phase bezogen auf die Gemischgeschwindigkeit U nach Wellendurchgang (ohne Reibung und bei kleiner Dichteänderung) als Funktion des Volumenanteils α der kalten Komponente mit dem Dichteverhältnis als Parameter.
b) mit Berücksichtigung der virtuellen Dichte.

$$(8) \quad b_K = \frac{\{\alpha(1-\alpha)\rho_H + \rho_V\}(\partial U/\partial t)}{\{(1-\alpha)\alpha^2\rho_H + \alpha(1-\alpha)^2\rho_K + \rho_V\}}$$

und entsprechend

$$(9) \quad b_H = \frac{\{\alpha(1-\alpha)\rho_K + \rho_V\}(\partial U/\partial t)}{\{(1-\alpha)\alpha^2\rho_H + \alpha(1-\alpha)^2\rho_K + \rho_V\}}.$$

Wenn keine anderen (z.B. Reibungskräfte) wirken, dann kann in der Zeit integriert und die Differenz gebildet werden:

$$(10) \quad (u_H - u_K)/U = \frac{\alpha(1-\alpha)\{\rho_H - \rho_K\}}{\{\alpha(1-\alpha)((1-\alpha)\rho_K + \alpha\rho_H) + \rho_V\}}.$$

Abb. 33a - d zeigen die so berechnete normierte Geschwindigkeitsdifferenz als Funktion des Volumenanteils α der kalten Komponente, bzw. als Funktion des Dichteverhältnisses $\rho_H/(\rho_K + \rho_H)$.

Man erkennt, daß die virtuelle Dichte insbesondere bei extremen Dichteverhältnissen den erreichbaren Schlupf entscheidend beeinflusst. Weiter sehen wir, daß die Relativgeschwindigkeit der Phasen sowohl kleiner als auch größer als die Stoßfrontgeschwindigkeit sein kann. Diese Erkenntnisse sind in den bekanntgewordenen Untersuchungen zur thermischen Detonation noch nicht ausreichend berücksichtigt worden.

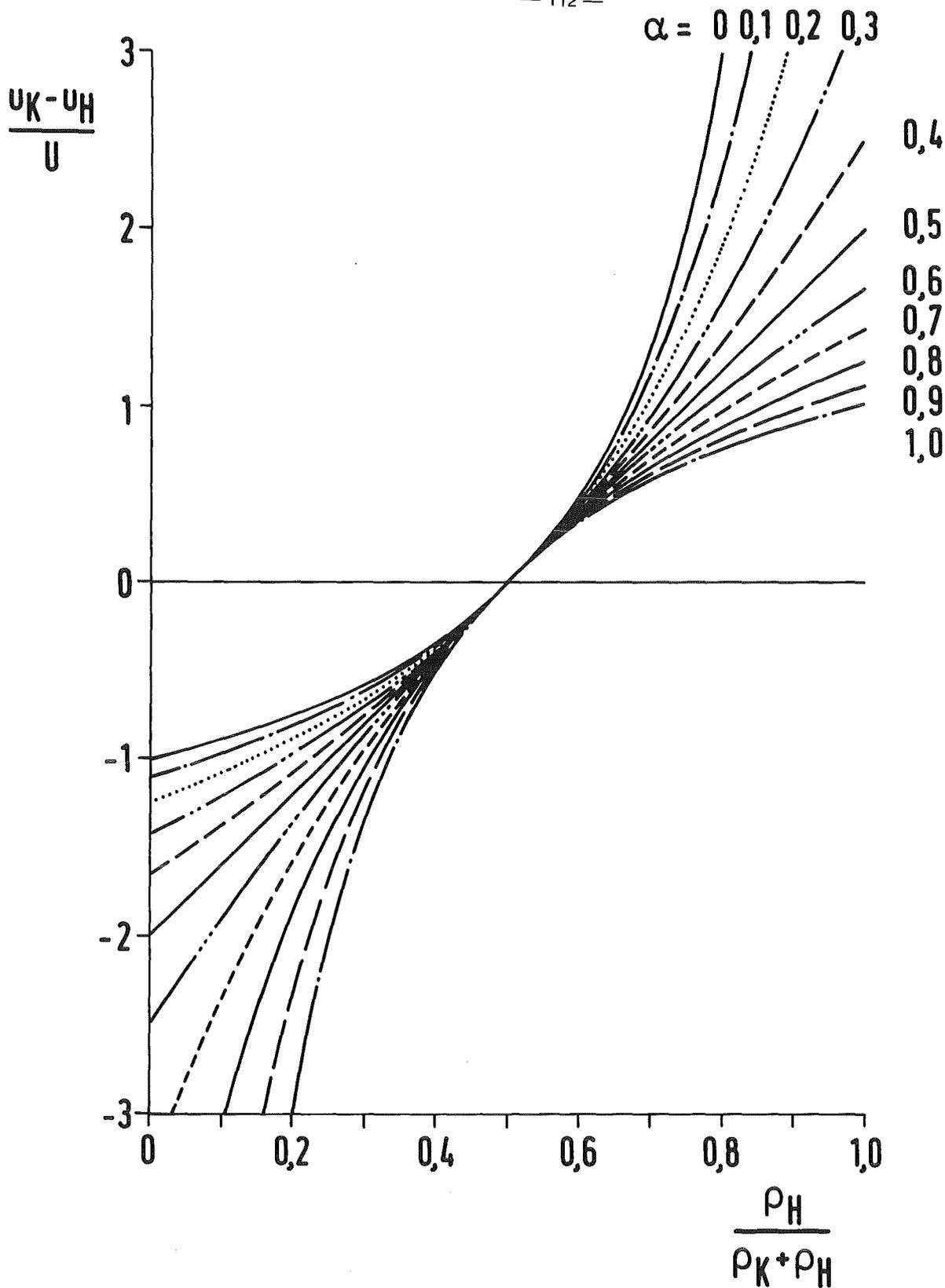


Abb. 33c: Differenzgeschwindigkeit zwischen kalter und heißer Phase bezogen auf die Gemischgeschwindigkeit U nach Wellendurchgang (ohne Reibung und bei kleiner Dichteänderung) als Funktion des Dichteanteils $\rho_H / (\rho_H + \rho_K)$ mit dem Volumenanteil der kalten Komponente $\alpha = V_K / (V_H + V_K)$ als Parameter.
c) ohne Berücksichtigung der virtuellen Dichte.

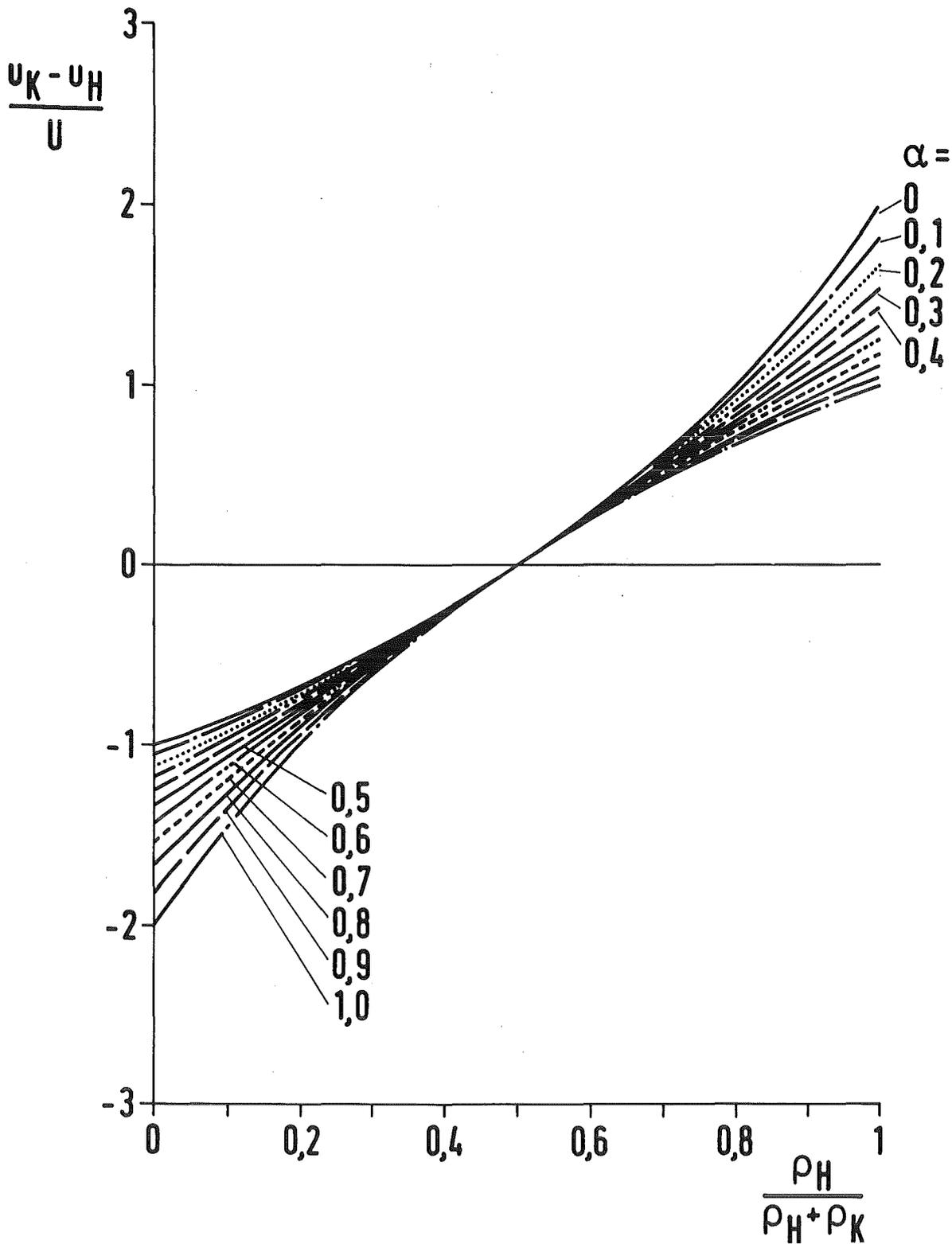


Abb. 33d: Differenzgeschwindigkeit zwischen kalter und heißer Phase bezogen auf die Gemischgeschwindigkeit U nach Wellendurchgang (ohne Reibung und bei kleiner Dichteänderung) als Funktion des Dichteanteils $\rho_H/(\rho_H + \rho_K)$ mit dem Volumenanteil der kalten Komponente $\alpha = V_K/(V_H + V_K)$ als Parameter.
d) mit Berücksichtigung der virtuellen Dichte.

III. EINIGE TYPISCHE EXPERIMENTE

1. Kurze Übersicht

=====

1.1 Zusammenfassende Literatur

Es erscheint kaum möglich, alle bisher durchgeführten Experimente darzustellen. Es gibt hier eine verwirrend große Vielzahl von Informationen. In diesem Kapitel wird daher lediglich eine Übersicht über die verschiedenen Arten von Experimenten und einige wichtige Ergebnisse gegeben.

Zusammenfassende Übersichtsartikel über Experimente zur Dampfexplosion haben Caldarola (1974), Benz et al. (1976), Board & Caldarola (1977), Buxton & Nelson in SANDIA (1975), Chapter 6, sowie Haag & Körber (1980) vorgelegt. Hier wird vor allem aus diesen Berichten referiert. Buxton & Nelson haben ihre sehr umfangreiche Zusammenstellung nach den beteiligten Stoffpaaren gegliedert, siehe Tabelle 1.

Versucht man aus den von Buxton & Nelson wiedergegebenen Anmerkungen herauszulesen, ob bei den jeweiligen Stoffpaaren Dampfexplosionen beobachtet wurden, so kommt man zu keinen schlüssigen Angaben. Selten wird eine "heftige Explosion" vermerkt. Häufiger wird von "Fragmentation" gesprochen. Offensichtlich erschwert die unterschiedliche und oft unscharfe Bezeichnung gleicher Vorgänge die Auswertung.

"One man's pop is another man's explosion"

(Buxton & Nelson, in SANDIA 1975)

Dennoch ist in Tabelle 1 die jeweilige Paarung mit E gekennzeichnet, wenn zumindest einmal von Explosion oder heftiger Wechselwirkung gesprochen wurde und mit F, wenn Fragmentation erwähnt wird.

Besonders häufig untersucht sind die Material-Kombinationen Al-H₂O, Cu-H₂O, Sn-H₂O und Pb-H₂O. In allen diesen Kombinationen wurden deutliche Dampfexplosionen beobachtet.

Tabelle 1: Stoffpaarungen in verschiedenen Dampfexplosions-
Experimenten nach Buxton & Nelson in SANDIA (1975), Tab. 6.1

Heißes Material Kaltes Material Zahl der referierten Arbeiten

A) Flüssige Metalle

E	Al	H ₂ O	36
F	Al	Carbon tetrachloride	1
	Al	Chloroform	1
	Al	N ₂ (flüssig)	2
F	Al	Na (flüssig)	1
E	Ag	H ₂ O	4
F	Ag	Na	1
F	Au	H ₂ O	3
F	Bi	H ₂ O	7
F	Bi	H ₂ O+carboxy methy cellulose	1
	Bi	N ₂ (flüssig)	5
E	C (fest)	H ₂ O	1
	Cd	H ₂ O	1
E	Co	H ₂ O	2
E	Cu	H ₂ O	7
F	Cu	Na	1
	Cu	N ₂ (flüssig)	1
F	Cu	Methylchloride	1
E	Fe	H ₂ O	12
E	Fe	Na	4
F	Fe	Li	1
F	Fe	K	1
F	Ga	H ₂ O	1
	Hg	H ₂ O	7
	Hg	N ₂ (flüssig)	2
F	In	H ₂ O	3
E	K	H ₂ O	1
E	Li	H ₂ O	1
E	Mg	H ₂ O	4
	Mo	H ₂ O	1
	Mo	Na	2
E	Na	H ₂ O	4
	Nb	Na	1

Tabelle 1 (Fortsetzung)

Heißes Material	Kaltes Material	Zahl der referierten Arbeiten
F Ni	H ₂ O	5
F Ni	Na	2
E Pb	H ₂ O	23
F Pb	H ₂ O + carboxy methy cellulose	1
Pb	N ₂ (flüssig)	3
F Pt	Hg	1
E Sn	H ₂ O	22
F Sn	H ₂ O + carboxy methy cellulose	1
Sn	N ₂ (flüssig)	2
E Ti	H ₂ O	2
F Ti	Na	1
F U	H ₂ O	12
F U	Na	1
F V	Na	1
W (fest)	H ₂ O	2
Zn	H ₂ O	6
Zn	N ₂ (flüssig)	1
Zr	H ₂ O	7
F Zr	Na	1
F Legierungen	H ₂ O	8
F Legierungen	Ethylene Glycol	1
Metalle (allgemein)	H ₂ O	1

B) Geschmolzene Salze

E NaCl	H ₂ O	6
E NaCl	Green Liquor	1
E NaCl-KCl	H ₂ O	1
E AgCl	H ₂ O	2
E KCl	H ₂ O	1
E KJ	H ₂ O	1
E Schmelze	H ₂ O	5
E Schmelze	Green Liquor	3

Tabelle 1 (Fortsetzung)

Heißes Material Kaltes Material Zahl der referierten Arbeiten

C) Geschmolzene Oxide

F	UO ₂	H ₂ O	7
F	UO ₂	Na	13
	A1-U308	H ₂ O	1
	B203	H ₂ O	1
F	A1203	H ₂ O	5

D) Geschmolzene Silikate

	Sand	H ₂ O	1
F	Glas	H ₂ O	3
E	Mineralien	H ₂ O	1
E	Lava	H ₂ O	2
E	Schlacke	H ₂ O	5

E) Wasser und wässrige Lösungen

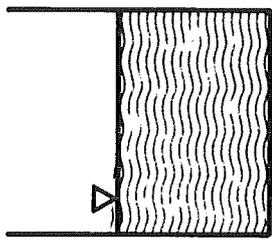
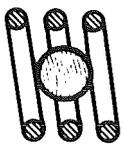
E	H ₂ O	N ₂ (flüssig)	6
	H ₂ O	NH ₃ (flüssig)	1
E	H ₂ O	Freon-22	4
E	H ₂ O	Isobutane	1
E	H ₂ O	Propane	1
E	H ₂ O	Propylene	1
E	H ₂ O	Ethane	2
	H ₂ O	Methane	1
E	H ₂ O	LNG (flüssiges Erdgas)	6
E	H ₂ O	organische Mischungen	1
	Salz-Wasser	LNH ₃	1
E	Salz-Wasser	LNG	3
	Salz-Wasser	LN ₂	1
	andere wässrige Lösungen	in LNG + LN ₂	1
F	andere wässrige Lösungen	in Hexane	1
	andere wässrige Lösungen	in LNG	1

Tabelle 1 (Fortsetzung)

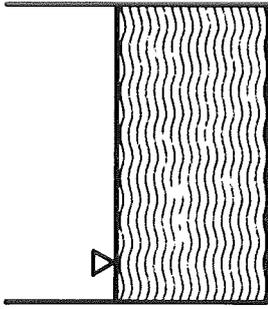
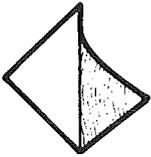
Heißes Material Kaltes Material Zahl der referierten Arbeiten

F) Öle und andere organische Flüssigkeiten

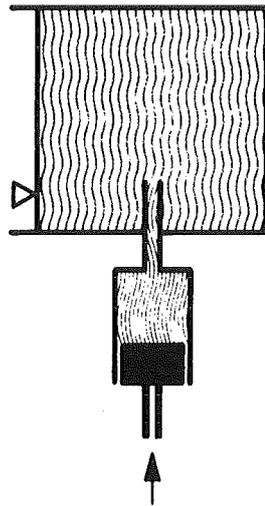
E	Mineralöl	Freone	1
	Silicone Öl + Glycerol	in Pentane	1
E	Öl	H ₂ O	1
E	organische Filme	LNG	1
F	Ethylen Glycole	div. Kältemittel	1
F	Cyclohexane	div. Kältemittel	1
F	n-Butyl Alcohol	div. Kältemittel	1
F	n-Hexane	div. Kältemittel	1
F	n-Pentane	div. Kältemittel	1
F	Methycyclohexane	div. Kältemittel	1
E	organische Filme	div. Kältemittel	1
E	div. organische Flüssigk.	in div. Kältemittel	1
E	Acetone	div. Kältemittel	1
E	Ethanol + iso-Propylalcohol	in div. Kältemittel	1
	Ethylen Glycole	div. Kältemittel	1



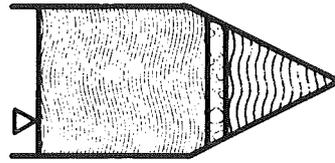
Tröpfchen - E.



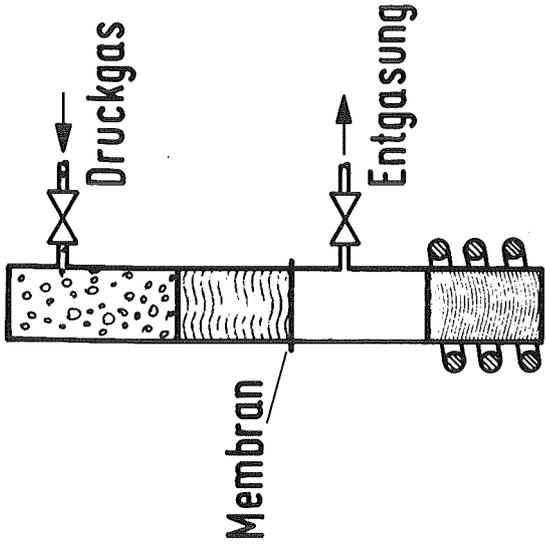
Eingieß - E.



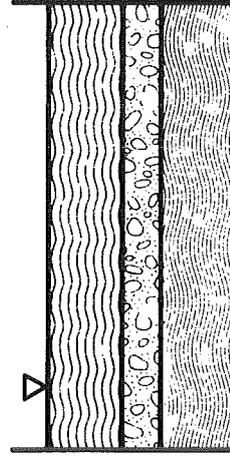
Einspritz - E.



Einschluß - E.



Stoßrohr - E.



Übersichtungs - E.



Abb. 1: Dampfexplosions-Experiment-Typen

1.2 Experiment-Typen

Im folgenden werden wir jedoch nicht weiter dieser Gliederung nach Stoffpaaren folgen, sondern ähnlich wie Caldarola (1974) sowie Benz et al. (1976) eine Gliederung entsprechend den Randbedingungen der verschiedenen Experimente wählen.

Man kann folgende Einteilung wählen:

- 1) Kleinexperimente mit Einzeltröpfen
- 2) Eingieß-Experimente mit großen Massen
- 3) Stoßrohr-Experimente
- 4) Einspritz-Experimente
- 5) Einschluß-Experimente
- 6) Überschichtungs-Experimente
- 7) Out-of-Pile und In-Pile Simulations-Experimenten für Dampfexplosionen in Reaktoren
- 8) (Unfreiwillige) Experimente bei Reaktorstörfällen an Testreaktoren
- 9) (Unfreiwillige) Experimente bei Unfällen in anderen Industriebereichen oder entsprechende Vorkommnisse in der Natur (z. B. Vulkan)

Auf die unter 8 bis 9 genannten "Experimente" wurde bereits in Kap. I.2 eingegangen. Die unter 7 genannten Experimente sind von sehr speziellem Charakter; sie werden daher im Zusammenhang mit den wichtigsten Ergebnissen beschrieben. Im folgenden werden die anderen Experimente kurz erläutert, siehe auch Abb. 1.

1) Kleinexperimente mit Einzeltröpfen

Diese Experimente sind dadurch gekennzeichnet, daß das heiße Material in Form eines einzelnen Tropfens in die kalte Flüssigkeit gelangt. Der Tropfen ist genügend klein, so daß Oberflächenspannung für eine ungefähre Kugelform sorgt.

Experimente mit Einzeltröpfchen haben folgenden Ablauf: Nach dem Aufschmelzen des Materials in einem Tiegel, in einer Levitationsspule (z.B. Zyszkowski 1975) oder von einem Stangenmaterial in offener Flamme, fällt das Tröpfchen zunächst durch eine Luft-, seltener durch eine Schutzgasatmosphäre. Nach einer gewissen Fallhöhe trifft das Tröpfchen auf die in einem Gefäß ruhende kalte Flüssigkeit. Zumeist durchdringt der Tropfen die Fluid-Oberfläche und fällt weiter herab, eventuell bis auf den Boden des Gefäßes. In einigen Experimenten erfolgt eine Explosion sofort nach dem Auftreffen auf die Oberfläche, bei anderen während des Falls durch die kalte Flüssigkeit, in einer weiteren Gruppe erst auf dem Boden des Gefäßes. Hierbei wird die Dampfexplosion zumeist durch einen isolierenden Dampf- oder Gasfilm um den Tropfen behindert. In vielen Fällen gelingt es durch Aufprägen einer Störung, diesen Film zum kollabieren zu bringen. Danach beobachtet man häufig sofort oder nach einer Wartezeit in der Größenordnung von 0,1 ms eine Explosion. Der Trigger kann eine geometrische Störung sein. In den letzten Jahren hat man vielfach Trigger in Form von Druckwellen induziert, die man mit einer "Drahtexplosion" in der Nähe des Tropfens erzeugt. Eine derartige Drahtexplosion entsteht, wenn durch einen Draht ein sehr großer elektrischer Strom geschickt wird, so daß der Draht durch die Verlustwärme schlagartig zum Verdampfen gebracht wird. Selbstverständlich hat diese Vorgehensweise nur dann einen Sinn, wenn die beobachtete Dampfexplosion einen größeren Druckpuls auslöst als der Trigger.

Tröpfchenexperimente haben folgende Vorteile:

- Solche Experimente lassen sich im allgemeinen gut beobachten. Wegen der relativ kleinen Energien kann man ein Gefäß aus Glas benutzen und den Vorgang fotografieren oder filmen. Auch lassen sich Detailvorgänge an der Grenzfläche zwischen den beteiligten Materialien, wie z.B. die Ausbildung eines Dampffilms gut beobachten.
- Der Vorgang ist noch vergleichsweise einfach und dadurch analytischen Untersuchungen relativ leicht zugänglich.

Auf der anderen Seite sind diese Kleinexperimente zumeist recht wenig typisch für die Vorgänge im Großen.

Eine ausgeklügelte Technologie wurde zur fotografischen Registrierung der Abläufe entwickelt. Siehe z.B. die Beschreibung einer Funkenkamera von Fröhlich & Anderle (1980) oder Angaben über die Höchstgeschwindigkeitskamera, wie sie von Ando (1981, noch unveröffentlicht) benutzt wird.

2) Eingieß-Experimente mit großen Massen

Eingieß-Experimente unterscheiden sich von Tröpfchen-Experimenten im wesentlichen durch die größere Masse des heißen Materials. Die Oberflächenspannung ist hierbei nicht mehr in der Lage, das Material zusammenzuhalten. Die Geometrie des heißen Materials beim Eintauchen in das Kühlmittel ist deshalb schlecht definiert.

Der Vorteil der Eingieß-Experimente liegt vor allem darin, daß die verwendbaren Massen realen Unfall-Situationen näher kommen und daß dabei weitere physikalische Effekte, die sonst durch die starke Oberflächenspannung unterdrückt werden, auftreten können. Auf der anderen Seite sind solche Experimente selbstverständlich schlechter zu beobachten. Sie sind zudem schlechter reproduzierbar und schwieriger zu analysieren.

3) Stoßrohr-Experimente

In einem langen, senkrecht stehenden Rohr befinden sich die Flüssigkeiten H und K. Sie werden anfänglich von geeigneten Membranen von einander getrennt. Der Zwischenraum zwischen beiden kann weitgehend entgast werden. Nach Bruch der Membranen fällt die eine Flüssigkeit auf die andere; der Aufprall kann durch einen Antrieb, z.B. mittels eines Gaspolsters, noch verstärkt werden. Beim Aufprall der Flüssigkeit entsteht auch ohne Dampfexplosion ein hoher Druck von der Größenordnung $p \approx \rho u c$ (ρ Dichte, u Geschwindigkeit, c Schallgeschwindigkeit). Dieser Druck verhindert bei genügend großer Geschwindigkeit u die Ausbildung eines isolierenden Dampffilms, so daß ein enger Kontakt der Komponenten H und K entsteht.

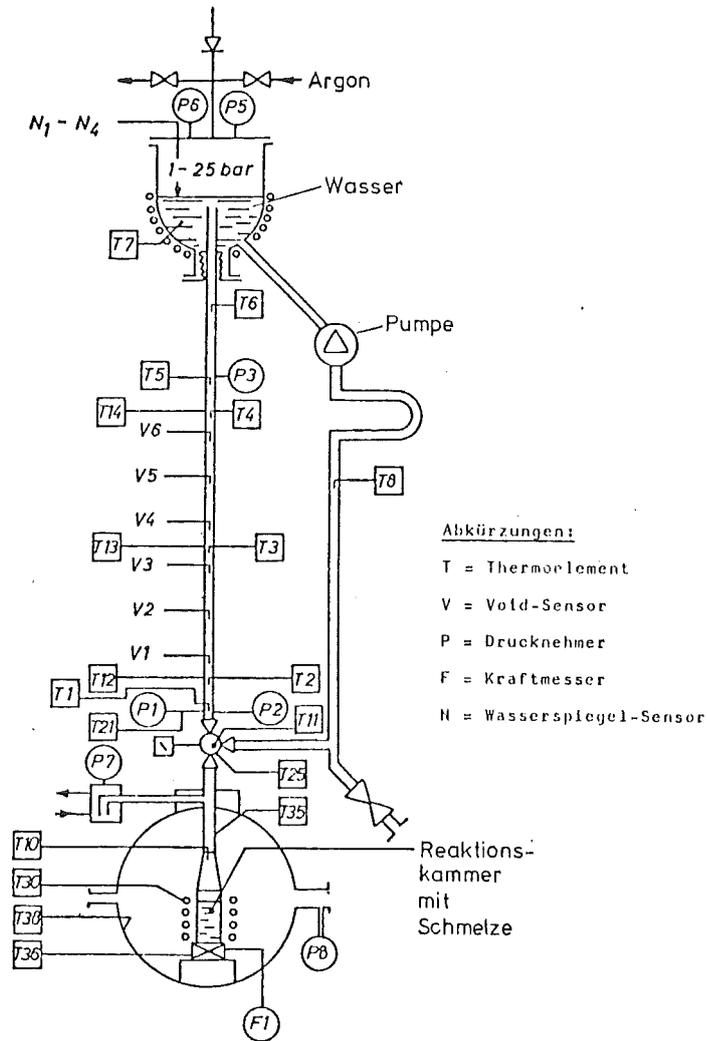


Abb. 2: Stoßrohr-Versuchsanlage Ispra (nach Kottowski et al. 1979, entnommen aus Haag & Körber 1980)

Mit solchen Experimenten simuliert man vor allem den Vorgang beim Auffüllen eines Brennelements in einem Reaktor durch Kühlmittel nach einem Austreibungsvorgang. Siehe z.B. Kottowski et al. (1979).

4) Einspritz-Experimente

Bei Einspritz-Experimenten wird eine der Komponenten H oder K in die andere durch eine Nadel oder ähnliches eingespritzt. Hiermit erreicht man, daß eine Komponente ganz von der anderen umhüllt wird. Trennende Filme aus Inertgasen und möglicherweise sogar Dampffilme werden vermieden.

5) Einschluß-Experimente

Bei den frühen Experimenten von Long (1957), siehe auch Witte & Cox (1973), trat die Dampfexplosion regelmäßig beim Auftreffen der heißen Flüssigkeit (Aluminium-Schmelze) auf den Boden des Gefäßes auf. Man vermutet, daß dies auf den Einschluß von kalter Flüssigkeit (Wasser) zwischen dem Boden und der Schmelze zurückzuführen ist: Das eingeschlossene Wasser verdampft schlagartig, wenn es seine spontane Keimbildungstemperatur erreicht. Solch ein Einschluß wird im Englischen als Entrapment bezeichnet.

Diese Situation versucht man durch geeigneten Versuchsaufbau gezielt herbeizuführen. Hierzu wird entweder ein unten konisch zugespitztes Gefäß benutzt oder die kalte Flüssigkeit wird von unten unter die heiße Flüssigkeit gespritzt. Auch das Einbringen einer Komponente mittels eines Behälters (z.B. aus Glas) in die andere, wobei der Behälter nach einiger Zeit zerstört wird, kann man zu Gruppe der Einschluß-Experimente zählen.

6) Überschichtungs-Experimente

Es wird erzählt (ich habe die Referenz nicht finden können ??!), daß es in einem Stahlwerk in England zu einem Dampfexplosions- Unglück gekommen sei, bei dem die Ausgangssituation darin bestand, daß Wasser (K) über Schmelze (H), getrennt durch einen Dampffilm, relativ ruhig geschichtet vorlag. Diese Situation entstand durch Eingießen einer großen Wassermasse in einen mit Schmelze gefüllten Eisenbahn-Waggon. Beim Eingießen selbst trat keine Dampfexplosion auf. Durch mehrfaches ruckartiges Anfahren durch eine Lokomotive wurde anscheinend eine Störung aufgebracht, die zum Zusammenbruch des Dampffilms an einer Stelle führte. Die dadurch ausgelöste heftige Verdampfung bewirkte eine Dampfexplosion. Nachträgliche Untersuchungen haben gezeigt, daß hierbei nur eine relativ kleine Schicht heißer Schmelze an der thermischen Reaktion beteiligt war.

Diese Situation könnte im Verlaufe eines schweren Störfalles in einem Reaktor auftreten und sie ist auch typisch für das Überschichten von Lava durch (See-) Wasser. Aus diesen Gründen versucht man diese Situation im Labor nachzubilden (Kottowski 1981, persönliche Mitteilung; Fritz 1981) Hierzu wird in einem flachen Trog eine Schmelze erzeugt und dann langsam von der Seite her mit der kalten Flüssigkeit K (Wasser oder Natrium) überschichtet. Eine Störung (z.B. Druckpuls oder eventuell auch nur das Eintauchen eines Thermoelements) bringt den Dampffilm dann an einer Stelle zum Zusammenbruch. Durch Filmaufnahmen und andere Meßtechnik soll der Vorgang registriert werden.

Zusammenstellung von einigen neueren Experimenten unter dem Gesichtspunkt der Übertragbarkeit auf die beim Kernschmelzunfall zu erwartenden Verhältnisse. Bewertung der Übertragbarkeit: ++ (realitätsnah), + (weitgehend realitätsnah), - (idealisiert), -- (kein Bezug zur Realität).

	Einige Versuchsparameter			Bemerkungen zum Experiment	Trigger erforderlich?	Einfluß nichtkondensierbarer Gase	Übertragbarkeit					
	Schmelzmaterial	typische Schmelzmenge	Umgebungsdruck				Schmelzmaterial	Schmelzmenge	Druckbereich	Einbringart	Geometrie	alle Kriterien erfüllt?
Tankexperiment SANDIA /F47/	Fe+Al ₂ O ₃	10 kg	0,1 MPa	Experiment mit großer Realitätsnähe bezüglich Menge, Geometrie	in der Regel Selbstzündung	kein Einfluß festgestellt	-	+	+	+	++	nein
THERMIR /F41/	Sn, Al	7 kg	0,1 MPa	Experiment für kohärente Reaktion nach dem Detonationsmodell	im Experiment wird gewöhnlich getriggert		--	+	+	??	--	nein
Kesselexperiment Ispra /F45/, /F46/	Stahl, UO ₂ , NaCl	2 kg	bis 2,5 MPa	Experiment mit großer Realitätsnähe bezüglich Geometrie, Druck	Dampfexplosionen auch ohne Trigger möglich	kein Einfluß bekannt	+	-	++	+	++	nein
Schockrohr Ispra /F39/, /F40/	Stahl, UO ₂ -Granulat	130 g	bis 2,6 MPa	Experiment für pess. Abschätzung durch erzwungenen Direktkontakt	Fallende Wassersäule kann als Trigger gewertet werden	kein Einfluß bekannt	+	-	++	-	--	nein
Reaktionskammer SANDIA /F44/	Stahl, CORIUM EX1 und EX3	30 g	ca. 0,1 MPa	Triggerexperimente	ohne Trigger keine oder mäßige Interaktion, mit Trigger nur bei CORIUM EX3 Dampfexplosion	unterschiedliche Ergebnisse bei CORIUM EX3 und Stahl deuten auf Einfluß hin	++	--	+	+	-	nein
Wassereinschlußexperiment IKE /F37/	Sn, Cu	1 kg Schmelze 0,5 g Wasser	0,1 MPa	Wassereinschluß ist als möglicher Trigger für die Reaktion gedacht	ohne Trigger sind Entrapmentexplosionen deutlich unwahrscheinlicher		--	+	+	?	+	nein
Tröpfchen- und Längsbeckenexperimente IKE /F11/ /F23/	Glas, Pb, Cu, Al, etc.	2 g	0,1 MPa	Erste Experimente zum Grundlagenstudium	gewöhnlich Trigger erforderlich		-	--	+	+	-	nein
Tröpfchenexperimente SANDIA /F32/	Fe, FeO _{1,3} , Al ₂ O ₃ , ZrO _{0,9}	0,1 g	0,1 MPa bis 1 MPa	Experiment, in dem versucht wird, realistische Materialien zu verwenden	gewöhnlich Trigger erforderlich	deutlicher Einfluß: Bei Fe trotz Trigger keine Explosion	++	--	++	+	-	nein

Tabelle 2: Zusammenstellung einiger neuerer Experimenten (von Haag & Körber 1980).

1.3 Zusammenfassung von Ergebnissen der Experimente

Im folgenden wird im wesentlichen aus Board & Caldarola (1977) sowie Benz et al. (1976) zitiert.

1) Kleinexperimente mit Einzeltröpfen

Board & Caldarola sowie Benz et al. haben umfangreiche Tabellen angelegt, aus denen hervorgeht, für welche Stoffpaare von wem Tropfenexperimente durchgeführt wurden und was die wichtigsten Befunde waren.

Aus den Experimenten lassen sich wie u.a. folgende Feststellungen ableiten:

a) Alle Experimente zeigen eine Wartezeit ("dwell time") zwischen dem ersten Kontakt und der Wechselwirkung. In Experimenten, in denen diese Wartezeit untersucht wurde, wurde ein systematisches Anwachsen der Wartezeit mit den Temperaturen sowohl der H- als auch der K-Komponente gefunden. Zusammen mit den optischen Beobachtungen deutet dies daraufhin, daß stabiles Film-Sieden eine Dampfexplosion verhindert, bis die Komponenten so weit abgekühlt sind, daß der Film instabil wird und zusammenbricht.

b) Wenn der größte Teil der heißen Komponente sich verfestigt hat bevor der Dampffilm zusammenbricht, tritt keine Dampfexplosion auf. Eine wichtige Ausnahme sind die Experimente mit geschmolzenen Kupfer (siehe Zyszkowski 1976b). Hier vermutet man, das weitere Wechselwirkungen durch das thermische Schrumpfen der Kruste ausgelöst werden.

c) Für Experimente von Zinn mit Wasser wurde eine Grenztemperatur der Schmelze von 300C gefunden, unterhalb derer keine Dampfexplosion auftritt. Diese Grenztemperatur ist unabhängig von der Wassertemperatur und liegt oberhalb der Schmelztemperatur (232C) von Zinn. Die berechnete Interface-Temperatur (siehe Kap. II.1.2) beträgt etwa 255C und ist niedriger als der theoretische Wert der Temperatur

für homogene Keimbildung in Wasser (ca 300C); möglicherweise ist die effektive spontane Keimbildungstemperatur niedriger. Bei 700C erreicht der Druckaufbau der Dampfexplosion ein Maximum.

d) Auch in Experimenten mit UO_2/Na wird zumindest kurzzeitig stabiles Filmsieden beobachtet.

e) Bei einigen Experimenten beobachtet man nur eine Wechselwirkung, bei anderen (insbesondere bei größeren Schmelze-Massen und kleinen Triggern) treten mehrere Reaktionen pulsartig auf.

f) Eine neuere Erkenntnis (Nelson 1980, zitiert nach Haag & Körber 1980) ist die folgende: Fe-Schmelz-Tropfen können auch mit einem Trigger nicht zur Explosion gebracht werden. Für $ZrO_{0,9}$ -Tropfen von 3000K gelingt eine Triggerung nur in den ersten 15 ms, und es wurde lediglich eine "milde Explosion" mit etwa 0,5 MPa Spitzendruck ausgelöst - im Sinne der Definition (vergl. Kap. I.1) also keine Dampfexplosion. Die wahrscheinliche Erklärung ist, daß durch chemische Metall-Wasser Reaktion Wasserstoff entsteht, ein nicht kondensierbares Gas also, das durch eine Art Gaspolster den Schmelze-Wasser-Direktkontakt verhindert.

2) Eingieß-Experimente mit großen Massen

Aus den Ergebnissen kann u.a. gefolgert werden:

a) Alle Experimente, die zu einer heftigen Wechselwirkung führten, beginnen mit einer ruhigen Vermischungsphase ("coarse mixing"). Es gibt Hinweise darauf, daß der Reaktionsdruck mit der Wartezeit anwächst.

b) In diesen Experimenten war die ruhige Vermischungsphase immer verbunden mit einem Dampffilm, der die Komponenten H und K voneinander isolierte.

c) Heftige Wechselwirkungen werden offenbar durch den Zusammenbruch des Dampffilms ausgelöst.

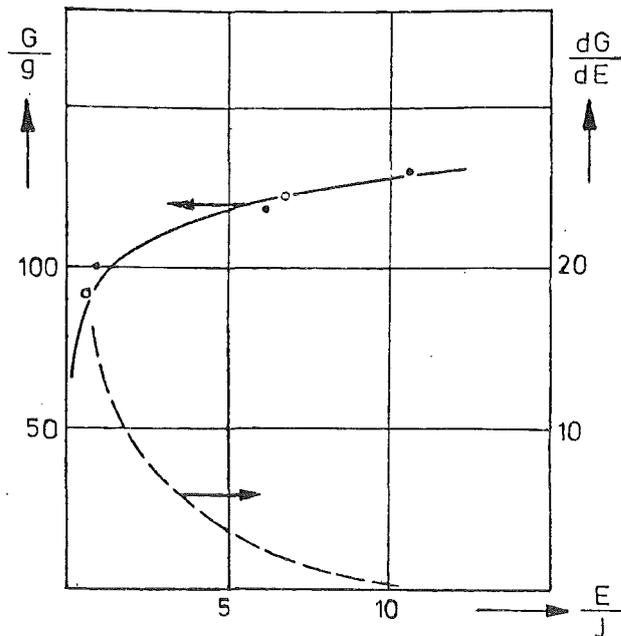


Abb. 3: Schmelzmasse G , die an der Interaktion beteiligt ist, in Abhängigkeit von der Energie E , die beim Auftreffen der Wassersäule von der Schmelze absorbiert wird. Je größer die Auftreffenergie ist, desto geringer ist der Zuwachs dG/dE , der an der Reaktion beteiligten Schmelzmasse. (Nach Kottowski et al., entnommen aus Haag & Körber 1980.)

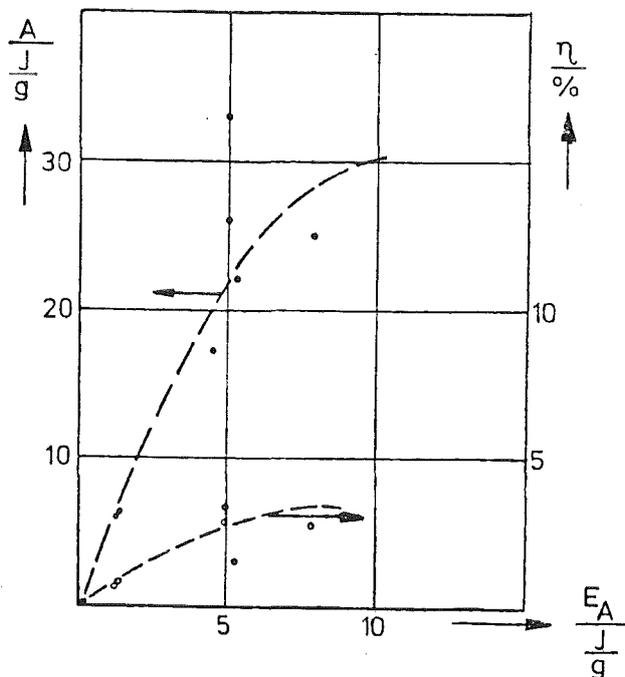


Abb. 4: Abhängigkeit des thermisch-mechanischen Wirkungsgrades η von der Aufprallenergie E_A bei Interaktion im Stoßrohr. Zusätzlich ist auch die Dampfexplosionsarbeit A eingezeichnet. (Nach Kottowski et al., entnommen aus Haag & Körber 1980.)

d) Die Freon/Wasser Daten zeigen, daß Dampfexplosionen auftreten, auch wenn die Kontakttemperatur unterhalb der homogenen Keimbildungstemperatur liegt.

e) In manchen Experimenten wurde beobachtet, daß sich die Dampfexplosion wie eine Detonation ausbreitet. Die Frontgeschwindigkeit liegt in der Größenordnung von 100 m/s. Dieser Wert ist sehr viel kleiner als die Schallgeschwindigkeit in den reinen Komponenten. Ganz sicher spielen hier Zweiphaseneffekte eine wesentliche Rolle.

f) Bis heute wurden für das System UO_2/Na keine heftigen Dampfexplosionen beobachtet.

g) Für das System Freon/Wasser wurde beobachtet, daß die Dampfexplosion unterdrückt werden kann, wenn der Druck von 1 auf 2,2 bar erhöht wird.

3) Stoßrohr-Experimente

a) In Experimenten mit Al/Wasser und Sn/Wasser wurden große Drucke (bis zu 600 bar) mit einer Dauer von bis zu 1ms gefunden. Typischerweise gibt es mehrere Kontakte; die Säulen springen wie elastische Körper mehrfach auf und ab. Die größte Wechselwirkung tritt im System Zinn/Wasser beim ersten und im System Aluminium/Wasser beim zweiten Aufprall auf; der Grund für diesen Unterschied ist unbekannt.

b) Im System UO_2/Na wurden keine heftigen Wechselwirkungen beobachtet.

4) Einspritz-Experimente

a) Heftige Wechselwirkungen wurden beobachtet beim Einspritzen von Natrium in Wasser sowie Wasser in geschmolzenes Salz.

- b) Diese Experimente zeigen alle eine Wartezeit, die im System UO_2/Na bis zu 100 ms betragen kann. Hierbei wurde auch Verdampfung beobachtet. Das heißt, auch hier kann die Verzögerung der Reaktion durch die isolierende Wirkung des Dampffilms verursacht sein.
- c) Für einige Experimente ergab die Analyse, daß die abgegebene mechanische Arbeit größer ist als die thermische Energie, die während der Wartezeit von H auf K übertragen wird. Auch dies spricht gegen die Theorie der spontanen Keimbildung.
- d) Einspritz-Experimente von Wasser in geschmolzenes Zinn zeigt Dampfexplosionen im Bereich von 300 bis 500C. Die Wartezeit wächst mit der Temperatur so wie bei den Tröpfchenexperimenten. Das heißt, die Vorgänge scheinen bei diesen beiden Kontaktformen ähnlich abzulaufen.
- e) Einspritzexperimente von Natrium in Stahl ergab schwächere Wechselwirkung als solche von Natrium in UO_2 . Dies ist vermutlich die simple Folge der niedrigeren Schmelztemperatur des Stahls (1800C) im Vergleich zu UO_2 (2850C).

5) Einschluß-Experimente

Die Experimente von Long (1957) zeigten, daß die Dampfexplosion beim Eingießen großer Mengen flüssigen Aluminiums (bis zu 25 kg) in Wasser dadurch verhindert werden können, daß der Boden des Gefäßes mit einem Fett eingeschmiert wird. Dieser Befund wird damit erklärt, daß die veränderten Grenzflächenspannungen am Boden die Ausbildung eines Einschlusses von Wasser durch das Aluminium verhindern. Siehe hierzu auch Kap. III.5.3.

Nach Benz et al. (1976) kann man feststellen: Dampfexplosionen mit Entrapment sind besonders heftig aus folgenden Gründen:

- a) Die Verdämmung des Explosionsherdes ist größer als bei den meisten sonstigen Anordnungen.

b) Der Einschluß ermöglicht einen besonders langen Wärmetransport von H nach K.

6) Überschichtungs-Experimente

Über Experimente dieses Typs gibt es bisher kaum Informationen. Nach persönlichen Mitteilungen von Kottowski (1981) wurde folgendes beobachtet:

Über Quecksilber oder Woods-Metall von 1200C wird Wasser von 20C geschichtet (niedrige Wassertemperaturen werden durch Zugabe von Eis erzwungen). Niedrig schmelzende Flüssigkeiten werden verwendet, um den Einfluß von Verfestigungen auszuschließen. Es bildet sich zunächst stabiles Filmsieden aus. Durch spontane oder externe Triggerung kommt es zur Vermischung und Dampfexplosion. Spontane Trigger werden von örtlichen Filminstabilitäten am Rande des Gefäßes ausgelöst. Ein externer Trigger kann bereits durch das Eintauchen eines Thermoelements verursacht werden. an der Dampfexplosion beteiligt sich offenbar nur die oberste Schicht der Schmelze. Quantitative Ergebnisse stehen noch aus.

7) Out-of-Pile und In-Pile Simulations-Experimenten für Dampfexplosionen in Reaktoren

Siehe Board & Caldarola(1977), S. 204-205.

Tabelle 3: In-Pile-Experimente (Cronenberg & Benz 1980, S. 260).

Laboratory	UO	Test Conditions
Petten, Netherlands	100 g	Single-rod, fresh fuel, loss-of-flow (LOF) simulation
<u>ANL (Series):</u>		
(S)	28 to 286 g	1 to 7 rods, fresh fuel, transient-overpower (TOP)
(H)	68 to 472 g	1 to 7 rods, fresh and irradiated fuel, TOP (50¢/s)
(E)	45 to 472 g	1 to 7 rods, fresh and irradiated fuel, TOP (\$3/s)
(L)	456 to 470 g	7 rods, fresh and irradiated fuel, LOF
(R)	200 to 1200 g	1 to 7 rods, fresh fuel, LOF
Sandia	64 g	1 rod, fresh fuel, with and without Na, prompt burst

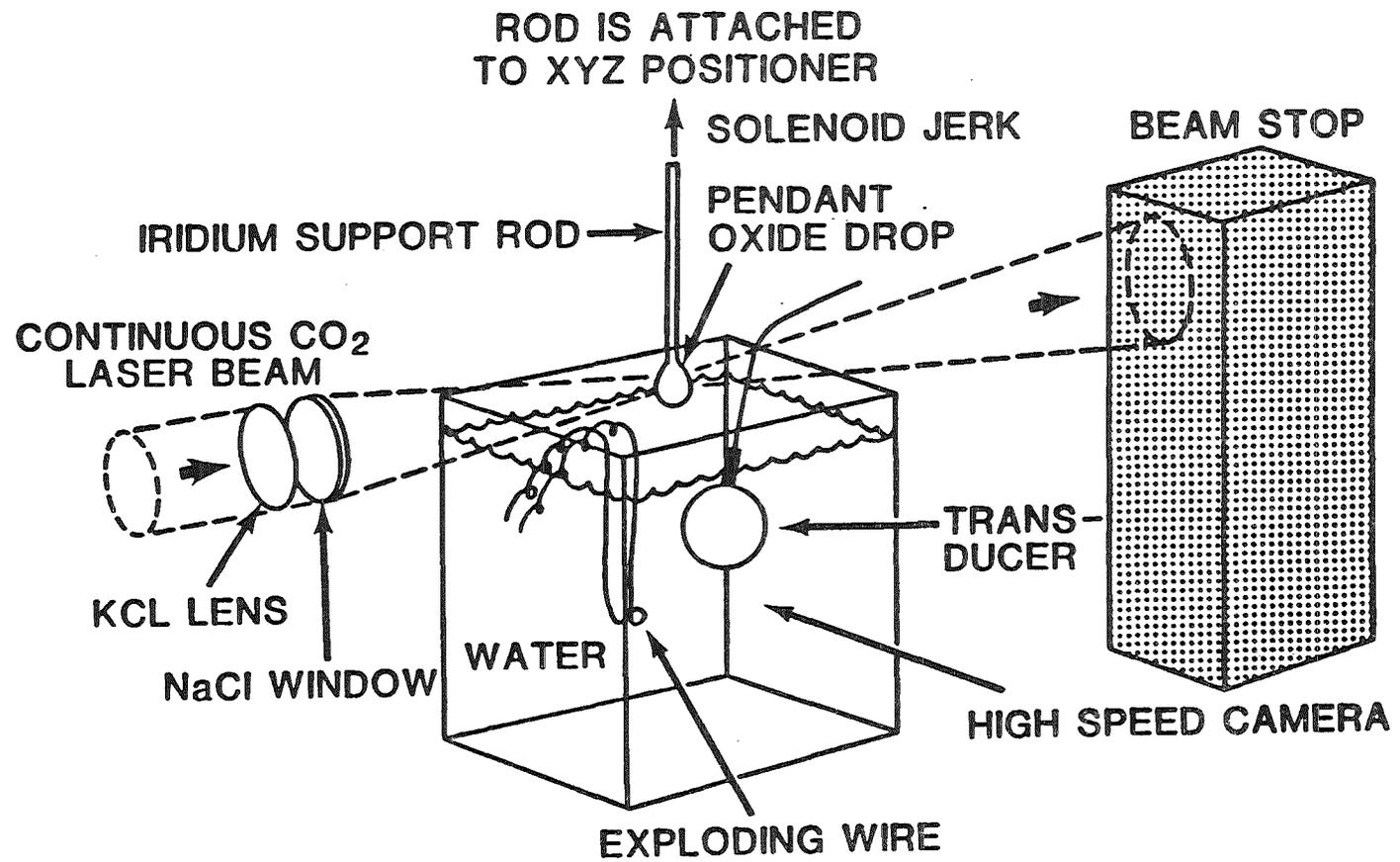
2. Tröpfchen-Experimente von Nelson in SANDIA

=====

Literatur: Nelson (1980), Nelson & Duda (1981) sowie Berman(1981).

Nelson untersuchte die Wechselwirkung zwischen Tropfen aus Eisen-Oxid-Schmelze (typisch 2,7 mm Durchmesser, 50 mg Masse, Dichte 4,7 g/cm³) und destilliertem und entgasten Wasser. Hierbei wurden Dampfexplosionen mit einer Drahtexplosion getriggert, siehe Abb. 5. Die Versuche wurden mit 4000 bis 8000 Bilder/s gefilmt. Einige Bilder aus solchen Filmen sind in Abb. 6 gezeigt. In einer Serie von 5 Versuchen (mit den Bezeichnungen 11-74-1, 11-74-2, 11-75-1, 11-75-2 und 11-76-1) wurde die hervorragende Reproduzierbarkeit dieser Versuche nachgewiesen. Diese Versuchsserie wurde als eines der Testprobleme für die theoretische Interpretation im Rahmen eines Workshops der OECD (1980) ausgewählt.

Die Film-Bilder zeigen, daß die Dampfexplosion zu mehreren Blasenexpansionen und -kollapsen führt. Eine Analyse von Fry (1980), siehe Abb. 7, ergab, daß die Blasendynamik über den größten Teil der Expansion und des Kollapses unter der Annahme adiabater Zustandsänderung des Dampfes innerhalb der Blase simuliert werden kann. D.h., Wärme wird von der Schmelze an das Wasser nur in den kurzen Zeiten übertragen, für die der Blasenradius minimal ist.



LASER MELTING ARRANGEMENT

Abb. 5: Skizze des Versuchsaufbaus von Nelson & Duda.

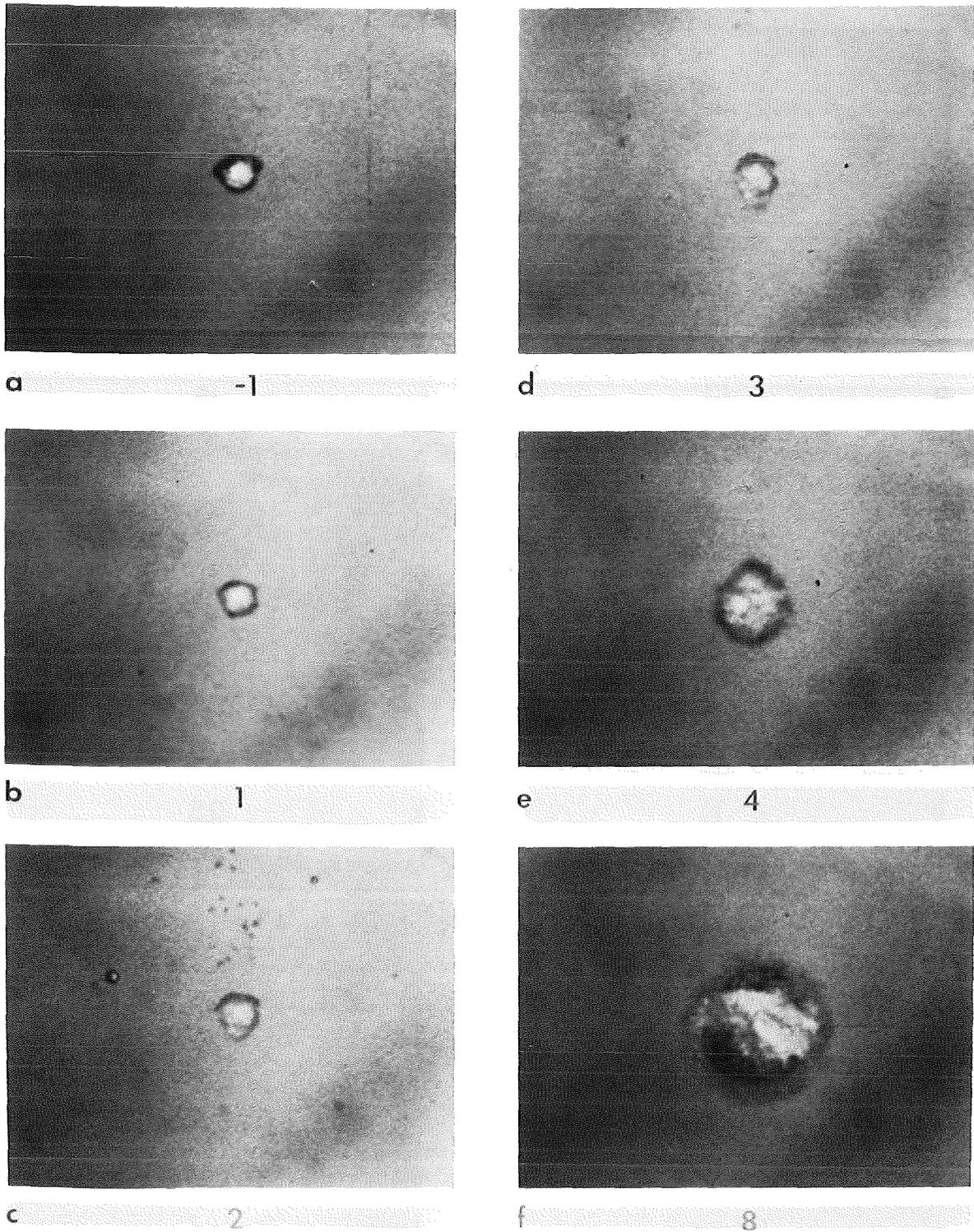
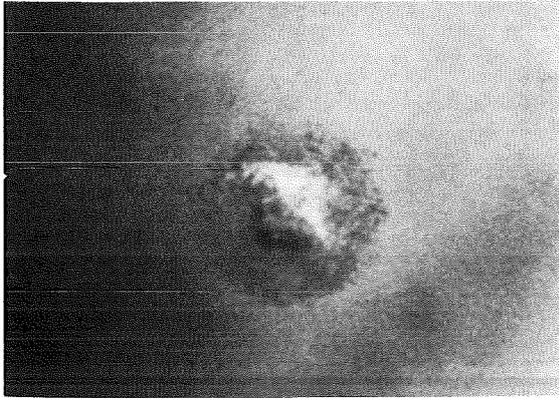
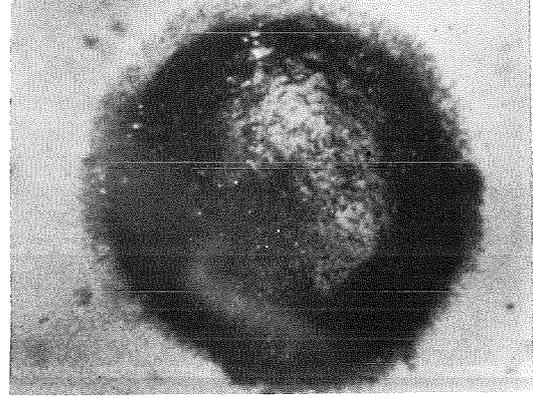


Abb. 6: Eine Bildfolge aus einem Film von Nelson & Duda (1981). Die Bildfrequenz beträgt 4000 bis 8000 Bilder/s. Die Trigger-Druckwelle erreicht den Tropfen bei Bild 0 (nicht gezeigt). Man sieht mehrfachen Blasen kollaps. Die Bildhöhe entspricht 31 mm. (Versuch Nr. 11-75-1.)



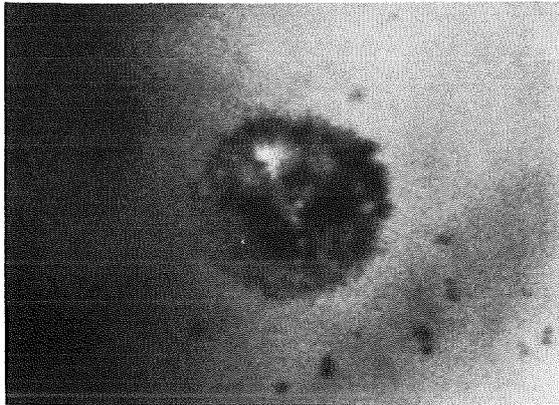
g

10



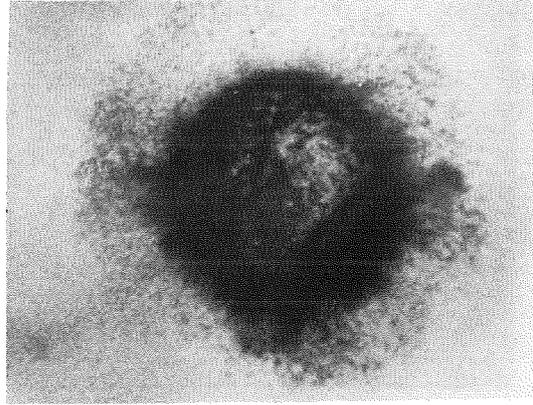
j

18



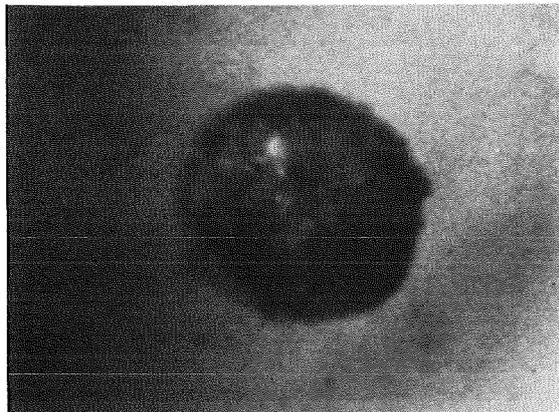
h

11



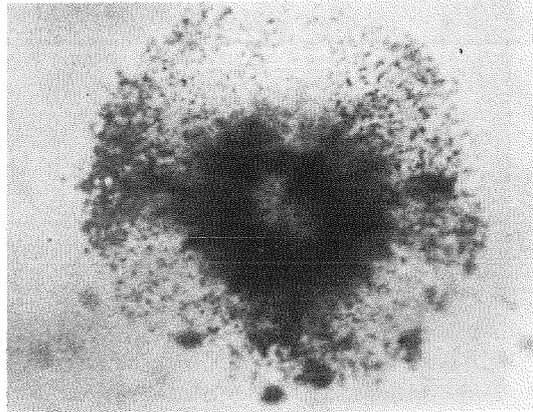
k

25



i

12



l

27

Abb. 6-Fortsetzung.

Tabelle 4: Einige typische Parameter der Experimente von Nelson & Duda,
nach Berman et al. (1981).

NELSON'S SMALL SCALE TEST - 11-2-1

TEST CONDITIONS

$$T_H = 2200^\circ\text{K}$$

$$T_C = 300^\circ\text{K}$$

$$D_D = 2.7 \text{ MM}$$

COOLDOWN IN AIR ($T_{\text{AIR}} \cong 65 \text{ MSEC}$)

MAINLY DUE TO RADIATION

$$\Delta T \cong 75^\circ\text{C}$$

COOLDOWN IN WATER ($T_{\text{FB}} \cong 35 \text{ MSEC}$)

FILM BOILING

$$\Delta T \cong 25^\circ\text{C}$$

$$.3 \text{ MM}$$

PROPAGATION OF THE EXPLOSION ($T_{\text{EXP}} \cong 200 \mu\text{SEC}$)

FILM COLLAPSE FOR

$$\Delta P = 1. \text{ MPA @ } 20 \mu\text{s}$$

$$T_{\text{COLL}} \cong 40 \mu\text{s}$$

PEAK BUBBLE RADIUS = 32 MM

BUBBLE PERIOD = 3.5 ms

CONVERSION RATIO = 3%

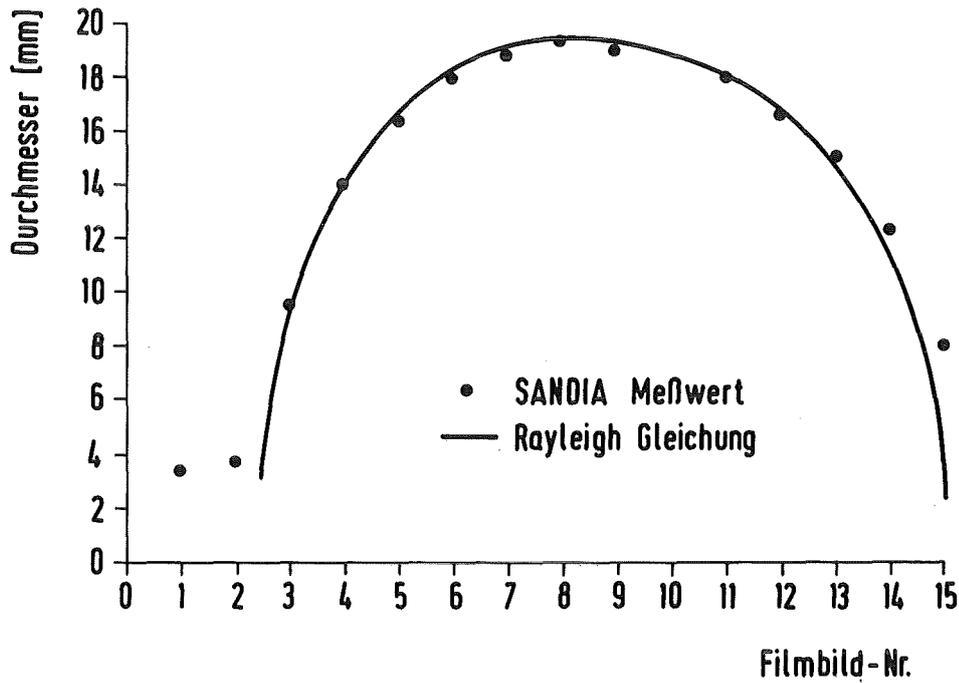


Abb. 7: Vergleich der aus dem Film gemessenen Blasendurchmesser mit einer rechnerisch durch Integration der Rayleigh-Gleichung gewonnenen Durchmesser-Funktion. Die Rechnung und Abb. stammt von Fry (1980). Bezüglich der Rayleigh-Gleichung siehe Kap.IV-2.2. In der Blase wird ideales Gas angenommen. Der Anfangsdruck wurde der gemessenen anfänglichen Beschleunigung angepaßt.

Tabelle 5: Parameter einer Folge von Experimenten von Nelson zum Nachweis der Reproduzierbarkeit (aus Berman 1980).

Experiment Number	11-74-1	11-74-2	11-75-1	11-75-2	11-76-1
Melt Temperature (K)	2233	2233	2233	2233	2233
Melt Atmosphere	Air	Air	Air	Air	Air
Mass FeO _x (g)	0.05483	0.05523	0.05460	0.05530	0.05461
Melt Composition (O/Fe)	1.34	1.32	1.28	1.34	1.32
Drop Diameter (mm)	2.78	2.79	2.78	2.79	2.78
Coolant Identity ¹	H ₂ O				
Coolant Subcooling (K)	70.0	69.5	71.0	70.5	69.5
Additives to Coolant	None	None	None	None	None
Chamber Dimensions (length, width, height)(mm)	152x152x152	152x152x152	152x152x152	152x152x152	152x152x152
Coolant Depth (mm)	160	149	159	160	160
Ambient Pressure (MPa)	0.0830	0.0836	0.0836	0.0833	0.0833
Drop Fall Distance above Coolant (mm)	19	22	23	16	15
Drop Fall Time above Coolant Surface (ms)	62	60	62	52	45
Drop Velocity upon Insertion (mm/ms) ²	0.61	0.59	0.61	0.51	0.44
Drop Dwell Time in Coolant before Initiation (ms)	119	119	126	137	124
Drop Velocity before Initiation (mm/ms) ³	0.32	0.23	0.38	0.32	0.32
Drop Depth at Initiation (mm)	50	49	55	67	60
Initiation Pulse (a) Rise Time (μs)	6	6	6	6	6
(b) Pulse Width at 1/e (μs)	18	14	14	14	14
(c) Peak Pressure at Drop (MPa) ⁴	0.64	0.68	0.71	0.86	0.72
(d) Trigger Impulse (nt-s)	11.5	9.5	9.9	12	10
(e) Trigger Energy (J)	1.1	1.1	1.0	1.0	1.1
Drop to Bridgewire Distance at Initiation Time (mm)	76	70	72	63	71
Drop to Transducer Distance at Initiation Time (mm)	50	50	49	42	45
Bridgewire to Transducer Distance (mm)	49	49	49	47	47
Vapor film Thickness (mm) ⁵	0.27	0.27	0.27	0.27	0.27

¹Deionized water was boiled for 30 minutes and cooled in ice just before each experiment.

²Calculated from the acceleration of gravity and the fall time.

³Measured from high magnification films.

⁴Peak Pressure at the drop was estimated as described in Appendix A.

⁵The vapor film thickness was determined from the difference between the drop diameter (estimated from the drop weight and published melt density) and the diameter of the drop image or the high magnification films.

Tabelle 6: Errechnete Blasen-Arbeit und Wirkungsgrad bei den Nelson-Experimenten (aus Berman 1981).

Test	Maximum Bubble Work (J) ^{††}	Conversion Ratio [†]
11-74-1	1.	1.5
11-74-2	1.52	1.8
11-75-1	0.87	1.1%
11-75-2	0.99	1.2%
11-76-1	1.62	2.0%
11-1-1*	1.42	2.1%

* Original test accepted by CSNI

† T_{ref} for this calculation is 300 K

†† The bubble work does not include the kinetic energy of the explosion shock wave. This energy can be

estimated to be equal to $4\pi R^2 \left[\frac{\Delta P^2 \tau}{2\rho_0 C_0} \right]$

where ΔP is the peak pressure

τ is the 1/e pulse width

ρ_0, C_0 are the reference density and sound speed of the coolant.

R is the radius from the explosion at which the pressure measurement is made.

Typically this value is small (0.1-0.2 J) compared to the bubble work.

3. Tröpfchen-Experimente von Ando & Caldarola im KfK

Literatur: Ando(1980), Ando & Caldarola (1982).

Ando hat Tröpfchen-Experimente mit Kupfer-Tropfen in Wasser durchgeführt. Über einige vorläufige Ergebnisse wurde auf dem OECD (1980)-Meeting berichtet. Eine abschließende Dokumentation steht noch aus. Das besondere an den Experimenten von Ando ist die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera mit einer Bildfrequenz von 100000 Bildern/s bei einer maximalen Bilder-Anzahl von 500. D.h. eine Zeitspanne von 5 ms kann mit einer Auflösung von 10 μ s aufgenommen werden.

Über Einzelheiten der Versuchstechnik hat Herr Ando selbst in der Vorlesung (WS81/82) berichtet. Siehe Abb. 8.

Es wurden Versuche mit Kupfer-Tropfen von 1,2 bis 1,4 g durchgeführt. Das Metall wurde mittels Induktionsheizung erschmolzen. Nach Erreichen der Schmelztemperatur wird der Tropfen langsam mit Wasser überflutet (um den Einschluß von Gasen zu verhindern) und fällt dann frei in einem Wassertank aus Plexiglas von 40 x 40 x 320 mm Höhe. Explosionen werden mittels einer Drahtexplosion gezündet. Die Triggerdruckwelle beträgt 4 bar. Es wurden zwei Versuchsserien mit verschiedenen Schmelzetemperaturen durchgeführt (1200C in Ser. No. 1, 1700 C in Ser. No. 2). Siehe Abb. 9 und 10.

Der resultierende Druckpuls war in allen Versuchen deutlich größer als der Trigger-Druck und zeitlich separiert. Zwischen der Ankunft der Trigger-Stoßwelle und dem Beginn des starken Druckanstiegs vergeht eine Wartezeit. In den ersten etwa 150 μ s wird anscheinend ein anfänglich vorhandener, dünner Dampffilm zum Kollaps gebracht. Danach vergeht eine weitere Wartezeit, die bei den Versuchen mit niedriger Schmelzetemperatur etwa 2 bis 3 ms, bei denen mit hoher Temperatur insgesamt aber nur etwa 0,2 bis 0,3 ms beträgt. In dieser Zeit bildet sich erneut ein Dampffilm aus. Die Dampfexplosion beginnt mit einzelnen lokalen Eruptionen, die aussehen wie kleine Vulkan-Ausbrüche.

Eine Versuchs-Interpretation steht noch aus.

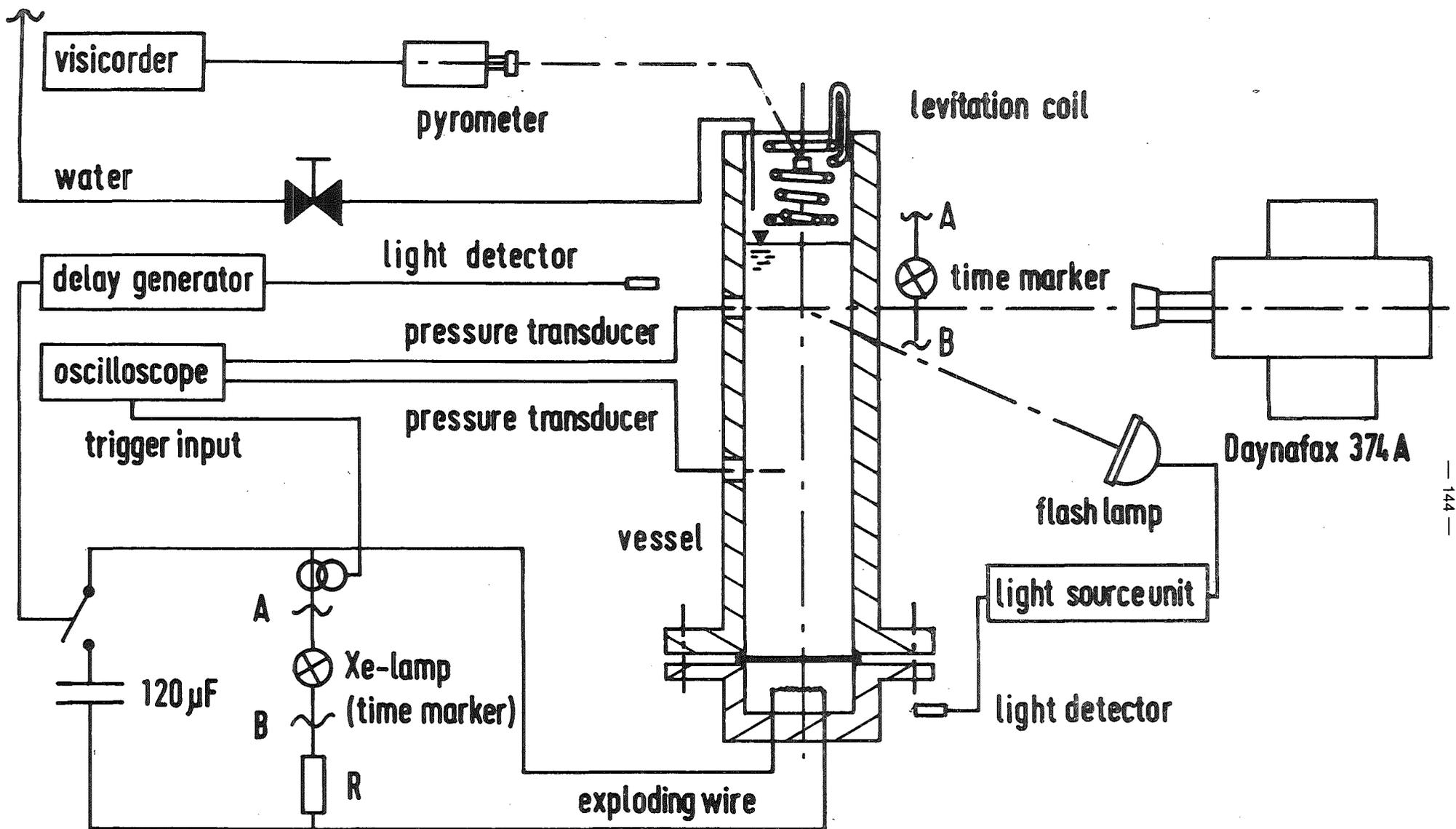


Abb. 8: Schema des Versuchsaufbaus von Ando & Caldarola (1982).

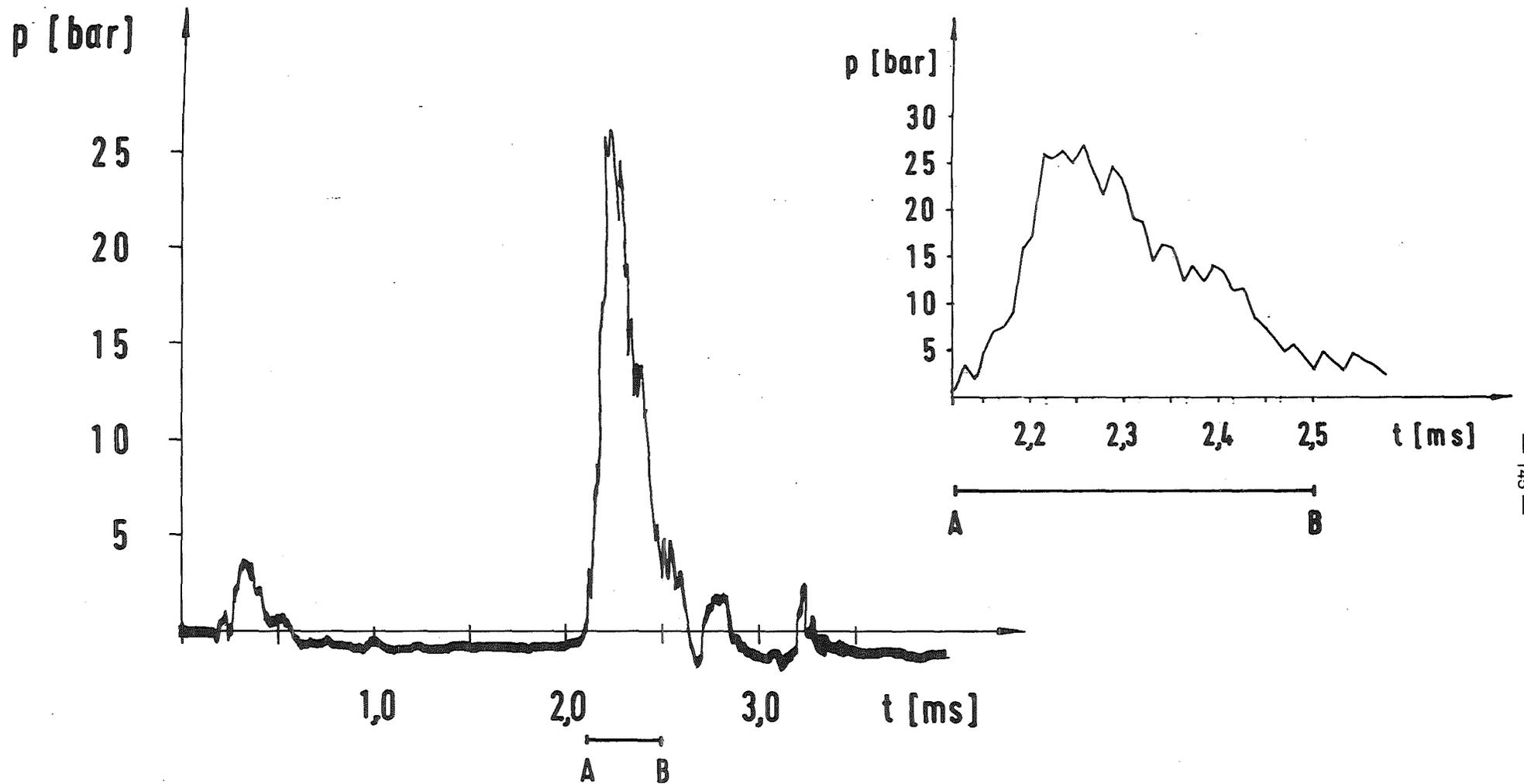


Abb. 9: Ein typisches Versuchsergebnis von Ando (1980). Die erste Druckwelle bei 0,2 bis 0,6 ms zeigt den ankommenden Triggerpuls. Nach einer Wartezeit von ca. 1,5 ms ereignet sich die Dampfexplosion. Die Schmelzetemperatur beträgt 1300 C.

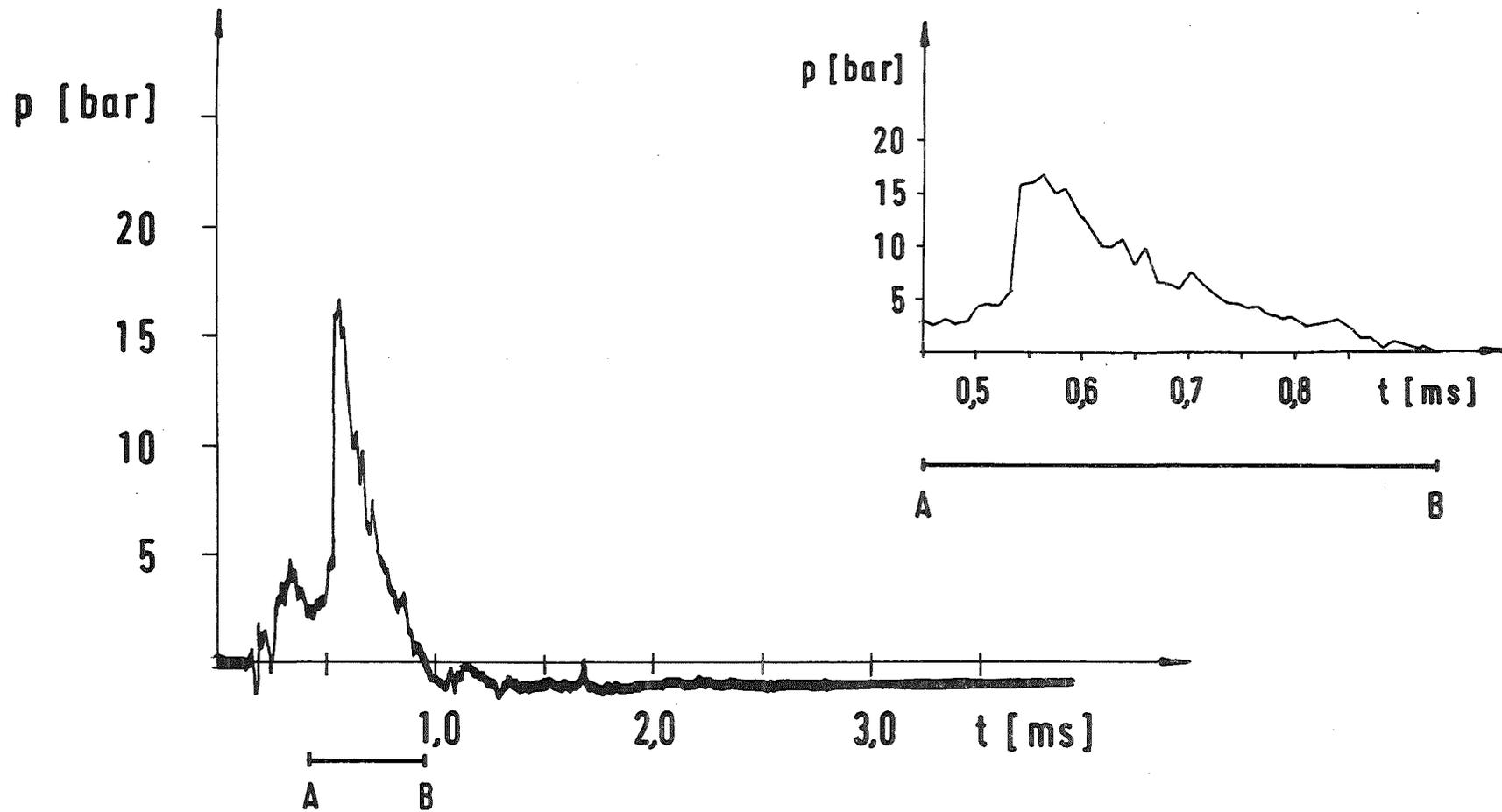


Abb. 10: Bei höherer Schmelztemperatur ($T=1700$ C) sind die Wartezeit und das Druckmaximum kleiner.

4. Das THERMIR-Experiment von Fry & Robinson in Winfrith

Literatur: Fry & Robinson (1979, 1980), siehe auch Berman (1981).

In den THERMIR-Experimenten wurden Wechselwirkungen zwischen Aluminium oder Zinn und Wasser untersucht. Hierbei wurden Massen von bis zu 16 kg Schmelze mit einer Temperatur von ca. 800 C in Wasser bei Umgebungsdruck und Temperaturen zwischen 17 und 98 C so zusammengebracht, daß sich eine relativ gleichmäßige Vorvermischung einstellen konnte. Dabei ergab sich ein Volumenverhältnis von H:K wie 1:10 bis 1:4. Es wurden unterschiedliche Behälter, teils mit quadratischer, teils mit schlanker rechteckiger Form (80 x 400 x 450 mm Wasserhöhe) benutzt, siehe Abb. 11. Es wurden hierbei sowohl bei Aluminium als auch bei Zinn spontan ausgelöste Dampfexplosionen beobachtet. Zusätzlich wurden einige Explosionen getriggert.

Es wurden drei Typen von Wechselwirkungen beobachtet:

- i Kohärente Wechselwirkungen zwischen großen Massen der H/K-Mischung
- ii Lokale Wechselwirkungen, bei denen ein einzelner Tropfen oder ein kleiner Bereich der Mischung wechselwirkte ohne daß hierdurch Wechselwirkungen in der Umgebung gezündet wurden.
- iii Inkohärente Wechselwirkungen großer Massen der Mischung, bei der eine Folge von kleinen Wechselwirkungen an verschiedenen Orten in der Mischung beobachtet wird. Diese Folge kann entweder fortbestehen, bis alle Teile der Mischung involviert sind oder ausklingen.

Besonders interessant sind die Versuche Nr. 107 und 120 in dem schlanken Behälter. Diese Versuche wurden als weitere Testprobleme bei dem OECD (1981)-Workshop diskutiert.

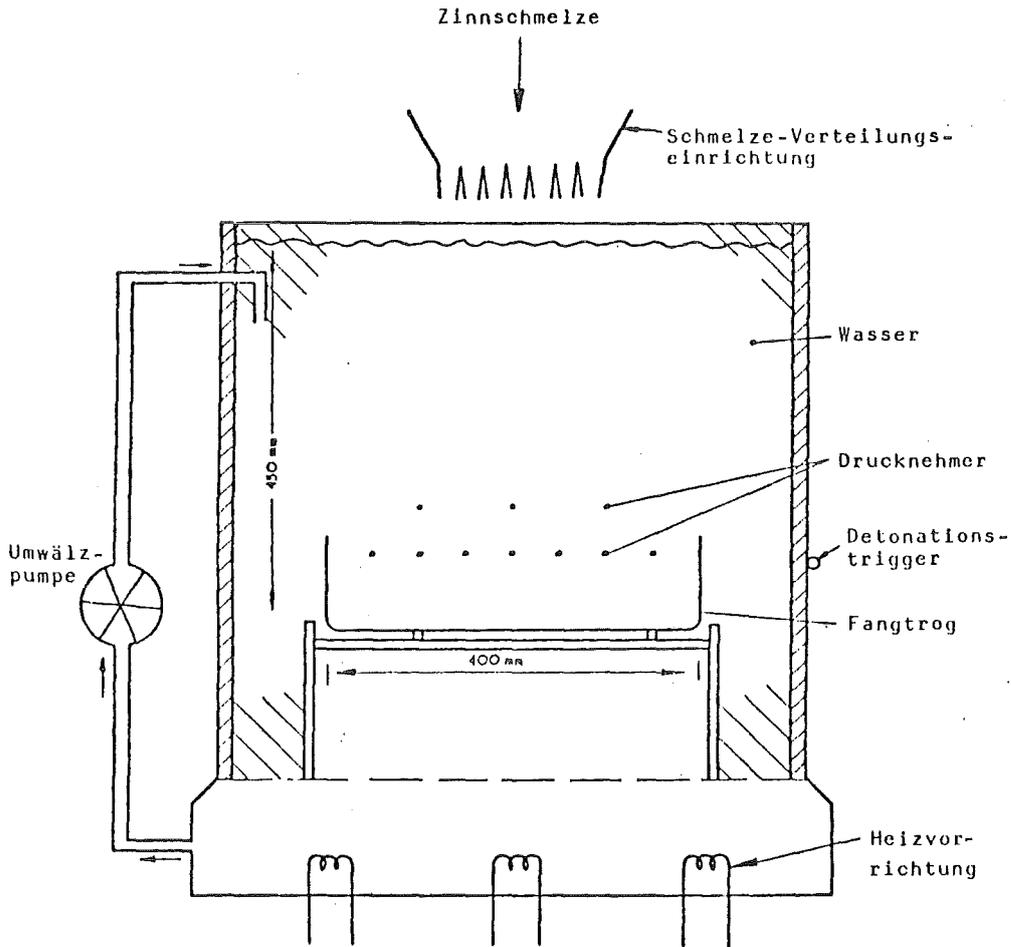


Abb. 11: THERMIR-Versuchsanordnung zur Untersuchung von Dampfexplosionen vom Detonationscharakter nach Fry & Robinson. (Abb. entnommen aus Haag & Körber 1980)

Zu diesen Versuchen liegen Ergebnisse von Aufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitsfilmkamera (ca. 4000 Bilder/s bei T107 bzw. 6000 Bilder/s bei T120) vor, vergleiche Abb. 12 bis 15. Bei diesen Versuchen wurde die Dampfexplosion mit einem Trigger angestoßen.

Die Versuchsparameter dieser Versuche ergeben sich aus Tabelle 7.

Tabelle 7: Parameter der Winfrith-THERMIR-Versuche Nr. 107 und 120

Versuchs-Nr.	107	120
Heiße Komponente, H=	Zinn	Aluminium
H-Temperatur (C)	800	820
H-Masse (kg)	10	5
Wasser = K, Temperatur (C)	85	28
Mischungsvolumen (Ltr.)	3,2	
Maximaler Druck (MPa)	1,7	
Druckanstiegszeit (μ s)	320	
Ausbreitungsgeschwindigkeit (m/s)	81	400
Oberfläche der Fragmente (m^2/kg)	1,67	
Partikelgeschwindigkeit (m/s)	25	
Filmbildfrequenz (Bilder/s)	4000	6000

(Angaben aus Fry & Robinson 1979, 1980 sowie Berman 1981. Die Oberfläche der Aluminium-Fragmente ist für diesen Versuch nicht angegeben; allgemein stellten Fry & Robinson eine Oberfläche von 10 bis $200 m^2/kg$ bei Zinn und ca. $1000 m^2/kg$ bei Aluminium fest. Die Partikelgröße variierte von 2mm bis weniger als $45\mu m$. Bei Versuch 107 wurde eine Verzögerung zwischen Trigger und Beginn der Dampfexplosion von 1,5 bis 2 ms beobachtet.)

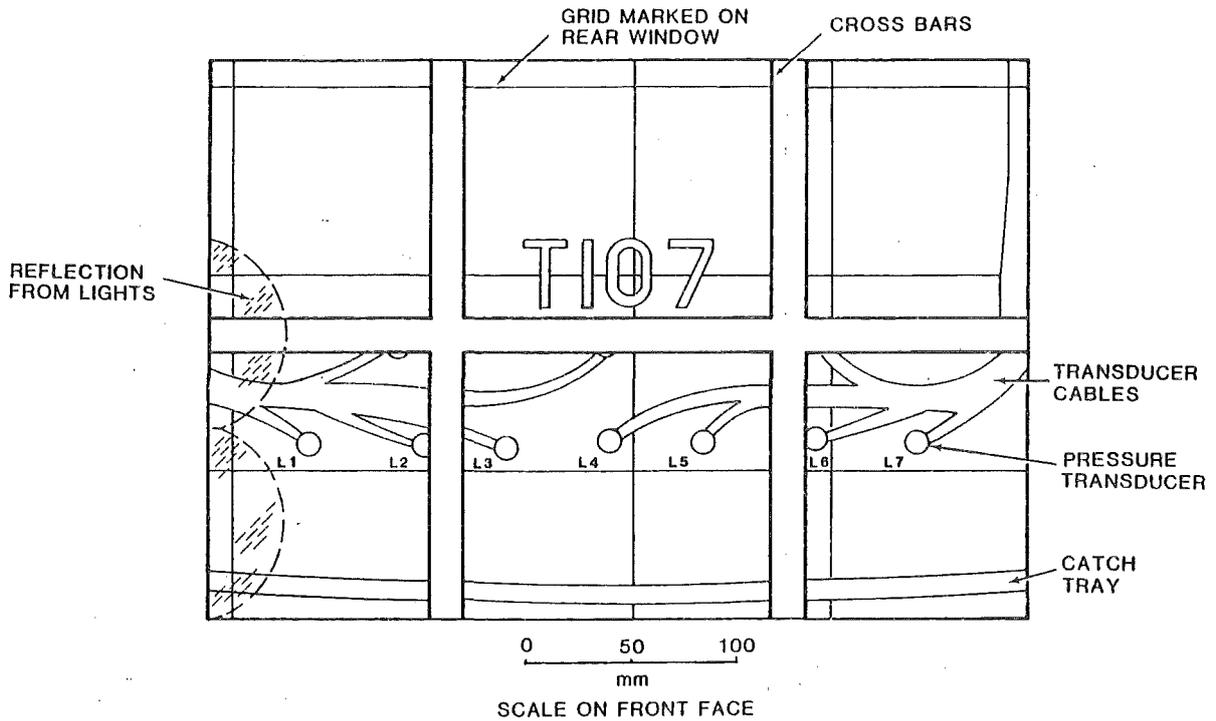


Abb. 12: Anfangsgeometrie bei Versuch 107, wie sie im Film zu sehen ist. (Nach Fry & Robinson, Abb. aus Berman 1981).

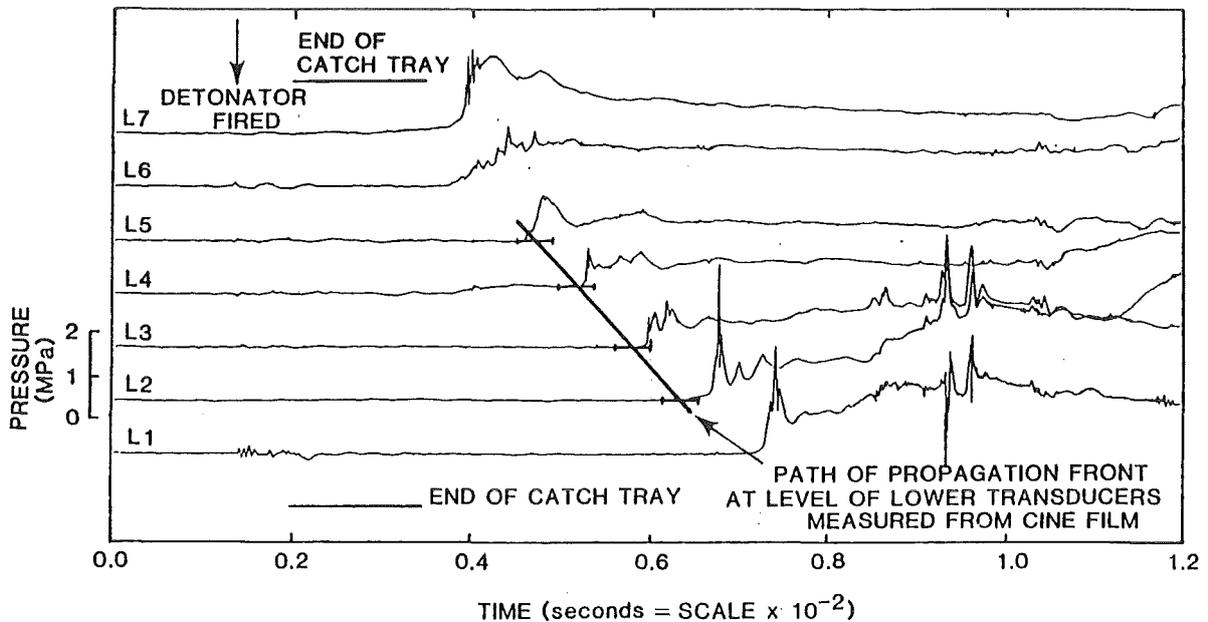


Abb. 13: Gemessener Druckverlauf p für Versuch 107 als Funktion der Zeit an verschiedenen Aufnehmern (vergl. Abb. 12). Die optisch beobachtete Ausbreitungsfront ist eingezeichnet. (Abb. nach Fry & Robinson entnommen aus Berman 1981)

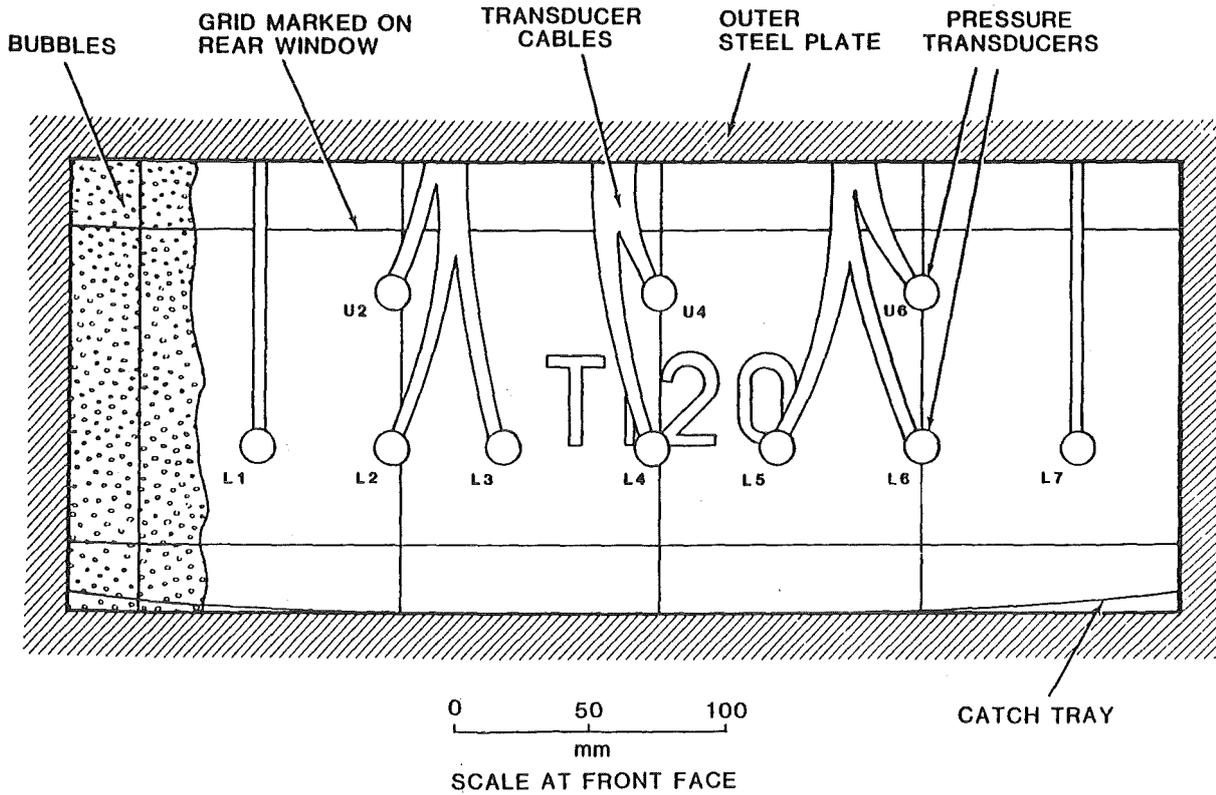


Abb. 14: Anfangsgeometrie bei Versuch 120, wie sie im Film zu sehen ist. (Nach Fry & Robinson, Abb. aus Berman 1981).

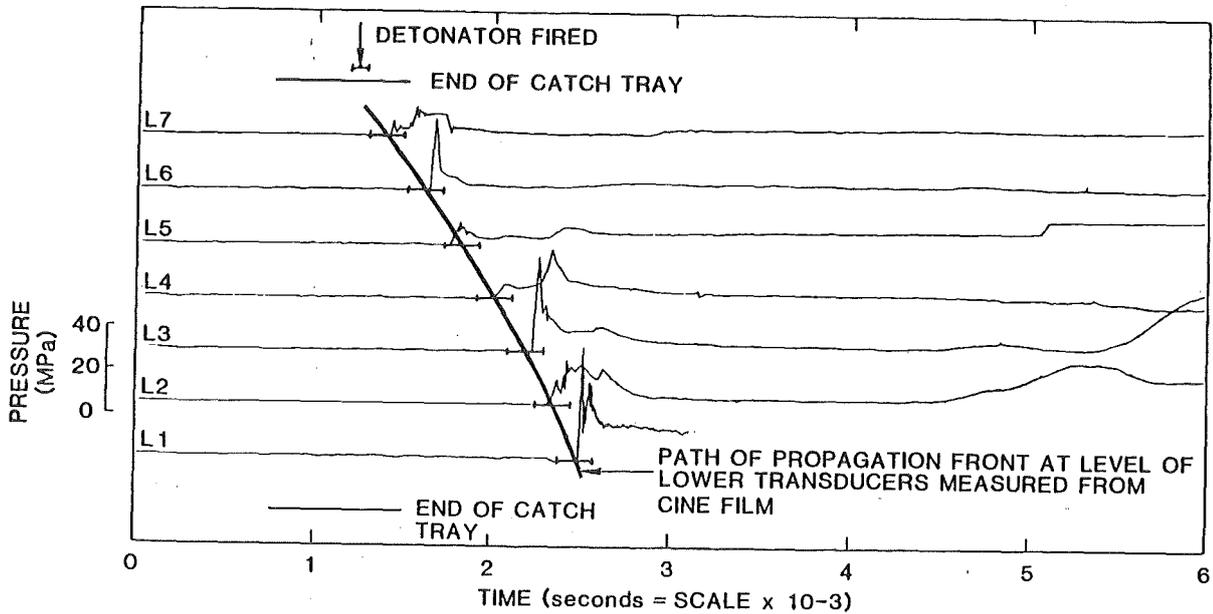


Abb. 15: Gemessener Druckverlauf p für Versuch 120 als Funktion der Zeit an verschiedenen Aufnehmern (vergl. Abb. 14). Die optisch beobachtete Ausbreitungsfrent ist eingezeichnet. (Abb. nach Fry & Robinson entnommen aus Berman 1981)

Diese Versuche zeigen deutlich ein Detonationsverhalten, wie es von Board & Hall & Hall (1975) vorausgesagt wurde. Einige experimentelle Befunde belegen diese Interpretation:

1) Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront wächst mit der Wurzel aus der Druckdifferenz, siehe Abb. 16.

2) Die Strömungsgeschwindigkeit nach dem Durchgang der Stoßwelle ist $u'-u$. Nach der Stoßwellentheorie, siehe Kap. II.2, errechnen wir:

$$(1) j = \rho u = \rho' u'$$

$$(2) \rho u^2 - \rho' u'^2 = p' - p$$

→

$$(3) \rho u(u-u') = p' - p$$

$$(4) j^2 = (p' - p)/(v - v')$$

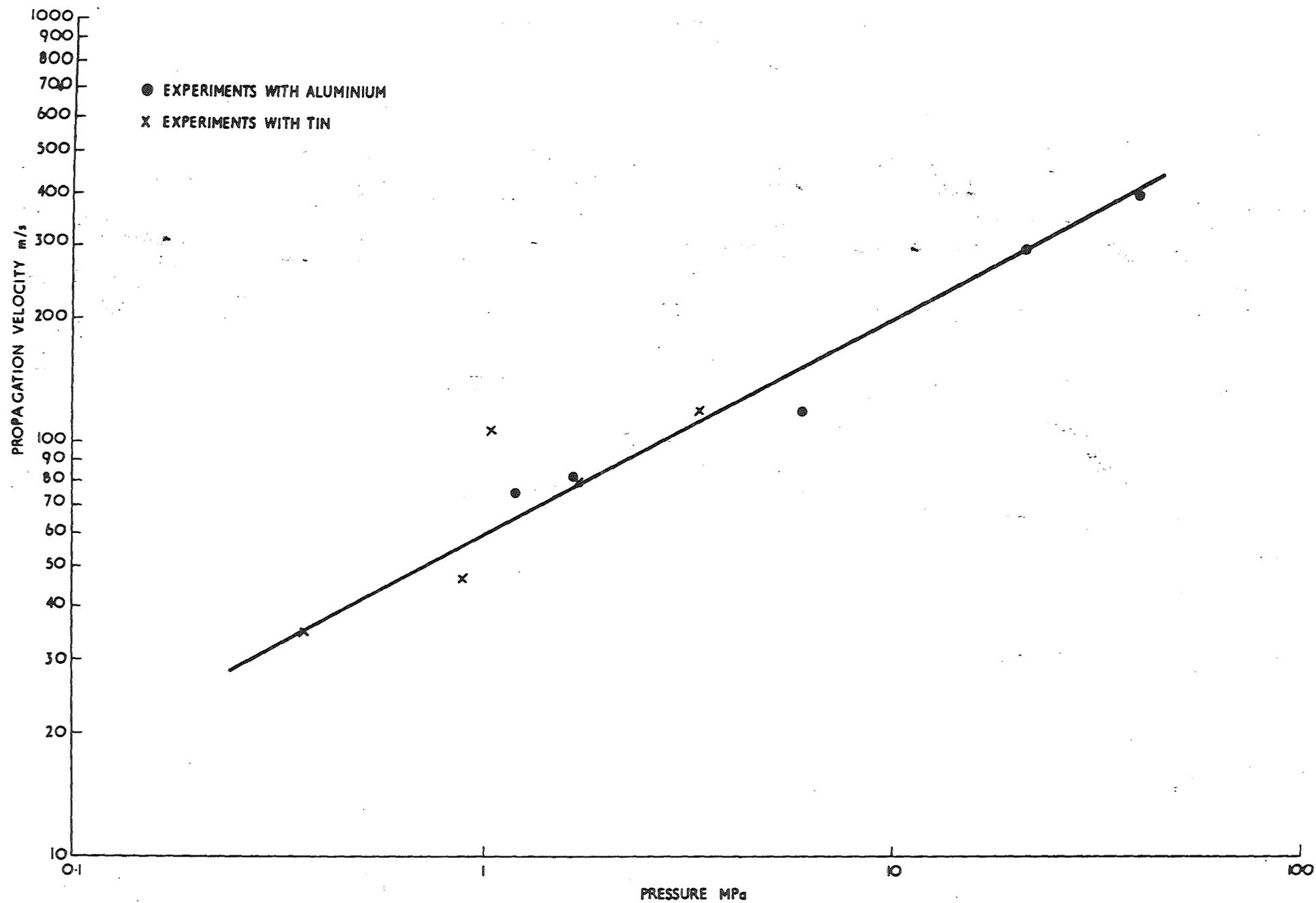
$$(1+3+4) \rightarrow$$

$$(5) u - u' = \{(p' - p)(v - v')\}^{\frac{1}{2}}$$

$$(6) u = v \{(p' - p)/(v - v')\}^{\frac{1}{2}}$$

$$(7) u - u' = (p' - p)v/u$$

Für Versuch 107 ergibt sich hiernach eine Geschwindigkeit von 8,6m/s hinter dem Stoß. Dieser Wert ist etwa halb so groß wie der Meßwert für die Partikelgeschwindigkeit nach dem Stoß.



- Abb. 16: Detonations-Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeit U als-Funktion des maximalen Drucks in der Welle nach Fry & Robinson (1979).

3) Die Fragmentation kann mit Tropfenfragmentation durch Relativbewegung zwischen den Komponenten erklärt werden. Setzt man entsprechend den Beobachtungen für die Versuche mit Aluminium einen Tropfen-Anfangsdurchmesser von 1 cm an und benutzt die beobachtete Partikelgeschwindigkeit von ca. 10 m/s so erhält man eine Bond-Zahl

$$Bo = 3 C_D \rho_a R_t u_r^2 / (8\sigma) \approx 144.$$

(für $C_D = 0,7$)

Unter Verwendung der Fragmentationskorrelation von Patel & Theofanous (1978) ergibt sich hieraus eine Fragmentationszeit τ von

$$\tau = 1,5 Bo^{-1/4} R_t (\rho_t / \rho_a)^{1/2} / u_t$$

$\approx 0,33 \text{ ms.}$

Bei einer Stoßwellenausbreitungsgeschwindigkeit von ca 300 m/s entspricht dies einer Fragmentierungszone mit einer Dicke von

$$L = \tau u \approx 0,1 \text{ m.}$$

Diese Werte sind konsistent mit den Beobachtungen. Allerdings ist der Faktor 1,5 in der Korrelation für τ nicht allgemein akzeptiert. Realistischer ist wohl ein zehnmal größerer Wert. Dies schränkt die obige Aussage erheblich ein.

Eine Erklärung mittels der Theorie der spontanen Keimbildung scheint nicht möglich. Fry & Robinson (1979) berichteten auch über fünf Versuche mit Zinn mit einer Temperatur von nur 300 C und Wasser bei Temperaturen zwischen 95 und 98 C. Die rechnerische Interface-Temperatur von ca. 240 C liegt unterhalb der spontanen Keimbildungstemperatur von Wasser (ca. 300 C). Trotzdem wurden hierbei heftige spontane Dampfexplosionen beobachtet.

Tabelle 8: Berechnete Fragmentationszeit und -strecke (aus Fry & Robinson 1979).

Run	Metal	Velocity Difference ms ⁻¹	Bond No	Break-up Time μs	Break up Distance cm	Remarks
041	ALUMINIUM	38.5	7,200	54	0.65	
043		15.0	1,100	220	1.7	
059		75.3	28,000	20	0.8	
063		53.7	14,000	33	1.0	
115		13.7	910	170	1.4	
061	TIN	4.55	170	710	2.5	Average values for initial density
062		9.6	760	230	1.1	
096		4.14	140	810	9.0	Average values for initial density
107		8.60	620	270	2.2	
109		10.5	920	200	2.4	

5. Die EXO-FITS Experimente von Buxton, Benedick & Mitchel in SANDIA

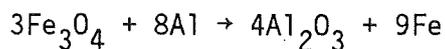
Literatur: Buxton & Benedick (1979), Berman et al. (1981).

5.1 Übersicht

Buxton & Benedick (1979) berichten über eine Serie von 48 Versuchen, bei den zwischen 1 und 27 kg einer Eisen/Aluminium-Oxid-Schmelze in einen offenen Wassertank geschüttet wurden, siehe Abb. 17. Diese Experimente wurden meßtechnisch mit nur wenigen Druckaufnehmern sowie mit zwei Filmkameras (64 bzw. 3000 bis 5000 Bilder/s) aufgezeichnet, siehe z. B. Abb. 18. Später wurden von Mitchel weitere Versuche mit umfangreicherer Instrumentierung (Fully Instrumented Test Series, FITS) durchgeführt. Im folgenden wird vornehmlich über die erste Versuchsserie berichtet.

5.2 Experiment-Beschreibung

Die Schmelze wird mittels der Thermit-Reaktion



erzeugt. Aus 13,6 kg Thermit (10,4 kg Magnetit-Pulver plus 3,2 kg Aluminium Pulver) entsteht eine Schmelzmischung von 7,5 kg Eisen und 6,1 kg Aluminiumoxid. Die entstehende Mischung hat eine Temperatur von ca. 3000K. Dieser Wert ist größer als die zu erwartende Temperatur einer Kernschmelze in einem LWR.

Die Schmelze wird in einen offenen Tank mit 175 bis 840 kg Wasser, zumeist bei Umgebungstemperatur zwischen 290 und 300 K geschüttet. Abb. 19 zeigt schematisch die beobachtete Vorvermischung.

Der Wasser-Tank, siehe Abb. 20 hat eine Höhe von 1,1 m, einen Durchmesser von 0,9 m und besteht aus Stahl, von 10 mm Wandstärke. Der Tank steht auf Aluminiumwaben.

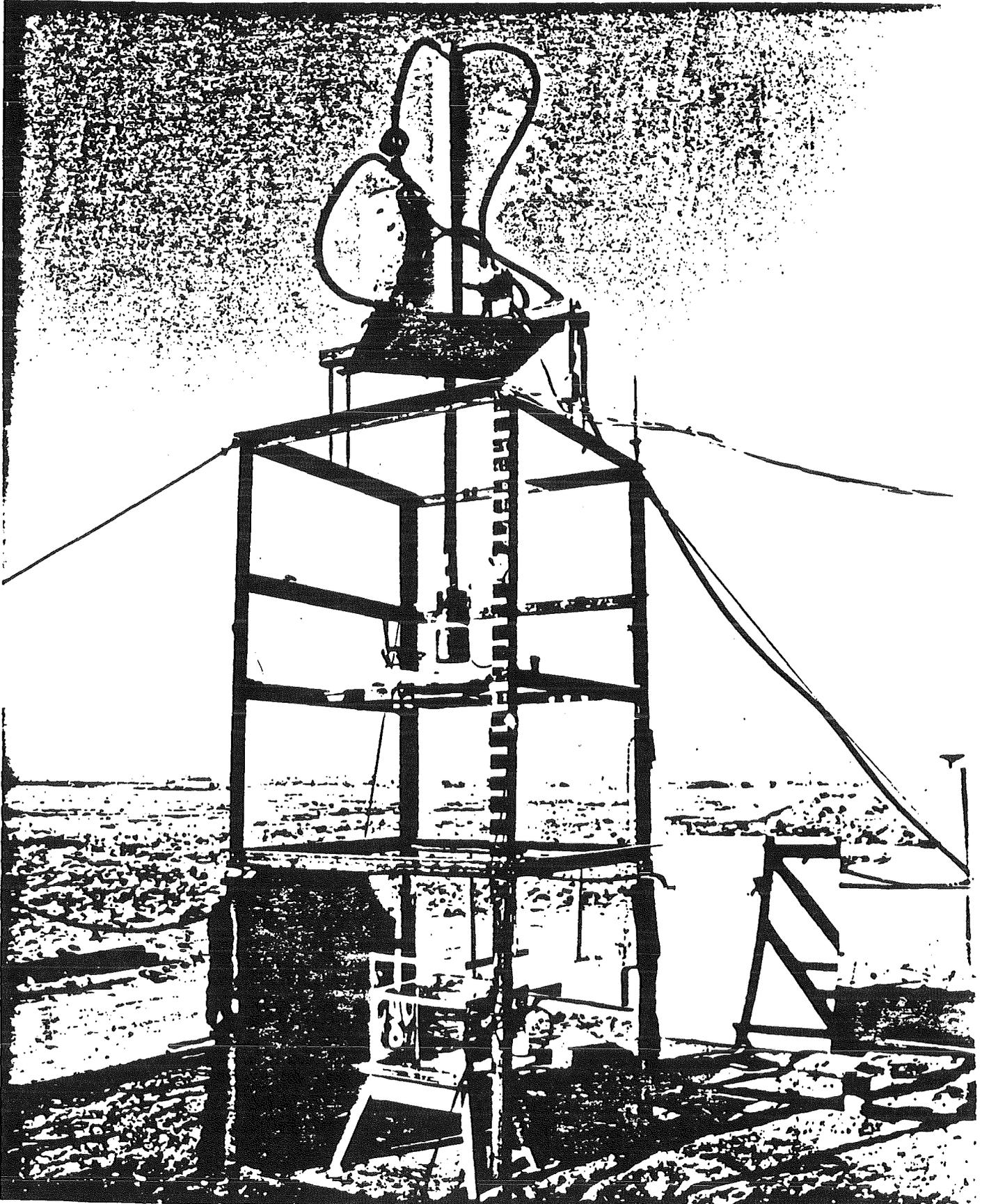


Abb. 17: Der Versuchsaufbau der EXO-FITS-Experimente, aus Berman et al. (1981).

Die Größe der freigesetzten mechanischen Arbeit wurde näherungsweise aus folgenden Informationen abgeschätzt:

- Der Arbeit der plastischer Deformation (bzw. dem Platzen) des Behälters.
- Der Arbeit zur Deformation der Aluminiumwaben unter dem Tank.
- Der potentiellen Energie der ausgeworfenen Massen (Höhe), die das ausgeworfene Material erreicht.

Als Bezugsenergie wird die thermische Energie in der Schmelze (3100 J/g) benutzt und so ein mechanischer Wirkungsgrad definiert.

5.3 Dampfexplosions-Auslösung

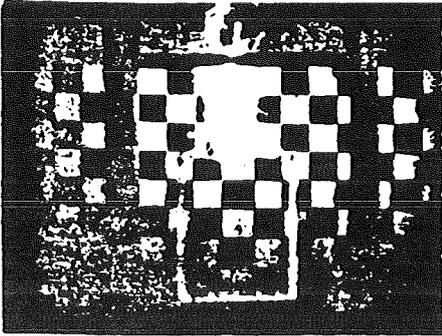
Bei der Mehrzahl der Experimente wurde eine spontan ausgelöste Dampfexplosion beobachtet. Diese trat mit anscheinend randomer Verzögerungszeit nach Eintritt der Schmelze in das Wasser auf. Gelegentlich wurden mehrfache Explosionen (mit Zeitabständen von einigen Hundert Millisekunden, ohne Korrelation) beobachtet.

Für geringe Schmelzmassen wurde festgestellt, daß die spontane Explosion stets erst nach Kontakt der Schmelze mit dem Boden des Gefäßes auftrat. Bei hohen Schmelzmassen allerdings traten auch schon spontane Explosionen auf, bevor die Schmelze den Boden erreichte.

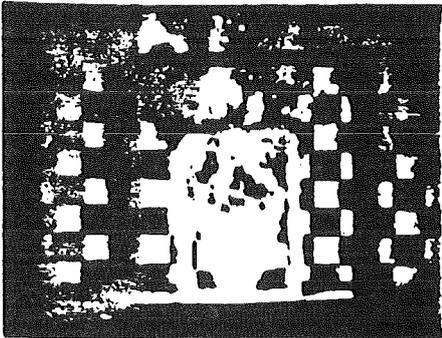
Mit dem Ziel, spontane Zündungen von Dampfexplosionen zu vermeiden, wurde in Anlehnung an die Erfahrungen von Long (1957) sowie Hess & Brondyke (1969) die Tankinnenwand mit verschiedenen Beschichtungen versehen. Die Beschichtungen bestanden entweder aus Epoxid-Farbe, Wachs oder Fett. Auch Versuche mit sandstrahlgereinigten Wänden wurden unternommen. Weiter wurde versucht, die spontane Explosion dadurch zu verhindern, daß die Schmelze durch entsprechende mechanische Einrichtungen vor Eintritt in das Wasser zerteilt wurde.

Von diesen Maßnahmen erwies sich lediglich die Beschichtung mit Fett in der Mehrzahl der Fälle als wirksam. Es wird vermutet, daß das Fett beim Kontakt mit der Schmelze zersetzt oder rasch verdampft wird und daß das dabei freigesetzte Gas eine Dampfexplosion behindert.

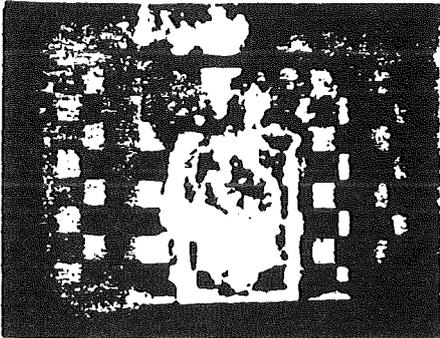
THE STEAM EXPLOSION PROCESS



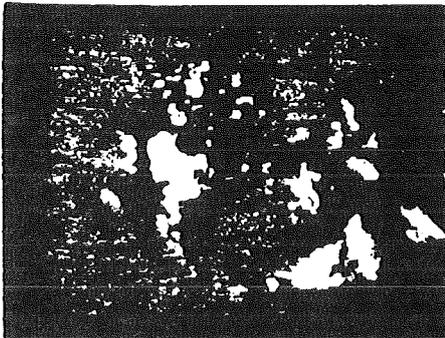
MELT ENTRY INTO WATER
TIME=0



MIXING OF MELT AND
WATER
TIME=0.15 (s)



INITIATION OF EXPLOSION
TIME=0.20 (s)



EXPANSION OF PRODUCTS
TIME=0.25 (s)



Abb. 18: Film-Ausschnitte der EXO-FITS-Experimente aus Berman et al. (1981).

FITS INITIAL FUEL-COOLANT MIXING

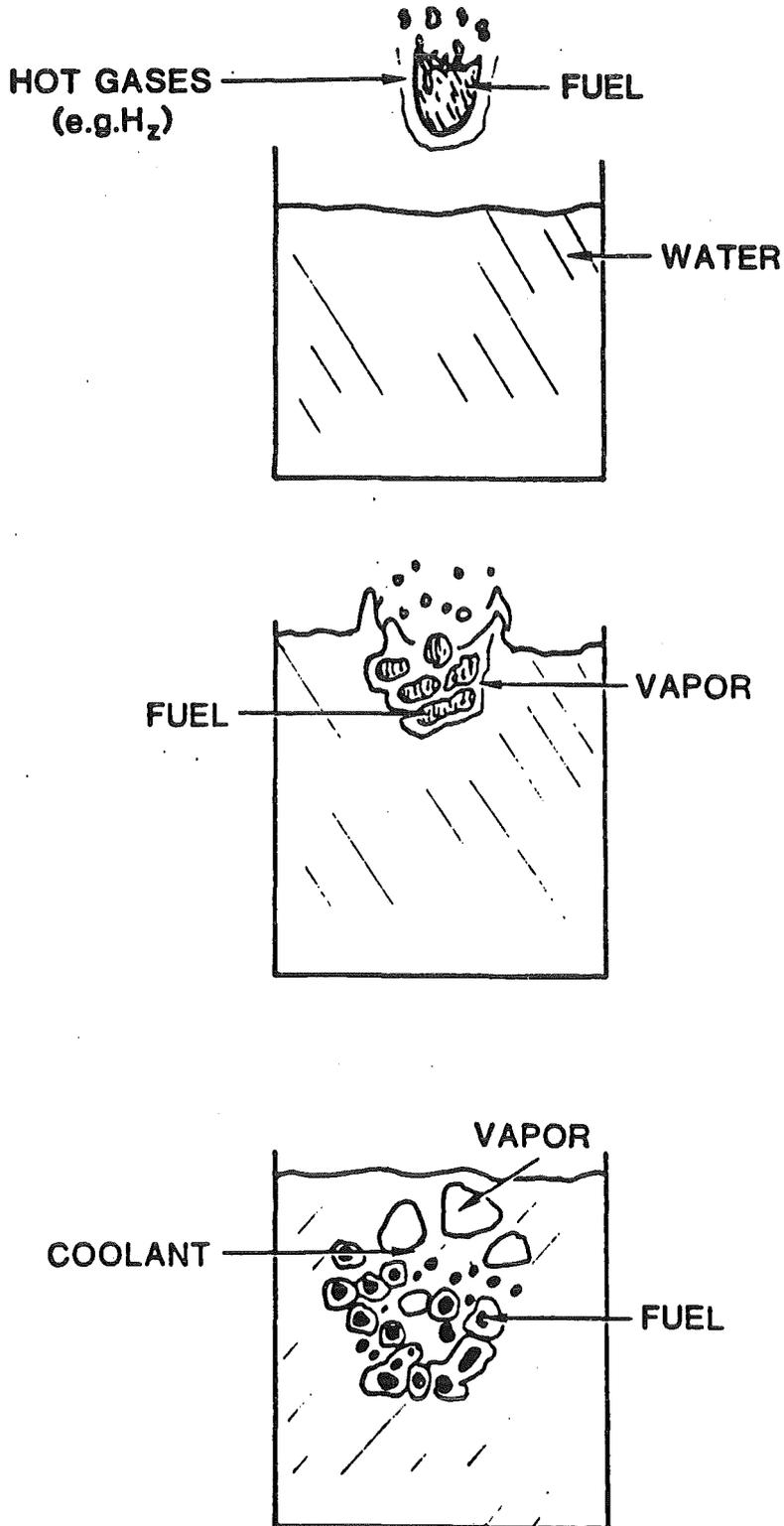


Abb. 19: Ablauf der Vorvermischung nach den Filmbesobachtungen bei den EXO-FITS-Experimenten nach Berman et al. (1981).

In einigen Versuchen wurde eine chemische Explosion zur Triggerung der Dampfexplosion eingesetzt. Diese Triggerung erwies sich in allen Fällen als voll wirksam.

5.4 Druck-Mess-Ergebnisse

Die Mehrzahl der Explosionen resultierte in maximalen Dampfdrücken zwischen 5 und 10 MPa. Die Druckanstiegszeiten liegen zwischen 10 μ s und 500 μ s. Ein typisches Meßsignal zeigt Abb. 21. Die Brisanz ist damit deutlich geringer als bei chemischen Explosionen. In einigen Fällen wurde jedoch in der Umgebung des Versuchstandes eine deutliche Schockwelle mit einem lauten Knall spürbar. Die Druckabklingzeit liegt in der Größenordnung von 1 ms.

5.5 Partikel-Charakteristika

Das sogenannte Debris, also das was von der Schmelze nach der Dampfexplosion übrigbleibt, hat große Ähnlichkeit mit denjenigen von Tröpfchenexperimenten mit den gleichen Materialien.

Die effektive Oberfläche ist etwa eine Größenordnung größer als bei einer Kugel von gleichem Radius.

Nicht selten werden hohle Kugeln im Debris gefunden.

Partikelradien von 100 bis 800 μ m werden gefunden.

Der Wirkungsgrad nimmt mit dem durchschnittlichen Partikelradius ab, wie man erwarten würde.

5.6 Einfluß der Wasser-Temperatur und von Gasgehalt

Einige Experimente wurden mit erhöhten Wassertemperaturen durchgeführt. Im Rahmen des relativ großen statistischen Streubandes konnte kein Einfluß auf den Wirkungsgrad festgestellt werden.

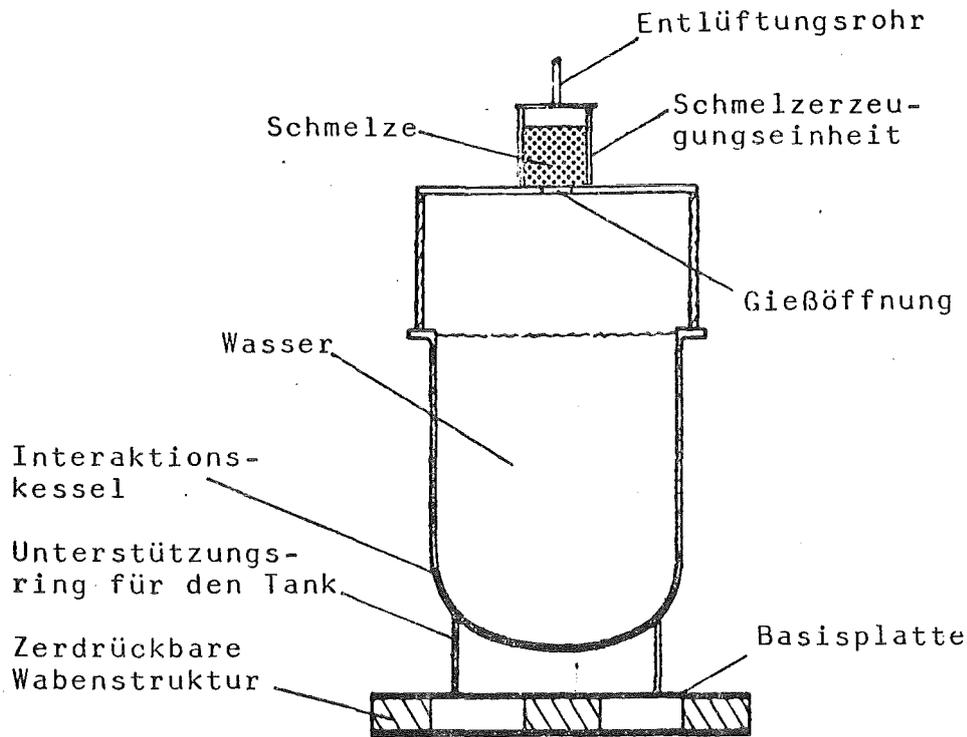


Abb. 20: von Buxton & Benedick (1979) benutzte Versuchstank bei SANDIA-Tankexperimenten (Abb. aus Haag & Körber 1980).

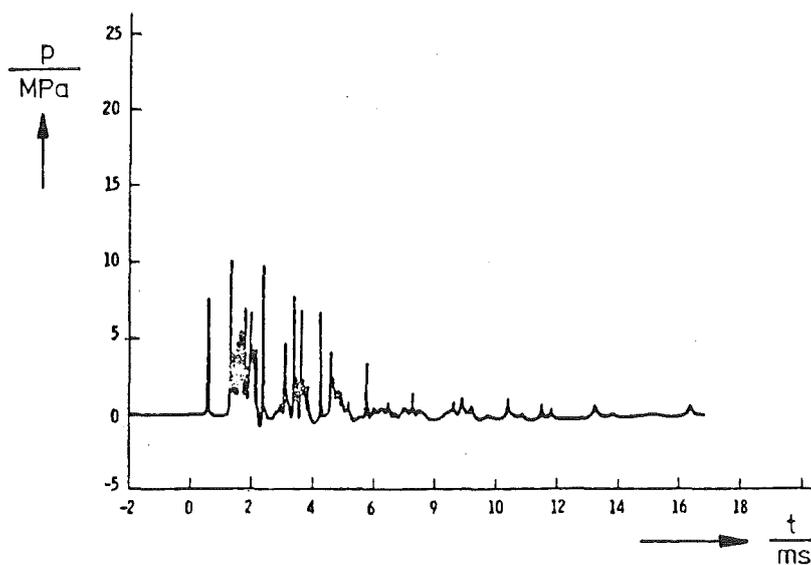


Abb. 21: Ein Drucksignal, wie es bei einer inkohärenten Dampfexplosion von Buxton & Benedick (1979) beobachtet wurde. Der Druckpuls von 7,5 MPa zur Zeit 0,6 ms wird durch den Trigger verursacht (Abb. entnommen aus Haag & Körber 1980).

In einem Experiment wurde das Wasserbad mit Luft durchspült und so ein hoher Gasgehalt erzwungen. Bei diesem Versuch wurde eine besonders heftige Dampfexplosion gefunden.

5.7 Einfluß der Wassermenge und der Schmelzmasse

Die größten Wirkungsgrade wurden bei großen Wassermassen gefunden. Dieser Befund wird auf den Trägheitseinschluß zurückgeführt. Beachte, daß nach Hicks & Menzies (siehe Kap. I-3) der Wirkungsgrad bei derart großen Wassermassen mit der Wassermasse abnehmen sollte. Daß dies nicht der Fall ist, liegt daran, daß die Wärme nicht auf das ganze Wasser gleichmäßig verteilt wird.

Abb. 22 zeigt die gemessenen Wirkungsgrade als Funktion der Schmelzmasse. Auf der Basis der 48 Experimente mit Schmelzmassen zwischen 2 und 14 kg konnte kein statistisch nachweisbarer Einfluß der Schmelzmasse auf den Wirkungsgrad festgestellt werden.

5.8 Diskussion

Der maximale Wirkungsgrad von ca. 1,4% wurde bei einem Versuch mit 6 kg Schmelze bei maximaler Wassermasse (840 kg) gefunden. Bei der Beurteilung der Angabe über die Größe des mechanischen Wirkungsgrades muß man die Unsicherheit seiner Bestimmung berücksichtigen. Insbesondere ist anzunehmen, daß der Wirkungsgrad bei geschlossenem Behälter größer wäre.

Eine Erklärung der beobachteten Dampfexplosionen mittels der spontanen Keimbildungstheorie scheidet aus, da die Interface-Temperatur stets oberhalb der kritischen Temperatur des Wassers liegt.

Die beobachteten Dampfexplosionen waren ähnlich wie bei Fry & Robinson (1979) teils von kohärent detonationsartigem Charakter, teils handelte es sich um lokale Ereignisse.

Corradini (1980) hat ein zweidimensionales Modell auf der Basis des Rechencodes CSQ erstellt, mit dem diese Experimente qualitativ nachgerechnet werden können, siehe Abb. 23 bis 25 (siehe Berman et al. 1981).

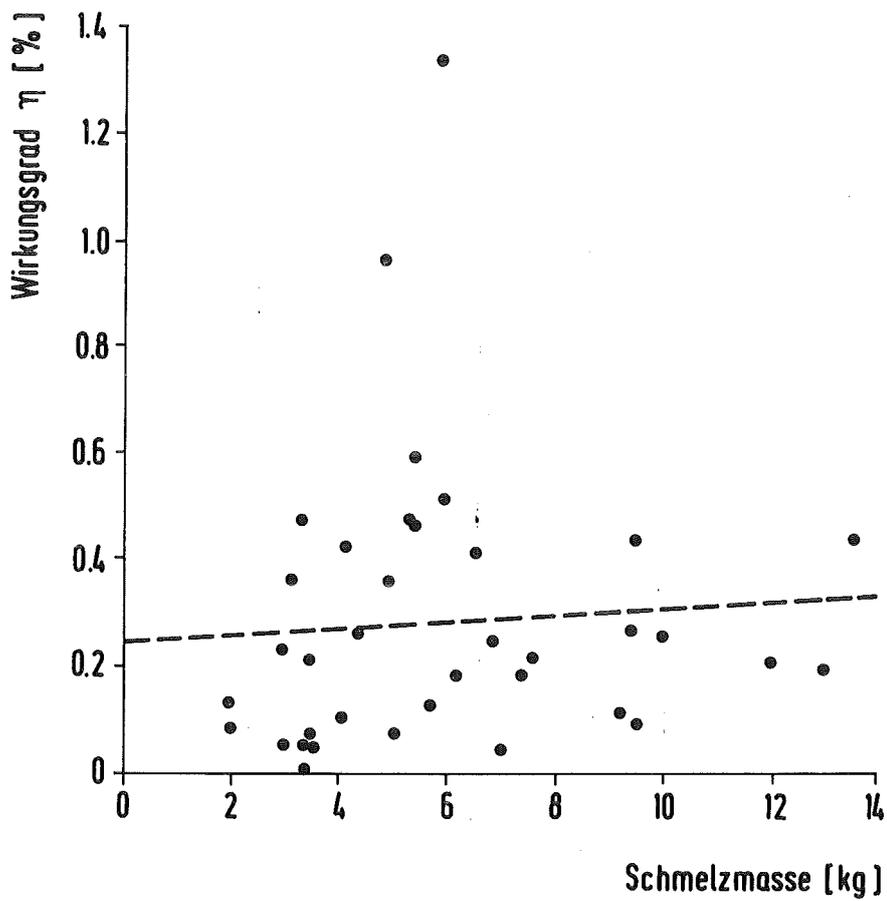


Abb. 22: Wirkungsgrad η als Funktion der Schmelzmasse m_H in den SANDIA-Experimenten. Die Punkte bezeichnen die Meßwerte nach Buxton & Benedick (1979). Die gestrichelte Gerade ist eine numerisch ermittelte Ausgleichsgerade. Die ansteigende Tendenz ist bei dieser Datenbasis sehr unsicher.

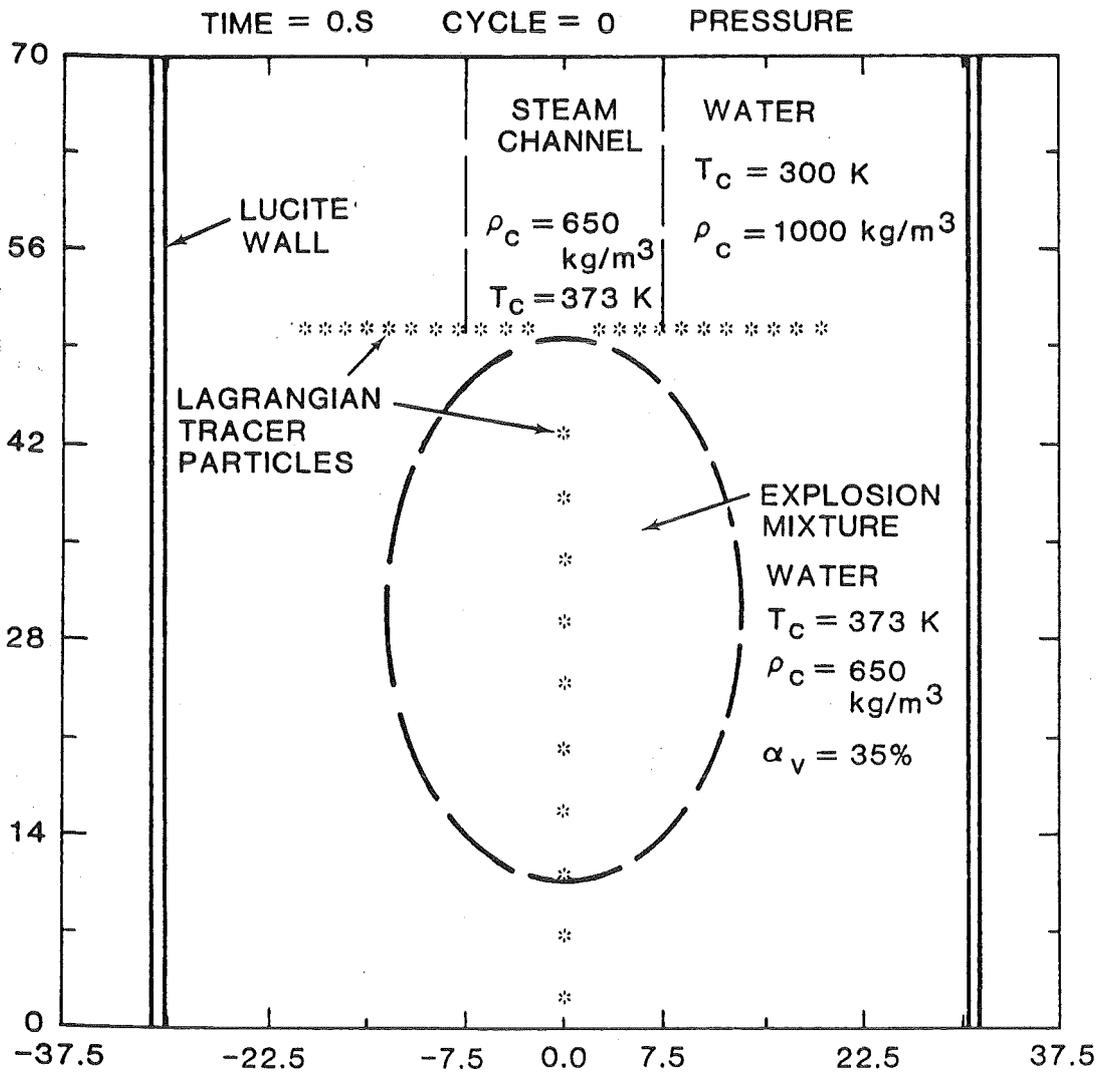


Abb. 23: Anfangsgeometrie in einem Rechenmodell von Corradini zur Nachrechnung eines der Tankexperimente mit dem zweidimensionalen Rechencode CSQ. (Aus Berman et al. 1981).

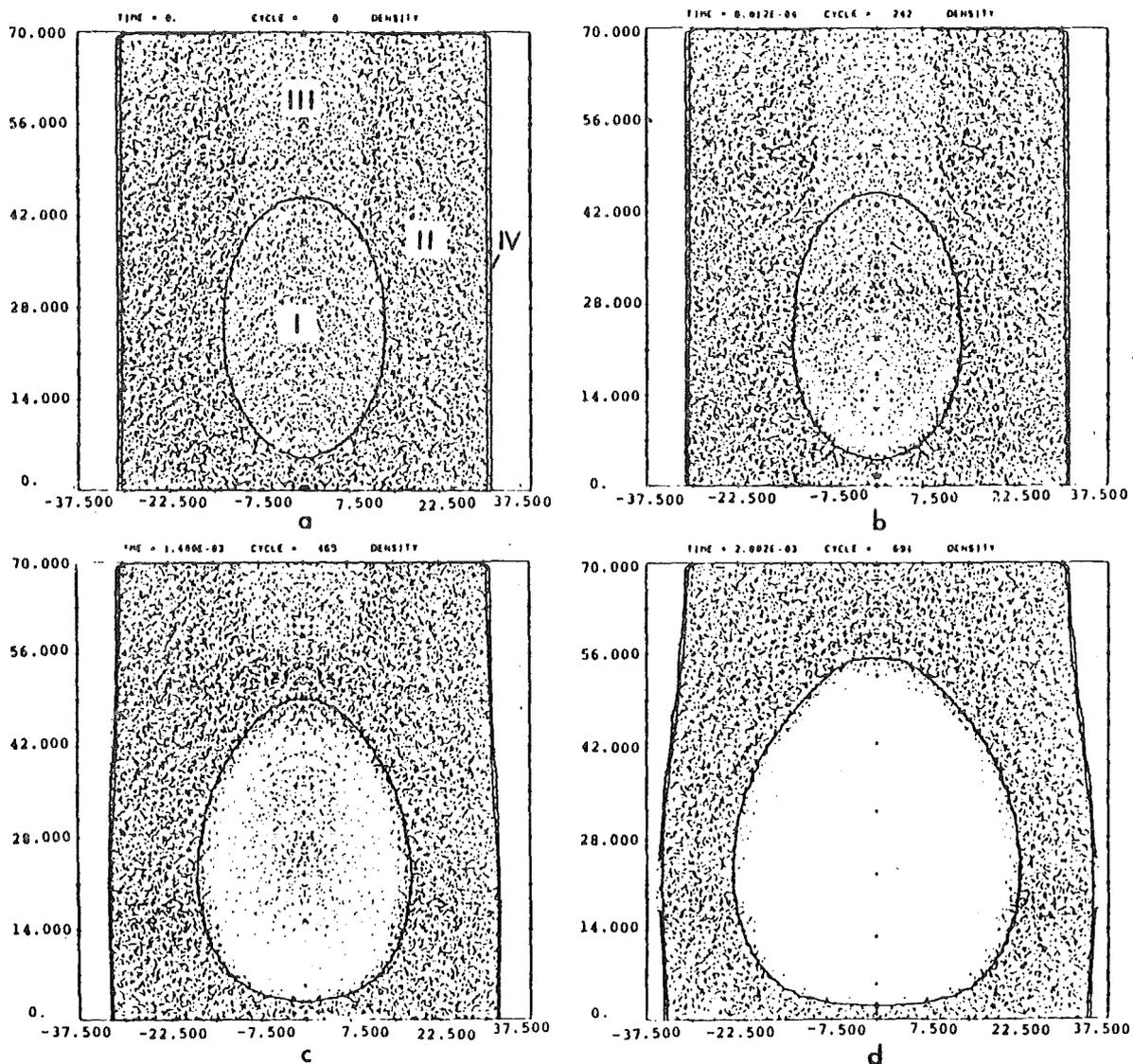


Abb. 24: Dichte-Verteilung bei der rechnerischen Simulation von Corradini (Berman et al. 1981).

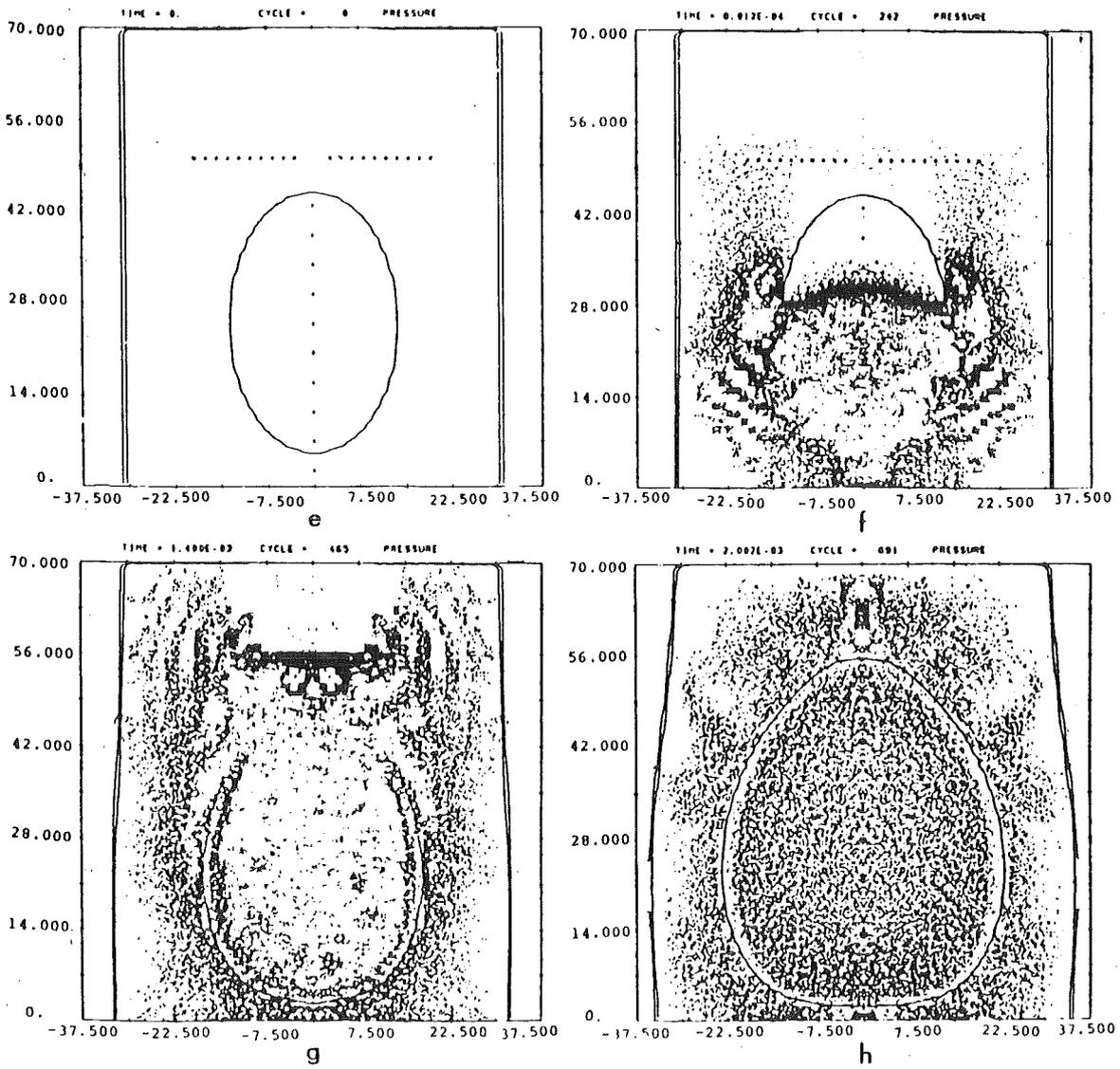


Abb. 25: Druck-Verteilung bei der rechnerischen Simulation von Corradini (Berman et al. 1981).

6. Einige allgemeine Schlußfolgerungen

=====

a) Der thermisch-mechanische Wirkungsgrad ist umso größer, je feiner die Schmelze fragmentiert, siehe hierzu Abb. 26 (F18 aus Haag & Körber 1980).

b) Die Fragmente haben eine größere Oberfläche als Kugeln mit dem gleichen äquivalenten Durchmesser. Nach Fry & Robinson (1979) und Buxton & Benedick (1979) kann der Faktor 10 bis 100 angesetzt werden.

c) Für drei Experimente (Stoßrohrversuche in ISPRA, SANDIA-Versuche mit Tröpfchen sowie mit großen Thermitschmelzmengen) wurde von Haag & Körber (1980) der Wirkungsgrad der Umsetzung von thermischer in mechanischer Energie abgeschätzt und in Abb. 27 als Funktion der beteiligten Schmelzmassen aufgetragen. Die Abb. deutet an, daß der Wirkungsgrad mit zunehmenden Schmelzmassen gemäß

$$\eta = A m^{-b} \quad (m \text{ in kg, } \eta \text{ in } \%)$$

mit

$$A = 2,27, \quad b = 0,195$$

abnimmt.

Die generelle Tendenz erscheint plausibel, wenn man davon ausgeht, daß die übertragbare Wärme mit zunehmendem Volumen- zu Oberflächenverhältnis abnimmt.

Man kann heute jedoch dies Ergebnis nicht als gesichert ansehen; dazu sind die Vorgänge bei großen Massen einfach zu ungenügend untersucht und die Datenbasis zu heterogen.

In der Tat haben Board & Caldarola (1977) eher die umgekehrte Schlußfolgerung gezogen, nämlich, daß der Wirkungsgrad bei großen Experimenten größer sein kann. Hierfür spricht, daß das Detonationsmodell gerade große Reaktionsbereiche voraussetzt. Weiter kann bei großen Massen der Trägheitseinschluß eine vorzeitige Expansion verhindern.

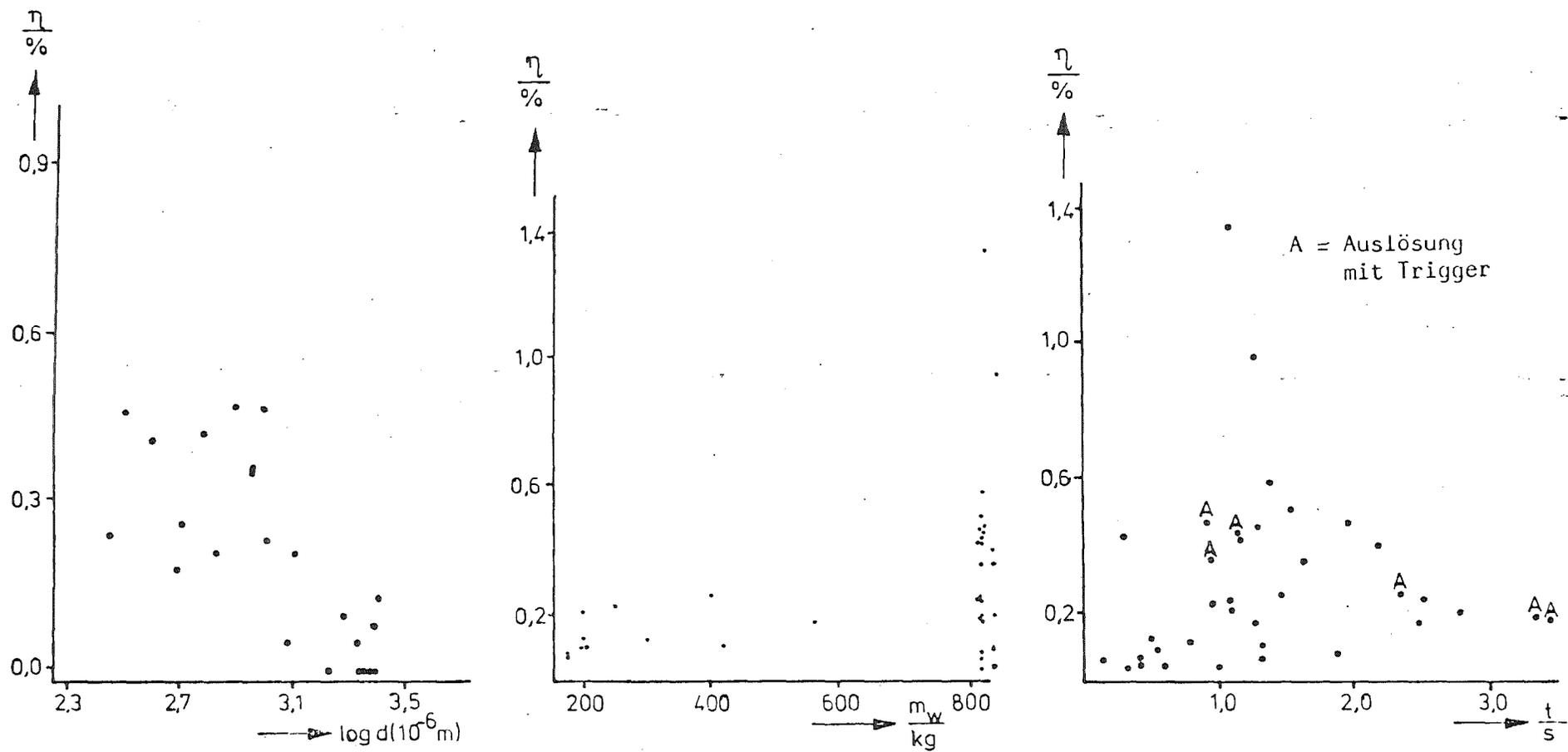


Abb. 26: Der thermisch-mechanische Wirkungsgrad η bei den Thermit-schmelze-Wasser-Experimenten von SANDIA (Buxton & Benedick 1979) in Abhängigkeit vom mittleren Partikeldurchmesser d , von der im Kessel vorhandenen Wassermasse m_w und von der Zeit t zwischen Eingießbeginn und erster Explosion. (Abb. entnommen aus Haag & Körber 1980.)

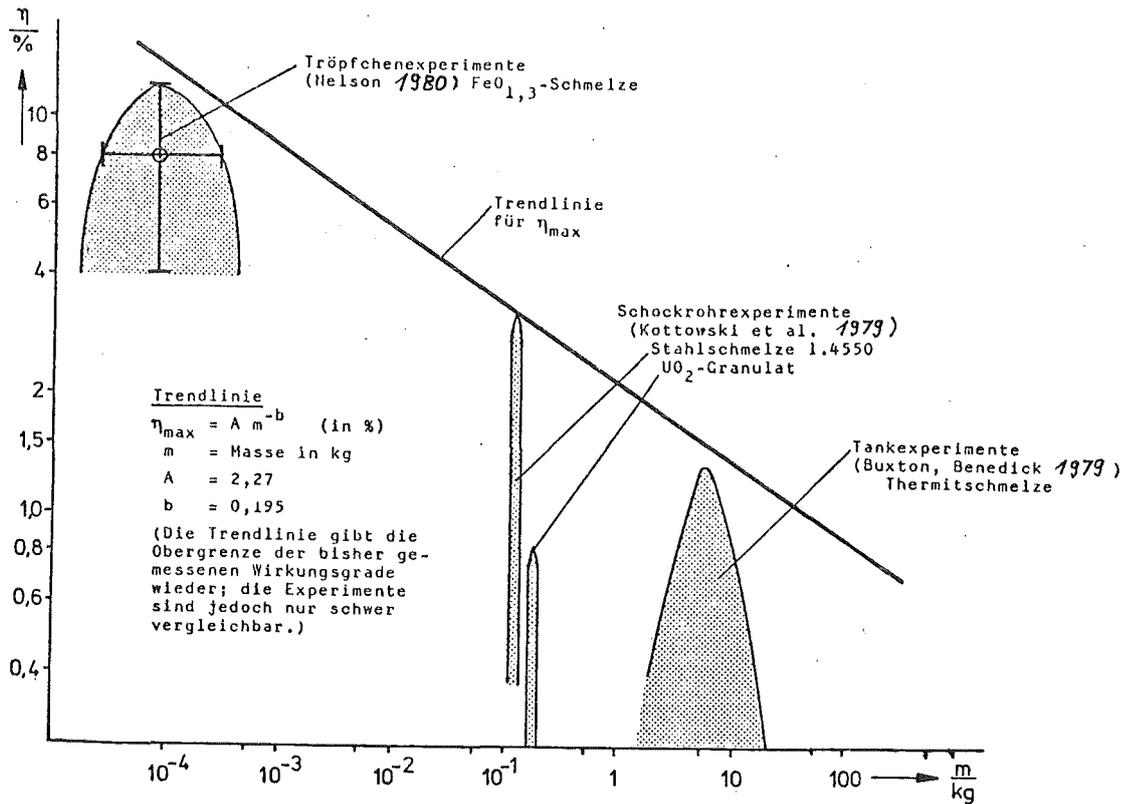


Abb. 27: Zusammenstellung der thermisch-mechanischen Wirkungsgrade η aus drei Typen von Dampfexplosionsexperimenten mit unterschiedlichen Schmelzmassen m und Ableitung einer Trendlinie auf der Basis dieser Daten. Aus Haag & Körber (1980).

Auch die Rechenergebnisse von Bell & Bohl (1981) zeigen Mechanismen auf, wonach eine Explosion in einem Druckwasserreaktor mit großen Massen größere Wirkungsgrade ergibt als Experimente mit ca. 25 kg Schmelze in einem offenen Wassertopf (siehe Kap. VI).

Schließlich gibt es neueste Experimente bei SANDIA mit größeren Schmelzmassen, bei denen Wirkungsgrade von 6 % gemessen wurden (Snyder 1982).

d) Nach Mizuta et al. (1973) liegen die charakteristischen Fragment-Durchmesser nach Ablauf der Dampfexplosion in einem Streuband, wie in Abb. 28 gezeigt. Eine pessimistische Grenzkurve ist die, die die kleinen Durchmesser bevorzugt. Die in Abb. 28 gezeigte Gerade ist das Integral der Verteilung

$$f(D) = (2,317/\mu\text{m}) \exp \{-(\log_{10}(D/\mu\text{m})-2,267)^2/0,9442\}$$

wobei $f(D)dD$ der prozentuale Anteil von Partikeln mit Durchmessern zwischen D und $D+dD$ ist (D in μm). Es handelt sich hierbei um eine log-Normal-Verteilung mit mittlerem Fragmentdurchmesser von $185 \mu\text{m}$ und einer Standardabweichung von etwa einem Faktor 10.

Hassmann et al. (1979) haben einige neuere Experimente ausgewertet, siehe Abb. 29. Die von Hassmann et al. (1979) darin als "gewählte Fragmentationskurve" bezeichnete Kurve liegt nicht auf der pessimistischen, sondern gerade auf der optimistischen Seite. Das von Mizuta et al. (1973) gefundene Streuband wird von den SANDIA Experimenten bei maximaler Triggerung (Kurve 2) übertroffen. Insofern ist es denkbar, daß eine Dampfexplosion mit noch feinerer Fragmentation auftreten kann.

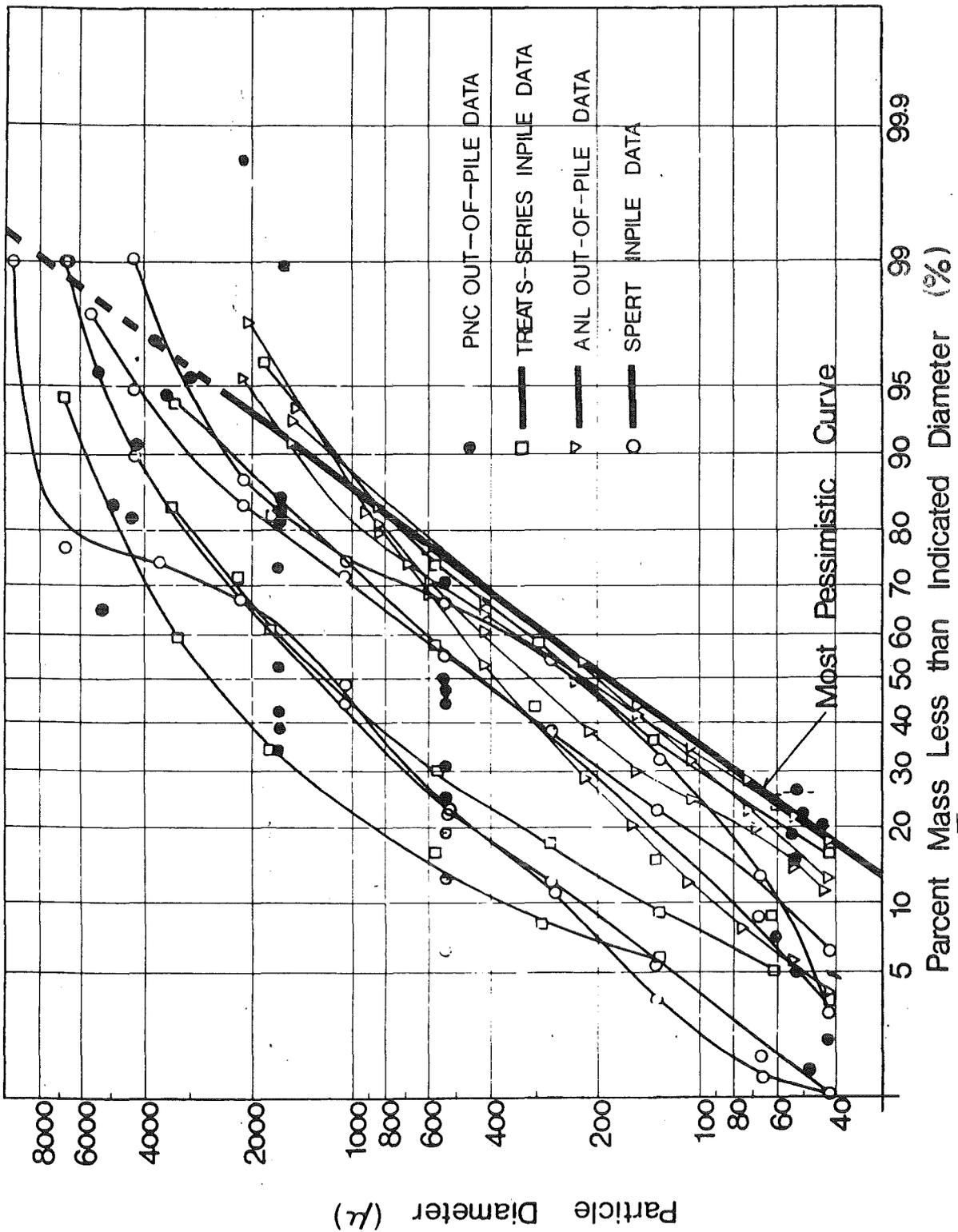


Abb. 28: Zusammenstellung aller verfügbaren Daten über UO_2 -Na und $-H_2O$ Fragmentationen von Mizuta et al. (1973). Aufgetragen ist der Durchmesser der Fragmente (in μm) über der Häufigkeit in % . Die "pessimistic" Kurve liefert bei gleicher Häufigkeit die kleinsten Durchmesser.

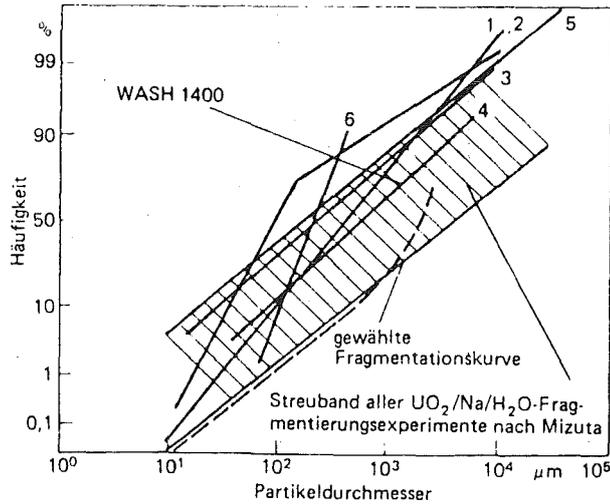


Abb. 1: Fragmentierung bei der Dampfexplosion.

- 1 SANDIA Großversuche Thermit
- 2 SANDIA Corium EX/H₂O getriggert $p_{max} = 14$ bar
- 3 SANDIA Corium EX/H₂O getriggert $p_{max} = 10$ bar
- 4 SANDIA Corium EX/H₂O getriggert $p_{max} = 7$ bar
- 5 Feinste Verteilung von UO₂ in Na/H₂O Mizuta et al.
- 6 ISPRA UO₂/Na

Abb. 29: Häufigkeit von Fragmentdurchmessern. Die Abb. zeigt das von Mizuta et al. (1973) festgestellte Streuband, vergl. Abb. 28. (Beachte die vertauschten Achsen.) Zusätzlich aufgetragen wurden in dieser Abb. von Hassmann et al. (1979) neuere Ergebnisse, sowie die in der amerikanischen Risikostudie benutzte Kurve (in Report WASH 1400). Die "gewählte Fragmentationskurve" wurde den Studien von Hassmann et al. (1979) zugrundegelegt; sie unterschätzt die Fragmentierung.

IV. FRAGMENTATIONS-MECHANISMEN

1. Hydrodynamische Fragmentation von Tropfen

=====

1.1 Übersicht

Wir untersuchen im folgenden die Fragmentation von Tropfen durch Strömungskräfte ohne thermische Effekte.

Drei Fragen sind zu beantworten:

- Unter welchen Bedingungen kann ein Tropfen zerteilt werden?
- Wie lange dauert die Fragmentation?
- Wie groß sind die kleineren Tropfen, die bei der Fragmentation entstehen?

Eine ausführliche Studie der hydrodynamischen Fragmentation von Flüssigkeitstropfen hat Schriewer (1980) vorgelegt. U. a. hieraus wird im folgenden zitiert.

(In diesem Kapitel steht der Index t für Tropfen, der Index a für Außenströmung.)

Einführung

=====

Die Zerstäubung tropfenförmiger Flüssigkeiten durch kurzzeitige Einwirkung einer Umströmung von einem (zumeist gasförmigen) Medium ist ein Vorgang von erheblicher technischer Bedeutung. In den Anwendungen läßt sich die Tropfenfragmentation auf zwei Arten verwirklichen:

- a) Der Tropfen wird in eine stationäre Strömung eingebracht und erfährt so eine rasche Beschleunigung, bis er (praktisch) die Fluidgeschwindigkeit erreicht hat. Überschreitet die Strömungsgeschwindigkeit einen kritischen Wert, so wird der Tropfen zerfallen.

Beispiele aus der Technik

- Vergaser beim Ottomotor und Düsentriebwerk
- Eine Reihe von Anwendungen in der Verfahrenstechnik nennen Clift et al. (1978) in Chapter 12.

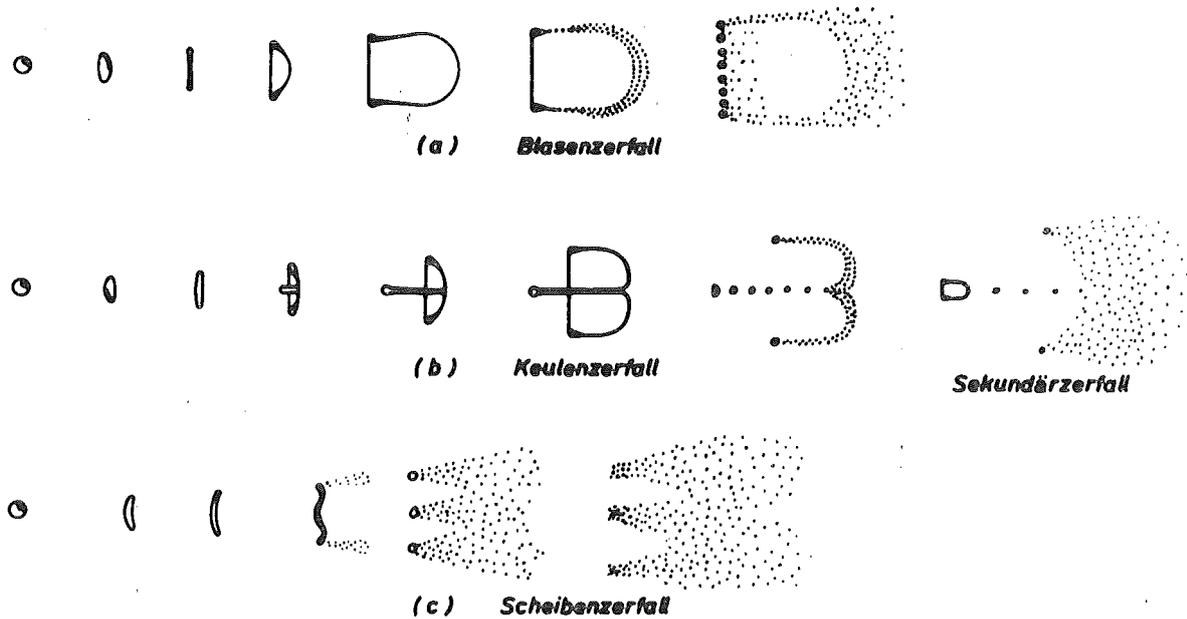
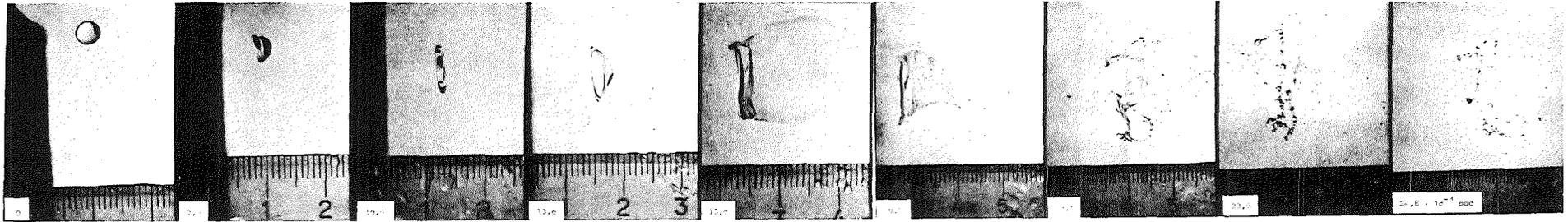
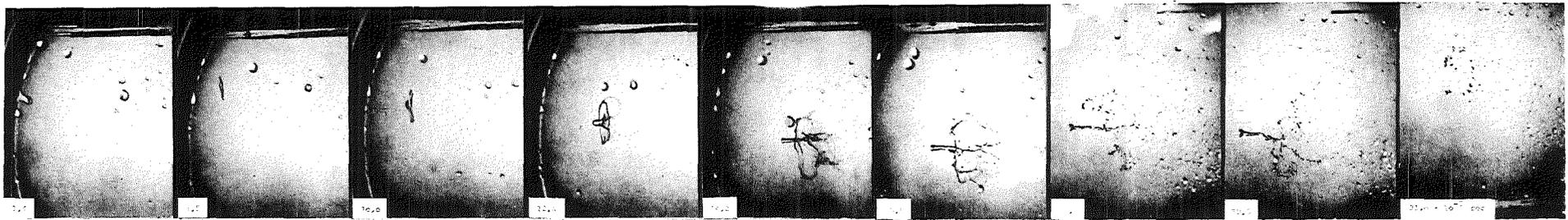


Abb. 1: Experimentell beobachtete Zerfallsmechanismen nach Häßler (1971), oben vereinfachte Zeichnung, folgende Seite Fotografien.

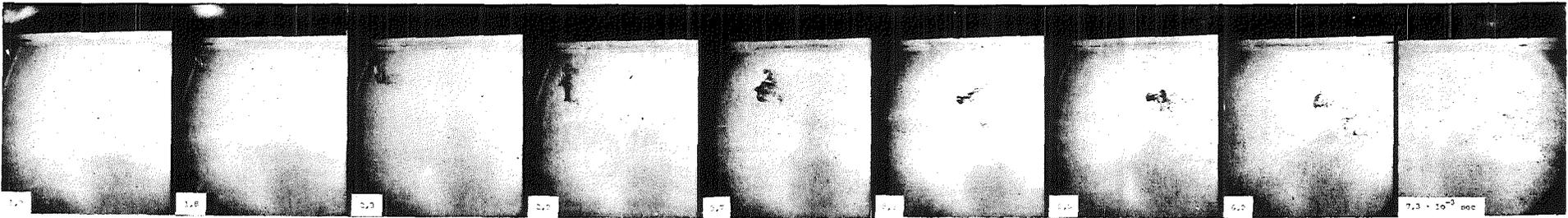
- a) Beispiel für Blasenzerfallsmechanismus bei einem Wassertropfen in einem horizontalen, stationären Luftstrom. Tropfendurchmesser: $D_t = 4,1 \text{ mm}$, Staudruck der Anströmung: $p_a = 14,35 \text{ mmWS}$, Temperatur in der Anströmung: $T_a = 19,2^\circ\text{C}$, Tropfentemperatur in der Abtropfvorrichtung $T_t = 15,5^\circ\text{C}$, statischer Druck $p_{\text{stat}} = 754,4 \text{ mm Hg}$
- b) Keulenzzerfallsmechanismus: Wassertropfen in Wasserdampf. $D_t = 4,0 \text{ mm}$, $p_a = 20,00 \text{ mmWS}$, $T_a = 107,0^\circ\text{C}$, $T_t = 93^\circ\text{C}$, $p_{\text{stat}} = 735,2 \text{ mmHg}$.
- c) Scheibenzerfallsmechanismus: Wassertropfen in Wasserdampf. $D_t = 4,1 \text{ mm}$, $p_a = 234,0 \text{ mmWS}$, $T_a = 59,0^\circ\text{C}$, $T_t = 43,8^\circ\text{C}$, $p_{\text{stat}} = 110,0 \text{ mmHg}$.



a) Blasenzerfallsmechanismus



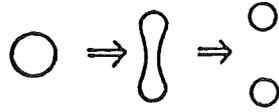
b) Keulenerfallsmechanismus



c) Scheibenerfallsmechanismus

(Abbildung entnommen aus der Arbeit von Häppler 1971, siehe Vorseite)

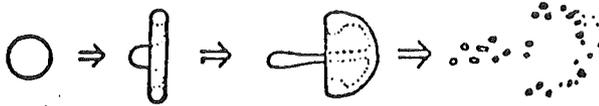
- 1) **VIBRATIONAL MODE (WEBER NUMBER ABOUT 10) – DROP OSCILLATES, THEN BREAKS UP INTO TWO SMALLER DROPS**



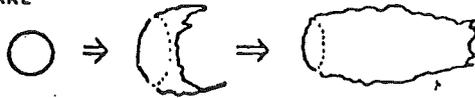
- 2) **BAG BREAKUP MODE (WEBER NUMBER ABOUT 20) – HOLLOW BAG IS FORMED SPANNING A RING OF FLUID: BAG BURSTS AND RING BREAKS UP INTO MANY DROPLETS**



- 3) **CLAVIFORM BREAKUP MODE (WEBER NUMBER ABOUT 70) – SIMILAR TO BAG BREAKUP, BUT WITH FORMATION OF CENTRAL CLUB PRIOR TO DISINTEGRATION**



- 4) **STRIPPING MODE (WEBER NUMBER ABOUT 1000) – DROP FLATTENS, AND MIST OF DROPLETS IS STRIPPED AWAY FROM CIRCUMFERENCE INTO WAKE**



- 5) **CATASTROPHIC MODE (WEBER NUMBER ABOUT 50,000) – DROP IS SUDDENLY TORN APART**

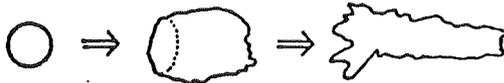


Abb. 2: Zerfallsformen bei hydrodynamischer Fragmentation nach Reinecke & Waldman (1970) (Abb. aus Benz & Schriewer 1978).

b) Eine durch das Fluid laufende Stoßwelle trifft auf den Tropfen. Der Tropfen kann aufgrund einer Wechselwirkung mit der Stoßfront oder mit der Strömung hinter der Stoßfront zerfallen.

Beispiele aus der Technik

- Fragmentation von Regentropfen in der Stoßwelle (Kopfwelle) von Überschallflugzeugen (dadurch Verringerung von Erosion);
- Zweiphasendetonation: Der tropfenförmige Treibstoff wird von der Detonationswelle zunächst zerstäubt und reagiert dann mit dem Sauerstoff (Anwendung beim Raketenantrieb).

Die Mehrzahl der experimentellen Untersuchungen befaßt sich mit der Tropfenfragmentation in Gasströmungen.

Kraftwirkungen und Zerfallstypen

=====

a) Der Druck des strömenden Mediums auf den Tropfen (proportional $\rho_a u_a^2$) beschleunigt den Tropfen. Die resultierende Tropfengeschwindigkeit sei u_t . Für die Wirkung der Strömung auf die Tropfenform sind die Relativgeschwindigkeit $u = u_a - u_t$ sowie die Tropfenbeschleunigung $g_t = du_t/dt$ wesentlich.

b) Die Druckverteilung auf der Tropfenoberfläche verursacht dessen Verformung. Ihr entgegen wirkt die Oberflächenspannung σ . Überschreitet die Deformation des Tropfens ein bestimmtes Maß, so tritt Zerfall ein. Als Ursache kann man das Bestreben zur Minimalisierung der Oberflächenenergie ansehen. Die dynamische Zähigkeit η_t beeinflusst die Deformationsgeschwindigkeit.

c) Die Tangentialkomponente der Strömung an der Tropfenoberfläche übt infolge der Zähigkeiten (η_t, η_a) eine Scherkraft aus, welche die randnahen Schichten des Tropfens (in der sogenannten Grenzschicht) in Bewegung setzt. Beim Überschreiten einer bestimmten Relativgeschwindigkeit tritt eine Ablösung der Grenzschicht auf, die sofort in feine Nebeltröpfchen zerfällt.

d) Die in dem Tropfen induzierten Wirbelbewegungen können infolge Zentrifugalkräfte die Abplattung des Tropfens verstärken.

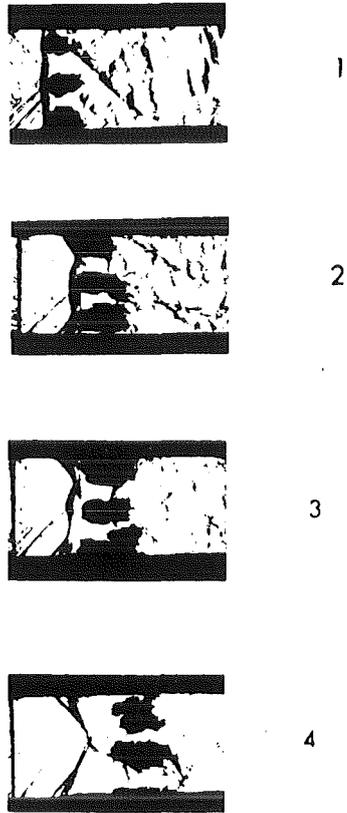


Fig. 7. Photographs of shattering of a 1.69 mm drop at $M = 3.8$: (1) $T = 0.73$, (2) $T = 1.16$, (3) $T = 1.60$, (4) $T = 2.08$.

Abb. 3: Tropfenfragmentation infolge Stoßwelle nach Fishburn (1974).

e) Das Zusammenwirken verschiedener hydrodynamischer Kräfte kann an der Tropfenoberfläche Wellen auslösen, die möglicherweise instabil sind, schnell wachsen können und dadurch zum Tropfenzerfall führen:

- Taylor-Instabilität durch starke Beschleunigung in Richtung von der leichteren zur schwereren Komponente (Luv-Seite des Tropfens in Gas).
- Helmholtz-Instabilität infolge der Relativgeschwindigkeit an einer Grenzfläche mit Dichteunterschieden (wie z.B. der Wind über einem See).
- Kapillarwellen. Oberflächenspannungen versuchen Wellen zu glätten, sie beeinflussen dadurch die Entstehung von Wellen.

f) Die Wirbelablösung an der Leeseite des Tropfens führt zu pulsierenden Druckfeldern an der Tropfenoberfläche. Dies kann die Fragmentation verursachen oder unterstützen.

g) Eine durchlaufende Stoßwelle wird an der Tropfenoberfläche teilweise gebrochen, reflektiert und in ihrer Amplitude verändert. Hierdurch können Druckgradienten entstehen, die den Tropfen deformieren und möglicherweise sogar auseinandertreiben.

h) Der Tropfen wird aufgrund der Zähigkeitskräfte in einer Scherströmung verzerrt und die Oberflächenkräfte sind nicht stark genug, sich dieser Verzerrung zu widersetzen. Dies kann zum Tropfenzerfall führen.

Kennzahlen

=====

Welcher dieser Prozesse unter gegebenen Umständen eintritt, hängt vom Verhältnis der wirkenden Kräfte zueinander ab. Dieses läßt sich durch dimensionslose Kennzahlen ausdrücken.

Reynoldszahl = Trägheits/Zähigkeitskraft

$$(1) \quad Re = u R_t \rho_a / \eta_a = u R_t / \nu_a$$

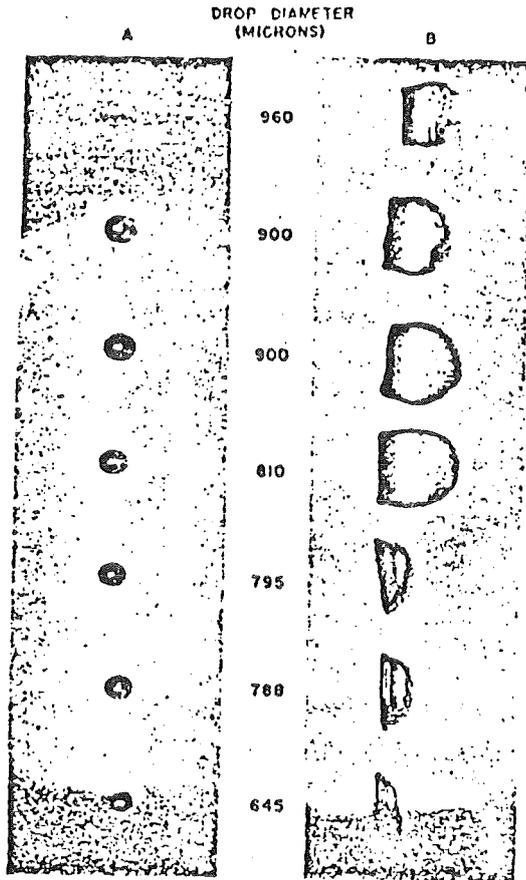


Abb. 4: Tropfenfragmentation infolge Stoßwelle nach Hanson, Domich & Adams (1963) (Abb. aus Benz & Schriewer 1978).



FIG. 12.6 Breakup of a water drop in an air stream moving downwards relative to a particle. traced from photographs by Lane (L6).

Abb. 5: Tropfenfragmentation. Abb. 12.6 aus Clift, Grace & Weber (1978).

Weberzahl = Staudruck (Trägheitskraft)/Oberflächenspannung

$$(2) \quad We = \rho_a u^2 R_t / \sigma$$

Laplacezahl = Staudruck • Oberflächenspannung/Zähigkeitskraft²

$$(3) \quad La = \rho_t \sigma R_t / \eta_t^2$$

Bondzahl = Beschleunigungskraft/Oberflächenspannung

(Von Clift et al. (1978), S. 26, wird dies als Eötvöszahl bezeichnet.)

$$(4) \quad Bo = (\rho_t - \rho_a) g R_t^2 / \sigma$$

Für die Tropfenfragmentation durch ein Scherfeld mit Geschwindigkeitsgradient G ist folgende Kennzahl maßgeblich (Rallison 1981):

$$(5) \quad \Omega = 4\pi G \eta_t R_t / \sigma.$$

Der zeitliche Ablauf von Fragmentationsvorgängen wird zumeist durch dimensionslose Zeiten charakterisiert. Häufig wird hierbei mit

$$(6) \quad \tau = (R_t / u) (\rho_t / \rho_a)^{1/2}$$

normiert. Diese Zeit ist charakteristisch für das Anwachsen von Störungen im Tropfen infolge des Staudrucks der Außenströmung gegen die Trägheit im Tropfen:

Außendruck

$$\sim \rho_a u^2$$

Trägheitskraft im Tropfen je Flächeneinheit

$$\sim \rho_t (R_t / \tau)^2$$

Setzt man beide Kräfte gleich, so erhält man obige Formel für τ .

Die charakteristische Eigenschwingungszeit eines Tropfens ist von der Größenordnung

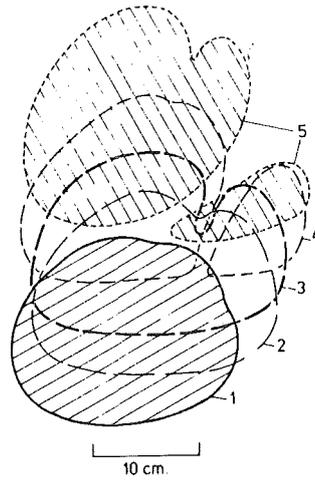


FIG. 12.5 Breakup of a large two-dimensional bubble in viscous sugar solution. traced from photographs by Clift and Grace (C2). (1) 0 s; (2) 0.16 s; (3) 0.32 s; (4) 0.56 s; (5) 0.84 s.

Abb. 6: Blasenfragmentation. Abb. 12.5 aus Clift, Grace & Weber (1978).

$$(7) \quad \tau_{\sigma} = (\rho_t R_t^3 / \sigma)^{1/2}.$$

Bei vielen praktischen Anwendungen ist diese Zeit jedoch viel größer als τ und daher nicht relevant für den Zerfall.

Abb. 1 bis 6 zeigen einige experimentelle Befunde über Tropfenfragmentation.

1.2 Beschleunigung eines Tropfens in einer stationären Strömung

Bringt man einen Tropfen in eine stationäre Strömung ein, so wird der Tropfen solange beschleunigt, bis seine Relativgeschwindigkeit praktisch null ist. Für die Fragmentation ist häufig die Beschleunigung des Tropfens maßgeblich. Man benötigt daher eine Modellvorstellung, um von der vorgegebenen Geschwindigkeit auf die Beschleunigung umrechnen zu können. Eine Übersicht über den Stand des Wissens findet man bei Clift et al. (1978). Zuverlässige Kenntnisse hat man nur über die Bewegung fester kugelförmiger Partikel. Diese lassen sich wie folgt zusammenfassen.

Die Relativgeschwindigkeit erfüllt folgende Bewegungsgleichung:

$$V \rho_t du/dt \quad (1)$$

$$= - C_D / 2 \pi R_t^2 \rho_a u^2 \quad (2)$$

$$- C_V V \rho_a / 2 du/dt \quad (3)$$

$$- C_B 6 R_t^2 (\pi \rho_a \eta_a)^{1/2} \quad (4)$$

$$\int u^{\circ}(s)(t-s)^{-1/2} ds \quad (\text{Integral von } -\infty \text{ bis } t),$$

$$V = \pi R_t^3 / 4/3, \text{ Kugelvolumen.}$$

Hierbei sind

- (1) die Trägheitskraft der Kugel
- (2) die Reibkraft
- (3) die Trägheitskraft infolge der mitbeschleunigten Masse des Fluids in der Umgebung der Kugel (virtuelle Masse)
- (4) die Kraft, die erforderlich ist, die Rotation in der Umgebung der Kugel infolge viskoser Reibung aufrechtzuerhalten (sogenannte Basset-Kraft)

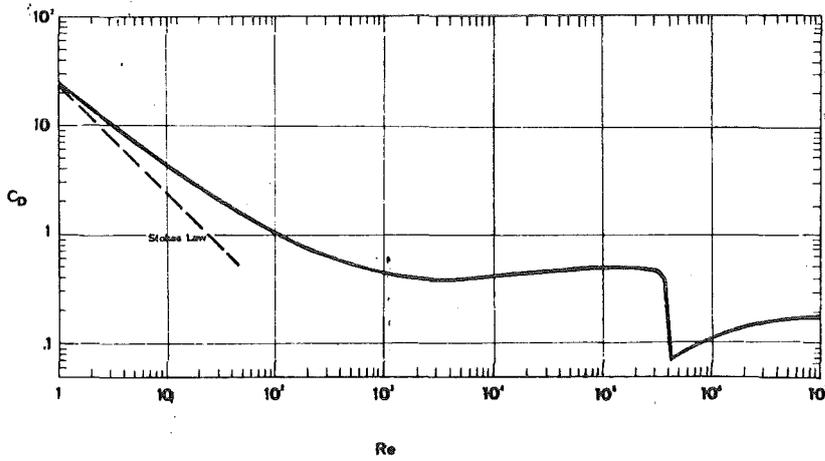


Abb. 7: Widerstandsbeiwert einer Kugel als Funktion der Reynoldszahl (gebildet mit dem Kugeldurchmesser) entnommen aus Clift, Grace & Weber (1978), Fig. 5.12.

Die empirischen Koeffizienten C_V und C_B können etwa gleich eins gesetzt werden, zumal diese Terme zumeist von untergeordneter Größe sind. Schwieriger ist eine Festlegung des Wertes C_D , des "Reibkoeffizienten". Die experimentellen Kenntnisse für feste Kugeln faßt Abb. 7 aus Clift et al. (1978) zusammen. Insbesondere ist danach

$$C_D \approx 24/Re \text{ für } Re \ll 10 \text{ (Stokessches Gesetz)}$$

$$C_D \approx 0,5 \quad \text{für } 10^3 \leq Re \leq 3 \cdot 10^5$$

$$\text{und } C_D \approx 0,19 \text{ für } Re \gg 10^6$$

wobei $Re = 2uR_t/v_a$ die mit dem Durchmesser gebildete Reynoldszahl ist.

Für flüssige Tropfen kann man etwa mit der selben Gleichung arbeiten, jedoch werden die Koeffizienten stärker variieren.

Nach Clift et al. (1978), S. 206, wird für $Re > 150$ und $Bo > 40$ der Wert

$$C_D = 8/3 \approx 2,66$$

empfohlen. Dies stimmt recht gut mit den Angaben von Patel & Theofanous überein, die experimentell an Quecksilbertropfen in Wasser den Wert 2,5 ermittelten. Baines et al (1980) haben ebenfalls anhand von Experimenten mit Quecksilbertropfen in Wasser versucht, C_D zu ermitteln. Sie finden, daß $C_D=3$ die experimentell ermittelte Weg-Zeit-Kurve gut wiedergibt, wenn man die Tropfengröße als konstant annimmt. Berücksichtigt man jedoch die Fragmentation, so trifft ein Wert von C_D zwischen 0,6 und 0,7 sowohl diese Quecksilberexperimente als auch frühere Experimente mit Wassertropfen in Gas. Dieser Wert liegt zwischen den Werten für eine Kugel (ca. 0,5) und für eine Kreisscheibe (1,1), was wohl so sein muß. Der Wert

$$C_D = 0,7$$

scheint daher am sinnvollsten zu sein. (Eine jüngere Untersuchung von Kalra & Zvirin 1981 kommt dagegen zu dem Schluß, daß dieser Wert 2,6 betragen sollte.)

Vernachlässigt man die virtuelle Masse und die Bassetkraft, dann kann man in Kenntnis von C_D die Beschleunigung mit der Relativgeschwindigkeit in Beziehung setzen und so von der Weber-Zahl auf die Bond-Zahl umrechnen:

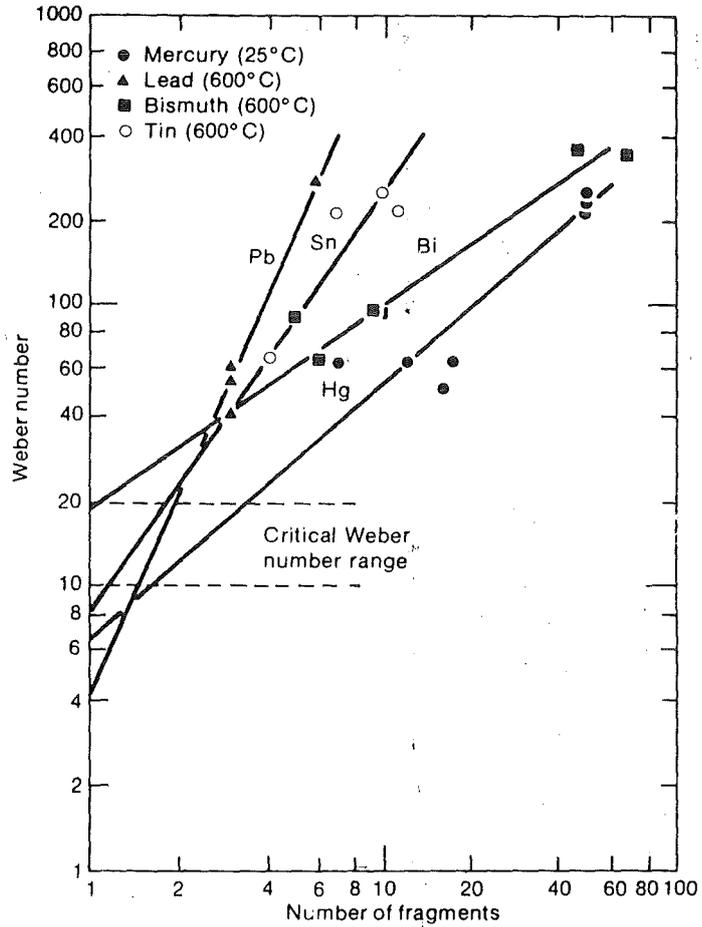


Abb. 8: Darstellung der Weber-Zahl über der Zahl der Fragmente für das Zerplatzen von Metalltropfen beim Eintropfen in Wasser von Raum temperatur (nach Ivins, entnommen aus Cronenberg & Benz 1980, Fig. 8).

$$C_D = 8/3 R_t g_t / u_t^2 (\rho_t / \rho_a)$$

Für $\rho_a \ll \rho_t$ folgt

$$Bo = (3/8) C_D We.$$

1.3 Aufprall-Fragmentation (kritische Weberzahl)

Ivins (1967) hat das Aufprallen von Flüssigkeitstropfen auf eine Wasseroberfläche bei Raumtemperatur untersucht. Die Tropfen bestanden aus niedrigschmelzenden Metallen (Zinn, Blei, Wismut und Quecksilber). Seine Ergebnisse, siehe Abb. 8, zeigen, daß eine Fragmentation oberhalb einer Weberzahl von 10 bis 20 auftritt. Offenbar sind aber noch andere Einflußgrößen wirksam, denn die Zahl der entstehenden Tropfen hängt ab vom Material und, wie von Cronenberg & Benz (1980) diskutiert, von thermischen Effekten.

Beim Aufprall auf feste trockene Wände und für Laplace-Zahlen $La < 10^7$ tritt Fragmentation erst bei sehr viel größeren Weber-Zahlen auf. Walzel (1980) hat empirisch die Anhängigkeit

$$(1) \quad We = 7,9 \cdot 10^{10} La^{-1,4} \quad \text{für } La \leq 2 \cdot 10^6$$

für die kritische Weber-Zahl gefunden (Kurve a in Abb. 9). Beispielsweise ist für Wassertropfen von 0,5 mm die erforderliche Weber-Zahl 1400; dies entspricht einer Auftreffgeschwindigkeit von 4,4 m/s.

Diese Angaben von Walzel galten für den Aufprall auf eine trockene feste Wand. Die kritische Weber-Zahl für den Aufprall auf eine Wand, die einen Flüssigkeitsfilm trägt, ist sehr viel kleiner:

$$(2) \quad We = 2,5 \cdot 10^3 La^{-0,2} \quad \text{für } La \leq 10^6$$

Dies entspricht Kurve b in Abb. 9. Theoretische Erklärungen oder Berechnungen gibt es hierzu anscheinend nicht. Die Tendenz, daß die kritische Weber-Zahl beim Aufprall auf eine feste trockene Wand größer ist als die beim Aufprall auf einen Film und die größer ist als die beim Aufprall auf eine tiefe Flüssigkeit, kann durch die

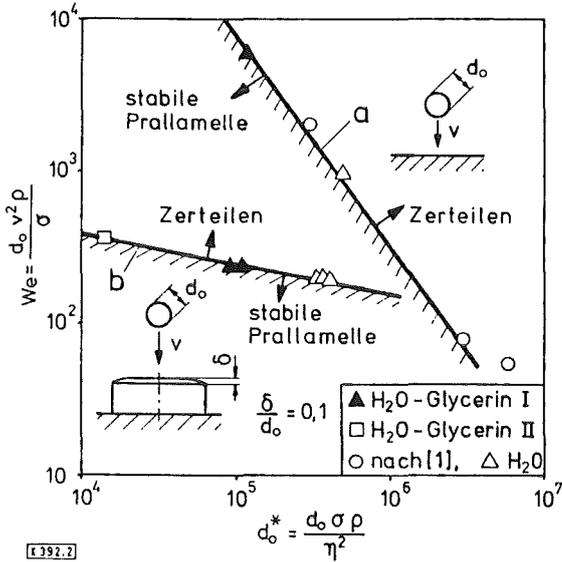


Abb. 2. Zerteilgrenze von Flüssigkeitstropfen, die auf eine Unterlage aufprallen. a nach Gl. (2) für trockene Unterlagen, b nach Gl. (4) für eine Unterlage mit Flüssigkeitsfilm.

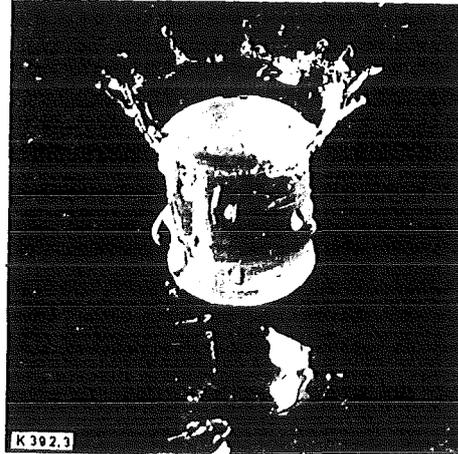


Abb. 3. Aufprall eines Wassertropfens, $d_0 = 5$ mm, auf einen Acrylglas-Zylinder mit Flüssigkeitsfilm.

Abb. 9: Zerteilgrenze von Flüssigkeitstropfen, die auf eine Unterlage aufprallen. a für trockene Unterlagen, b für eine Unterlage mit einem Flüssigkeitsfilm (entnommen aus Walzel 1980).

Wirkung der Zähigkeitskräfte erklärt werden. Diese Kräfte versuchen eine Fragmentation zu verhindern. Dies gelingt um so besser, je zäher das Medium ist, auf das der Tropfen aufprallt. Siehe hierzu auch Hinze (1949).

1.4 Rayleigh-Taylor-Instabilität

=====

1.4.1 Übersicht

=====

Liegen zwei Fluide vor, die so übereinandergeschichtet sind, daß der Dichtegradient $\text{grad } \rho$ (Vektor vom leichten zum schweren Fluid) in die gleiche Richtung zeigt, wie der Gradient der potentiellen Energie $\text{grad } U$ (d.h. $\text{grad } \rho \cdot \text{grad } U > 0$), so ist die Schichtung instabil und kleine Störungen der Grenzfläche können anwachsen.

Eine solche Situation liegt vor bei der Schichtung einer schweren Flüssigkeit über einer leichteren Flüssigkeit im Einfluß der Erdbeschleunigung g , siehe Abb. 10. In diesem Fall nimmt die potentielle Energie ebenso wie die Dichte von unten nach oben zu. Eine solche Situation liegt aber auch vor, wenn auf die Grenzfläche ein Druckgradient $\text{grad } p$ derart wirkt, daß die Grenzfläche von der leichteren zur schwereren Flüssigkeit beschleunigt wird; In beiden Fällen entspricht $-\text{grad } p$ dem Gradient der potentiellen Energie. (Nur durch die Einführung der potentiellen Energie kann man verstehen, wieso bei einer instabilen Schichtung die Erdbeschleunigung entgegen, die Grenzflächenbeschleunigung aber in der Richtung des Dichtegradienten zeigen muß.)

Rayleigh (1894) und Taylor(1950) konnten theoretisch, Lewis (1950) experimentell zeigen, daß eine Anfangsstörung in diesem System exponentiell mit der Zeit anwächst. Eine ausführliche Diskussion der linearen Theorie findet sich bei Chandrasekhar (1961), Chapter X. Einige Ergebnisse werden im folgenden diskutiert. Durch numerische Simulation konnte Daly (1967, 1969) das Anwachsen derartiger Störungen bis in den nichtlinearen Bereich hinein verfolgen, siehe Abb. 11. Eine Diskussion neuerer Untersuchungen findet sich bei Moszynski & Ginsberg

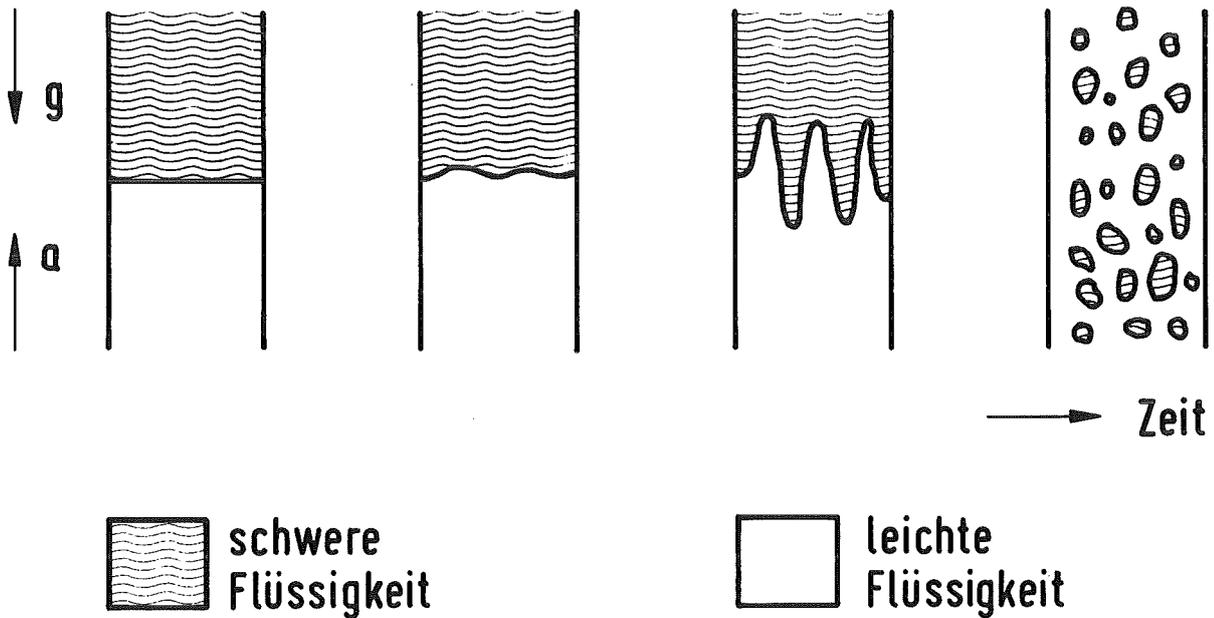


Abb. 10: Schema zur Fragmentation durch Rayleigh-Taylor-Instabilität. Der Dichtegradient zeigt von der leichten zur schweren Flüssigkeit, also von unten nach oben. Die Erdbeschleunigung g ist von oben nach unten gerichtet. Das gleiche Bild ergibt sich, wenn die Grenzfläche von unten nach oben durch einen Druckgradienten eine Grenzflächenbeschleunigung a erfährt.

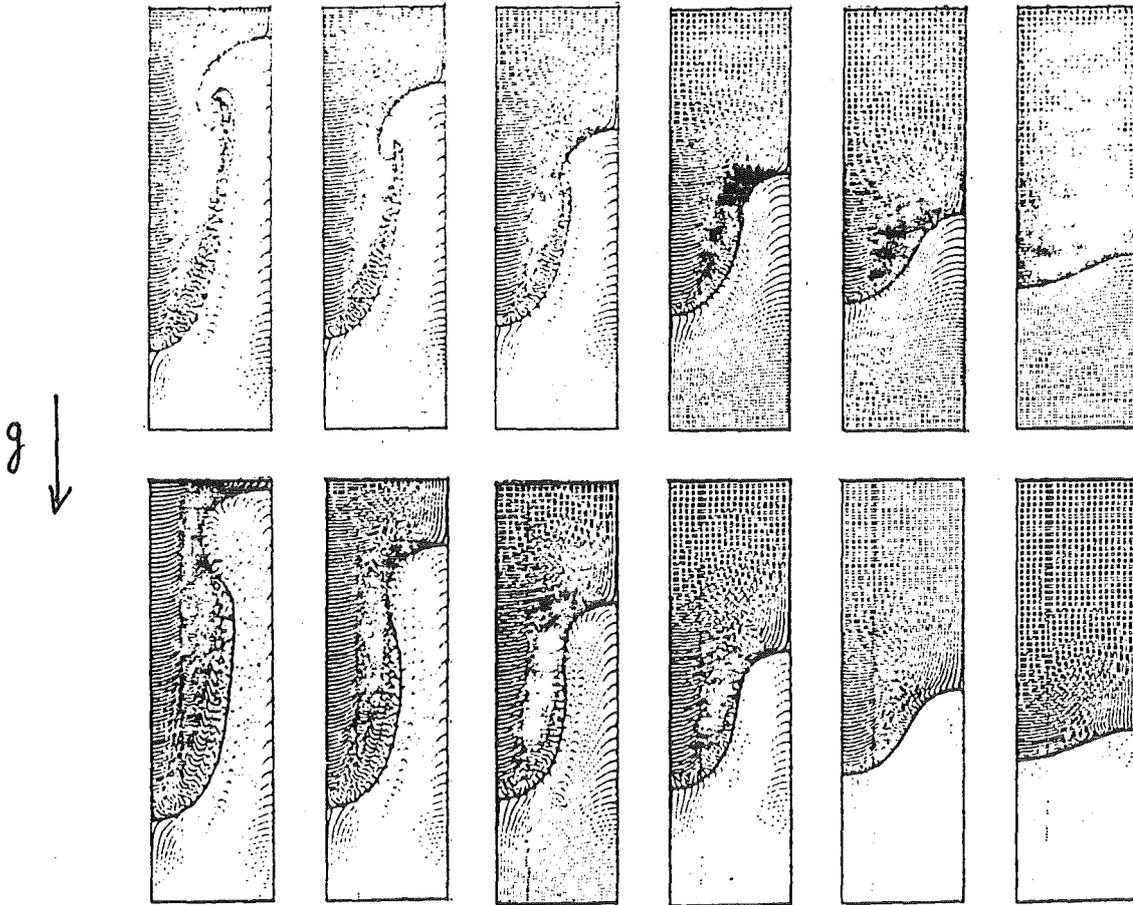


Abb. 11: Nichtlineare Entwicklung der Rayleigh-Taylor-Instabilität numerisch berechnet mit der MAC-Methode. Oben ohne, unten mit Oberflächenspannung. Die dunkel schraffierte Flüssigkeit ist die schwerere. (Entnommen aus Daly 1969, Fig. 9.)

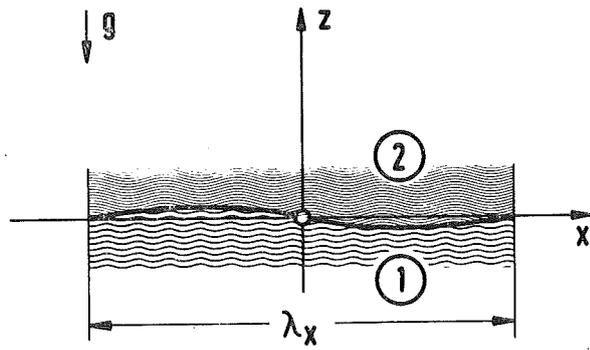


Abb. 12: Skizze zur Rayleigh-Taylor-Instabilität.

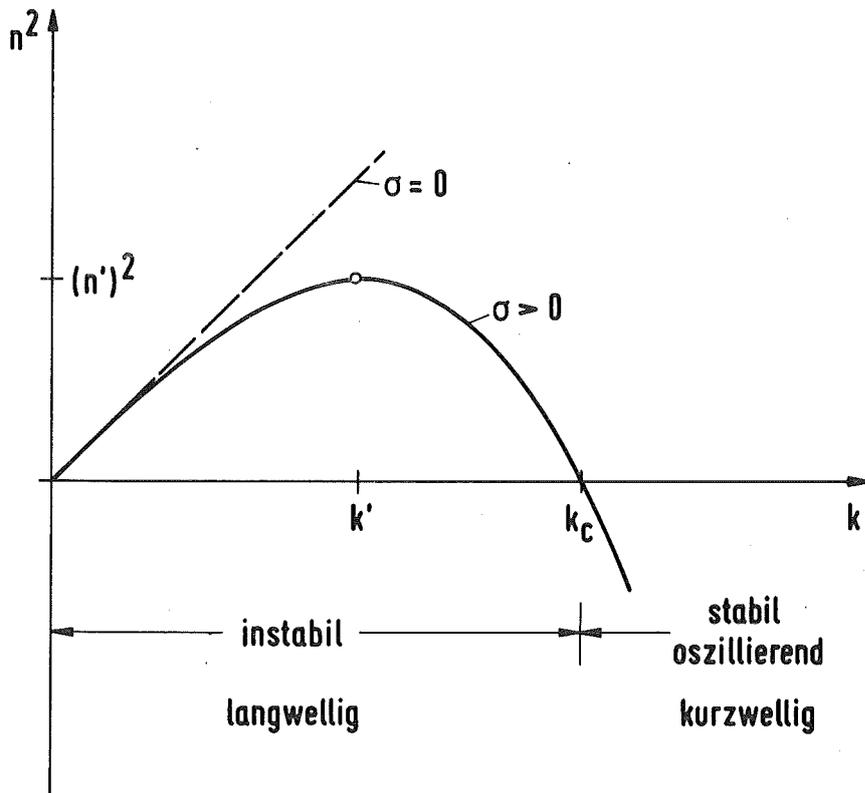


Abb. 13: Anfachungsrate n (quadriert) als Funktion der Wellenzahl k für die Rayleigh-Taylor-Instabilität.

(1980). Den Einfluß von Verdampfung oder Kondensation auf die Rayleigh-Taylor-Instabilität haben Hsieh (1972) und Hsieh & Ho (1981) untersucht.

1.4.2 Lineare Theorie ohne Zähigkeitseffekte

=====

Gemäß Abb. 12 betrachten wir zwei inkompressible Fluide mit den Dichten ρ_1 und ρ_2 . Die dynamischen bzw. kinematischen Zähigkeiten seien η und $\nu = \eta/\rho$, jeweils mit Indizes 1 und 2. An der Grenzfläche wirkt die Oberflächenspannung σ . Die Beschleunigung g wirke entgegen der z-Achse, die senkrecht auf der Grenzfläche steht und vom Medium 1 zum Medium 2 zeigt. Im folgenden wird die Zähigkeit zunächst vernachlässigt.

Es werden wellenförmige Störungen betrachtet mit Wellenlängen

$$\lambda_x = 2\pi/k_x \text{ und } \lambda_y = 2\pi/k_y$$

in x- und y-Richtung, d.h. in der Ebene der Grenzfläche zwischen den beiden Fluiden. Die Wellenzahlen addieren sich vektoriell zu

$$(1) \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2.$$

Die Störungen wachsen in der Zeit t wie

$$(2) \quad \text{Störungsamplitude} \sim \exp(nt)$$

an.

Wenn n reell und positiv ist, dann wächst die Amplitude (instabil), wenn n reell und negativ ist, dann nimmt die Amplitude ab (stabil), wenn n imaginär ist, dann haben wir eine harmonische Schwingung.

Die Stabilitätsanalyse^{*)} ergibt für n :

^{*)} Siehe Anhang auf Seite 248 ff.

$$(3) \quad n^2 = k \left\{ \frac{g(\rho_2 - \rho_1)}{(\rho_1 + \rho_2)} - \frac{k^2 \sigma}{(\rho_1 + \rho_2)} \right\}$$

In Abb. 13 ist n^2 als Funktion von k aufgetragen. Man erkennt, daß die Schwingungen oberhalb einer kritischen Wellenzahl k_c stabil sind und unterhalb instabil. Die Oberflächenspannungen sind in der Lage, die kurzwelligen Störungen am Wachstum zu hindern. Am schnellsten wachsen Wellen der Wellenzahl k' , wobei

$$(4) \quad k_c = \left\{ (\rho_2 - \rho_1)g/\sigma \right\}^{1/2}$$

$$(5) \quad k' = k_c/3^{1/2}$$

und die zugehörige Wachstumsrate ist n' ,

$$(6) \quad n' = \left\{ \frac{(2(\rho_2 - \rho_1))^{3/2} g^{3/2}}{(3^{3/2}(\rho_1 + \rho_2)\sigma^{1/2})} \right\}^{1/2}$$

Typische Zahlenwerte für Fluid über Luft (\approx Vakuum), $\rho_1=0$, und für die Erdbeschleunigung $g=9,81\text{m/s}^2$ enthält Tabelle 1.

Tabelle 1: Charakteristische Größen der Taylor-Instabilität

($\rho_1=0$, $g = 9,81\text{m/s}^2$)

Symbol	Einheit	Wasser(20C)	Natrium(800C)	fl. UO2(2850C)
ρ_2	kg/m ³	1000	756	8700
σ	N/m	0,073	0,135	0,513
λ_c	mm	17	27	15
λ'	mm	30	46	27
$\tau' = 1/n'$	ms	27	34	25

1.4.3 Lineare Theorie über den Einfluß der Zähigkeit

Nach Chandrasekhar (1961) betrachten wir den Fall $v = v_1 = v_2$. Zähigkeit ist ohne Einfluß auf die Frage, ob eine Schichtung stabil oder instabil ist. Sie beeinflusst allein die Wachstumsgeschwindigkeit der Störungen. Sie ist daher auch maßgeblich für die am schnellsten wachsende Störungswellenzahl. Zähigkeitskräfte sind insbesondere bei kurzwelligen Vorgängen groß. Die Wachstumsgeschwindigkeit geht daher bei großen Wellenzahlen gegen null, siehe Abb. 14.

Dimensionsanalytisch kann man allein mit v und g eine charakteristische Länge L und eine Zeit T wie folgt definieren:

$$(7) \quad L \equiv (v^2/g)^{1/3}, \quad T \equiv (v/g^2)^{1/3}$$

Das Verhältnis der Oberflächenspannungen zu Schubspannungen durch Zähigkeit beschreibt die Kennzahl

$$(8) \quad S = \sigma / \{(\rho_1 + \rho_2) g L^2\} \\ = \sigma / \{(\rho_1 + \rho_2) (g v^4)^{1/3}\}$$

Falls S klein ist gegenüber eins, dann ist die Oberflächenspannung vernachlässigbar und

$$(9) \quad k_v' = a/L, \quad n_v' = b/T,$$

wobei a und b Funktionen des Dichteverhältnisses sind, siehe Abb. 15.

In der Praxis ist S zumeist größer als eins, so daß nicht die Oberflächenspannung sondern im Gegenteil die Zähigkeit vernachlässigbar ist, siehe Tabelle 2.

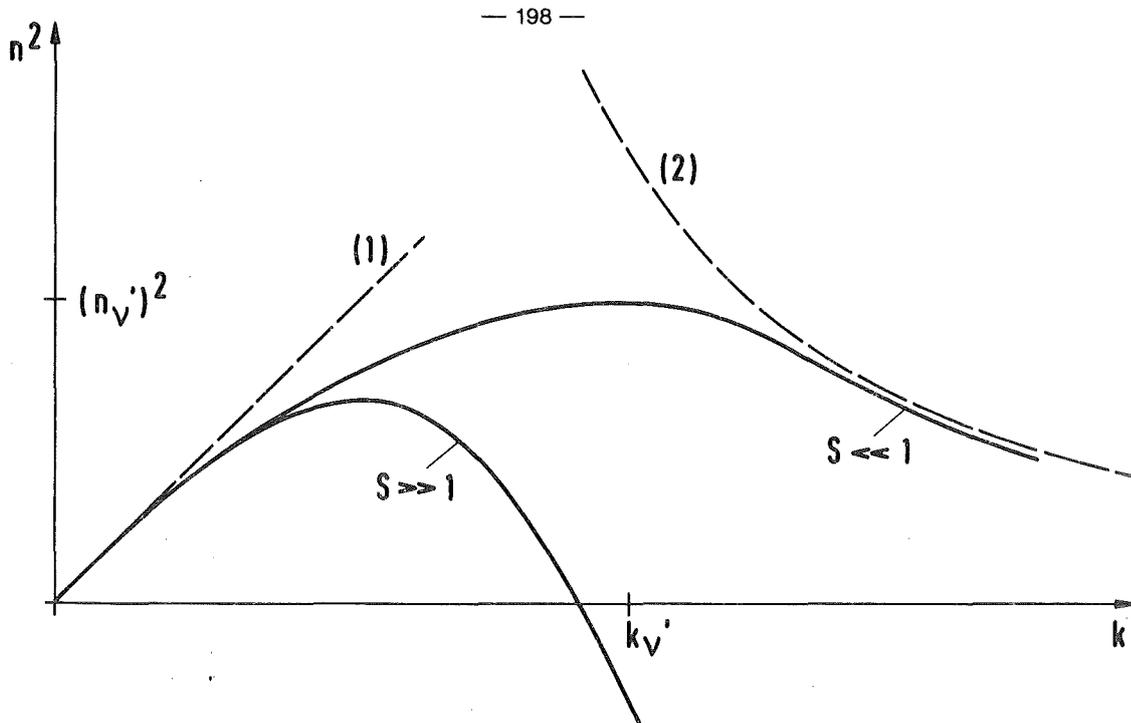


Abb. 14: Einfluß von Zähigkeit und Oberflächenspannung auf die Anfachungsrate der Rayleigh-Taylor-Instabilität.

(1): Oberflächenspannung und Zähigkeit null
 $n^2 = Dkg$

(2): Asymptote für $k \rightarrow \infty, \nu > 0$,
 $n = Dg/(2k\nu)$

$$D \equiv (\rho_2 - \rho_1) / (\rho_1 + \rho_2)$$

$$S \equiv \sigma / \{(\rho_1 + \rho_2)gL^2\}$$

(Nach Chandrasekhar 1961, Chapter X)

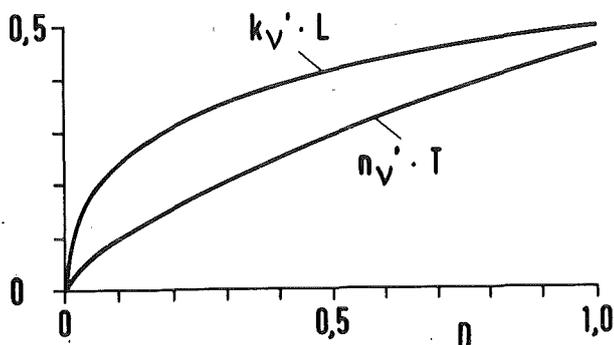


Abb. 15: Einfluß des Dichteverhältnisses D auf die Wellenzahl k' und die Anfachungsrate n' der am schnellsten wachsenden Störung für den Fall ohne Oberflächenspannung aber mit Zähigkeit ν (nach Chandrasekhar 1961, Table XLVI).

$$D \equiv (\rho_2 - \rho_1) / (\rho_1 + \rho_2)$$

Tabelle 2: Einfluß der Zähigkeit auf Taylor-Instabilität

($\rho_1=0$, $g = 9,81\text{m/s}^2$)

Symbol	Einheit	Wasser(20C)	Natrium(800C)	f1. UO2(2850C)
ρ_2	kg/m ³	1000	756	8700
σ	N/m	0,073	0,135	0,513
η_2	10 ⁻³ •Ns/m ²	1,01	0,16	5,7
L	mm	0,047	0,017	0,035
T	ms	2,19	1,30	1,90
S	1	3365	66140	4840

1.4.4 Anwendung auf Tropfenfragmentation

Verschiedene Autoren, z.B. Simpkins & Bales (1972), machen die Taylor-Instabilität verantwortlich für den Zerfall eines Tropfens in beschleunigter Strömung.

Ein lineare Theorie für die Instabilität eines beschleunigten Tropfens gibt es bisher nur in vereinfachten Ansätzen, siehe Schriewer (1980). Man überträgt daher die Erkenntnisse über die Taylor-Instabilität für den ebenen Fall ihrer Größenordnung nach auf Tropfen.

Wenn der Tropfenradius R_t ist, dann wird man Fragmentation erwarten, wenn die Wellenlänge des instabilen Bereichs kleiner ist als dieser Radius, also wenn

$$(10) (R_t k_c)^2 \approx (\rho_t - \rho_a) g_t R_t^2 / \sigma \\ \equiv Bo \gg 1.$$

Nach Simpkins & Bales (1972) ist der Tropfen instabil für $Bo > 11$, Fragmentationen werden aber erst ab $Bo > 10^4$ erkennbar. Diese Aussage beruht auf Beobachtungen an Tropfen in Gasströmungen. Dagegen haben Patel & Theofanous für Quecksilbertropfen in Wasser eine derartige untere Grenze der kritischen Bond-Zahl nicht festgestellt.

Für die Anwendung in der Dampfexplosionstheorie ist es sehr wichtig, die Fragmentationszeit τ' zu kennen. Unter Verwendung des Tropfenradius R_t und der Beschleunigung g_t kann man aus obigem Ergebnis für n' folgende Größenordnungsgleichung ableiten:

Für $\rho_1 \ll \rho_2 = \rho_t$ (flüssige Tropfen in Gas) erhält man

$$(11) \quad \tau' (g_t / R_t)^{1/2} \approx \{ \sigma / (g_t \rho_t R_t^2) \}^{1/4} \\ \equiv t \sim Bo^{-1/4}$$

Für Dichte-Verhältnisse nahe eins sollte diese Beziehung erweitert werden um das Dichteverhältnis

$$(12) \quad \varepsilon \equiv (\rho_a + \rho_t) / (\rho_t - \rho_a)$$

Aus Gl.(3) folgt, daß die Wurzel aus diesem Verhältnis für den Zerfall maßgeblich ist, also

$$(13) \quad t = C \quad Bo^{-1/4} \varepsilon^{1/2}.$$

Über den Proportionalitätsfaktor C in dieser Beziehung findet man in der Literatur unterschiedliche Angaben.

Aufgrund von Messungen für Flüssigkeitstropfen in Luft geben Simpkins & Bales (1972) den Wert $C = 22$ an. Patel & Theofanous (1981) haben bei Messungen an Quecksilbertropfen in Wasser den Wert $C = 1,66$ gefunden. Baines et al. (1980) bezweifeln die Erklärung der Fragmentation nach dem Mechanismus der Taylor-Instabilität. Sie finden aufgrund ihrer Messungen an Quecksilbertropfen in Wasser unter der Einwirkung einer Stoßfront die Beziehung

$$(14) \quad t \approx 4 (\rho_t / \rho_a)^{1/2}.$$

Dies ist möglicherweise eine Folge des Überwiegens von nichtlinearen Einflüssen, die weitgehend unabhängig sind von der Oberflächenspannung.

(Es muß angemerkt werden, daß einige der Diskrepanzen möglicherweise auf unterschiedliche Definitionen der Fragmentationszeit zurückzuführen sind: Patel & Theofanous verstehen hierunter die Zeit bis zu der der Durchmesser der entstehenden Fragmentwolke sich verdoppelt hat, während Baines et al. damit die Zeit meinen, zu der die "Disintegration des Vaternropfens im wesentlichen als vollständig angesehen wurde".)

Über experimentelle Ergebnisse und verschiedene Korrelationen berichten auch Pilch & Erdmann (1981).

Für spätere Vergleiche mit anderen Fragmentationsmechanismen halten wir fest, daß die charakteristische Anfachungs- und damit auch Fragmentierungsrate der Taylor-Instabilität durch $n_T = n'$ gegeben ist. Mit der Umrechnung von Beschleunigung g_t in Relativgeschwindigkeit u_t gemäß Kap. 1.2 folgt

$$(15) \quad n_T \sim C_D^{3/4} \left(\frac{\rho_t - \rho_a}{\rho_t + \rho_a} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\rho_a u_t^6}{\sigma R_t^3} \right)^{1/4}.$$

1.4.5 Nichtlineare Einflüsse

=====

Daly (1967, 1969) konnte mit seinen numerischen Simulationen die lineare Theorie mit und ohne Zähigkeit weitgehend bestätigen. Allerdings wachsen die Störungen nur anfangs exponentiell an. Nach einiger Zeit wird an der Grenzfläche eine Relativgeschwindigkeit spürbar, die aufgrund der Helmholtz-Instabilität (siehe unten) zu einer Aufräuhung und damit zu einem verstärkten Impulsaustausch führt.

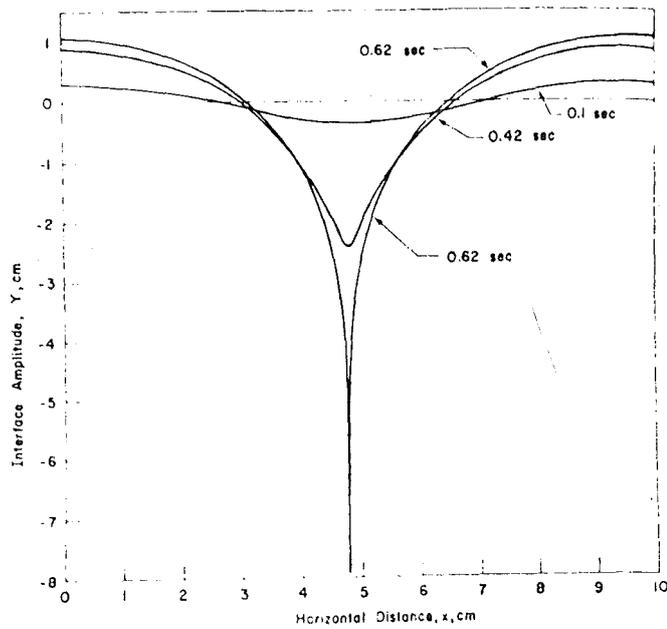


Abb. 16: Das von Dienes (1978) berechnete "Blasen-Spitzen"-Verhalten bei der Rayleigh-Taylor-Instabilität im nichtlinearen Bereich.

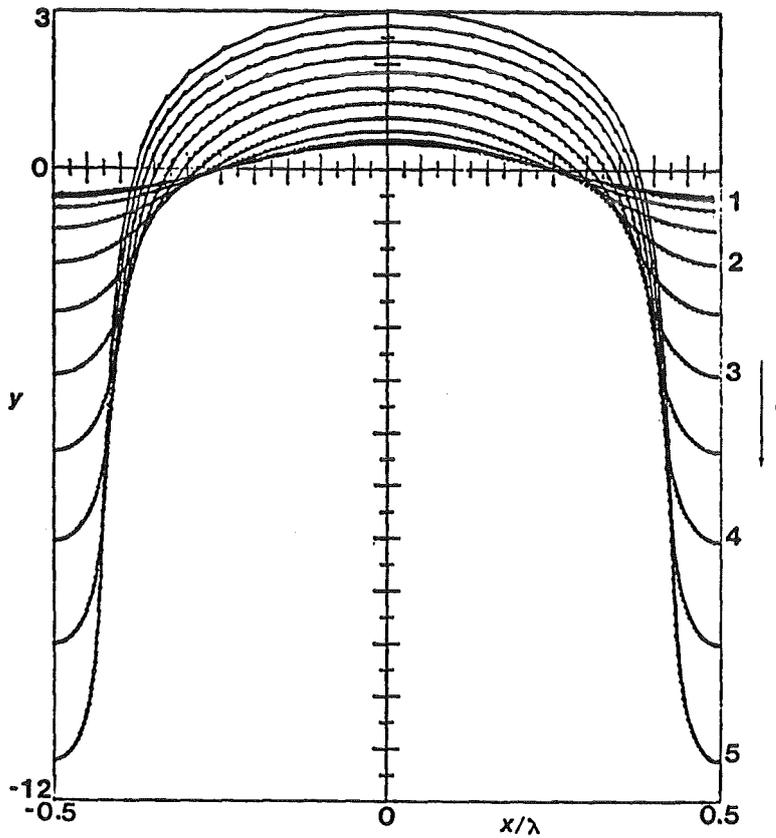


Abb. 17: Numerische Berechnung der nichtlinearen Entwicklung der Rayleigh-Taylor-Instabilität ohne Zähigkeit aber mit Oberflächenspannung von Baker & Israeli (1981); siehe auch Baker, Meiron & Orszag (1980).

Die Form der Grenzfläche zu späten Zeiten hängt stark vom Dichteverhältnis ab. Bei einem Dichteverhältnis ρ_2/ρ_1 von 10:1 fällt das schwere Fluid durch die leichtere Flüssigkeit in Form von 'spikes' (Spitzen) mit wachsender Geschwindigkeit hindurch. Bei kleineren Dichteverhältnissen werden die Spitzen aufgrund der Helmholtz-Instabilität aufgeraut und wachsen mehr in die Breite, so daß die Fallgeschwindigkeit allmählich konstant wird, siehe Abb. 11. Oberflächenspannung bewirkt, daß die Spitzen bei großen Dichteverhältnissen noch schlanker und dadurch schneller werden. Bei kleinen Dichteverhältnissen verhindern sie die Ausbildung von Wirbelrollen an der Grenzfläche.

Die theoretische Analyse von Dienes (1978), siehe Abb. 16, zeigt, daß sich bei Abwesenheit glättender Mechanismen in endlicher Zeit Spitzen bilden können. Mit Oberflächenspannungen erhält man hierfür Ergebnisse, wie sie z.B. Baker & Israeli (1981) zeigten, siehe Abb. 17.

Diese Entwicklung ist auch gut sichtbar in den Experimenten von Lewis (1950), siehe z.B. Abb. 18.

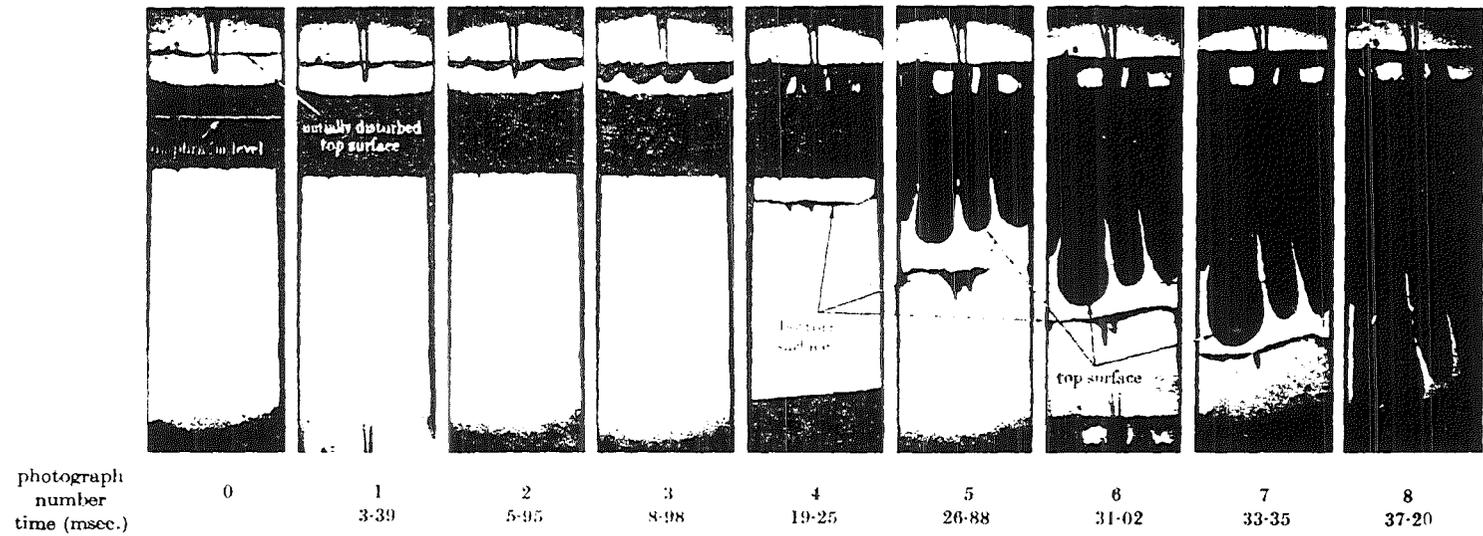


FIGURE 5. Acceleration of water; film 2. Depth of water 1.14 in.; initial acceleration = 20.7g.

Abb. 18: Experimentell von Lewis (1950) beobachtete Rayleigh-Taylor-Instabilität. Es wird Luft gegen Wasser beschleunigt. Der Betrachter möge entscheiden, in welcher Richtung die Beschleunigung erfolgt!

1.5 Kelvin-Helmholtz-Instabilität

=====

Auch die stabile Schichtung $\rho_2 < \rho_1$ kann instabil werden, wenn an der Grenzschicht eine Geschwindigkeitsscherung auftritt. Dieses Phänomen beobachtet man an jedem See, wenn der Wind darüber bläst: Oberhalb einer Mindestgeschwindigkeit bilden sich Wellen, vergl. Abb. 19.

Die lineare Stabilitätstheorie (siehe z.B. Chandrasekhar 1961, Chapter XI) zeigt, daß am instabilsten die Wellen sind, die in Richtung der Geschwindigkeit laufen. Wir betrachten daher nur den Fall mit $k_y = 0$. Abb. 20 zeigt die Situation. Zähigkeit wird vernachlässigt. Weiter betrachten wir zunächst den Fall ohne Oberflächenspannung.

Als Abkürzung wird benutzt

$$(1) \quad \alpha_1 \equiv \rho_1 / (\rho_1 + \rho_2), \quad \alpha_2 \equiv 1 - \alpha_1$$

Fall $\sigma = 0$.

Für diesen Fall liefert die Stabilitätstheorie die Anfachungsrate ($i =$ imaginäre Einheit)

$$(2) \quad n = -i k(\alpha_1 u_1 + \alpha_2 u_2) + i \{ gk(\alpha_1 - \alpha_2) - k^2 \alpha_1 \alpha_2 (u_1 - u_2)^2 \}^{1/2}.$$

Komplexe Werte von n mit positivem Realanteil können auftreten, wenn der Radikant der Wurzel positiv ist. D.h. Instabilitäten treten auf für $k > k_{\min}$,

$$(3) \quad k_{\min} = g(\alpha_1 - \alpha_2) / \{ \alpha_1 \alpha_2 (u_1 - u_2)^2 \}.$$

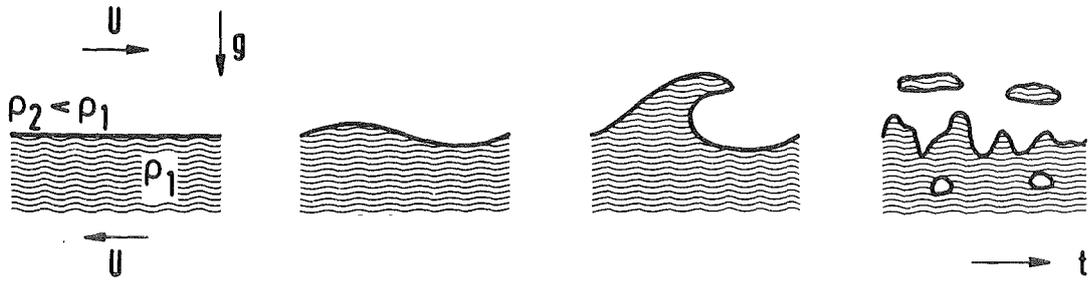


Abb. 19: Schema zur Fragmentation durch Kelvin-Helmholtz-Instabilität.

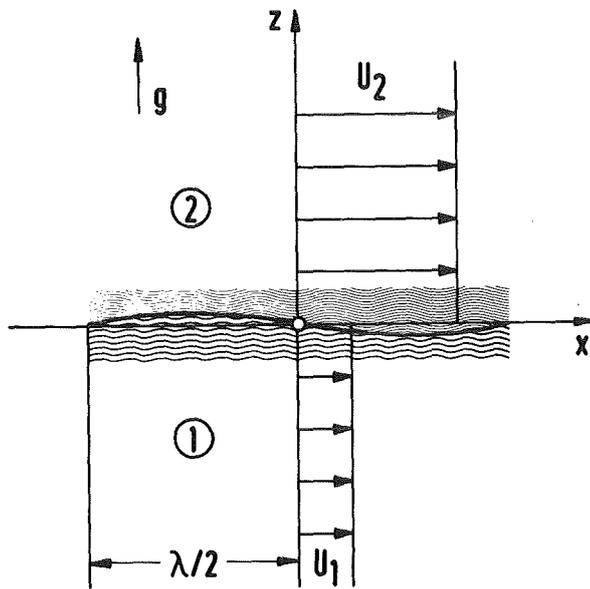


Abb. 20: Skizze zur Kelvin-Helmholtz-Instabilität.

D.h. gerade die kurzwelligen Störungen werden durch die Scherung angeregt.

Fall $\sigma > 0$.

Oberflächenspannung unterdrückt die Kelvin-Helmholtz-Instabilität wenn

$$(4) \quad u_c^2 \equiv (u_1 - u_2)^2 < \frac{2}{(\alpha_1 \alpha_2)} \cdot \left\{ \frac{\sigma(\alpha_1 - \alpha_2)}{(\rho_1 + \rho_2)} \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Die bei Erreichen der kritischen Geschwindigkeit angeregte Wellenzahl ist

$$(5) \quad k' = \left\{ (\rho_1 - \rho_2)g/\sigma \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Beispiel: Wind über Seewasser.

Für Luft (Index 2) über Seewasser (1) gelten nach Chandrasekhar (1961) folgende Zahlenwerte:

$$\alpha_2 = 0,00126, \quad \alpha_1 = 1 - \alpha_2, \quad \rho_1 = 1020 \text{ kg/m}^3, \\ \sigma = 0,074 \text{ N/m}, \quad g = 9,81 \text{ m/s}^2.$$

$$\text{Hierfür ist } u_c = 6,5 \text{ m/s}, \\ 2\pi/k' = 1,71 \text{ cm}, \quad 2\pi/k_{\min} = 3,4 \text{ cm}.$$

In der Praxis beobachtet man Wellenbildung schon für kleinere Geschwindigkeiten. Ursachen können Zähigkeitskräfte sein. Quantitative Aussagen hierzu sind bei Chandrasekhar nicht diskutiert. Letztlich geht es dabei wohl um die Entstehung von Turbulenz.

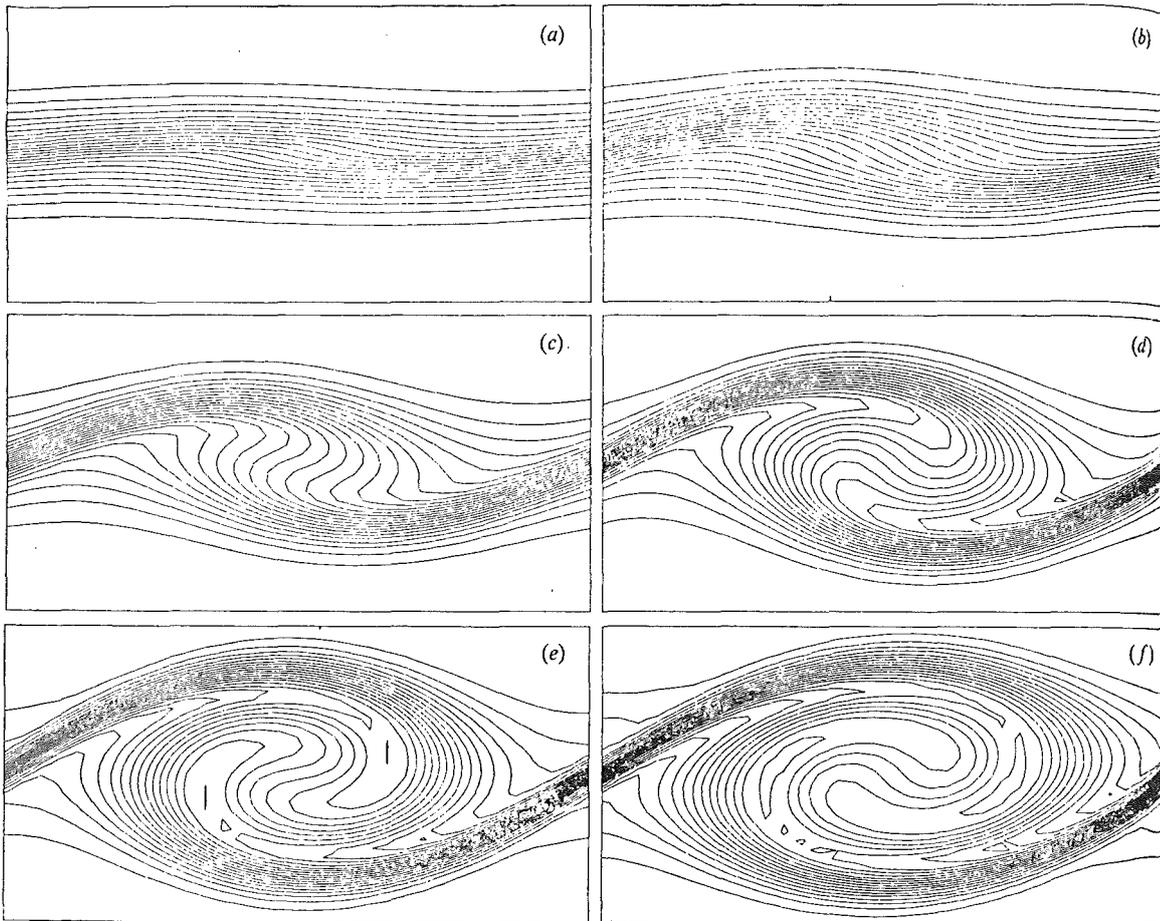


FIGURE 3. Isopycnic contours as function of time. $Re = 100$, $J = 0.07$, $\alpha = 0.43$, $\tau \equiv Ut/\lambda$.
 τ : (a) 0, (b) 0.5, (c) 1.0, (d) 1.5, (e) 2.0, (f) 2.42, time of maximum amplitude.

Abb. 21: Ein Rechenergebnis zur Kelvin-Helmholtz-Instabilität von Patnaik, Sherman & Corcos (1976). Gezeigt sind Linien konstanter Dichte (Isopyknen) zu verschiedenen Zeiten. In der hier behandelten Ausgangssituation gibt es einen Übergangsbereich mit stetig variierenden Dichte- und Geschwindigkeitsprofilen.

Einfluß von Zähigkeit

Für den allgemeinen Fall, bei dem gleichzeitig Oberflächenspannungen und Zähigkeitsspannungen wirken, sind geschlossene Lösungen nicht bekannt. Die Wachstumsrate $n = n_r + in_i$ ist stets komplex.

Aufgrund numerischer Untersuchungen von Chawla geben Moszynski & Ginsberg (1980) Korrelationen n und die am schnellsten wachsende Wellenzahl k' als Funktion der Geschwindigkeit $u=u_2$ für $u_1=0$ an. Hierbei wird je nach Größe der Kennzahl

$$(6) \quad C \equiv (\rho_1/\rho_2)(\sigma/\eta u)^{5/2}$$

zwischen den Bereichen kleiner ($C \geq 50$) und großer ($C \leq 0,01$) Zähigkeit unterschieden. Für Luft über Wasser mit einer Geschwindigkeit von $u=6,5$ m/s und der Zähigkeit von Wasser ist $C = 3,4 \cdot 10^5$. Hier liegt also der Fall kleiner Zähigkeit vor.

Nichtlineare Effekte

Die Entwicklung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität an ebenen Grenzflächen mit Störungen endlicher Amplituden ist verschiedentlich numerisch untersucht worden. Beispielsweise haben Patnaik et al. (1976) den Fall einer geschichteten ebenen Scherströmung untersucht. Charakteristisch ist hierbei die Richardsonzahl

$$(7) \quad Ri = -g \, dp/dz / \{\rho(du/dz)^2\}.$$

Sie finden, daß Störungen mit kleinen Amplituden in guter Übereinstimmung mit der linearen Theorie exponentiell anwachsen. Die Amplituden wachsen jedoch nicht beliebig lange sondern erreichen einen Maximalwert in der Größenordnung von 0,2 der Wellenlänge. Abb. 21 zeigt als Beispiel die zeitliche Entwicklung der Instabilität durch die isopyknischen Linien (Linien gleicher Dichte).

Diskussion in Bezug auf Dampfexplosion

Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität wird heute nicht als primär auslösende Ursache für Fragmentation von Tropfen angesehen. Sie spielt jedoch eine Rolle in der Folge von Vorgängen, die durch andere Mechanismen ausgelöst wurden. Beispielsweise gilt das für die oben diskutierte Taylor-Instabilität im nichtlinearen Bereich.

Sicherlich ist sie ein wesentlicher Effekt bei der Krater-Bildung nach Colgate, siehe Kap. I.4.5.1, sowie beim Entrainment, siehe IV.2

Größenordnung der Fragmentationsrate

Für Größenordnungsabschätzungen vereinfachen wir Gl. (2) zu

$$n_H^2 \approx k^2 \alpha_1 \alpha_2 u^2$$

und Gl. (5) benutzen wir zur Abschätzung von k . Ersetzen wir sodann die Indizes 1 und 2 durch t und a (Tropfen- bzw. Außenströmung), so

erhalten wir die typische Anfachungs- bzw. Fragmentierungsrate der Helmholtz-Instabilität

$$\begin{aligned} n_H &\approx \left\{ \frac{(\rho_1 - \rho_2) g \rho_1 \rho_2 u^2}{(\sigma(\rho_1 + \rho_2))^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \\ &\approx \left\{ \frac{(\rho_t - \rho_a) g \rho_t \rho_a u^2}{(\sigma(\rho_t + \rho_a))^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Weiter ersetzen wir die Beschleunigung g durch u^2/R_t . Damit folgt

$$\begin{aligned} n_H &\approx \left\{ (\rho_t - \rho_a) \rho_a^2 u^4 \right. \\ &\quad \left. / (\sigma R_t (\rho_t + \rho_a)^2) \right\}^{\frac{1}{2}} \\ &\approx \left\{ \rho_a^2 u^4 / (\rho_t \sigma R_t) \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Interessant ist das Verhältnis der Anfachungsraten nach der Helmholtz- und Taylor-Instabilität:

$$(n_T/n_H)^4 \approx 1/Bo$$

Demnach hat die Helmholtzinstabilität bei sehr großen Bond-Zahlen (großen Beschleunigungen) eine raschere Fragmentation zur Folge als die Taylor-Instabilität.

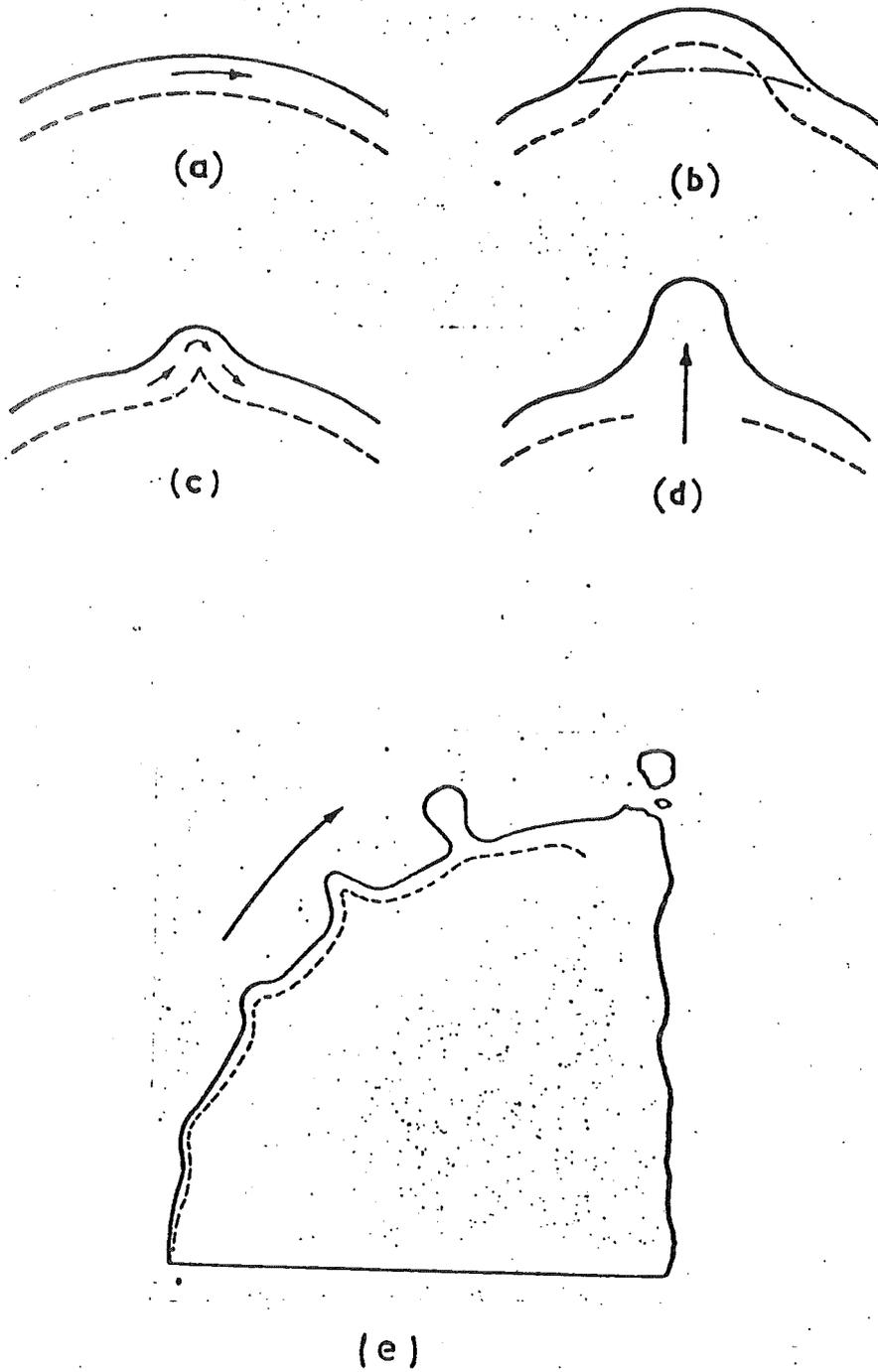


Abb. 22: Zur Erläuterung von Mechanismen der Grenzschichtabstreifung nach Vorschlägen von Dodd. (Abb. entnommen aus Benz & Schriewer 1978, Abb. 3.12)

1.6 Grenzschichtabstreifung

=====

Grundeffekte

Die Tangentialkomponente der Strömung an der Tropfenoberfläche übt infolge der Zähigkeiten (η_t, η_a) eine Scherkraft aus, welche die randnahen Schichten des Tropfens (in der sogenannten Grenzschicht) in Bewegung setzt. Beim Überschreiten einer bestimmten Relativgeschwindigkeit tritt eine Ablösung der Grenzschicht auf, die sofort in feine Nebeltröpfchen zerfällt. Über den eigentlichen Mechanismus der Fragmentation besteht noch keine ausreichende Klarheit. Benz & Schriewer(1978) diskutieren folgende Vorschläge aus der Literatur:

a) Die Strömung setzt die Grenzschicht des Tropfens in Bewegung. Auf die Grenzschicht wird daher eine Zentrifugalkraft ausgeübt. Sobald diese einen bestimmten Bruchteil der Oberflächenspannung $\sim \sigma/R_t$ erreicht hat, erfolgt (nach Dodd) Ablösung. Ist v die mittlere Geschwindigkeit in der Grenzschicht, so ergibt diese Vorstellung einen kritischen Wert

$$v_c = \{k_1 4\sigma/(R_t \rho_t)\}^{1/2}.$$

Die Konstante k_1 bleibt unbestimmt. Dies entspricht einer kritischen Weber-Zahl. Dieser Mechanismus wird noch verstärkt durch zu erwartende Ausbeulungen der Kugeloberfläche infolge Instabilitäten, siehe Abb. 22.

b) Eine Reihe von Modellen berechnet die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht (nach bekannten Gesetzen der Grenzschichttheorie) und nimmt an, daß die gesamte bewegte Flüssigkeit am Äquator abgestreift wird. Hierbei werden Oberflächenspannungen vernachlässigt.

c) Die im Staupunkt der Tropfenvorderseite ausgelösten Kapillarwellen wandern an den Äquator, werden instabil und von der Außenströmung abgerissen. Das Auftreten dieses Mechanismus ist sichergestellt, zweifelhaft ist jedoch, ob er immer als die Ursache der Abstreifung

anzusehen ist. Ein starkes Argument für seine Signifikanz ist der Umstand, daß er ein Kriterium für die kritische Weberzahl des Abstreifprozesses abzuleiten gestattet, das sich gut bewährt hat.

Experimentelle Beobachtungen

Fragmentation durch Grenzschichtabstreifung wurde u. a. von Ranger & Nicholls (1969) und Reinecke & Waldman (1975) und Fishburn (1974) beobachtet. Ranger & Nichols haben Wassertropfen in einem Helium-Stoßrohr untersucht. Sie beobachteten, daß die ankommende Stoßwelle selbst geringen Effekt auf die Fragmentation hat. Vielmehr tritt die Fragmentation etwas später und anscheinend aufgrund der Relativgeschwindigkeit auf. Die Fragmentation führt dabei zu einer Ablösung eines feinen Nebels. Diesen Effekt haben sie mit Grenzschichtabstreifung wie oben unter b) erklärt.

Ein einfaches theoretisches Modell

Das einfachste Modell der Grenzschichtabstreifung geht auf Taylor (1963) zurück. Er betrachtete den Fall einer gleichmäßigen geschichteten Strömung, wie in Abb. 23 gezeigt. Wenn x die Koordinate in Strömungsrichtung parallel zur Grenzschicht ist und y die dazu senkrechte Koordinate, dann werden sich in beiden Fluiden Grenzschichten mit einer Geschwindigkeitsverteilung wie in Abb. 23 entwickeln. Die Entwicklung dieser Grenzschichten läßt sich in guter Näherung mit einer Integralmethode nach von Karman abschätzen.

Wenn Fluid der Dichte ρ_a und kinematischer Zähigkeit ν_a mit der Geschwindigkeit u über eine andere Flüssigkeit mit Dichte und kinematischer Zähigkeit ρ_t und ν_t im Ruhezustand strömt, dann liefert eine Impulsbilanz für die beiden Grenzschichten die Beziehungen

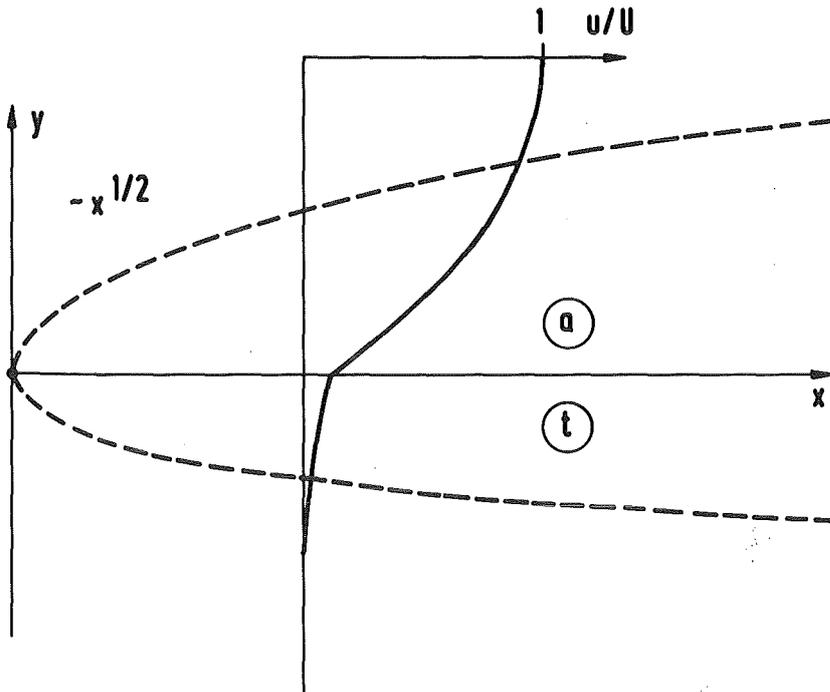


Abb. 23: Grenzschicht-Geschwindigkeitsprofile an einer Luft-Wasser-Grenzfläche nach dem Modell von Taylor (1963).

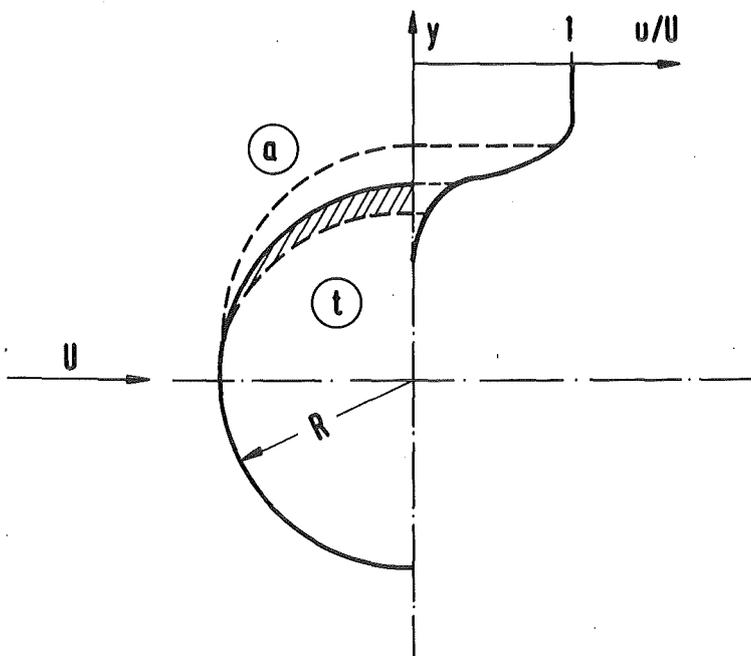


Abb. 24: Zum Grenzschichtabstreifungs-Modell von Ranger & Nicholls (1969).

$$(1) \rho_t \frac{d}{dx} \int_0^\infty u_t^2 dy = -\rho_t v_t \left(\frac{\partial u_t}{\partial y} \right)_{y=0}$$

im Fluid t (z.B. Wasser)

$$(2) \rho_a \frac{d}{dx} \int_0^\infty u_a (u - u_a) dy = \rho_a v_a \left(\frac{\partial u_a}{\partial y} \right)_{y=0}$$

im Fluid a (z.B. Luft). (Die Impulsbilanz setzt konstanten Druck voraus; im Falle von Gl.(2) wird ein mit u bewegtes Kontrollvolumen betrachtet.) An der Grenzfläche sind die Schubspannungen gleich, also

$$(3) -\rho_t v_t \left(\frac{\partial u_t}{\partial y} \right)_{y=0} = \rho_a v_a \left(\frac{\partial u_a}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Für Näherungslösungen werden die Ansätze

$$(4) \begin{aligned} u_t/u &= A \exp(-y/(\alpha_t x^{1/2})), \\ u_a/u &= 1 - (1-A) \exp(-y/(\alpha_a x^{1/2})) \end{aligned}$$

benutzt. Mit diesem Ansatz folgt aus (1-3):

$$(5) \begin{aligned} &\rho_t u^2 A^2 \alpha_t / (4x^{1/2}) \\ &= \rho_a u^2 (1-A^2) \alpha_a / (4x^{1/2}) \\ &= u \rho_a v_a (1-A) / (\alpha_a x^{1/2}) \\ &= u \rho_t v_t A / (\alpha_t x^{1/2}) \end{aligned}$$

Der Ansatz (4) erweist sich hierbei als zweckmäßig, denn wir können $(x)^{1/2}$ kürzen. Wenn $\rho_a \ll \rho_t$ ist, wie z. B. bei Luft über Wasser, ist $A \ll 1$ so daß Gl.(5) vereinfacht werden kann zu

$$\begin{aligned}
 (6) \quad & \rho_t u^2 A^2 \alpha_t^2 \alpha_a^2 \\
 & = \rho_a u^2 \alpha_a^2 \alpha_t^2 \\
 & = 4u \rho_a v_a \alpha_t \\
 & = 4u \rho_t v_t A \alpha_a
 \end{aligned}$$

Aus diesen Gleichungen folgt

$$\begin{aligned}
 (7) \quad & \alpha_a^2 = 4v_a/u, \quad \alpha_t^2 = 4v_t/(Au) \\
 & A^3 = (v_a \rho_a^2)/(v_t \rho_t^2)
 \end{aligned}$$

Das Fluid-Volumen, daß in der Grenzschicht des schwereren Fluids je Längen-Einheit abgestreift wird, ist

$$\begin{aligned}
 (8) \quad V & = \int_0^\infty u_t dy = u A \alpha_t x^{1/2} \\
 & = 2(v_a/v_t)^{1/6} (\rho_a/\rho_t)^{1/3} (uv_t x)^{1/2}.
 \end{aligned}$$

Ranger & Nicholls(1969) haben das Modell für die Grenzschicht auf der Oberfläche einer Kugel verfeinert, vergl. Abb. 24. Die Impulsbilanz muß dabei auch die Änderung der Tangentialgeschwindigkeit und des Druckgradienten an der Kugeloberfläche berücksichtigen. Bis auf einen Zahlenfaktor der Größenordnung eins erhält man hierbei das oben für eine ebene Grenzschicht abgeleitete Ergebnis. Setzt man $x = R_t$ und nimmt Abstreifung am ganzen Umfang am Äquator der Kugel an, so erhält man für die abgestreifte Masse je Zeiteinheit das Ergebnis

$$\begin{aligned}
 (9) \quad dm/dt & = (12\pi^3)^{1/2} \\
 & \cdot (v_a/v_t)^{1/6} (\rho_a/\rho_t)^{1/3} \\
 & \cdot \rho_t (uv_t)^{1/2} R_t^{3/2}.
 \end{aligned}$$

Diese Beziehung wurde von Jacobs (1976) in einem Dampfexplosions-Modell benutzt (vergl. Kap. II.2.).

Wenn man Gl. (9) in der Zeit integriert, erhält man die Zeit, in der alles Fluid abgestreift ist. Die so berechnete Zeit stimmt nach Ranger & Nicholls (1969) mit den experimentell gefundenen Zeiten der Größenordnung nach überein. Allerdings bezweifeln verschiedene Autoren wie z. B. Fishburn (1974), daß diese Erklärung der Fragmentation ausreichend ist. Fishburn kommt aufgrund verschiedener Experimente und theoretischer Analysen zu dem Schluß, daß zunächst eine Tropfendeformation nach dem Taylor-Instabilitäts-Mechanismus stattfindet, wobei auch mehrere Tropfenfragmente entstehen können, von denen dann durch Grenzschichtabstreifung sehr kleine Tropfen in Form eines feinen Nebels abgestreift werden.

Eine offene Frage ist die Größe der entstehenden Tropfen. Jacobs (1976) nimmt an, daß der Radius r der entstehenden Tropfen von einer kritischen Weber-Zahl We' kontrolliert wird, also

$$(9) \quad r = We' \sigma / (\rho_a u^2)$$

und We' ist eine Eingabegröße (z.B. = 10).

Größenordnung der Fragmentationsrate

Aus Gl. (9) kann man eine charakteristische Abstreifrate durch Grenzschichtabstreifung von

$$(10) \quad n_G \equiv (dm/dt)/m \\ \approx (\rho_a/\rho_t)^{1/3} (v_a/v_t)^{1/6} \\ \text{Re}^{-1/2} u/R_t$$

errechnen. Vergleicht man diese mit der Abstreifrate durch Taylor-Instabilität, so findet man etwa

$$(11) \quad n_T/n_G \approx C_D^{3/4} Re^{1/2} We^{1/4} \cdot \{\rho_t v_a / (\rho_a v_t)\}^{1/6}$$

In praktisch allen Anwendungsfällen ist $n_T/n_G \gg 1$. D.h., die reine Grenzschichtabstreifung ist zu langsam um für die Tropfenfragmentation entscheidend zu sein. Dies bestätigt eine entsprechende Schlußfolgerung von Schriewer (1980), der die Grenzschichtfragmentation ausführlich theoretisch untersucht hat.

1.7 Druckwellen-Fragmentation

Mösinger (1980) führt die Fragmentation von Tropfen auf das von einer Stoßwelle im Tropfen induzierte Druckfeld zurück. Die Taylor-Instabilität spielt dabei nicht die entscheidende Rolle.

Ausgangspunkt dieser Überlegung ist die Tatsache, daß eine Stoßwelle an einer Grenzschicht zwischen zwei Materialien mit unterschiedlichen akustischen Impedanzen

$$(1) \quad a = \rho c$$

(ρ = Dichte, c = Schallgeschwindigkeit) teilweise reflektiert und verändert übertragen wird. Medien mit großer akustischer Impedanz nennt man akustisch hart, solche mit kleiner Impedanz weich.

Gemäß Abb. 25 unterscheiden wir zwischen der ankommenden Welle (a), der reflektierten Welle (r) und der transmittierten (übertragenen) Welle (t). Die Grenzfläche bei $x = 0$ sei eben und parallel zur Wellenfront.

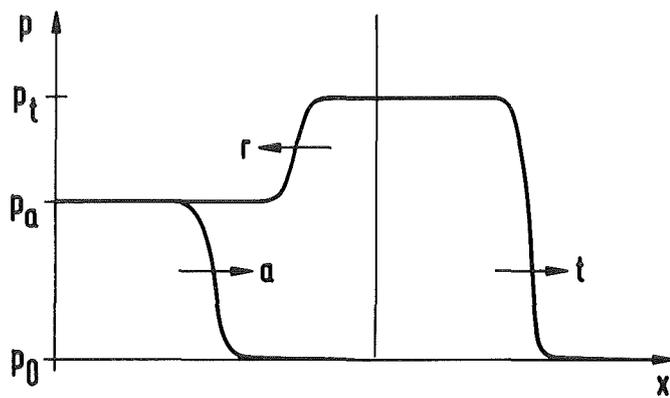


Abb. 25: Reflexion einer akustischen Welle beim Übergang von einem weichen zu einem harten Medium. a = ankommende Welle, r = reflektierte Welle, t = transmittierte Welle.

An der Grenzfläche sind Druck p und Geschwindigkeit u stetig. Daraus folgt

$$(2) \quad p_a + p_r = p_t,$$

$$(3) \quad u_a + u_r = u_t.$$

Für kleine Druckstörungen gilt:

$$(4) \quad u_a = p_a / a_1,$$

$$(5) \quad u_r = -p_r / a_1,$$

$$(6) \quad u_t = p_t / a_2.$$

Aus diesen Gleichungen folgt

$$(7) \quad p_r = p_a (a_2 - a_1) / (a_1 + a_2),$$

$$(8) \quad p_t = p_a \cdot 2 a_2 / (a_1 + a_2).$$

Wenn also die Welle von einem weichen auf ein hartes Medium stößt, wobei $a_2 \gg a_1$, dann ist der Druck im harten Bereich fast doppelt so groß wie im weichen Medium.

Nach Mösinger kann sich auf diese Weise beim Auftreffen einer Welle von Wasser ($a_1 \approx 1,48 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$) auf einen Quecksilbertropfen ($a_2 \approx 19,7 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$) der Druck im Tropfen fast verdoppeln. Der resultierende Druckunterschied kann sodann den Tropfen auseinandertreiben.

Nach einer Größenordnungsabschätzung von Mösinger reicht die dabei induzierte potentielle Druckenergie U aus, die zur Bildung von Oberfläche gegen die Oberflächenspannung σ zu leistende Arbeit W zu überwinden, wenn $U \gg W$.

$$U \approx (p_t - p_a) V, \quad V = \pi R_t^3 / 3$$

$$W \approx \sigma 4\pi R_t^2$$

(Hierbei ist R_t der Anfangsradius des Tropfens und R_f der Radius der Fragmente.) Fragmentation ist also möglich, wenn die Kennzahl (Index $\tau \sim 2$, Index $a \sim 1$)

$$(9) \quad Mo = U/W \\ \approx \{(a_t - a_a)/(a_t + a_a)\} p_a R_t / \sigma$$

sehr groß ist gegenüber eins.

Mösinger hat durch numerische Simulation des Verhaltens eines Tropfens unter der Einwirkung einer Stoßwelle gezeigt, daß solch eine Stoßwelle tatsächlich im Tropfen eine nach außen gerichtete Radialgeschwindigkeit induziert. Das Geschwindigkeitsfeld hat dabei die Tendenz, den Tropfen in etwa kugelsymmetrisch auseinanderzutreiben, vgl. Abb. 26 und 27. Die Größenordnung dieser Geschwindigkeit ist

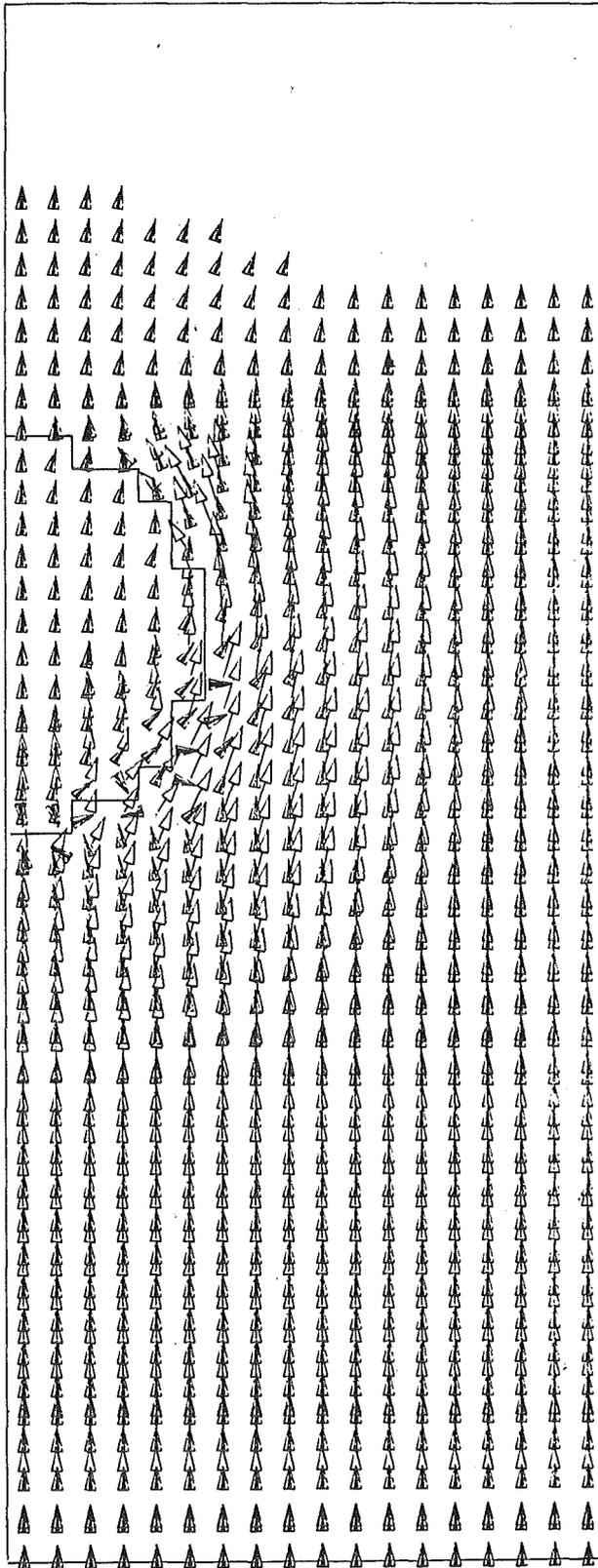
$$(10) \quad u \approx p_a / a_t$$

(Für die numerische Simulation von Mösinger sind dies 5,8 m/s in Übereinstimmung mit den numerisch gefundenen Radialgeschwindigkeiten).

Die Fragmentationszeit hat dann also die Größenordnung

$$(11) \quad t \approx R_t / u \\ \approx R_t a_t / p_a$$

Mösinger zeigt, daß diese Theorie geeignet ist, ein Experiment von Patel & Theofanous zu erklären (allerdings ist die experimentell gefundene Fragmentationszeit doch etwas größer als theoretisch vorausgesagt). Auch kann dieser Effekt die Ursache dafür sein, daß bei anderen Experimenten mit Stoßwellen-Belastungen von Flüssigmetalltropfen in Wasser (Baines et al. 1980, Fröhlich & Aberle 1980)



$t = 10 \mu\text{s}$

Abb. 26: Beeinflussung eines Tropfens durch eine Druckwelle nach einer Rechnung von Mösinger (1980). Rechenergebnis zur Zeit $t = 10 \mu\text{s}$.

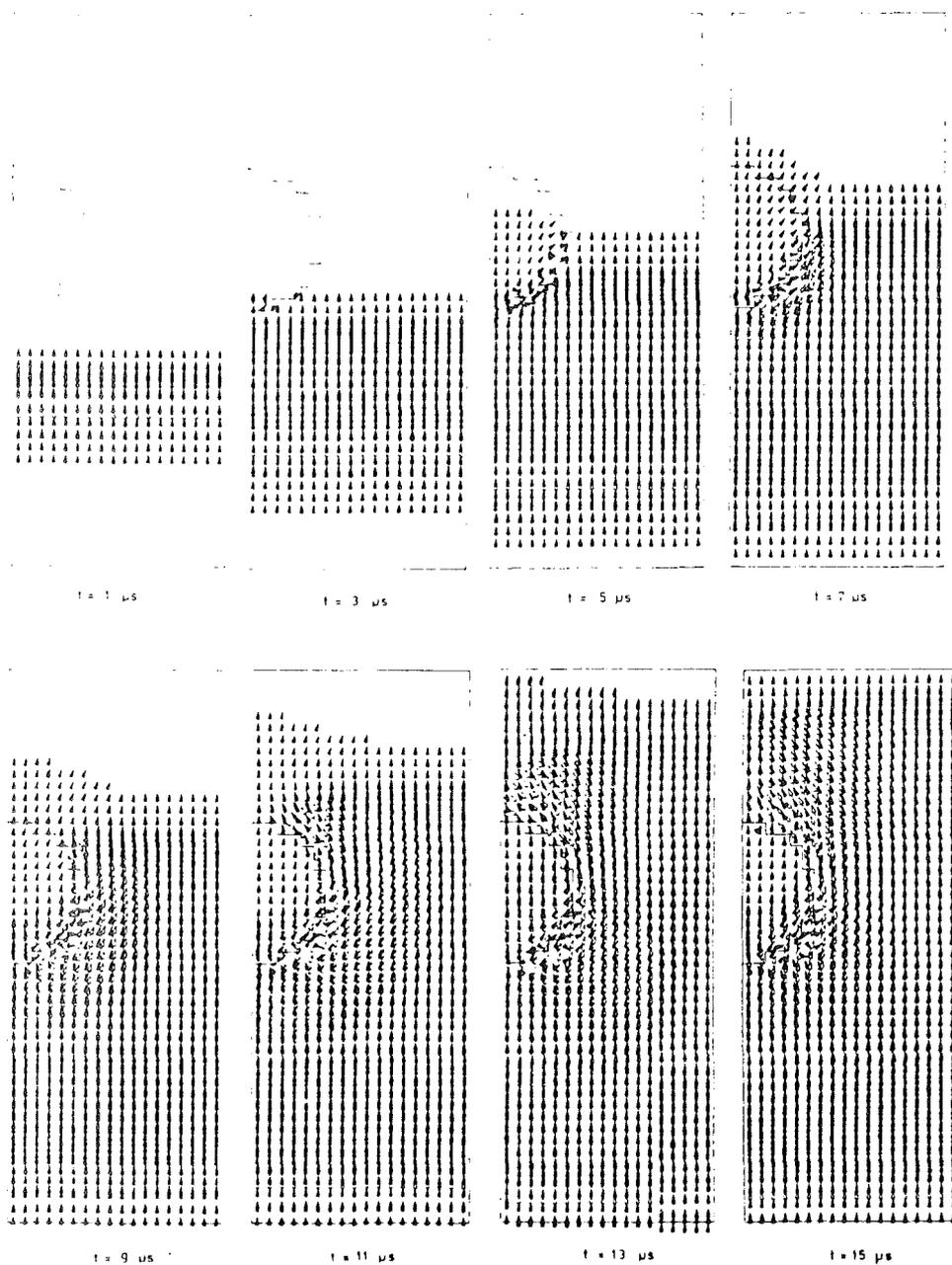


Fig. 5. The principle of the pressure wave reflection at the drop.

Abb. 27: Beeinflussung eines Tropfens durch eine Druckwelle nach einer Rechnung von Möisinger (1980). Rechenergebnisse zu verschiedenen Zeiten.

eine derart rasche Fragmentation nicht gefunden wurde: In den Experimenten von Patel & Theofanous wurde ein relativ sehr großer Stoßdruck (340 bar) aufgebracht. In dem von Fröhlich & Aberle (1980) beschriebenen Experiment mit Galliumtropfen betrug der Druck 48 bar. Eine Fragmentation durch die Stoßwelle wurde nicht festgestellt. Baines et al. geben keinen Stoßdruck an. In ihrem Experiment wird ein Wasserbehälter durch einen Schlag mit einer Art Hammer plötzlich auf eine Geschwindigkeit von $u = 6$ m/s beschleunigt. Man kann den Druck daher gemäß $p = \rho c u$ auf 9 bar abschätzen. Hier ging die Fragmentation langsamer als bei Patel & Theofanous vonstatten.

Sicher sind auf diesem Gebiet noch einige Unklarheiten durch weitergehende Forschung zu beseitigen. Beispielsweise ist bisher die kombinierte Wirkung von Druckwellen und Taylor-Instabilitäten im linearen und nichtlinearen Bereich nicht untersucht.

1.8 Zusammenfassung

=====

Im folgenden geben wir die abgeschätzte Zeitkonstanten τ des Zerfalls eines Tropfens nach den verschiedenen Mechanismen an. Die Koeffizienten C sind dabei empirisch zu bestimmen und von der Größenordnung eins.

Staudruck = Trägheitskraft \rightarrow

$$\tau_S u/R_t \approx C_S (\rho_t/\rho_a)^{1/2}.$$

Taylor-Instabilität \rightarrow

$$\begin{aligned} \tau_T (g_t/R_t)^{1/2} &\approx \\ &\approx C_T \{(\rho_t + \rho_a)/(\rho_t - \rho_a)\}^{1/2} \cdot Bo^{-1/4}. \end{aligned}$$

Helmholtz-Instabilität \rightarrow

$$\tau_H u/R_t \approx C_H (\rho_t/\rho_a)^{1/2} We^{-1/2}.$$

Grenzschicht-Abstreifung \rightarrow

$$\begin{aligned} \tau_G u/R_t & \\ &\approx C_G (\rho_t/\rho_a)^{1/3} (\nu_t/\nu_a)^{1/6} Re^{1/2}. \end{aligned}$$

Druckwellen-Fragmentation \rightarrow

$$\tau_D \approx R_t \rho_t c_t / p_a.$$

2. Hydrodynamische Fragmentation an einer ebenen Grenzfläche

=====

2.1 "Entrainment"

Wenn bei einer Dampfexplosion Dampf entsteht, wird dieser Dampf versuchen, sich im wesentlichen in Form einer Kugelblase auszudehnen und die vorher vorhandene Flüssigkeit zu verdrängen. Dabei wird eine leichte Flüssigkeit gegen eine schwere Flüssigkeit beschleunigt. Wir wissen, daß hier infolge der Taylor-Instabilität die Grenzfläche instabil ist. Das bedeutet, daß über die nominale Lage der Grenzfläche hinweg ein Materialtransport ("Entrainment") mit einer "Entrainment"-Geschwindigkeit u_e auftritt.

Im Gegensatz zum Fall eines Tropfens ist hier die charakteristische Länge der Grenzschicht sicher groß gegenüber der kritischen Wellenlänge der Taylorinstabilität oder anderer Instabilitäten. Wir sprechen daher von einer "großen" Grenzfläche.

Die Größe des Entrainments ist für die Wirkung der Dampfexplosion von großer Bedeutung, da sie die Umsetzung thermischer Energie in mechanische Arbeit entscheidend beeinflusst, siehe die Diskussion in Kap. I.3.8. Entrainment und ihre Auswirkung wurden von Cho & Epstein (1974, nicht zitierbarer Bericht), Corradini (1978), Corradini et al. (1980), Moszynski & Ginsberg (1980), Ginsberg & Moszynski (1981), Royl (1981) untersucht. Während Cho & Epstein für das Entrainment eine rein empirische Beziehung benutzten, für die es kein physikalisches Modell gibt, schlug Corradini ein Modell vor, bei dem die Taylor-Instabilität als ursächlicher Effekt modelliert wird. Das Modell mündet in einer Formel für die Entrainment-Geschwindigkeit u_e als Funktion der Grenzflächenbeschleunigung a :

$$u_e = 4,6 (a\lambda_c)^{\frac{1}{2}} \text{ falls } a > 0,$$
$$= 0 \quad \text{falls } a \leq 0.$$

Hierbei ist $\lambda_c = 2\pi/k_c$ die kritische Wellenlänge der Taylor-Instabilität.

Diese Wellenlänge wird von Corradini als charakteristisch für die entstehenden Tropfen an der Grenzfläche angesehen, da die Zeit der von ihm betrachteten Dampfexplosionsvorgänge kleiner ist als die charakteristische Zeit für eine eventuelle weitere Fragmentation infolge der sich ausbildenden Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Dampf.

Mit diesem Modell konnten einige Laborexperimente erfolgreich wiedergegeben werden (siehe Corradini 1978). Eine neuere Übersicht über eine Reihe von Experimenten sowie verschiedene theoretische Modelle von Moszynski & Ginsberg (1980) zeigt, daß neben der Taylor-Instabilität noch andere Mechanismen wirksam sind und daß eine zufriedenstellende Theorie bisher nicht existiert.

2.2 Kugel-Blasen-Dynamik (Rayleigh-Gleichung)

Für die Analyse von Dampfexplosionen spielt das Anwachsen oder Kollabieren einer Blase in verschiedenen Zusammenhängen eine Rolle. Beispielsweise leiten Henry & McUmbert (1977) hieraus ab, daß Dampfexplosionen bei hohem Druck geringere Auswirkungen als bei niedrigem Druck haben. Royl (1981) und Casadei (1981) u. a. betrachten die Dynamik einer großen Dampf-Blase gegen flüssiges Natrium im oberen Plenum eines natriumgekühlten schnellen Brutreaktors. Allgemein untersucht man die Dynamik von Blasen im Zusammenhang mit Kavitation, siehe z.B. den Übersichtsartikel von Plesset & Prosperetti (1977). Weiter macht man die Blasendynamik für Fragmentation (siehe z.B. Drumheller 1979) verantwortlich. Einige dieser Aspekte werden weiter unten erläutert.

Blasen-Dynamik für konstanten Blasendruck

Die erste Analyse der Blasen-Dynamik wurde von Rayleigh (1917) durchgeführt. Er löste das Problem des Kollaps einer leeren Blase in einer großen Masse Flüssigkeit konstanter Dichte ρ . Rayleigh leitete für den Radius $R(t)$ der Blase anhand einer Impulsbilanz eine Differentialgleichung ab, die heute als Rayleigh-Gleichung bekannt ist. Im folgenden werden wir diese Gleichung mittels des Hamiltonschen Prinzips (das z.B. von Goldstein (1978) dargestellt wird) ableiten.

Aus der Kontinuitätsgleichung folgt für die Geschwindigkeit $u(r,t)$:

$$(1) \quad u(r,t) = R^2 R'' / r^2$$

Die kinetische Energie im Fluid ist

$$(2) \quad T = \frac{1}{2} \rho \int 4\pi u^2 r^2 dr \quad (\text{Integral von } R \text{ bis } \infty)$$

$$= 2\pi \rho R^4 R''^2.$$

Die potentielle Energie der Oberflächenspannungen σ ist

$$(3) \quad U = 4\pi R^2 \sigma.$$

Die virtuelle Arbeit δW virtueller Verschiebungen δr bei $r = R$ und bei $r = R_\infty$ ($R_\infty \gg R$) gegen den Druck p_i in der Blase bzw. den Außendruck p_∞ ist

$$(4) \quad \delta W = 4\pi \{ p_i R^2 \delta R - p_\infty R_\infty^2 \delta R_\infty \}.$$

Wegen Kontinuität gilt

$$(5) \quad \delta R_\infty = \delta R R^2 / R_\infty^2,$$

also

$$(6) \quad \delta W = 4\pi \delta R R^2 (p_i - p_\infty).$$

Aus dem Hamiltonschen Prinzip kann man allgemein für die "holonome generalisierte Koordinate" R die "Lagrangesche Bewegungsgleichung"

$$(7) \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{R}} - \frac{\partial T}{\partial R} + \frac{\partial U}{\partial R} = \frac{\partial (\delta W)}{\partial (\delta R)}$$

ableiten (siehe Goldstein 1978).

Auswertung dieser Gleichung anhand obiger Definitionen führt auf die Rayleigh-Gleichung

$$(8) \quad \rho R \ddot{R} + \frac{1}{2} 3 \rho \dot{R}^2 = p_i - p_\infty - 2\sigma/R.$$

Aus dieser Gleichung lassen sich leicht einige Folgerungen ziehen:

Es gibt einen (allerdings instabilen) Gleichgewichtsradius

$$(9) \quad R_0 = 2\sigma/(p_i - p_\infty).$$

Für eine wachsende Blase gibt es eine asymptotische Geschwindigkeit

$$(10) \quad \dot{R}_\infty = \{2(p_i - p_\infty)/(3\rho)\}^{1/2} = \text{const.}$$

Also, der Blasenradius wächst asymptotisch linear mit der Zeit t .

Für die kollabierende Blase geht $\dot{R} \rightarrow -\infty$. Die Details ergeben sich aus der analytischen Lösung

$$(11) \quad \dot{R}^2 = \kappa^2 R_0^2 - \frac{(2/3)(p_i - p_\infty)(1 - \kappa^3)/\rho - 2\sigma(1 - \kappa^2)/(\rho R)}{\text{mit } \kappa \equiv R_0/R}$$

also $\dot{R} \sim R^{-3/2}$ für $R \rightarrow 0$.

Letzteres Ergebnis berücksichtigt allerdings nicht mögliche Instabilitäten beim Blasen kollaps oder ein in praxi stets vorhandenes Gaspolster in der Blase. Weiter gilt obige Theorie nur solange die Geschwindigkeit \dot{R} kleiner als die Schallgeschwindigkeit im Fluid ist. Für kompressibles Fluid zeigt eine Theorie nach Gilmore (siehe Plesset & Prosperetti 1977), daß $\dot{R} \sim R^{-1/2}$ für $R \rightarrow 0$.

Zu der analytischen Lösung für den inkompressiblen Fall mit konstanter Druckdifferenz gehört eine Kollaps-Zeit t_0 (Rayleigh 1917) von

$$(12) \quad t_0 = R_0 \{\rho/(3\Delta p)\}^{1/2} \Gamma(5/6)\Gamma(1/2)/\Gamma(4/3) \\ \approx R_0(\rho/\Delta p)^{1/2} 0,915$$

- Wachstum einer Dampfblase

=====

Wenn die Blase Dampf enthält, dann ändert sich der Druck und die Temperatur in der Blase während des Blasenwachstums. In erster Näherung unterscheidet man hier zwei Bereiche, den von Trägheit kontrollierten Bereich und den vom Temperatenausgleich kontrollierten ("thermischen") Bereich.

Beim trägheitskontrollierten Bereich ändern sich Druck und Temperatur in der Blase während des Blasenwachstum kaum. Das Blasenwachstum hängt allein von der Geschwindigkeit ab, mit der das Fluid aus dem Wege gedrückt werden kann. Dieser Vorgang wurde oben analysiert.

Beim thermisch kontrollierten Bereich kühlt sich der Dampf bei der Entspannung rasch ab; ein weiteres Blasenwachstum ist nur möglich, wenn genügend rasch Wärme aus der Umgebung an die Phasengrenzfläche zur Verdampfung weiterer Flüssigkeit herangebracht werden kann. Diesen Vorgang wollen wir im folgenden der Größenordnung nach betrachten.

Die Energie zur Bildung des bei einer Blasenwachstumsgeschwindigkeit R° erforderlichen Dampfvolomens ist je Zeiteinheit

$$(13) \quad 4\pi R^2 \rho'' (h'' - h') R^\circ$$

(ρ'' = Dampfdichte, ($h'' - h'$) = Verdampfungswärme).

Diese Wärme muß aus dem umgebenden Fluid entzogen werden. Die beteiligte Fluidschicht hat die thermische Eindringtiefe $(at)^{\frac{1}{2}}$, vergl. Kap. II.1.2 (a = Temperaturleitfähigkeit). Die sich einstellende Temperaturänderung ist $\Delta T \equiv (T_\infty - T_i)$. Somit hat die entzogene Wärme je Zeiteinheit den Betrag

$$(14) \quad 4\pi R^2 \lambda' \Delta T / (at)^{\frac{1}{2}}$$

(λ' = Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit.)

Aus der Gleichheit dieser Wärmemengen ergibt sich die Blasenwachstumsgeschwindigkeit zu

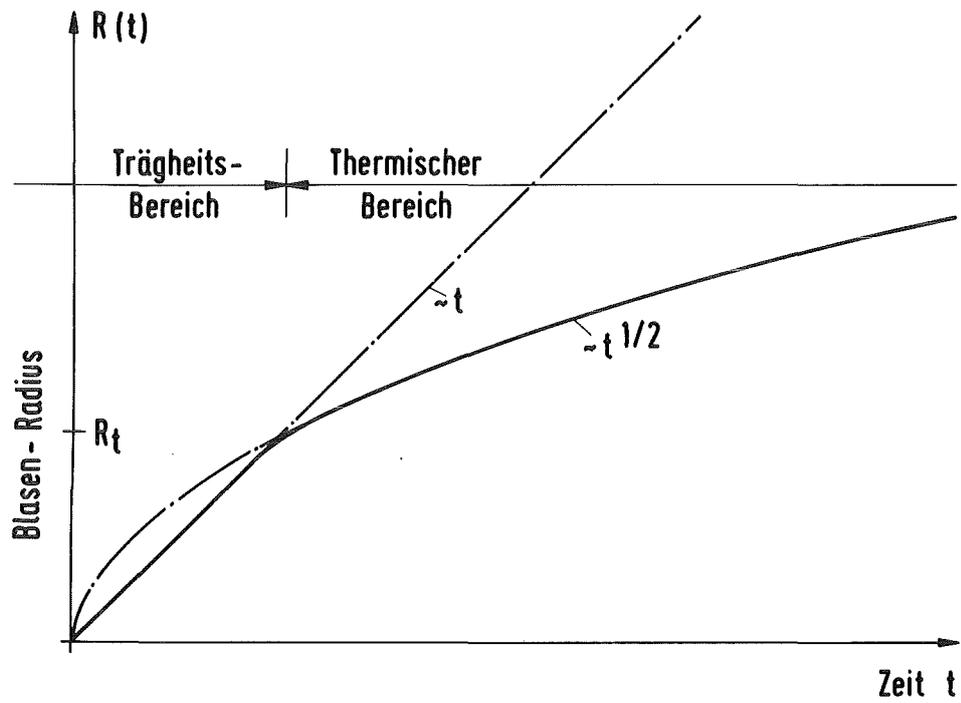


Abb. 28: Blasen-Wachstum im trägheitskontrollierten und thermischen Bereich (nach Henry & McUmbur 1977)

$$(15) R^{\circ} = (3/\pi)^{\frac{1}{2}} \lambda'(T_{\infty} - T_i) / \{(h'' - h') \rho'(T_i) (at)^{\frac{1}{2}}\}.$$

Der Faktor $(3/\pi)^{\frac{1}{2}}$ folgt aus genaueren analytischen Berechnungen (vergl. Plesset & Prosperetti 1977).

Die wesentliche Aussage dieser Beziehung ist, daß der Blasenradius im thermischen Bereich wie (nach Henry & McUmbert 1977)

$$(16) R \approx 2 Ja (at)^{\frac{1}{2}} t$$

anwächst, also langsamer als im trägheitskontrollierten Bereich. Der Proportionalitätsfaktor Ja in dieser Beziehung ist die Jakob-Zahl

$$(17) Ja = \Delta T \rho' c' / \{(h'' - h') \rho''\}.$$

Abb. 28 zeigt vereinfacht das Anwachsen des Blasenradius $R(t)$ als Funktion der Zeit. Die Wachstumsgeschwindigkeit wird durch den langsameren Prozess kontrolliert, am Anfang also durch die Trägheit, ab einem gewissen Radius R_t durch den Temperatenausgleich.

$$(18) R_t = 4 Ja^2 a / R^{\circ}$$

Henry & McUmbert (1977) weisen daraufhin, daß für eine Dampfexplosion ein möglichst großer Wert von R_t notwendig ist, denn im thermischen Bereich wird kaum noch Arbeit geleistet und die im Trägheitsbereich geleistete Arbeit ist $\Delta p R_t^3$. Sie diskutieren diesen Effekt im Zusammenhang mit der Theorie der spontanen Keimbildung. Aus der Veröffentlichung wird nicht ganz klar, wie ΔT und Δp zu berechnen sind. Wenn man hierfür ansetzt

$$\begin{aligned} \Delta T &= T_{HN} - T_s(p_{\infty}), \\ p_i &= p_s(T_{HN}), \\ T_{HN} &\approx T_k \quad (\text{das ist natürlich eine grobe Vereinfachung}), \end{aligned}$$

dann kann man R_t als Funktion des Umgebungsdrucks p_{∞} ausrechnen. Henry & McUmbert berichten über ein starkes Absinken dieses Radius mit wachsendem Druck. Daraus folgern sie, daß eine Dampfexplosion bei

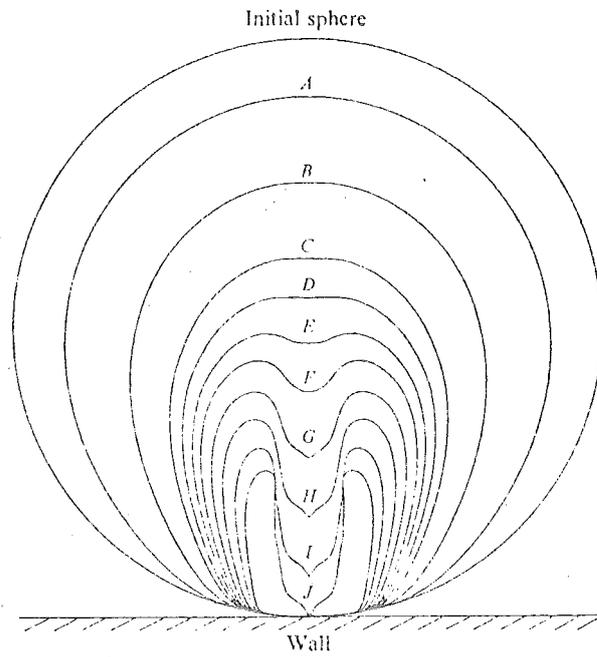


Abb. 29: Blasen-Kollaps in der Nähe einer festen Wand, Rechenergebnisse von Plesset & Chapman (1971). Gezeigt ist die Blasenoberfläche zu verschiedenen dimensionslosen Zeiten mit dimensionslosen Geschwindigkeiten wie folgt:

Form	Zeit	Geschwindigkeit
A	0,63	0,77
B	0,885	1,9
C	0,986	4,2
D	1,013	6,5
E	1,033	10,0
F	1,048	12,5
G	1,066	12,9
H	1,082	12,9
I	1,098	12,8
J	1,119	12,8

höherem Druck weniger wahrscheinlich oder von geringerer Auswirkung ist. Sie bestätigen diese These mittels Laborexperimenten mit Freon-22.

2.3 Unsymmetrischer Kugel-Blasen-Kollaps

Eine zunächst kugelförmige Blase verändert beim Blasen-kollaps ihre Form, wenn irgendwelche Störungen vorhanden sind. Solche Störungen können von anfänglichen kleinen Abweichungen von der Kugelform her resultieren (Birkhoff 1954, 1955, Birkhoff & Zarantonello 1957, Shima & Sato 1981, Gardner, Book & Bernstein 1982) oder durch die Anwesenheit einer Wand in der Nähe der Blase (Plesset & Chapman 1971, Shima & Sato 1980, 1981, Shima & Tomita 1981, Lenoir 1976, Bevir & Fielding 1974, Plesset & Prosperetti 1977, Voinov 1979, Blake & Gibson 1981, Kuvshinov et al. 1982) oder anders verursacht werden. Die Abweichungen von der Kugelform in der Nähe einer festen Wand sind typischerweise in Abb. 29 gezeigt. Es handelt sich hierbei um numerische Ergebnisse einer Potential-Strömungsrechnung von Plesset & Chapman (1971), die folgende Annahmen benutzten:

- Das Fluid ist inkompressibel und von konstanter Dichte ρ
- Die Strömung ist zähigkeitsfrei
- Der Dampfdruck p_v in der Blase ist räumlich konstant
- Der Dampfdruck p_v und der Umgebungsdruck p_∞ sind zeitlich konstant, $\Delta p \equiv p_\infty - p_v$
- Die Blase enthält keine Inertgase
- Oberflächenspannung ist vernachlässigbar
- Die Blase ist anfangs in Ruhe mit konstantem Radius R_0 , der Abstand von der Wand sei b .

(Shima & Sato 1980, 1981 haben zusätzlich den Einfluß von

- Oberflächenspannung
- variablem Dampfdruck und variablem Inertgasdruck
- Anwesenheit zweier paralleler Wände
- Unsymmetrischer Anfangs-Kugelform

untersucht. Quantitative Ergebnisse sind für einige wenige Fälle angegeben. Für andere Anwendungen wäre die relativ komplizierte Theorie neu auszuwerten.)

Die Ergebnisse zeigen, daß sich beim Kollaps der Blase in der Nähe einer Wand in der Blase typischerweise ein zur Wand gerichteter Strahl ausbildet. Nach Plesset & Chapman erreicht die Strahlspitze für eine Blase in unmittelbarer Nähe der Wand ($b=R_0$)

eine Geschwindigkeit von $12,8 (\Delta P/\rho)^{1/2}$ (128m/s)
und berührt die Wand nach einer Zeit $1,119 R_0(\rho/\Delta P)^{1/2}$ (0,1 ms)
mit einem typischen Strahlradius von $0,125 R_0$ (0,125 mm).

Für $\Delta p=1$ bar, $\rho =1000$ kg/m³ und $R_0=1$ mm ergeben sich die in Klammern genannten Werte. Derartig hohe Strahlgeschwindigkeiten erklären beobachtete Kavitationsschäden.

Eine entscheidende Rolle spielt diese Strahlbildung beim Blasen-kollaps in dem Dampfexplosionsmodell von Buchanan & Dullforce (1973) (siehe auch Buchanan 1974a, 1974b). Hierbei wird der Strahl verantwortlich gemacht für die Fragmentation einer zunächst durch eine ebene Grenzfläche getrennte H-K-Konfiguration. Auch Caldarola & Kastenber (1974) benutzten die Ergebnisse von Plesset & Chapman zur quantitativen Modellierung der Fragmentation infolge von Dampfblasenkollaps.

2.4 Strahlfragmentation

Aus dem vorhergehenden Kapitel ergibt sich die Frage, wie ein Strahl durch eine Grenzfläche in ein Medium eindringen kann.

Gemäß Abb. 30 betrachten wir einen Strahl aus homogenem Material (Index 1), der mit der Geschwindigkeit u_1 , Dichte ρ_1 etc. in ein zweites homogenes Medium (Index 2) eintritt.

Nach Buchanan (1973) kann man zwei Fälle unterscheiden je nach dem, ob der Staudruck q an der Grenzfläche zwischen Strahl und dem anderen Medium sehr viel größer ist als die Fließspannung σ_2 des Mediums oder nicht. Wenn das Medium eine Flüssigkeit ist, ist diese Bedingung trivial. Wir betrachten zunächst den Fall eines flüssigen Mediums, d.h.

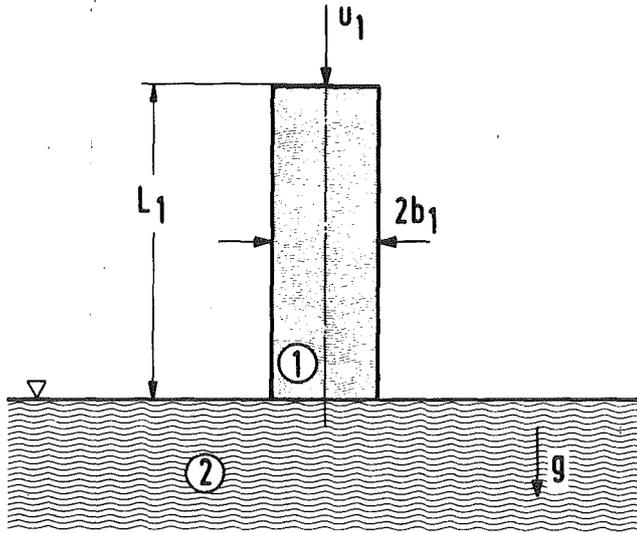


Abb. 30: Zur Definition der betrachteten Strahleintritts (1) in ein Medium (2).

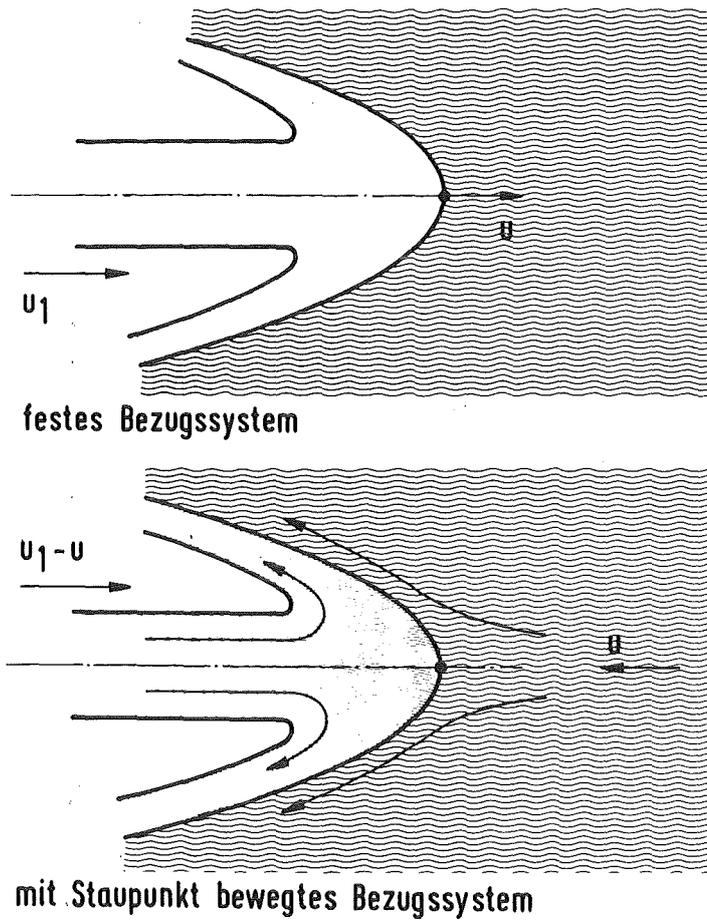


Abb. 31: Geschwindigkeiten bei der Strahlfragmentation in verschiedenen Bezugssystemen (nach Birkhoff & Zarantonello 1957).

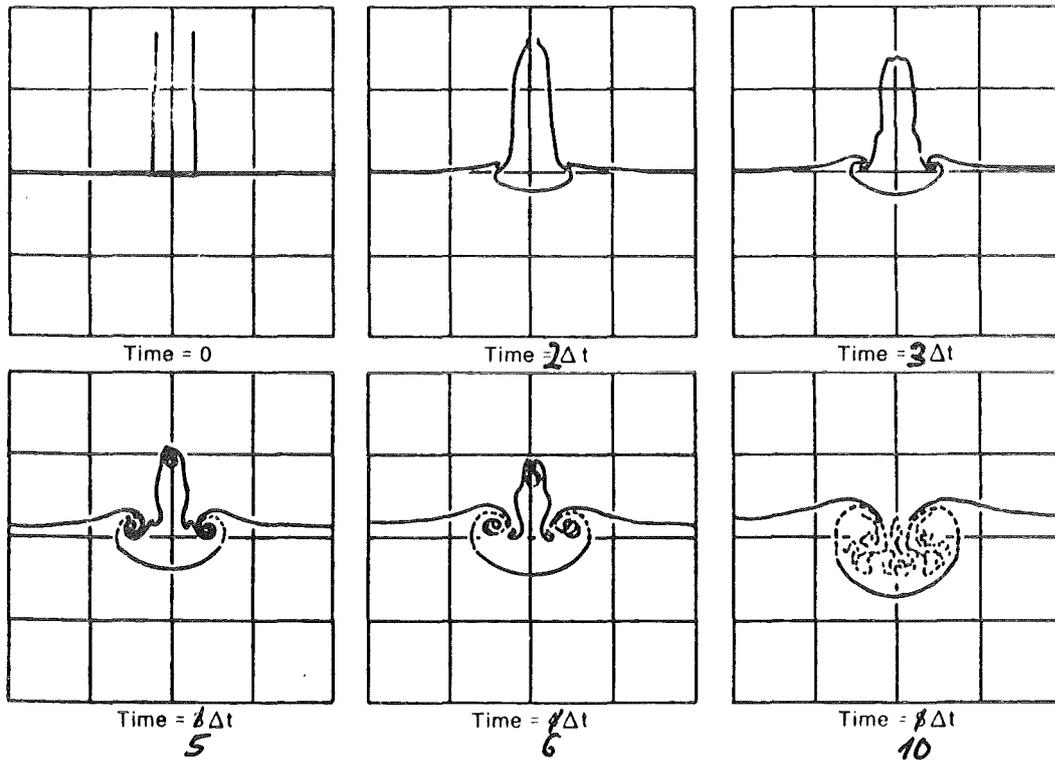


Figure 10. Computer Simulation of Liquid Jet Penetration into Another Fluid(75,86)

Abb. 32: Aufbrechen eines Strahls durch Bildung eines Wirbelpaares beim Eindringen in eine Flüssigkeit. Rechenergebnis von Christiansen (1973), entnommen aus Cronenberg & Benz (1980). ($\Delta t =$ dimensionsloses Zeitinkrement von 0,25)

$$(1) \quad \frac{1}{2}\rho_1 u_1^2 \gg \sigma_2.$$

Strahleintritt in eine Flüssigkeit

=====

Die Strahlspitze bewegt sich mit der Geschwindigkeit u in das Medium hinein. Für einen mitbewegten Beobachter ist dies ein Staupunkt, siehe Abb. 31 (nach Birkhoff & Zarantonello 1957). Hier müssen die beidseitigen Staudrücke gleich sein, also

$$(2) \quad \frac{1}{2}\rho_1(u_1-u)^2 = \frac{1}{2}\rho_2 u^2.$$

Es folgt

$$(3) \quad u/u_1 = (1-\varepsilon^{1/2})/(1-\varepsilon), \quad \varepsilon \equiv \rho_2/\rho_1$$

$$(4) \quad \approx \frac{1}{2}\varepsilon^{-1/2} = \frac{1}{2}(\rho_1/\rho_2)^{1/2} \quad \text{für } |\varepsilon-1| \ll 1.$$

Ein Strahl der Länge L ist nach der Zeit $t=L/u_1$ ganz im Medium 2 eingetaucht. Der Weg in dieser Zeit beträgt $L_2=ut$. Also ist die Eindringtiefe L_2 für kleine Dichteunterschiede von der Größe

$$(5) \quad L_2/L \approx \frac{1}{2}(\rho_1/\rho_2)^{1/2} \quad \text{für } |\varepsilon-1| \ll 1.$$

Hierbei wird weiter angenommen, daß keine wesentliche Bremsung des Strahls durch viskose Reibung bzw. turbulenten Impulsaustausch entsteht. Diese Formel dürfte also nur für sehr große Reynoldszahlen

$$Re_1 = u_1 b_1 / \nu_1 \gg 1$$

und

$$Re_2 = u b_1 / \nu_2 \gg 1$$

gelten. Quantitative Aussagen wurden hierzu in der Literatur nicht gefunden

Der Vorgang des Eintritts eines Strahls in ein flüssiges Medium wurde numerisch bisher nur wenig untersucht. Abb. 32 zeigt das Ergebnis von Christiansen (1973) für zweidimensionale (kartesische!) inkompressible Strömung. Man sieht, daß sich beim Eintritt Wirbel bilden, die zu einer starken Auffächerung des Strahls führen.

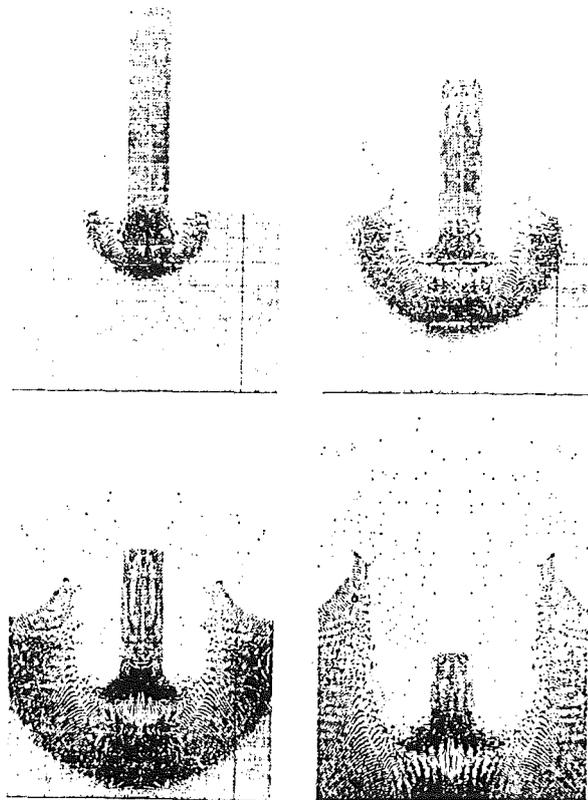


Abb. 33: Das Eindringen eines Aluminium-Strahls von 1 mm Dicke mit einer Geschwindigkeit von 15 km/s in ein Aluminium-Material. Die Bilder entsprechen den Zeiten 0,10, 0,20, 0,30 und 0,45 μ s. Rechenergebnis von Harlow & Pracht (1966), Fig. 10.

Harlow & Pracht (1966) haben den entsprechenden Vorgang für große Machzahlen untersucht. Hierzu zeigt Abb. 33 ein Rechenergebnis.

Hierbei ist zu fragen, ob es wirklich die Mach-Zahl $Ma_1 = u_1/a_1$ (a = Schallgeschwindigkeit) ist, die für die qualitativ andere Strömungsform verantwortlich ist. Sieht man von der unmittelbaren Umgebung (Länge b_1 = Strahl-Durchmesser) ab, so ist wohl die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Druckwelle in dem Strahl relativ zur Fluidbewegung gleich null. Aus diesem Grund wird vermutlich das Verhältnis von Eindringtiefe zu Strahldicke maßgeblich sein, also die Kennzahl

$$(6) L_2/b_1 = (L/b_1)(\rho_1/\rho_2)^{\frac{1}{2}}, \text{ Abs}(\varepsilon-1) \ll 1.$$

Weiter bestimmt die Schwerkraft, wie schnell das Medium 2 den eindringenden Strahl umschließt. Maßgeblich ist hierfür die Froude-Zahl

$$(7) Fr = u/(gl_2)^{\frac{1}{2}} \\ = u_1 \{ \frac{1}{2}(\rho_1/\rho_2)^{\frac{1}{2}} / (gL_1) \}^{\frac{1}{2}}$$

In der Literatur konnten zu diesen Einflußgrößen keine Aussagen gefunden werden.

Einen sehr guten Eindruck vom Verhalten eines Strahls geben die Abb. 35 und 36 von Shlien & Boxman (1981).

Aufbrechen einer Kruste an der Grenzfläche

=====

Wir folgen wieder Buchanan (1973). Wenn der Staudruck nicht sehr groß ist gegenüber der Fließspannung des Mediums 2, dann entscheiden die elastischen Eigenschaften des Mediums darüber, ob eine Penetration erfolgt oder nicht. Buchanan (1973) und vergleichbar auch Cooper & Dienes (1978) haben die Stabilität eines Mediums mit Kruste gegen Strahlkräfte untersucht. Hierauf soll hier nicht weiter eingegangen werden. Wir wollen uns jedoch den fluiddynamischen Aspekt noch etwas weiter vornehmen.

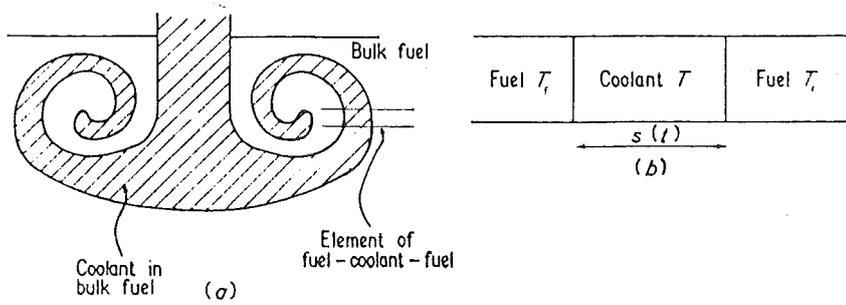
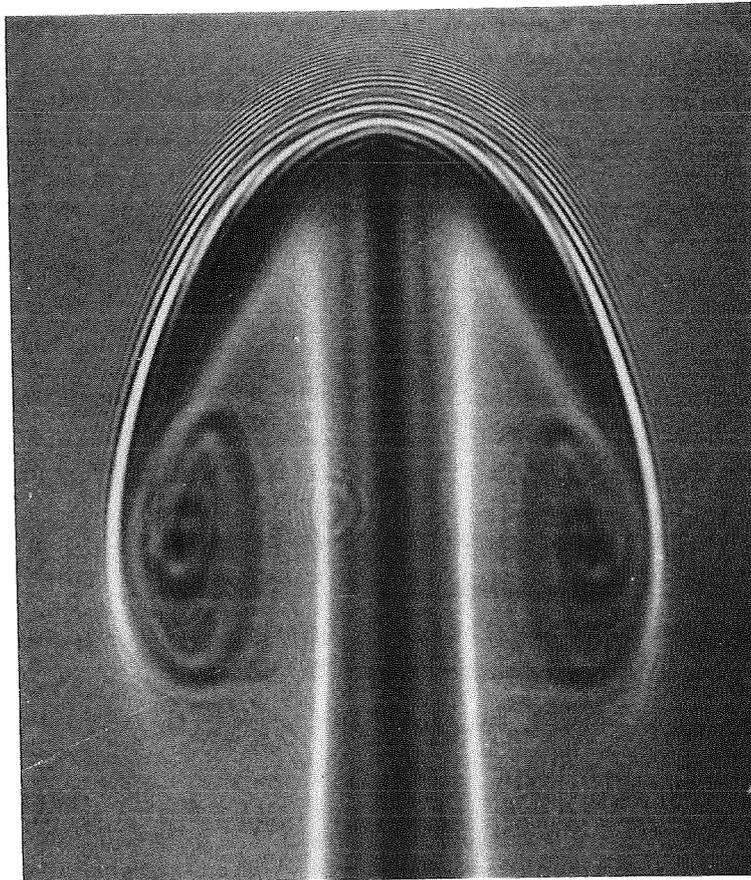


Figure 4. (a) Schematic cross section of a jet of coolant sometime after penetration. (b) Element of fuel-coolant-fuel in which heat transfer occurs one-dimensionally.

Abb. 34: Schematischer Querschnitt durch einen fragmentierenden Strahl mit charakteristischer Dicke $s(t)$ nach Buchanan (1974a).



5 mm

Abb. 35: Schattenbild eines heißen Strahls mit einer Geschwindigkeit von 12 mm/s in einer konzentrierten Salz-Lösung (Prandtl-Zahl ≈ 21) (aus Shlien & Boxman 1981).

Der Druck p , der vom Strahl auf die Medium-Oberfläche ausgeübt wird, ist entweder der "Wasserhammerdruck" p_{wh} oder der Staudruck p_0 ,

$$(8) \quad p_{wh} = \rho_1 a_1 u_1 A_2 / (A_1 + A_2)$$

(A = akustische Impedanz = ρa)

$$(9) \quad p_0 = \frac{1}{2} \rho_1 u_1^2.$$

Allerdings wirkt der Wasserhammerdruck nur während einer kurzen Zeit der Größenordnung b_1/a_1 (b_1 = Radius des Strahls) während der Staudruck über eine Zeit der Größenordnung L/u_1 wirkt. Beide Anteile sind bei der Untersuchung der Penetration von Krusten zu berücksichtigen.

Wachstum der Kontaktfläche zwischen Strahl und Medium 2

=====

Für den Wärmeaustausch zwischen dem Strahl und dem Medium 2 (wir betrachten jetzt wieder nur Fluide) ist einerseits die Größe der Kontaktfläche $S(t)$ und andererseits die mittlere Dicke $s(t)$ des Strahlmaterials wesentlich, siehe Abb. 34. Hierüber gibt es keine soliden Messungen oder Theorien. Buchanan (1974a) benutzt aufgrund obiger Ergebnisse die Beziehungen

$$(10) \quad S = S_0 \exp(t/\tau)$$

$$(11) \quad s = s_0 \exp(-t/\tau)$$

$$(12) \quad \tau = (11/4) (\rho_2/\rho_1)^{1/2} b_1 / u_1.$$

Hierbei sind S die Fläche, s die charakteristische Dicke, b_1 der Anfangsstrahldurchmesser und die anderen Symbole wie vorher erklärt. Der Index 0 bezeichnet Bezugsgrößen zu Beginn des Strahleintritts.

Qualitativ stimmt diese Modellvorstellung sehr gut mit einigen Beobachtungen überein, über die Shlien & Boxman (1981) berichteten, siehe Abb. 35 und 36.

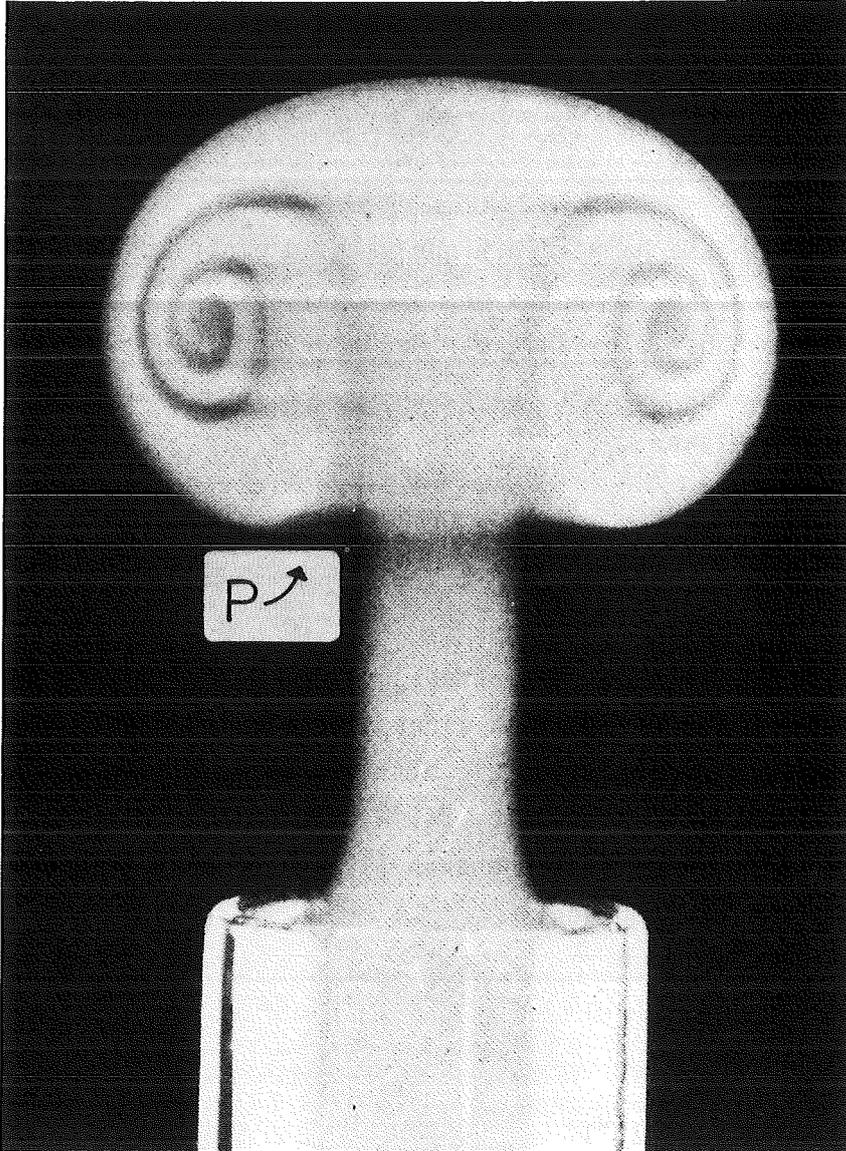


Abb. 36: Fotografie eines Salz-Strahls ohne Auftriebskräfte. Der Punkt P bezeichnet die Stelle wo Flüssigkeit aus der Umgebung eingemischt wird (aus Shlien & Boxman 1981).

Wie schwierig dieser Komplex ist, sieht man daran, daß selbst für isotrope und homogene Turbulenz mit bekanntem Turbulenzenergiespektrum es anscheinend keine quantitativ abgesicherte Theorie gibt, wie eine gedachte Grenzfläche in einem homogenen Medium zeitlich anwächst, siehe hierzu Monin & Yaglom (1975), Kap. 24.5.

Immerhin scheint gesichert zu sein, daß die Fläche exponentiell anwächst. Wenn man für die Oberflächenberechnung alle Oberflächenrauigkeiten einbezieht, so wird die kleinste charakteristische Wellenlänge von der Größenordnung der Kolmogorov-Länge η sein,

$$(13) \quad \eta = \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4}$$

wobei ν die kinematische Zähigkeit und ε die Energiedissipation je Zeiteinheit infolge der Zähigkeitsspannungen ist. Diese Aussage gilt für große Mikro-Reynoldszahl $u_\eta/\nu \gg 1$ und für quasistationäre isotrope Turbulenz. Näherungsweise ist hier auch

$$(14) \quad \varepsilon \approx u_t^3 / L_t$$

wobei u_t und L_t charakteristische Schwankungsgeschwindigkeiten und Längenmaßstäbe der turbulenten Bewegungen sind.

Unter diesen Voraussetzungen wächst eine Grenzfläche infolge der turbulenten Bewegung etwa wie

$$(15) \quad S/S_0 \approx \exp(t/\tau_\eta)$$

an, mit

$$(16) \quad \begin{aligned} \tau_\eta &= \eta^{2/3} \varepsilon^{-1/3}, \\ &= \nu^{1/2} \varepsilon^{-1/2}. \end{aligned}$$

Gäbe es keine Begrenzung auf eine kleinste charakteristische Länge, hier η , dann würde die Fläche sehr rasch über alle Maße anwachsen und eigentlich bald gar kein zweidimensionales Gebilde darstellen. Statt dessen würde ein D-dimensionales Gebilde entstehen mit $2 \leq D \leq 3$. Solche Gebilde nennt man "Fraktale", siehe Mandelbrot (1977).

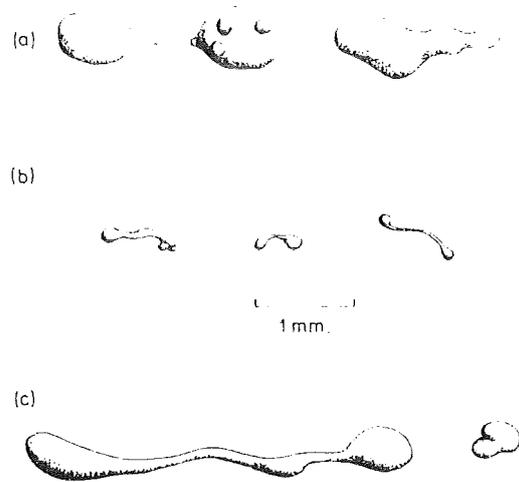


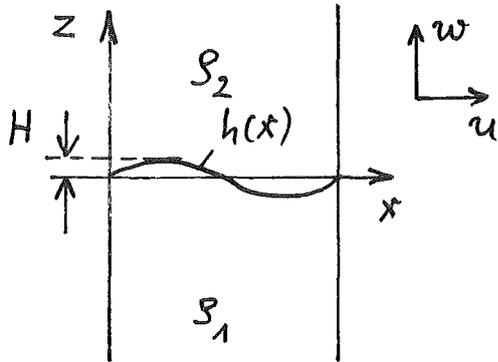
FIG. 12.8 Breakup of drops in a turbulent liquid flow, traced from photographs by Collins and Knudsen (C7). (a) $\gamma = 0.79$, $\kappa = 1.2$, $\sigma = 40.3$ dynes cm; (b) $\gamma = 0.85$, $\kappa = 9$, $\sigma = 13.0$ dynes cm; (c) $\gamma = 0.87$, $\kappa = 16$, $\sigma = 17.6$ dynes cm.

Abb. 37: Deformation eines Tropfens durch turbulente Bewegung
(aus Clift, Grace & Weber 1978, Fig. 12.8).

Für Kolmogorov-Turbulenz (entsprechend den obigen Annahmen) ist $D=2+2/3$. Dieser Wert liegt beachtlich nahe an 3 (die durch Brownsche Bewegung entstehende Fläche ist durch $D=2+1/2$ charakterisiert, also "kleiner" oder "glatter"). Zur Illustration des Fraktal-Konzepts sei auf die sehenswerten Abbildungen in Mandelbrot (1977) verwiesen.

Bei Grenzflächen zwischen zwei verschiedenen Materialien wird die kleinste charakteristische Länge außer von η sicher auch von der Oberflächenspannung geprägt sein. Dies wird wohl auch aus dem in Abb. 37 gezeigten experimentellen Befund deutlich.

Anhang zu Kap. IV: Ableitung der Anfachungsrate für die lineare Rayleigh-Taylor-Instabilität



Störung

$$h(x) = H \cos kx$$

$$\text{Wellenlänge } \lambda = 2\pi/k$$

1) Potentielle Energie und Stabilitätskriterium

Analogie:

Störung $\rightarrow \delta U$

instabil: $\delta U < 0$

stabil: $\delta U > 0$

labil $\delta U = 0$



Vergrößerung der "Oberfläche" δL (Länge) infolge Störampplitude H :

$$\delta L = \int_0^\lambda (\sqrt{1+h'^2} - 1) dz$$

$$\approx \int_0^\lambda \frac{1}{2} h'^2 dz$$

\rightarrow Änderung der Oberflächenenergie $\sigma \delta L$

spezifische Oberflächenenergie ist $= \sigma =$ Oberflächenspannung

Potentielle Energie infolge Wellenamplitude H sei U

$$U = \int_0^\lambda \left(\int_0^{h(x)} (\rho_1 - \rho_2) g z \, dz \right) dx + \int_0^\lambda \frac{1}{2} \sigma h'^2 dx$$

$$= \frac{1}{2} H^2 \left[(\rho_1 - \rho_2) g + k^2 \sigma \right] \frac{\pi}{k}$$

δU = Änderung der potentiellen Energie infolge Störung δH

$\delta U = 0$ falls $k = k_c =$ kritische Wellenzahl

$$k_c = \sqrt{\frac{(\rho_2 - \rho_1) g}{\sigma}}$$

also instabil falls $k < k_c$, stabil falls $k > k_c$.

2) Kinetische Energie T und Anfachungsrate n

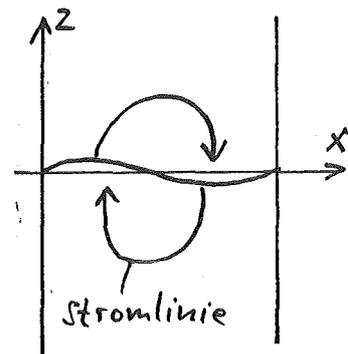
Potential: $\phi(x, z, t)$

Ansatz:

$$\phi = \begin{cases} \frac{H}{k} \cos kx e^{-kz} & \text{für } z \geq 0 \\ -\frac{H}{k} \cos kx e^{kz} & \text{für } z < 0 \end{cases}$$

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} = \begin{cases} -H \sin kx e^{-kz}, & z \geq 0 \\ +H \sin kx e^{kz}, & z < 0 \end{cases}$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = \begin{cases} -H \cos kx e^{-kz}, & z \geq 0 \\ -H \cos kx e^{kz}, & z < 0 \end{cases}$$



Geschwindigkeitsfeld ist divergenzfrei (inkompressibles Fluid)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

und rotationsfrei (Potentialströmung, ohne Reibung)

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = 0$$

Kinetische Energie T

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{1}{2} (\rho_1 + \rho_2) \int_0^{\lambda} \int_0^{\infty} (u^2 + w^2) dz dx \\
 &= \frac{1}{2} (\rho_1 + \rho_2) \int_0^{\lambda} \int_0^{\infty} (\sin^2 kx + \cos^2 kx) e^{-2kz} dz dx \\
 &= \frac{1}{2} \dot{H}^2 (\rho_1 + \rho_2) \frac{\pi}{k^2}
 \end{aligned}$$

3) Hamilton-Prinzip \rightarrow Lagrangesche Bewegungsgleichung für H:

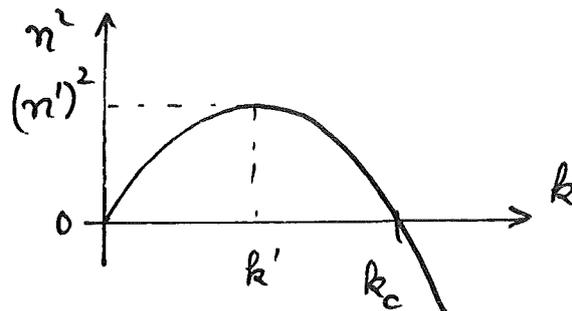
$$\frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{H}} - \frac{\partial T}{\partial H} + \frac{\partial U}{\partial H} = 0 \quad \rightarrow$$

$$(\rho_1 + \rho_2) \frac{\pi}{k^2} \ddot{H} + \frac{\pi}{k} [(\rho_1 - \rho_2)g + k^2 \sigma] H = 0$$

$$\text{Ansatz: } H = H_0 e^{nt} \rightarrow \ddot{H} = H_0 n^2 e^{nt} \rightarrow$$

$$n^2 = k \frac{(\rho_2 - \rho_1)g - k^2 \sigma}{\rho_1 + \rho_2}$$

$$\frac{d(n^2)}{dk} = 0 \rightarrow k' = \frac{1}{\sqrt{3}} k_c$$



V. MECHANISMEN ZUR BILDUNG EINER GROBEN VERMISCHUNG (COARSE MIXTURE)

1. Energetische Betrachtungen

=====

1.1 Fragmentationsenergie bei einstufiger Fragmentation

Wir folgen Cho, Fauske & Grolmes (1976) und betrachten einen Mischungsprozess wie in Abb. 1 skizziert. Ein Volumen V von heißem Material H wird in Partikel mit dem Radius R aufgebrochen und mit einem gleich großen Volumen der kalten Komponente K vermischt. Das Aufbrechen und die Vermischung soll in einem Schritt erfolgen. Eine Größenordnungsabschätzung der hierzu erforderlichen Energie erhält man, indem man die Energie zur Bildung von Oberfläche gegen die Oberflächenspannungen, die kinetische Energie zur Bewegung der Partikel und die Reibarbeit zur Bewegung der Partikel durch die kalte Flüssigkeit abschätzt. Man erhält hierfür:

$$\text{Oberflächen-Energie} = N(4\pi R^2)\sigma = 3V\sigma/R$$

$$\text{Kinetische Energie} = N(4\pi R^3/3)\rho_H u^2/2 = V\rho_H u^2/2$$

$$\begin{aligned} \text{Reibarbeit} &= NC_D \pi R^2 (\frac{1}{2}\rho_K u^2) L_0 = \\ &= VC_D (3/8)\rho_K u^2 L_0/R \end{aligned}$$

Hierbei ist

$$N = \text{Anzahl der heißen Partikel} = V/((4/3)\pi R^3)$$

σ = Oberflächenspannung der heißen Partikel gegenüber K

u = Mischungsgeschwindigkeit

L_0 = Mischungsweglänge

ρ_H = Dichte des heißen Materials

ρ_K = Dichte des kalten Materials

C_D = Reibkoeffizient

Für die weiteren Abschätzungen wird näherungsweise gesetzt

$$u = L_0/t$$

$$L_0 = V^{1/3}$$

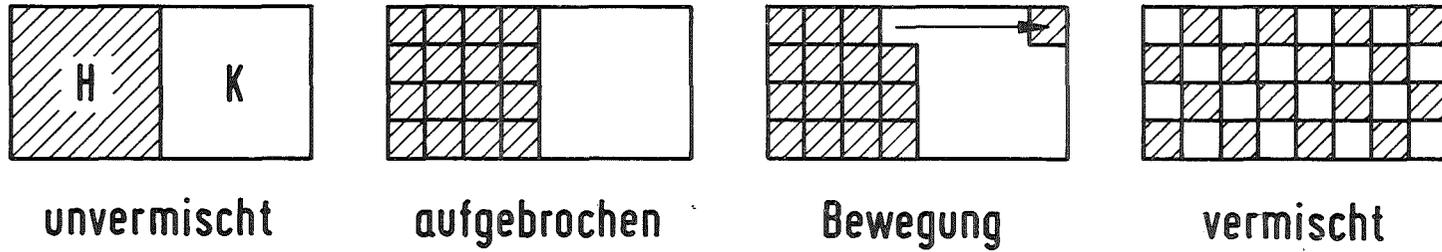


Abb. 1: Model für einstufige Fragmentation nach Cho, Fauske & Grolmes (1976)

Hierbei ist t die Vermischungszeit.

Damit ergeben sich die folgenden vereinfachten Ausdrücke:

Oberflächenenergie (wie oben)

$$E_{\sigma} = 3V\sigma/R$$

Kinetische Energie

$$E_k = V\rho_H L_0^2 / (2t^2)$$

Reibarbeit bei Vermischung in einem Schritt

$$E_{f1} = C_D (3/8) \rho_K V^2 / (t^2 R)$$

Diese Energien müssen klein sein gegenüber der thermischen Energie

T_{th} und potentiellen Energie E_{pot} ,

$$E_{th} = V\rho_H c_H \Delta T,$$

$$E_{pot} = V\rho_H g H,$$

wobei

c_H = spezifische Wärme des heißen Materials

ΔT = charakteristische Temperaturdifferenz, z. B. Abstand der heißen Temperatur zur Erstarrungstemperatur

g = Erdbeschleunigung

H = Fallhöhe.

Im folgenden wollen wir diese Energien einmal für charakteristische Zahlenwerte (entsprechend $H=UO_2$, $K=H_2O$, wie in einem LWR)

auswerten:

$$V = 0,1 \text{ m}^3$$

$$R = 100 \mu\text{m} = 10^{-4} \text{ m}$$

$$\rho_H = 8000 \text{ kg/m}^3$$

$$\rho_K = 1000 \text{ kg/m}^3$$

$$\sigma = 0,513 \text{ N/m}$$

$$C_D = 0,7$$

$$c_H = 356 \text{ J/(kg K)}$$

$$\Delta T = 100 \text{ K}$$

$$t = 1 \text{ ms} = 10^{-3} \text{ s}$$

$$H = 1 \text{ m}, g = 9,81 \text{ m/s}^2$$

Wir erhalten:

$$L_0 = 0,464 \text{ m}$$

$$u = 464 \text{ m/s}$$

$$E_\sigma = 1,539 \cdot 10^3 \text{ J}$$

$$E_k = 8,62 \cdot 10^7 \text{ J}$$

$$E_{f1} = 2,62 \cdot 10^{10} \text{ J}$$

$$E_{th} = 2,85 \cdot 10^7 \text{ J}$$

$$E_{pot} = 7,8 \cdot 10^3 \text{ J}$$

Wir sehen hieraus:

- Die Oberflächenenergie ist gegenüber den anderen vernachlässigbar.
- Der größte Anteil der Arbeit wird zur Überwindung der Reibkräfte benötigt.
- Unter Voraussetzung der angenommenen Modellen und Daten würde die vorhandene thermische Energie und erst recht die potentielle Energie zur Fragmentation nicht ausreichen.

Mayinger, Reineke, Veen & Fritz (1979) kommen zu ähnlichen Aussagen aufgrund einer Abschätzung der Kräfte, die erforderlich wären, die Partikel innerhalb der sehr kurzen Fragmentationszeit t auf die zur Fragmentation erforderlichen Geschwindigkeit $u \approx L_0/t$ zu beschleunigen. Die hierbei erforderlichen Kräfte sind von der Größenordnung

$$\begin{aligned} K &= \rho_H V L_0 / t^2 \\ &= \rho_H V^{4/3} / t^2. \end{aligned}$$

Für $V \approx 0,1 \text{ m}^3$ und bei Zeiten in der Größenordnung kleiner als eine Millisekunde berechnete man hieraus Kräfte, die das Gewicht eines typischen Reaktor-Druckbehälters bei weitem überschreiten.

1.2 Fragmentationsenergie bei mehrstufiger Fragmentation

Die erforderliche Reibarbeit hängt von der Art der Fragmentierung und Vermischung ab. Sie kann wesentlich kleiner sein, als obige Abschätzung für E_{f1} besagt, wenn die Vermischung in mehreren Schritten abläuft. Im folgenden wird die Reibarbeit unter der Annahme abgeschätzt, daß das Volumen des heißen Materials in einer geometrischen

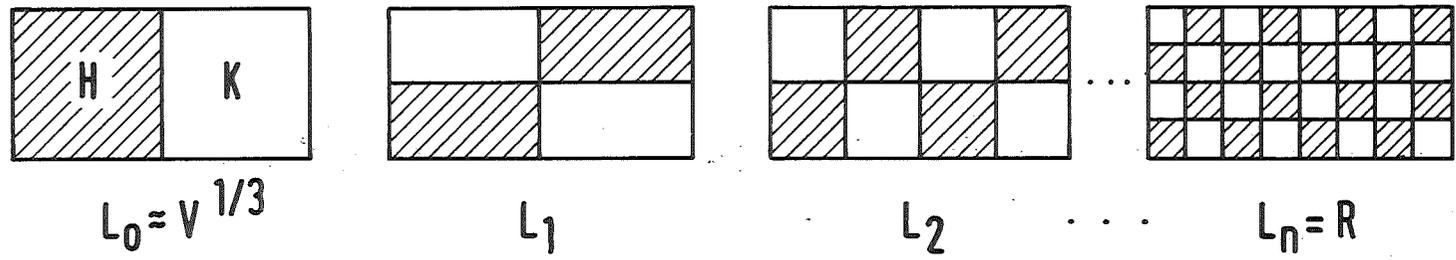


Abb. 2: Model für mehrstufige Fragmentation nach Cho, Fauske & Grolmes (1976)

Folge zerkleinert wird und daß die Vermischungsgeschwindigkeit u in jedem Schritt konstant sei (siehe Abb. 2).

Die Reibarbeit für den Übergang vom i -ten zum $(i+1)$ -ten Schritt ist gegeben durch

$$E_{i \rightarrow i+1} = V C_D (3/8) \rho_K u_i^2 L_i / L_{i+1}.$$

Aufgrund der Annahmen ist

$$L_{i+1} = \gamma L_i \quad (0 < \gamma < 1), \quad u_i = u = \text{const.}$$

γ ist der Reduktionsfaktor der Radien der heißen Partikel je Schritt und steht zur Anfangs- und Endgröße gemäß

$$\gamma = (L_n / L_0)^{1/n} = (r / L_0)^{1/n}$$

in Beziehung, wobei die Vermischung in n Schritten abläuft. Die Reibarbeit für die gesamte Vermischung ist

$$\begin{aligned} E_{fn} &= V C_D \sum_{i=0}^{n-1} (3/8) \rho_K u_i^2 L_i / L_{i+1} \\ &= V C_D (3/8) \rho_K u^2 n / \gamma. \end{aligned}$$

Die Mischzeit t ist die Summe der Zeiten pro Schritt, also

$$\begin{aligned} t &= \sum_{i=0}^{n-1} L_i / u_i \\ &= \sum_{i=0}^{n-1} \gamma^i L_0 / u \\ &= (L_0 / u) (1 - \gamma^n) / (1 - \gamma). \end{aligned}$$

Damit kann die unbekannte Geschwindigkeit u eliminiert werden, so daß

$$\begin{aligned} E_{fn} &= V C_D (3/8) \rho_K (L_0 / t)^2 \\ &\quad \cdot \{(1 - \gamma^n) / (1 - \gamma)\}^2 n / \gamma. \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck ist für $n=1$ identisch mit dem für E_{f1} . Der Minimalwert von E_{fn} ergibt sich (nach Cho, Fauske & Grolmes 1976) für

$$n = \ln(L_0/R)/1,74$$

und beträgt (mit $L_0=V^{1/3}$)

$$E_{f,\min} = 1,81 \rho_K V C_D (V^{2/3}/t^2) (1-R/V^{1/3})^2 \cdot \ln(V^{1/3}/R).$$

Für $R \ll L_0$ ist das Verhältnis

$$E_{f,\min}/E_{f1} = 4,83 \ln(L_0/R)R/L_0,$$

also für $R/L_0 = 10^{-4}$ ist

$$E_{f,\min}/E_{f1} = 4,4 \cdot 10^{-3}.$$

Dennoch bleibt festzuhalten, das die Fragmentierungsenergie auch nach diesem Mehrstufenmodell schneller als linear mit dem zu fragmentierenden Volumen V anwächst. Es gibt also ein Volumen V_f , bei dem die Fragmentationsarbeit alle oder einen bestimmten Anteil η der verfügbaren thermischen Energie aufbraucht. Diesem Volumen V_f entspricht ein Radius R_f ,

$$V_f = (4/3)\pi R_f^3$$

Unter Verwendung der in 1.1 genannten Zahlenwerte ergibt sich:

η / % /	Einstufenmodell		Mehrstufenmodell	
	V_f / $10^{-3}m^3$ /	R_f /mm/	V_f / $10^{-3}m^3$ /	R_f /mm/
1	0,001	6	0,0046	10
10	0,01	13	0,14	32
100	0,1	28	8,0	124

In Abb. 3 ist der Anteil der Energie als Funktion des Anfangsvolumens aufgetragen.

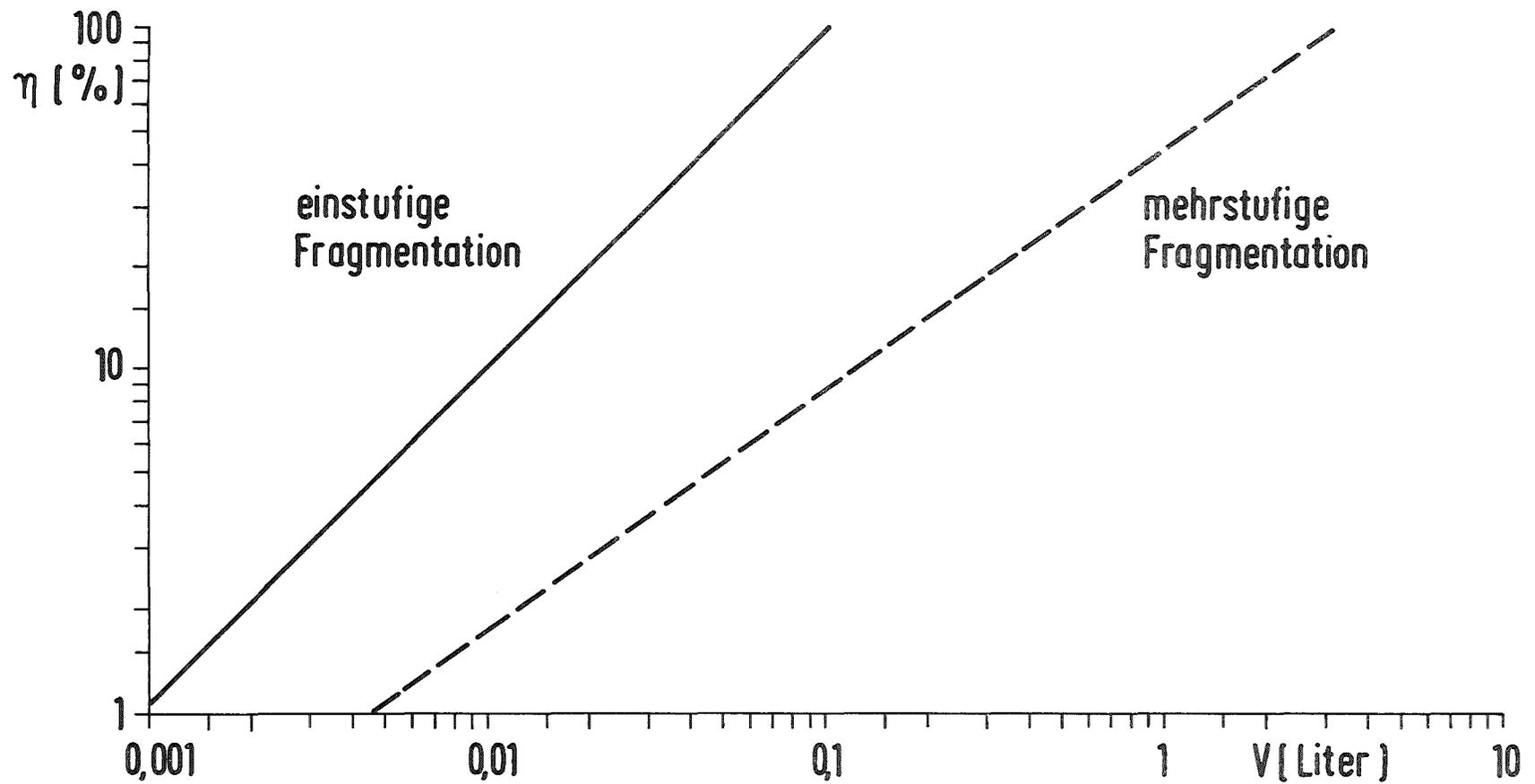


Abb. 3 Anteil η der zur Fragmentation verbrauchten Energie bezogen auf die vorhandene thermische Energie einer LWR-Schmelze als Funktion des zu fragmentierenden Schmelze-Volumens V bei einstufiger (obere Kurve) und mehrstufiger (untere Kurve) Fragmentation.

1.3 Reduktion der Fragmentierungsenergie durch langsame Vorvermischung

Aufgrund obiger Abschätzung könnte man zu dem Schluß gelangen, eine Dampfexplosion sei aufgrund der erforderlichen Fragmentation und der hierfür aufzubringenden Energie nur für sehr kleine Massen möglich (Mayinger 1981). Hierbei ist jedoch zu beachten, daß in obigen Betrachtungen die Vermischungszeit eine Konstante war. D.h., es wurde unterstellt, daß die gesamte Schmelzmasse innerhalb der sehr kurzen Zeit $t = 1 \text{ ms}$ in kleine Partikel von $100 \mu\text{m}$ fragmentiert wird. Die erforderliche Fragmentierungsarbeit und auch die aufzubringende kinetische Energie sind proportional zu $1/t^2$. D.h., beim Übergang von 1 ms zu 1 s könnte man 10^6 mal so große Volumina fragmentieren.

In der Tat zeigen diese Überlegungen nicht die Unmöglichkeit einer Dampfexplosion bei großen Massen, sondern deren notwendige Voraussetzung: die grobe Vorvermischung.

Um dies quantitativ zu belegen, wollen wir einmal folgende Abfolge annehmen:

Stufe 1: Langsames "Zerregnen" der heißen Flüssigkeit in viele Tropfen.

Stufe 2: Schnelle Fragmentation entsprechend obigen Abschätzungen.

Zu Stufe 1:

Nach dem Weber-Zahl-Kriterium

$$We \equiv \rho_K u^2 R_H / \sigma \approx 10$$

und aus der Kräftebilanz am stationär fallenden Tropfen

$$(4/3) R_H (\rho_H - \rho_K) g = \frac{1}{2} C_D \rho_K u^2$$

errechnen wir den charakteristischen Radius von fallenden heißen Tropfen in der kalten Flüssigkeit

$$R_H^2 = (30/8) C_D \sigma / \{g(\rho_H - \rho_K)\}$$

sowie deren Geschwindigkeit

$$u^2 = (8/3)(R_H/C_D)g(\rho_H - \rho_K)/\rho_K.$$

Für UO_2 in Wasser mit den in Abschn. 1.1 angegebenen Stoffwerten errechnet man

$$R_H = 4,43 \text{ mm},$$

$$u = 1,08 \text{ m/s}.$$

Die hierzu erforderliche Fragmentierungsenergie beträgt nach obigen Abschätzungen

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{f1} + E_k + E_\sigma, \\ &= (3187 + 463 + 35) \text{ J}, \\ &= 3686 \text{ J}. \end{aligned}$$

Diese Energie kann bereits durch reine potentielle Energie

$$E_{\text{pot}} = \rho_H g h V$$

bei einer Fallhöhe von

$$H = 0,47 \text{ m}$$

aufgebracht werden. Die dazugehörige Fallzeit ist von der Größenordnung

$$t_1 = (2H/g)^{1/2} = 0,31 \text{ s}.$$

Diese Zeit ist klein gegenüber der charakteristischen Temperaturabklingzeit t_T

$$t_T = 0,14 R_H^2/a \approx 2,1 \text{ s}.$$

(a = Temperaturleitfähigkeit von $UO_2 \approx 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)

D.h., diese Vorfragmentation führt nicht bereits zur Erstarrung der heißen Partikel.

Zu Stufe 2:

Nachdem nun so eine - energetisch mögliche - Vorvermischung gegeben ist, wollen wir als zweite Stufe eine rasche ($t = 1 \text{ ms}$) Fragmentation bis auf einen Endradius von $100 \mu\text{m}$ annehmen. Der Anteil der hierfür

aus der thermischen Energie bereitzustellenden Fragmentierungsarbeit beträgt

$$\eta = 0,41\% \text{ bis } 0,17\%$$

je nachdem ob die ein- oder mehrstufige Fragmentation angenommen wird. Auch die Stufe 2 ist demnach energetisch möglich.

Wenn man zur Stufe 1 einwendet, daß die Schmelztropfen vielleicht von vornherein eine Temperatur nahe der Erstarrungstemperatur haben, dann muß man die Schmelzwärme Δh berücksichtigen. Dieser Wärme entspricht eine charakteristische scheinbare Temperaturdifferenz $\Delta T = \Delta h/c_p$, wobei c_p die spezifische Wärme ist. Für UO_2 errechnet man

$$\Delta h = 276 \text{ kJ/kg}, c_p = 0,59 \text{ kJ/(kg K)}$$

und also eine relativ hohe scheinbare Temperaturdifferenz

$$\Delta T = 468 \text{ K.}$$

Hinzu kommt der Wärmewiderstand in Dampffilm, der die Schmelze vom Wasser trennt. Dieser Widerstand wird die Abkühlzeit weiter erhöhen. Man kann den Wärmestrom beim Filmsieden z.B. nach dem Filmsiede-Modell gemäß Gröber/Erk/Grigull (1963) bestimmen. Dieses Modell berücksichtigt Wärmeleitung sowie einen hier erheblichen Strahlungsanteil. Aus diesem Modell errechnet man einen Wärmestrom von $q'' = 92 \text{ W/cm}^2$. Bei Vernachlässigung von Wärmewiderständen in der Schmelze ergibt sich eine Abkühlung um die $\Delta T = 468 \text{ K}$ in der Zeit

$$t = (\rho c_p \Delta T R)/(3 q'') = 3,8 \text{ s.}$$

D.h. der Dampffilm allein verhindert eine rasche Verkrustung und somit erscheint Stufe 1 als realistisch.

Bezüglich verwandter neuester Studien siehe Corradini & Bishop (1981) sowie Corradini (1982).

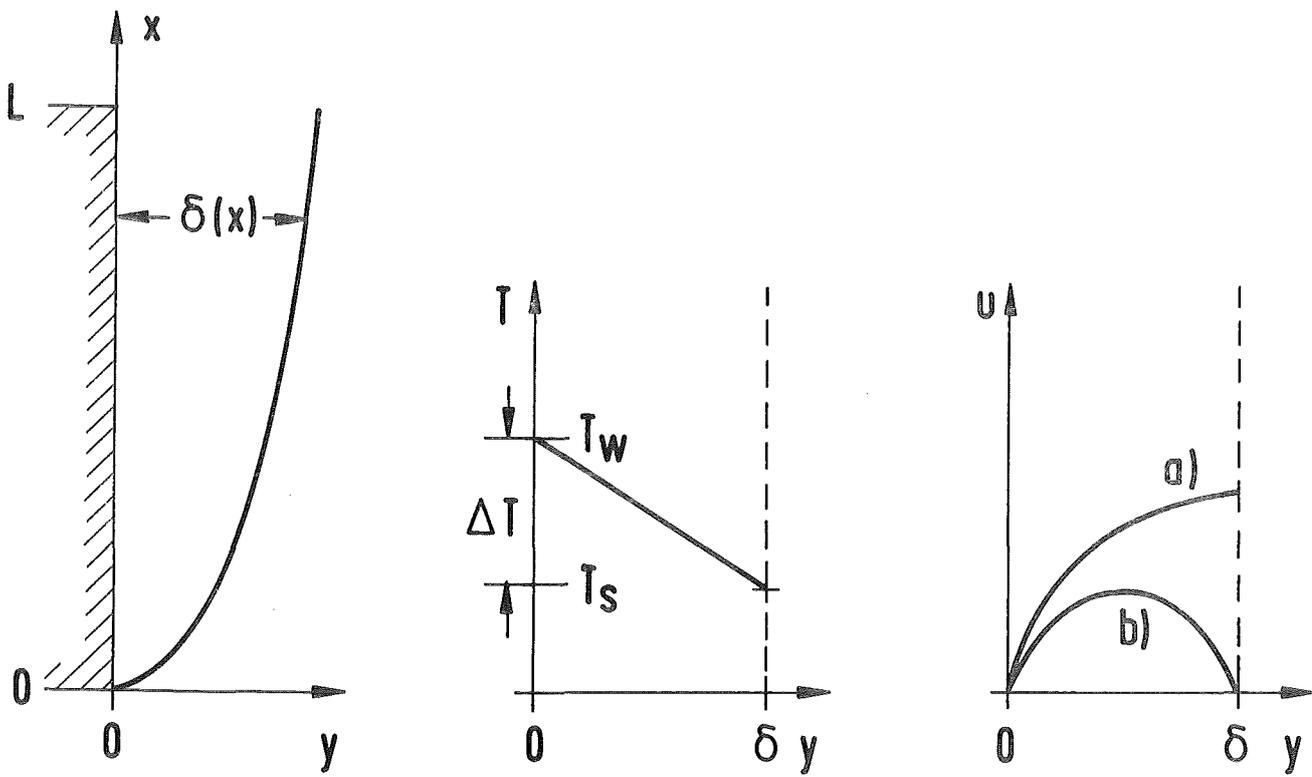


Abb. 4: Modell für Film-Sieden an einer vertikalen Wand nach Bromley (1950).

2. Film-Sieden

=====

2.1 Bedeutung des Filmsiedens für die Ausbildung einer Vorvermischung

In Kap. II.1.4 war bereits kurz der Wärmeübergang beim Film-Sieden erläutert worden. Es handelt sich hier um die Siedeform, bei der ein zusammenhängendes Dampfpolster die wärmeabgebende Fläche von der Flüssigkeit isoliert. Die Wärme muß dabei durch den relativ schlecht leitenden Dampf transportiert werden. Der Wärmedurchgang ist daher hier kleiner als bei etwas niedrigeren Temperaturen im Bereich des Übergangssiedens, wo die Flüssigkeit direkt an die wärmeabgebende Fläche gelangt.

Film-Sieden ist Voraussetzung für die Ausbildung einer groben Vermischung. Nur wenn ein isolierender Dampffilm vorhanden ist, ist genug Zeit vorhanden, die heißen und kalten Komponenten zu vermischen ohne daß ein vorzeitiger Wärmeaustausch stattfindet.

2.2 Einfache Modelle für das Filmsieden

2.2.1 Film-Sieden an vertikalen Wänden

Ein analytisches Modell des Film-Siedens an vertikalen Wänden hat Bromley (1950) aufgestellt. Wir folgen hier der Darstellung in Hsu & Graham (1976), S.71 ff. Das geometrische Modell zeigt Abb. 4. Die Annahmen sind:

- laminare Strömung
- isotherme Flüssigkeit
- Filmschichtdicke $\delta \ll$ vertikale Länge L
- Wärmestrom allein infolge Wärmeleitung
- glatte Dampf/Flüssig-Grenzfläche
- konstante Stoffwerte
- für die Strömung der an den Film angrenzenden Flüssigkeit werden zwei extreme Grenzfälle betrachtet:

- a) Flüssigkeit strömt an der Filmoberfläche nach oben, so daß keine Schubspannung übertragen wird.
 - b) Flüssigkeit ruht und nimmt Schubspannungen auf.
- Trägheitskräfte werden vernachlässigt, die Strömung sei stationär.

Der Dampf strömt entlang der Wand nach oben aufgrund des Auftriebs infolge der Dichtedifferenz $\Delta\rho = \rho' - \rho''$ und der Beschleunigung g ; er wird gebremst durch die viskosen Zähigkeitskräfte entsprechend der Zähigkeit η'' des Dampfes.

$$(1) \quad g \Delta\rho = - \eta'' \frac{d^2 u}{dy^2}.$$

Die Randbedingungen sind

$$u = 0 \text{ bei } y = 0$$

sowie

$$\frac{du}{dy} = 0 \text{ bei } y = \delta \text{ im Fall a,}$$

$$u = 0 \text{ bei } y = \delta \text{ im Fall b.}$$

Das resultierende Geschwindigkeitsprofil ist die Parabel

$$(2) \quad u = g\Delta\rho(Cy\delta - y^2)/(2\eta''),$$

wobei $C = 2$ für den Fall a und $C = 1$ für den Fall b.

Die Zunahme des Dampfmassenstroms m'' entlang der Wand entsteht aufgrund der Verdampfung, die durch die Wärmeleitung durch den Film ausgelöst wird. Die Wärmebilanz liefert

$$(3) \quad \Delta h \frac{dm''}{dx} = \lambda'' \frac{\Delta T}{\delta} \\ = \{\rho'' g \Delta\rho / (2\eta'')\} (C/2 - 1/3) 3\delta^2 \frac{d\delta}{dx}.$$

Mit der Randbedingung

$$x = 0 \quad \delta = 0$$

kann man integrieren und findet

$$(4) \quad \delta = \{8\lambda'' \Delta T \eta'' x / (3(C/2 - 1/3) \Delta h \rho'' g \Delta\rho)\}^{1/4}.$$

Der lokale Wärmeübergangskoeffizient α_x ist λ''/δ . Sein Mittelwert α über die axiale Länge L ergibt sich durch Integration und Division zu

$$(5) \quad \alpha = 4/3 \{3(C/2-1/3)\Delta h\rho''g\Delta\rho\lambda''^3/(8\Delta T L\eta'')\}^{1/4}.$$

(Hsu & Graham (1976) schreiben 5/4 statt 4/3, was wohl falsch ist.)

Wir fassen die Koeffizienten zusammen:

$$\alpha = C_1 \{\Delta h\rho''g\Delta\rho\lambda''^3/(\Delta T L\eta'')\}^{1/4}$$

mit $C_1 = 0,943$ für die mitströmende Flüssigkeit, Fall a
und $C_1 = 0,667$ für die ruhende Flüssigkeit, Fall b.

Man hat experimentell gefunden, daß diese Beziehung den Wärmeübergang bei kurzen senkrechten Rohren gut beschreibt.

Wir können das Ergebnis auch dimensionslos ausdrücken:

$$(6) \quad Nu = C_1 Ra^{1/4},$$

wobei die Nusselt-Zahl wie gewöhnlich definiert ist

$$(7) \quad Nu \equiv L\alpha/\lambda''$$

und Ra eine modifizierte Rayleigh-Zahl ist:

$$(8) \quad Ra \equiv \Delta h\rho''g\Delta\rho L^3/(\lambda''\Delta T\eta'')$$

Auch für das Filmsieden an horizontalen Zylindern und Kugeln mit nicht zu großen Radien hat man Beziehungen der gleichen funktionalen Form (6) mit anderen empirischen Koeffizienten C_1 gefunden. Hierbei ist lediglich die Wandhöhe L durch den Durchmesser D der Zylinder bzw. Kugeln zu ersetzen. Siehe z.B. die Übersicht in Stralen & Cole (1979), Chapter 19, sowie die neueren Arbeiten von Halfawy & Farahat (1981) für Zylinder und von Shih & El-Wakil (1981) für Kugeln. Dabei muß der Durchmesser D der Zylinder bzw. Kugeln klein sein im Vergleich zur Wellenlänge λ_T der nach der Taylor-Instabilität am schnellsten wachsenden Wellen:

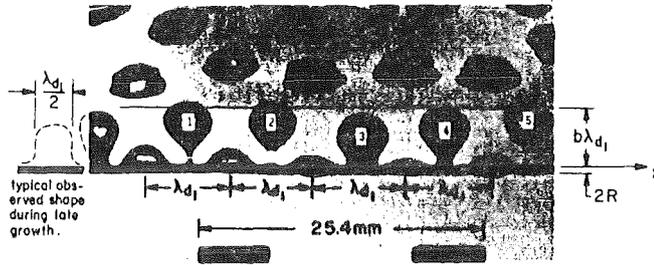


Fig. 1 Typical bubble departure pattern during film boiling (Radius of wire, $R = 0.323\text{mm}$, $q = 1.3 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, fluid is acetone at 1 atm, $R^* = 0.0203$, $b_4 = 0.65$)

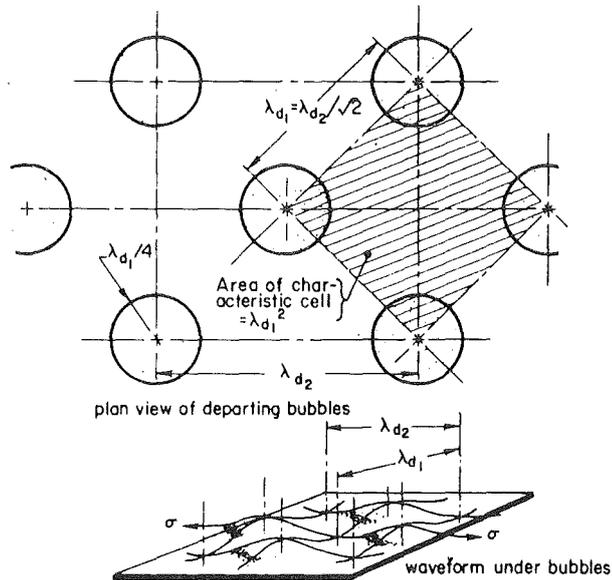


Fig. 2 The array of vapor jets as seen on an infinite horizontal heater surface

Abb. 5: Zwei Abbildungen aus Lienhard & Dhir (1980) zur Illustration von Film-Sieden auf einer horizontalen Wand.

$$(9) D < \lambda_T \equiv 2\pi\{3\sigma/(g\Delta\rho)\}^{1/2}$$

Für größere Durchmesser wird das Filmsieden besser durch die Modelle für horizontale Wände erklärt.

2.2.2 Film-Sieden an horizontalen Wänden

Im folgenden beschreiben wir zunächst das Modell von Berenson (1961). Eine Zusammenfassung des neuesten Kenntnisstandes enthält Lienhard & Dhir (1980).

An einer horizontalen beheizten Wand beobachtet man ein Muster von Blasen, die sich aus dem Film nach oben abschnüren und aufsteigen, siehe Abb. 5. Dieses Blasen-Muster kann als die Folge der Instabilität des Films entsprechend der Taylor-Instabilität verstanden werden. Auf der Grundlage dieser Vorstellung hat Berenson (1961) ein Modell aufgestellt. In diesem Modell wird eine einzelne Blase und ihre Umgebung in achsensymmetrischer Geometrie entsprechend dem in Abb. 6 gezeigten Modell betrachtet.

Es werden die folgenden Annahmen benutzt:

- a) Der Dampf strömt radial aus dem Film mit konstanter Schichtdicke a in die Blase.
- b) Trägheitskräfte sind vernachlässigbar im Vergleich zu Zähigkeitskräften (kleine Reynoldszahl).
- c) Stationäre Strömung.
- d) Laminare Strömung.
- e) Die viskose Schubspannung an der Dampf-Flüssig-Grenzfläche liegt zwischen den Extremen a) keine Schubspannung (mitbewegte Flüssigkeit) und b) Schubspannung wie an einer festen Wand (ruhende Flüssigkeit).
- f) Konstante Stoffwerte.
- g) Wärmetransport durch den Film allein durch Leitung.
- h) Der Dampf, der in eine Blase strömt, wird in einer Fläche von $\lambda_T^2/2$ erzeugt.

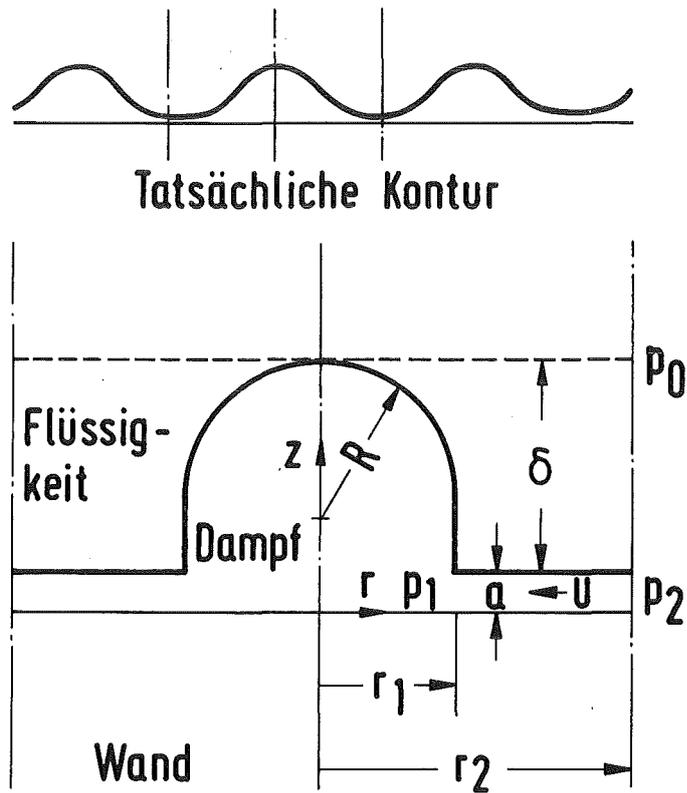


Abb. 6: Modell für Film-Sieden auf einer horizontalen Wand nach Berenson (1961).

- i) Die Wellenlänge λ_T der am schnellsten wachsenden Welle wird nach der linearisierten zweidimensionalen Theorie unter der Annahme kleiner Auswirkungen der Tangentialgeschwindigkeiten berechnet.
- j) der Radius r_2 und die Höhe des Blasendoms δ seien proportional zu λ_T , wobei die Proportionalitätskonstanten aus Experimenten ermittelt werden.

Ähnlich wie an der vertikalen Wand wird für die Filmströmung ein Parabelprofil mit freiem Koeffizienten C ($=2$ im Fall a, $=1$ im Fall b) angenommen:

$$(10) \quad u = U \{Caz - z^2\} / \{Ca^2/2 - a^2/3\}$$

Hierbei ist U die mittlere Geschwindigkeit. Der Druckgradient dp/dr entlang der radialen Strömungsrichtung soll im Gleichgewicht mit den Zähigkeitskräften stehen, also

$$(11) \quad \begin{aligned} dp/dr &= -\eta'' d^2u/dz^2 \\ &= \beta \eta'' U/a^2, \end{aligned}$$

wobei

$$(12) \quad \begin{aligned} \beta &= 4/(C-2/3) = 3 \text{ im Fall a } (C=2), \\ &= 12 \text{ im Fall b } (C=1). \end{aligned}$$

Der Dampfmassenstrom m als Funktion des Radius ist

$$(13) \quad m = \rho'' U 2\pi r a.$$

Die Verdampfungswärmerate ist q ,

$$(14) \quad q = m \Delta h,$$

und diese ist gleich dem Wärmestrom durch Leitung

$$(15) \quad q = \lambda'' \Delta T \pi (r_2^2 - r^2) / a.$$

Hieraus können m und q eliminiert werden und man erhält

$$(16) \quad U = (\lambda'' \Delta T \pi (r_2^2 - r^2)) / (\rho'' a^2 \Delta h 2 \pi r)$$

Damit ist dann dp/dr in Gl.(11) berechenbar. Mit den Annahmen

$$(17) \quad r_1 = 2,35 \{ \sigma / (g \Delta \rho) \}^{1/2} \quad (\text{aus Messungen})$$

und $\pi r_2^2 = \frac{1}{2} \lambda_T^2,$
 $\lambda_T = 2\pi \{ 3\sigma / (g \Delta \rho) \}^{1/2}$

liefert die Integration über den Radius

$$(18) \quad p_2 - p_1 \approx 8\beta \eta'' \lambda'' \Delta T \sigma / (\pi a^4 \rho'' \Delta h g \Delta \rho).$$

Im folgenden werden Beziehungen zwischen den Drücken p_0 bis p_2 aufgestellt: Aufgrund der hydrostatischen Druckdifferenz ist

$$(19) \quad p_2 - p_0 = \rho' g \delta,$$

$$(20) \quad p_1 - p_0 = \rho'' g \delta + 2\sigma/R$$

und also

$$(21) \quad p_2 - p_1 = \Delta \rho g \delta - 2\sigma/R.$$

Für die geometrischen Maße werden wieder Meßwerte benutzt:

$$R \approx r_1,$$

$$\delta \approx 1,36 R.$$

Daraus folgt

$$(22) \quad p_2 - p_1 = 2,34 g \Delta \rho (\sigma / (g \Delta \rho))^{1/2}.$$

Damit haben wir eine zweite Gleichung für die Druckdifferenz, aus der wir die Schichtdicke $a = a_{\text{lokal}}$ berechnen können. Da der Film nur einen Teil der Wandoberfläche bedeckt, ermitteln wir eine bezüglich des mittleren Wärmestroms effektive mittlere Schichtdicke

$$(23) \quad a = r_2^2 / (r_2^2 - r_1^2) \cdot a_{\text{lokal}}$$

Damit erhält man schließlich die Beziehung

$$(24) \quad a = C_a a_0,$$

$$(25) \quad a_0 = (\eta'' \lambda'' \Delta T L / \Delta h \rho'' g \Delta \rho)^{1/4},$$

$$(26) \quad L = \{\sigma / (g \Delta \rho)\}^{1/2},$$

$$(27) \quad C_a = 1,9 \text{ bis } 2,6 \text{ je nach Wert von } \beta \text{ (siehe Gl. (12)).}$$

Aufgrund von Experimenten fand Berenson $C_a = 2,35$ als optimalen Koeffizienten.

Für den Wärmeübergangskoeffizienten α erhält man

$$(28) \quad \alpha = \lambda'' / a.$$

Dies Ergebnis hat formal die gleiche Gestalt wie das für die vertikale Wand, die Wandhöhe L bzw. die Durchmesser D von Kugeln oder Zylindern sind hier nur durch die Taylor-Länge L nach Gl. (26) ersetzt. Dies sind die wesentlichen geometrischen Längen einer vertikalen Wand, einer Kugel, eines Zylinders bzw. der Blasen auf einer horizontalen Wand.

2.3 Die minimale Film-Siede-Temperatur

Für die Ausbildung einer groben Vermischung ist es notwendig, daß die heiße Komponente (Schmelze) mit genügend hoher Temperatur in die kalte Flüssigkeit eindringt. Wenn die Temperaturdifferenz $T_H - T_K$ größer ist als ΔT_{\min} , der minimalen Filmsiede-Temperaturdifferenz, dann muß man annehmen, daß die beiden Komponenten anfänglich durch einen Dampf film getrennt werden und sich daher ohne heftigen Wärmeaustausch allmählich vermischen können. Man benötigt also Angaben für ΔT_{\min} .

2.3.1 Minimale Filmsiedetemperatur nach Berenson

Berenson (1961) fand aufgrund seiner Experimente und der in 2.2.2 beschriebenen Modellvorstellung folgende Beziehung für den minimalen Wärmestrom q'' je Flächeneinheit bei Filmsieden:

$$(29) \quad q''_{\min} = 0,09 \rho'' \Delta h (g \sigma \Delta \rho / (\rho' + \rho''))^2)^{1/4}$$

Zusammen mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α gemäß Kap. 2.2.2 folgt

$$\Delta T_{\min} \equiv q''_{\min} / \alpha,$$

$$(30) \quad \Delta T_{\min} = 0,127 (\rho'' \Delta h / \lambda'') \cdot (g \Delta \rho / (\rho' + \rho''))^{2/3} (\sigma / (g \Delta \rho))^{1/2} (\eta'' / \Delta \rho)^{1/3} \cdot (\eta'' / (g \Delta \rho))^{1/3}.$$

Er fand dabei gute Übereinstimmung dieser Korrelation mit Messungen für zwei organische Flüssigkeiten. Im folgenden wird diese Korrelation mit $\Delta T_{\min, B}$ bezeichnet.

2.3.2 Minimale Filmsiedetemperatur nach Henry

Henry (1974) zeigte, daß die von Berenson angegebene minimale Filmsiedetemperaturdifferenz $\Delta T_{\min, B}$ nur für isotherme Heizflächen gilt. D.h., Gl. (30) setzt voraus, daß die Wand aus einem ideal leitenden Material besteht. Bei nicht idealen Materialien ist die Wandoberflächentemperatur jedoch wie in Kap. II.1 erläutert niedriger und abhängig vom Verhältnis der Wärmeeindringkoeffizienten $(\beta'/\beta_w)^{1/2}$ der Flüssigkeit und des Wandmaterials.

Weiter berücksichtigt die Theorie von Berenson nicht die erforderliche Wärme zur Verdampfung von Restfilmen, wie sie an der Oberfläche der Wand bei gelegentlichen Filmzusammenbrüchen entstehen. Diese Restfilme verursachen eine weitere Abkühlung der Wand und zwar um so stärker je größer das Verhältnis $\Delta h/(c_w \Delta T_{\min, B})$ ist.

Aufgrund dieser Überlegungen und einer Reihe von Experimenten schlug Henry (1974) folgende Korrelation vor:

$$(31) \quad (T_{\min} - T_{\min, B}) / (T_{\min, B} - T') = 0,42 \{ (\beta'/\beta_w)^{1/2} \cdot \Delta h / (c_w \Delta T_{\min, B}) \}$$

Auf die Schwierigkeiten einer experimentellen Verifikation dieser Korrelation, wie sie Ladisch (1980) festgestellt hat, wurde bereits in Kap. II.1.4 hingewiesen.

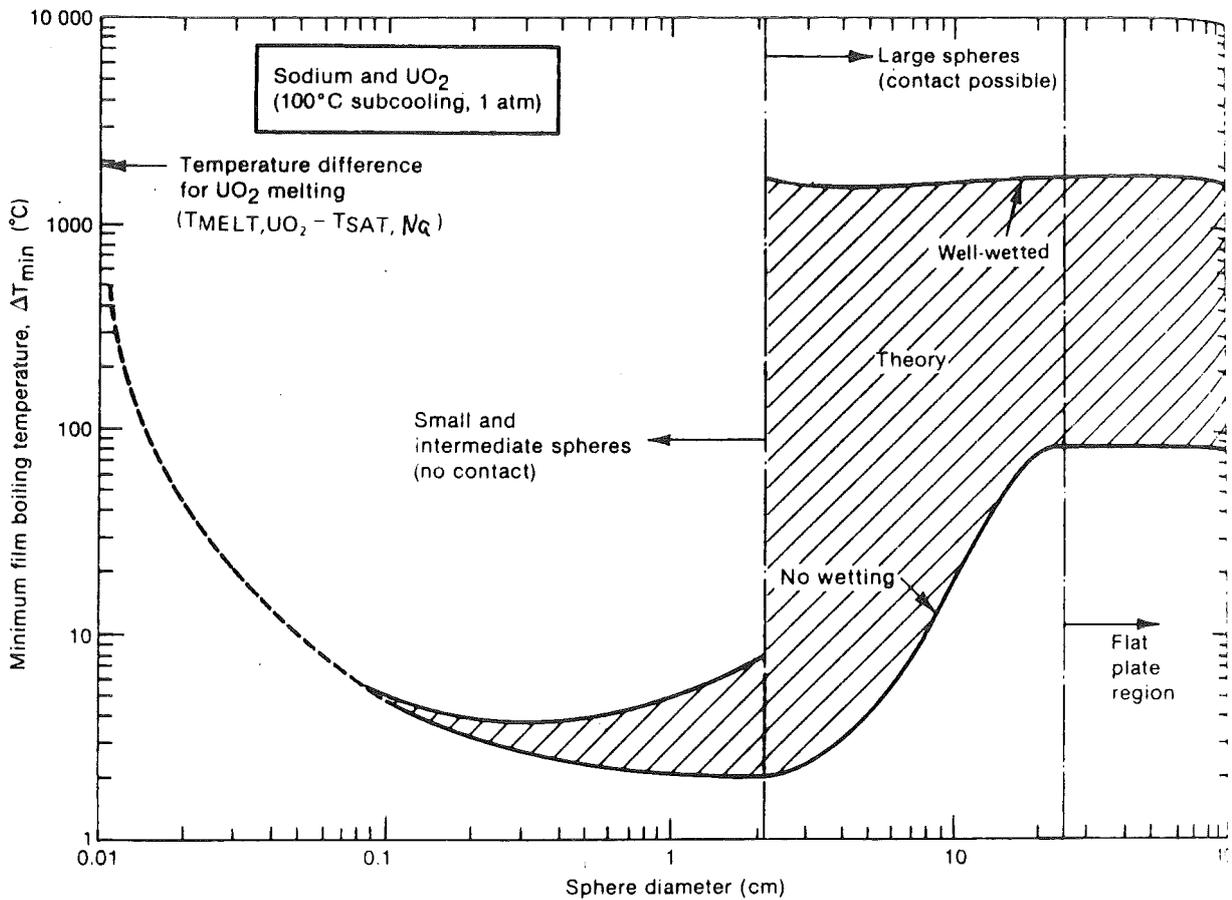
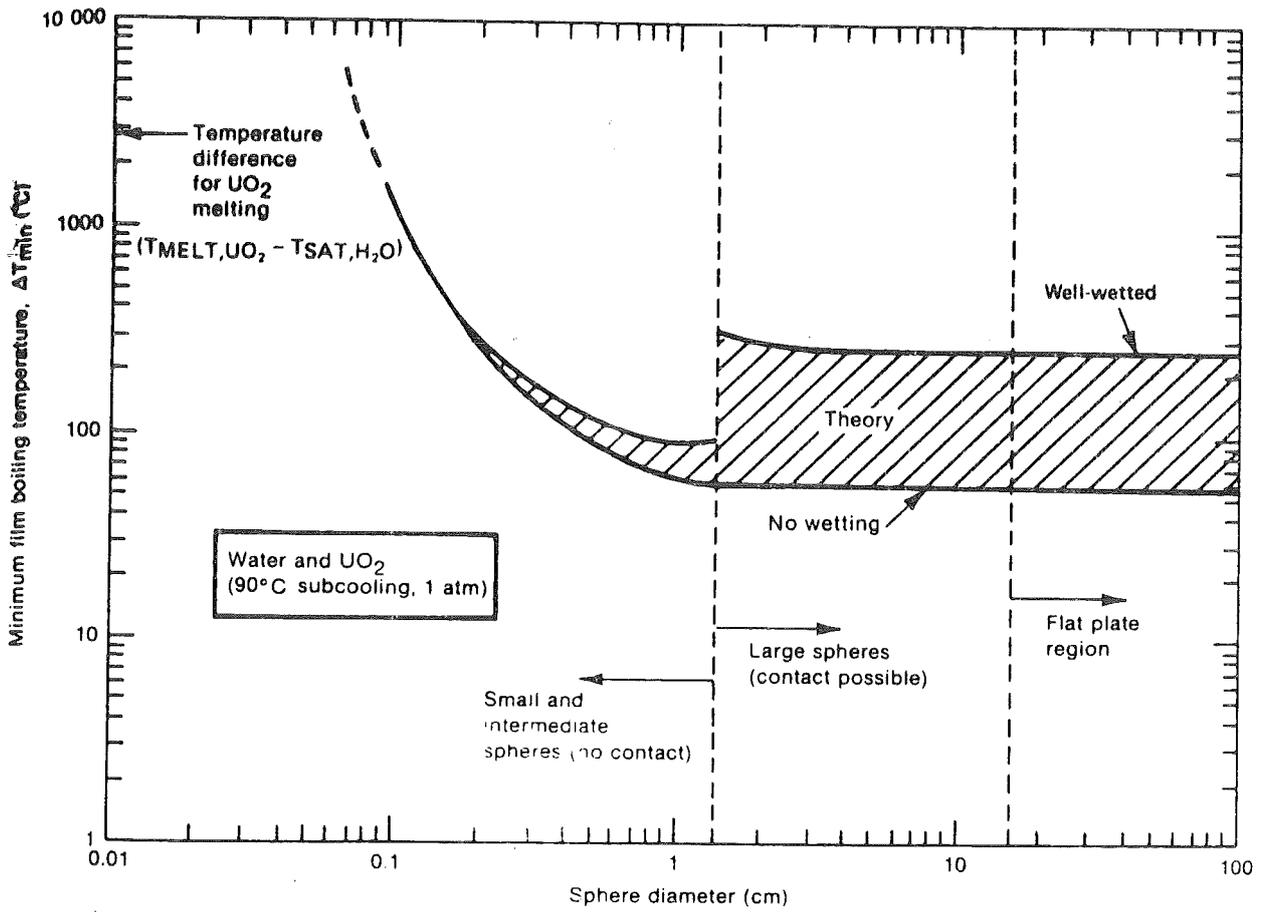


Abb. 7: Minimale Filmsiede-Temperaturdifferenz für UO_2 -Tropfen in Wasser (oben) und Natrium (unten) als Funktion des Kugel-Durchmessers nach Gunnerson & Cronenberg (1980b).

2.3.3 Minimale Filmsiedetemperatur nach Gunnerson & Cronenberg (1980)

Die Korrelation von Henry beruht auf der von Berenson und gilt folglich nur für horizontale Wände oder Oberflächen mit zumindest sehr großen Krümmungsradien. Weiter berücksichtigt sie nicht die Effekte einer Unterkühlung der verdampfenden Flüssigkeit sowie von makroskopischen Strömungen zwischen der Flüssigkeit und der Heizfläche. Gunnerson & Cronenberg (1980a,b) haben versucht, diese Effekte in einer verallgemeinerten Korrelation zu berücksichtigen. Wir wollen hier die formelmäßig umfangreiche Korrelation nicht wiederholen sondern reproduzieren nur zwei ihrer Ergebnis-Abbildungen in Abb. 7. Diese Abbildungen zeigen ΔT_{\min} für UO_2 -Kugeln in Wasser bzw. in Natrium als Funktion des Kugeldurchmessers. Das schraffierte Band kennzeichnet die Unsicherheit der Korrelation infolge ungenauer Kenntnisse bezüglich des Benetzungsverhaltens zwischen UO_2 und Wasser bzw. Natrium, wenn es zum Flüssig-Flüssig-Kontakt kommt.

Gunnerson & Cronenberg (1980b) zeigen, daß das Unsicherheitsband etwa mit dem Intervall zwischen der Siedetemperatur und der homogenen Keimbildungstemperatur der kalten Flüssigkeit zusammenfällt. Man kann also die Kriterien von Fauske für eine Dampfexplosion als Kriterien für das Auftreten von Filmsieden uminterpretieren.

Eine wesentliche praktische Schlußfolgerung aus diesen Korrelationen ist die, daß beim Eintauchen von flüssigem UO_2 sowohl in Wasser als auch in Natrium (bei Temperaturdifferenzen oberhalb 300 C) mit Filmsieden zu rechnen ist.

Über Vergleiche der theoretischen Korrelationen mit Experimenten berichten Gunnerson & Cronenberg (1980a). Einzelheiten finden sich bei Gunnerson (1979). In Anbetracht des sehr breiten Unsicherheitsbandes insbesondere bei dem System UO_2 -Natrium sind weitere Experimente erforderlich.

3. Wirbelschicht-Kriterien

3.1 Kutateladze-Kriterium

Wenn es zur Ausbildung einer groben Vermischung kommt, dann kann diese entweder als eine stabile Wirbelschicht bestehen bleiben oder allmählich sich absetzen und in eine geschichtete Situation übergehen. Welche dieser Strömungsformen auftreten wird, kann man mit Hilfe des von Kutateladze (1972) und Fauske (1975) angegebenen Kriteriums entscheiden. Maßgebend ist hierfür die Kutateladze-Zahl, K :

$$K^4 = \frac{\rho_Z j^2}{\{g(\rho_S - \rho_L)(\sigma / (\rho_Z j^2))\}}$$

Hierbei sind

ρ_Z = die Dichte der zusammenhängenden Phase

ρ_S = die Dichte der schweren Phase

ρ_L = die Dichte der leichten Phase

g = die Erdbeschleunigung

σ = die Oberflächenspannung

j = 'superficial' Geschwindigkeit = Massenstrom / (Dichte • Fläche) der leichteren Phase.

Man erkennt leicht, daß K^4 das Verhältnis ist aus dem dynamischen Druck $\rho_Z j^2$, der von der mit der Geschwindigkeit j strömenden zusammenhängenden Phase auf die Partikel (Blasen oder Tropfen) ausgeübt wird und der Auftriebs- bzw. Schwerekraft der Partikel. Das Verhältnis $d = \sigma / (\rho_Z j^2)$ charakterisiert den maximal stabilen Durchmesser der Partikel.

Tabelle 1: Kritische Werte der Kutateladze-Zahl nach Fauske (1975)

Art des Übergangs	K
Zusammenbruch von Blasenströmung	$\approx 0,3; \rho_Z = \rho_S$
Zusammenbruch des "Churn turbulent flow", d.h. einer Wirbelschicht aus schweren Tropfen in einer leichten Flüssigkeit	$\approx 0,14, \rho_Z = \rho_L$
Welligwerden eines Flüssigkeitsfilms	$\approx 3; \rho_Z = \rho_L$
Abreißen eines Flüssigkeitsfilms	$\approx 3,7; \rho_Z = \rho_L$

Der Übergang zur Wirbelschicht erfolgt, wenn $K \geq 0,3$, siehe Tabelle 1.

Es sei allerdings angemerkt, daß es weitere Bedingungen für das Entstehen einer Wirbelschicht gibt. Siehe hierzu Brauer (1971).

Im folgenden wenden wir das Kutateladze-Kriterium auf die Situation von fallenden UO_2 -Tropfen (S) an und zwar zunächst in Wasserdampf (L).

Für eine volumenbeheizte Schüttung im stationären Zustand wird die zugeführte Wärme Q je Volumeneinheit zur Erzeugung von Dampf aufgebraucht. Daraus folgt

$$j = Q\alpha z / (\rho_L \Delta h)$$

Hierbei ist α der mittlere Volumenanteil der wärmeabgebenden Phase, z die Schüttungshöhe, Δh die Verdampfungswärme und ρ_L die Dampfdichte.

Mit den geschätzten Parameterwerten

$$Q = 0,03 \cdot 8000 \text{ kg/m}^3 \cdot 4000 \text{ MW/100t}$$
$$= 9,6 \text{ MW/m}^3,$$

$$\rho_L = 0,6 \text{ kg/m}^3 \text{ (Wasserdampf)}$$

$$\rho_S = 8700 \text{ kg/m}^3 \text{ (fl. } UO_2)$$

$$\sigma = 0,513 \text{ N/m (fl. } UO_2)$$

$$\alpha = 0,1 \text{ Volumenanteil } UO_2$$

$$z = 0,5 \text{ m Schüttungshöhe}$$

$$\Delta h = 2260 \text{ kJ/kg Verdampfungswärme}$$

folgt

$$j = 0,14 \text{ m/s}$$

$$K = 0,007$$

D.h., der Dampf allein trägt die UO_2 -Tropfen nicht. Ein Nachteil dieser Modellvorstellung ist der, daß zwar Wasser vorhanden sein muß, um den Dampf zu bilden, daß aber andererseits das Vorhandensein von Wasser mit seiner im Vergleich zum Dampf relativ hohen Dichte nicht in das obige Kriterium eingeht.

3.2 Dampffilm-getragene Schmelzetropfen

Eine andere Schichtungsform wäre die, daß die UO_2 -Tropfen in einem Wasserbad durch den sie umgebenden Dampffilm getragen werden. Nach Gunnerson & Cronenberg (1980a) werden kleine Schmelztropfen von einem Dampffilm mit Blasendurchmesser

$$D_B = \{6D_S\sigma/(\Delta\rho g)\}^{1/3}$$

umgeben. Eine Bilanz von Auftrieb und Schwerkraft liefert

$$D_k = \{6\sigma/(\rho_S g)\}^{1/2}$$

als kritischen Durchmesser für die gerade noch vom Dampffilm getragenen Schmelztropfen.

Mit den Parameterwerten

$$\sigma = 0,0728 \text{ N/m (Wasser)}$$

$$\rho_S = 8700 \text{ kg/m}^3 \text{ UO}_2 \text{ Schmelzedichte}$$

$$g = 9,81 \text{ m/s}^2 \text{ Erdbeschleunigung}$$

folgt

$$D_k = 2,3 \text{ mm.}$$

D.h., Schmelzetropfen mit einem Durchmesser größer als 2,3mm (und solche sind wahrscheinlich) werden trotz des sie umgebenden Dampffilms im Wasser zu Boden sinken.

Die kleineren Schmelzpartikel werden dagegen sehr rasch abkühlen und verkrusten, so daß diese nicht zu einer großen Dampfexplosion führen können.

Die Ausbildung einer Wirbelschicht und also eines stationären grob vorvermischten Systems mit schmelzflüssigen Tropfen ist damit unwahrscheinlich.

Bei hohem Druck ist die Dampfdichte größer und damit die Auftriebskraft kleiner. Auch nimmt die Oberflächenspannung mit dem Druck (im Sättigungszustand) ab, wodurch der kritische Durchmesser kleiner wird. Beide Effekte haben zur Folge, daß die Tendenz zur Bildung einer Wirbelschicht mit dem Druck abnimmt.

VI ZUM ABLAUF EINES KERNSCHMELZUNFALLS IN EINEM DRUCKWASSERREAKTOR

1. Einleitung

=====

Die heute zur Energieerzeugung im großtechnischen Maßstab vorwiegend eingesetzten Reaktoren sind Leichtwasserreaktoren und hier insbesondere Druckwasserreaktoren, siehe Abb. 1. Sie sind gegen Störungen nach bestem Stand des Wissens in der Technik geschützt (Smidt, 1979). Zur Beherrschung gravierender Störfälle (z.B. Kühlmittelverlust durch Bruch einer Hauptkühlmitteleitung des Primärkreislaufes) werden in den Kraftwerken Notspeisevorrichtungen angebracht, die bei gegenseitiger Unabhängigkeit mit einer Redundanz von 4 mal 50 % vorhanden sind. Nach menschlichen Ermessen ist damit ein solcher Störfall sicher beherrschbar. Sollte dennoch der Fall eintreten, daß der Reaktorkern ungekühlt stehen bleibt, dann kann es zum Aufheizen und Abschmelzen des Kerns kommen. Es ist in der Folge dann auch zu untersuchen, ob es zu einer Dampfexplosion kommen kann.

Für Druckwasserreaktoren vom Typ Biblis B (1300MWe) hat die Deutsche Risikostudie (1979) ergeben, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Dampfexplosion kleiner als $2 \cdot 10^{-6}$ pro Jahr und Kraftwerk ist. Man bezeichnet solche Unfälle daher als hypothetisch. Allerdings sind die berechneten Unfallfolgen ("Kollektivschäden") wegen der großen Freisetzung radioaktiven Materials nach einer Dampfexplosion besonders groß.

Vermutlich sind die so abgeschätzten Wahrscheinlichkeiten und Unfallfolgen unrealistisch hoch. Beispielsweise wird in der Risikostudie, wie auch in der Rasmussen-Studie, angenommen, daß, wenn es überhaupt zu einer Kernschmelze kommt, mit 100 % Wahrscheinlichkeit zumindest 20 % des Kerns erschmolzen werden. Diese Masse soll dann weiter ausreichen, daß es mit 10 % Wahrscheinlichkeit zu einer Dampfexplosion kommt und daß 10 % dieser Ereignisse zu einer Zerstörung des Sicherheitsbehälters führen. Offensichtlich wird hier nur die vorhandene Unkenntnis mit Wahrscheinlichkeiten quantifiziert.

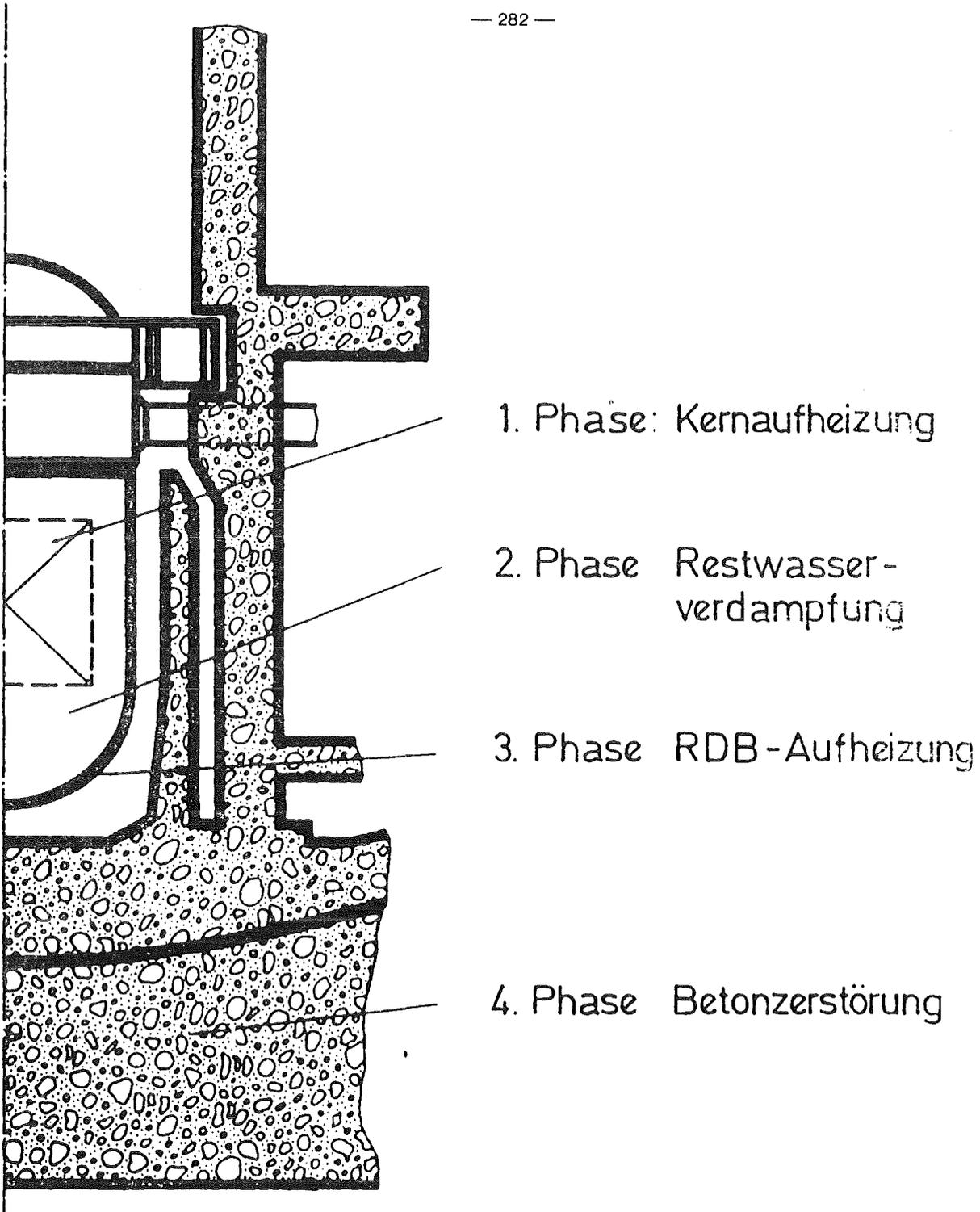


Abb. 2: Die vier Phasen eines Kernschmelzunfalls.

Hennies, Hosemann & Mayinger (1981) gehen soweit, daß sie feststellen, "daß die Dampfexplosion als Mechanismus für eine frühe Aktivitätsfreisetzung bei Kernschmelzunfällen heute ausgeschlossen werden kann". Nach kurzer Diskussion fassen sie zusammen: "Große Dampfexplosionen sind aus mehreren physikalischen Gründen unmöglich. Postuliert man aber dennoch große Dampfexplosionen - und zudem mit zu hohem Wirkungsgrad -, so wird die Integrität des Sicherheitsbehälters selbst dann nicht verletzt." Eine Reihe von Argumenten für diese Schlußfolgerungen wurde von Mayinger (1981) zusammengestellt. Diese Argumente beruhen vor allem auf Plausibilitäts Gesichtspunkten. Sie können noch nicht in jeder Beziehung als wissenschaftlich abgesichert gelten. Ergänzende Untersuchungen wurden von Stevenson (1980), Zeitner et al. (1981) sowie Corradini et al. (1981, 1982) vorgelegt. In den letzteren Arbeiten sind die Schlußfolgerungen nicht ganz so eindeutig.

2. Unfallabläufe, bei denen Dampfexplosionen denkbar sind

=====

Voraussetzung für eine Dampfexplosion ist das Vorhandensein einer mehr oder weniger vollständigen Kernschmelze. In der Deutschen Risikostudie wurde angenommen, daß ein Versagen der Notkühlung automatisch zum Kernschmelzen führt. Diese Annahme ist nach heutigen Kenntnissen zu pessimistisch (Mayinger 1982). Im folgenden wird jedoch diese Annahme unterstellt.

Der Ablauf des Kernschmelzens wird häufig in vier Unfallphase unterteilt (Hassmann 1977, Reimann & Hassmann, 1981), nämlich in 1) Kernaufheizung, 2) Restwasserverdampfung, 3) RDB-Aufheizung und 4) Betondurchdringung, siehe Abb. 2.

Zu einer Kernschmelze kann es auf verschiedenen "Störfallpfaden" kommen. Man unterscheidet vor allem den Hochdruckpfad und den Niederdruckpfad. Weitere Pfade ergeben sich, wenn man realistischerweise annimmt, daß der Mensch in den Störfall eingreift. Hierzu ist wenig bekannt. Nach der Deutschen Risikostudie (1979) hat der Hochdruckpfad eine etwa hundert mal größere Eintrittswahrscheinlichkeit im Vergleich zum Niederdruckpfad. Dennoch lag der Schwerpunkt der Untersuchungen in der Vergangenheit stärker auf dem Niederdruckpfad. Hier findet gegenwärtig eine Schwerpunktsverlagerung statt.

Niederdruckpfad des KSU

Einleitendes Ereignis

2-F Bruch mit Versagen der Niederdruck — Notkühlung

1. Phase: Kernaufheizung

20 min nach Blowdown: Wasserstand an Stützenunterkante des RDB

1 h: Wasserstand an Kernoberkante

1³/₄ h: ~ 50% des Kerns erschmolzen, Kernabsturz

2. Phase: Restwasserverdampfung

kurzfristig Möglichkeit der Dampfexplosion

2¹/₂ - 3 h: Ausbildung eines Schmelzsees im RDB

3. Phase: Aufheizung des RDB

3 - 3¹/₂ h: thermisches Versagen des RDB

Abb. 3: Zeitlicher Ablauf des Niederdruckpfades eines Kernschmelzunfalls (KSU) nach Reimann & Hassmann (1981).

a) Niederdruckpfad (Abb. 3)

Bei mittleren und großen Lecks fällt der Druck im Reaktordruckbehälter (RDB) rasch auf Werte nahe dem Druck im Sicherheitsbehälter. Die Druckspeicher- und Niederdruckeinspeisung werden die Nachzerfallswärme zunächst abführen und also den Kern zunächst kühlen. Wenn danach jedoch die Umschaltung auf Sumpfbetrieb nicht funktioniert, dann wird der RDB allmählich ausdampfen und der Kern zu schmelzen beginnen.

Dampfexplosionen sind hier in folgenden Zusammenhängen zu betrachten:

- Beim Herabfallen der geschmolzenen Kernmassen in das noch vorhandene Restwasser im unteren Plenum des RDB kommt es mit großer Wahrscheinlichkeit zu kleinen Dampfexplosionen. Ob es hierbei auch zu einer großen Dampfexplosion kommt, die den RDB gefährden kann, ist die wesentliche offene Frage. Kleinere Dampfexplosionen hätten jedoch auch Auswirkungen auf das Risiko, da sie die im Kern vorhandenen radioaktiven Substanzen in den Sicherheitsbehälter blasen und den Anteil an luftgetragener Aktivität erhöhen können, so daß beim späteren eventuellen Versagen des Sicherheitsbehälters durch Überdruck mehr Radioaktivität ausgetragen wird.
- Nach dem Durchschmelzen der Kernschmelze durch RDB und einen Teil des Betons kommt es zum Sumpfwassereinbruch. D.h. Wasser strömt von der Seite her auf die Schmelze. Eine Dampfexplosion würde hierbei direkt den Sicherheitsbehälter belasten.
- Wenn der Sumpfwasserbetrieb wieder in Gang gebracht werden kann bevor der Kern herabgeschmolzen ist, werden "Schmelznester" im Kern in Kontakt mit Wasser kommen. Dieser Fall wurde bisher nicht untersucht. Es dürfte wohl stets richtig sein, Wasser zur Kühlung herbeizubringen. Interessant ist jedoch die Frage, mit welcher Geschwindigkeit man tunlichst fluten sollte. Rivard & Haskin (1981) weisen auf die Gefahr hin, daß sich beim Fluten der stark erhitzten Kernbereiche mit Wasser eine so starke chemische Zirkon-Wasser-Reaktion (siehe unten) einstellt, daß das Fluten erst recht zu einem zeitweiligen Schmelzen führen kann.

Hochdruckpfad des Kernschmelzenunfalls

Einleitendes Ereignis:

Ausfall der Eigenbedarfs-Energieversorgung;
Ausfall der Notstromeinrichtungen.

1. + 2. Phase:	Ausdampfen und Kernaufheizung Ausdampfen über Druckentlastungsventil
2 ^{1/2} h:	Wasserstand an Kernoberkante
3 ^{1/2} - 4 h:	Versagen der Kerntagestruktur
3. Phase:	Aufheizung des RDB
4 - 4 ^{1/2} h:	thermisches Versagen des RDB, Druckentlastung

Abb. 4: Zeitlicher Ablauf des Hochdruckpfades eines Kernschmelzunfalls (KSU) nach Reimann & Hassmann (1981).

b) Hochdruckpfad (Abb. 4)

Bei Ausfall der sekundärseitigen Wärmesenke kommt es zum Ausdampfen des RDB. Der Dampf wird dabei über das Entlastungsventil abgeblasen. Der Druck bleibt nahe beim Betriebsdruck, so daß die Hoch- und Niederdruckeinspeisungen nicht ansprechen.

Wenn der Kern trockengelegt ist, kommt es ähnlich wie beim Niederdruckpfad zum Kernschmelzen und zum Kontakt mit dem Wasser im unteren Plenum.

Eine Dampfexplosion bei hohem Druck ist nicht so wahrscheinlich wie bei niedrigem Druck (Vorvermischung und Fragmentation sind weniger effektiv). Die Schmelze wird also das restliche Wasser verdampfen und dann die RDB-Kalotte durchschmelzen.

Im Moment des Durchschmelzens kommt es zum Blowdown von Schmelze und Dampf. Zu diesem Vorgang wurden bisher nur sehr wenige Untersuchungen durchgeführt, siehe Klöckner et al. (1980). Unmittelbar nach der Druckentlastung setzen die Hoch- und Niederdruck-Notkühlsysteme ein und eine große Masse Wasser wird auf die gerade ausgeströmte Schmelze fallen. (Das Notkühl-Niederdrucksystem speist nach Smidt, 1979, Tabelle 3.6, 1480 m^3 mit einem Volumenstrom von ca. 1200 kg/s und einer Förderhöhe von 9 bar ein.) Ob es hierbei zu einer, möglicherweise den Sicherheitsbehälter beschädigenden Dampfexplosion kommen kann, ist nicht bekannt.

Eine Wechselwirkung mit dem Sumpfwasser ist im weiteren Verlauf hier genauso wie im Niederdruckpfad zu untersuchen. (Siehe hierzu Fritz 1981.)

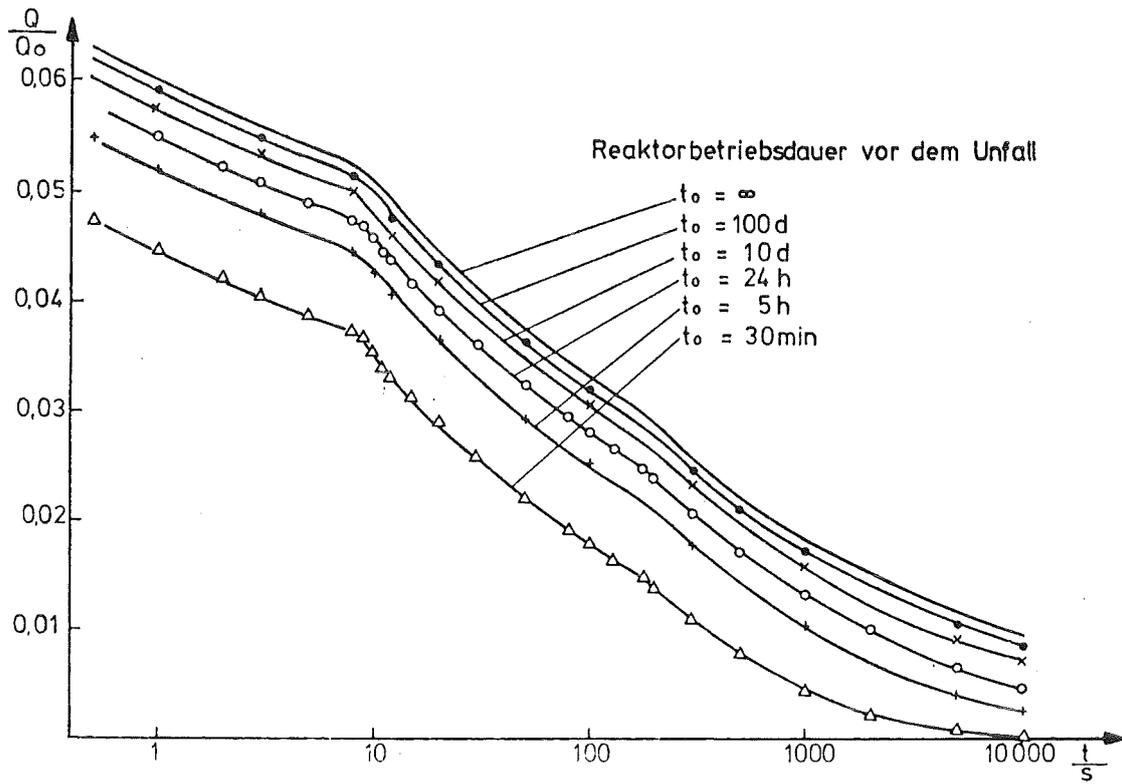


Abb. 5: Nachzerfallswärmequellstärke Q bezogen auf die thermische Betriebsleistung Q_0 in Abhängigkeit von der Reaktorbetriebsdauer bis zum Unfall (nach Shure, entnommen aus Körber, 1980, Abb. 3.10).

3. Über das Aufschmelzen des Kerns

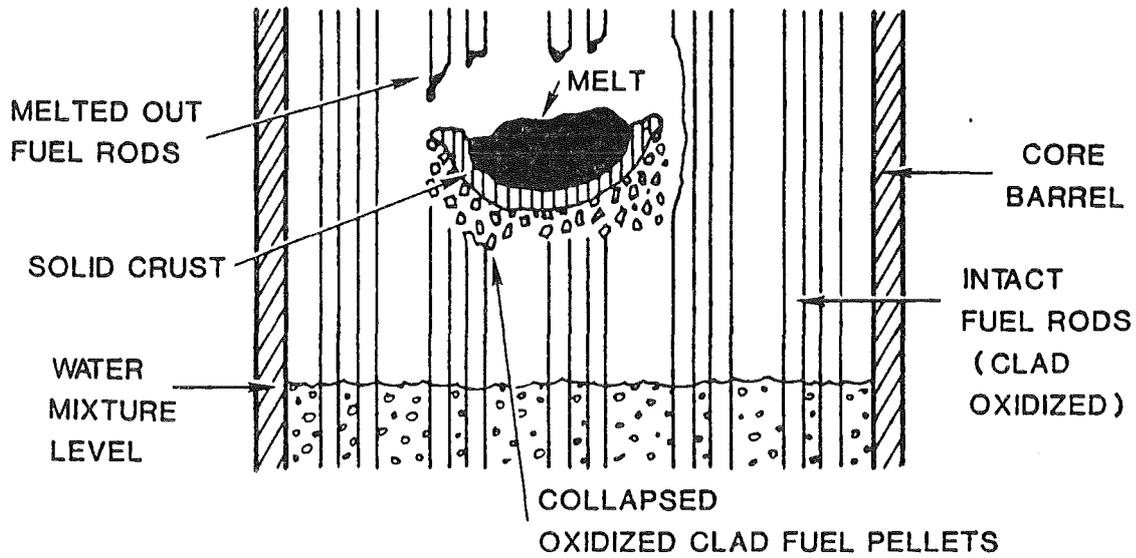
=====

Das Schmelzen des Reaktorkerns wurde zuerst im Rahmen der bekannten Rasmussen-Studie untersucht. Der hierzu entwickelte Code BOIL wurde auch in der Deutschen Risikostudie (1980) benutzt und beschrieben. Dieser Code berechnet im wesentlichen die Aufheizung und das daraus folgende Schmelzen des Kerns in mehreren axialen und radialen Zonen, wobei Wärme- und Material-Transportvorgänge nur sehr grob beschrieben werden. Eine recht umfangreiches Kernschmelzmodell wurde in dem Programmsystem MELSIM, siehe z.B. Körber (1980), realisiert. Im folgenden wird der heutige Kenntnisstand qualitativ berichtet, wobei vorwiegend aus der Arbeit von Körber (1980), teilweise aus der von Corradini & Swenson (1981) bzw. Corradini et al. (1981) zitiert wird.

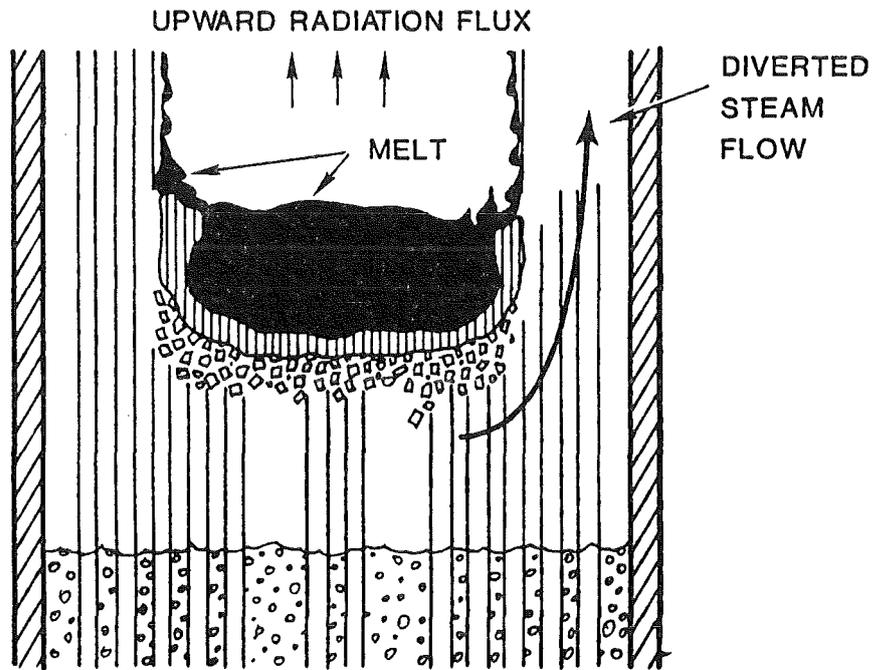
Ein Ergebnis der Deutschen Risikostudie zum zeitlichen Ablauf eines Referenz-Kernschmelzenunfalls auf dem Niederdruckpfad zeigt Abb. 3. Der Unfall beginnt, wenn die Notkühl-Niederdrucksysteme bei Umschalten auf den Sumpfbetrieb ausfallen. Etwa 20 Minuten nach dem Blowdown ist der RDB bis zur Stützenunterkante geflutet. Nach einer knappen Stunde ist der Restwasserspiegel auf das Niveau der Kernoberkante abgefallen. Sinkt der Wasserspiegel weiter ab, so reicht nach einiger Zeit der im benetzten Bereich des Kerns erzeugte Dampf-Massenstrom nicht mehr aus, die Nachwärmeleistung abzuführen.

Der radiale Temperaturverlauf in einem Brennstab flacht sich nach der Reaktorabschaltung innerhalb von Sekunden stark ab. Durch die Nachzerfallswärme, siehe Abb. 5, heizen sich die Brennstäbe im trockenen Teil des Kerns auf. Dieser Vorgang wird durch vorbeiströmenden Dampf etwas gebremst. Wenn kein Wasser nachgespeist wird, ist die Dampferzeugungsrate gering und es muß mit einem Temperaturanstieg von 1 bis 2 K/s gerechnet werden. Der Stabinnendruck sorgt dafür, daß je nach Abbrand bei Temperaturen ab 1000 K die Brennstabhüllen aufblähen und reißen.

Damit entweichen zu diesem Zeitpunkt die flüchtigen Spaltprodukte, wodurch sich in den betroffenen Brennstäben die Wärmequellen etwas reduzieren. Andererseits können die verengten Kühlkanäle die



(a) FORMATION OF A SMALL MOLTEN POOL

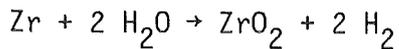


(b) RADIAL AND AXIAL GROWTH OF THE MOLTEN POOL

Abb. 6: Modellvorstellung von Corradini & Swenson (1981) über das Entstehen eines Schmelzsees im Kern.

Dampfströmung durch den Kern beeinflussen. Der Dampf wird dadurch auf die noch intakten Kanäle am kühleren Kernrand abgedrängt, wo er als zusätzliche Wärmesenke wirkt.

Bei der Aufheizung der Zirkaloy-Hüllen werden im Laufe der Zeit solche hohe Temperaturen erreicht, daß eine rasche chemische Reaktion



einsetzt (Hesson et al., 1970). Die Reaktion ist stark exotherm; es werden etwa $6,9 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ Zr freigesetzt. Bezüglich der Reaktionsgeschwindigkeit siehe Körber (1980), S. 48 f. Die Reaktion trägt stark zu einer schnelleren Aufheizung der Stäbe bei. Infolge der Reaktion wird der Dampf in Wasserstoff umgewandelt. Die Dampfkonzentration nimmt dadurch von unten nach oben ab, so daß die chemische Reaktion schließlich fast nur noch unten im Kern stattfinden kann. Hier wächst die ZrO_2 -Schicht an, was zu Schichtdicken von mehr als der halben Hüllrohrwandstärke führen kann.

Hierzu sind vielleicht ein paar Zahlen ganz illustrativ: Ein DWR enthält ca. 10.000 kg Zirkaloy. Wenn dies vollständig chemisch reagiert, dann werden 144 GJ freigesetzt. Zum Vergleich: Bei einer Nachwärmerate von 1 % der thermischen Leistung von 3765 MW (Smidt 1979, Tab. 3.2) beträgt die freigesetzte Nachwärme in 1 Std. 135 GJ. Allerdings wird es kaum möglich sein, alles Zirkaloy zur Reaktion zu bringen, da dazu eine Wassermasse von

$$\begin{aligned} & 2 \cdot 10\,000 \text{ kg} \cdot (\text{Mol-Gewicht von Zr}) / (\text{Mol-Gewicht von H}_2\text{O}) \\ & \approx 101\,000 \text{ kg} \end{aligned}$$

erforderlich wäre. (RDB-Volumen ca. 160 m^3).

Durch die Erwärmung und Oxidation verlieren die Hüllrohre allmählich ihre Festigkeit. Es muß mit einem Zusammenbrechen der Brennstäbe und ganzer Brennelemente gerechnet werden. Dies wird etwa bei der Schmelztemperatur des Zirkaloy, also zwischen 1300 und 2000 K der Fall sein. Feste Partikel, Brennstofftabletten und Hüllrohrfragmente können im Kühlkanal nach unten fallen und sich teilweise auf der

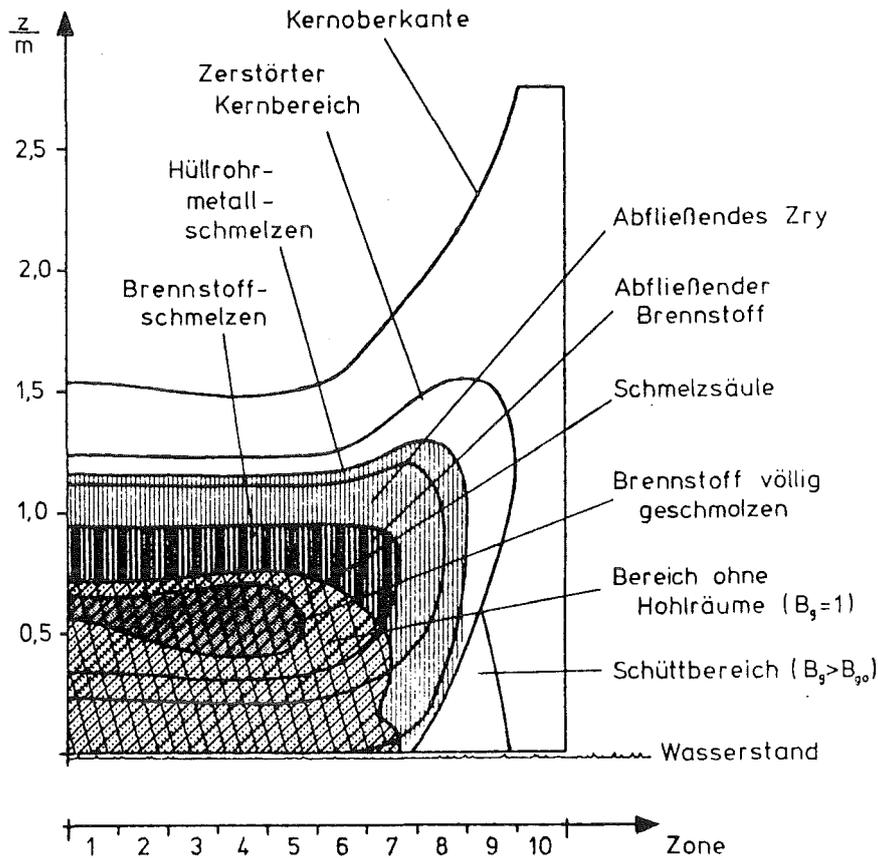


Abb. 7: Mit dem Programm MELSIM von Körber (1980) berechnetes Ergebnis über den Kernzustand unmittelbar vor dem Absturz des Kerns in das untere Plenum. Gezeigt sind Zonen mit verschiedenen Zuständen 1900 s nach Unfallbeginn. Durch abgeflossenes Schmelzgut und Materialverdichtung ist der innere Kernbereich bis auf 1,5 m zusammengesunken. Radial am Kernrand beginnt die Zerstörung jetzt erst.

unteren Brennelement-Endplatte ablagern. Die Abstandshalter sind zu diesem Zeitpunkt möglicherweise nicht mehr funktionsfähig, da die Stege mit einem niedrig schmelzenden Lot verbunden sind.

Mit der weiteren Aufheizung des Schüttungsbereichs wird schließlich die Schmelztemperatur des Zirkaloy-Metalls (2125 K) erreicht. Durch den Verbrauch der Schmelzwärme wird der Temperaturanstieg vorübergehend gebremst. Das flüssige Metall fließt als Rieselfilm durch die Schüttung und erstarrt weiter unten. Damit ist ein starker Wärmetransport von oben nach unten verbunden.

Im Zusammenhang mit Aufschmelzexperimenten ist schon frühzeitig entdeckt worden, daß es unter gewissen Bedingungen an der Innenseite der Hüllrohre zu einer metallurgischen Reaktion zwischen Brennstoff und Hüllmaterial kommt, die schon bei Temperaturen von etwa 1600 K nachgewiesen werden kann. Allerdings ist die Zeitkonstante dieses Vorgangs zu groß, als daß dieser Vorgang bestimmend für den Schmelzvorgang sein könnte. Auch Stabexperimente von Hagen et al. (1978) zeigen das Hüllenschmelzen erst bei etwa 2125 K.

Corradini & Swenson (1981) gehen davon aus, daß die ersten Schmelzprodukte ein Gemisch darstellen werden aus Zr-U-O (Liquidus \approx 2800 K, Solidus \approx 2500 K). Die Temperatur des Materials wird dabei wohl zwischen der Liquidus- und Solidus-Temperatur liegen. Da also die Schmelze nicht stark überhitzt sein kann, ist zu erwarten, daß die Rinnsale bald wieder auf kälterem Hüllmaterial weiter unten anfrieren werden.

Bei noch größeren Temperaturen wird schließlich der Punkt erreicht, bei dem sich auch das noch vorhandene UO_2 verflüssigt. Wie aus Experimenten geschlossen werden kann, wird diese Temperatur wegen der Anwesenheit von Zirkaloy bei etwa 2650 K liegen. Wenn schließlich auch noch das verbliebene ZrO_2 -Skelett geschmolzen ist, kann sich die Schmelze aus diesen Bestandteilen bilden (von Körber CORIUM N genannt).

Die Kernschmelze fließt ein Stückchen ab und erstarrt wieder oder es bildet sich im Kern eine Art Schmelzsee, wenn ein Abfließen infolge verstopfter Kanäle nicht mehr möglich ist. Siehe hierzu Abb. 6.

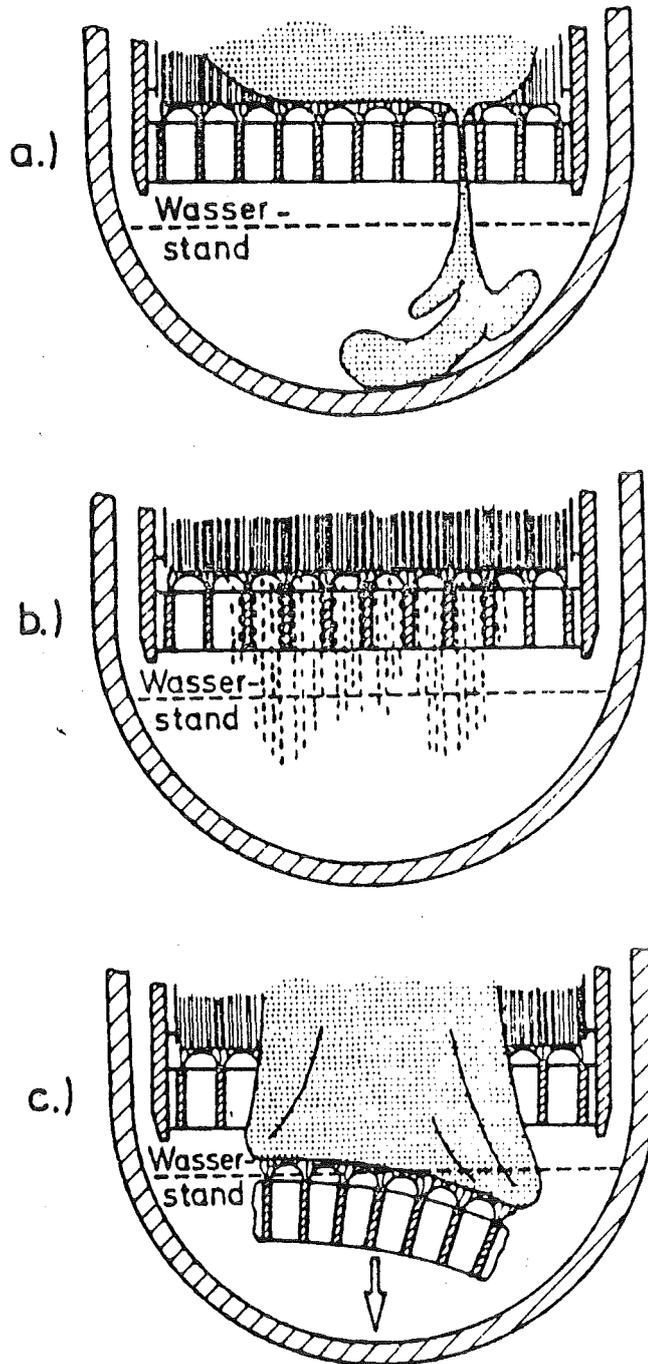


Abb. 8: Vorstellungen zu Versagensmechanismen des Kerns nach Haag & Körber (1980), Abb. aus Mayinger (1981).

Körber (1980) hat eine Reihe von Modellen zur Simulation dieses Schmelzvorganges aufgestellt. Abb. 7 zeigt den damit berechneten Zustand kurz vor dem Kernabsturz.

Für den Ablauf des Unfalls ist die Festigkeit der Strukturen, die die Brennstäbe tragen, sehr wichtig. Ihnen wird, sobald der Kühlmittelspiegel weit genug abgesunken ist, durch Wärmeleitung und -strahlung aus dem Kern Wärme zugeführt und durch vorbeiströmenden Dampf Wärme entnommen. Sobald die Reaktionsfront der Zr-H₂O-Reaktion in ihre Nähe kommt, erfolgt eine raschere Aufheizung. Abgestürztes und abgeflossenes Material stellt eine weitere Wärmequelle dar. Erweichen und Versagen der Brennelement-Platten werden möglich.

Es kommt also schließlich zum Kernabsturz. Für diesen Vorgang wurden bisher verschiedene Mechanismen postuliert:

- lokales Versagen des Kernbehälters
- lokales Versagen der unteren Gitterplatte
- plastisches Fließen der unteren Gitterplatte.

Diese Mechanismen sind in Abb. 8 - 11 illustriert. Sollte Versagen eintreten, so wird das über den Platten lagernde Gemenge aus Stahlstümpfen, Schüttung und CORIUM-Schmelze in das Restwasser abstürzen.

Zuvor wird das Wasser im unteren Plenum beheizt durch

- Wärmeleitung durch die RDB-Wand,
- Wärmestrahlung von der Unterkante des Kerns,
- durch herabfallende Kernbruchstücke, die durch die Brennelement-Füße fallen.

Die ersten beiden Wärmeströme führen nur zu sehr kleinen Verdampfungsraten (0,5 bis 1,5 kg/s). Im Moment des Kernabsturzes muß also damit gerechnet werden, daß die untere Kugelkalotte des RDB noch weitgehend mit Wasser gefüllt ist.

Mit dem Kernabsturz in das Restwasser im untern Plenum des RDB endet die Kernaufheizphase und es folgt der Zeitbereich in dem es zu einer Dampfexplosion kommen könnte.

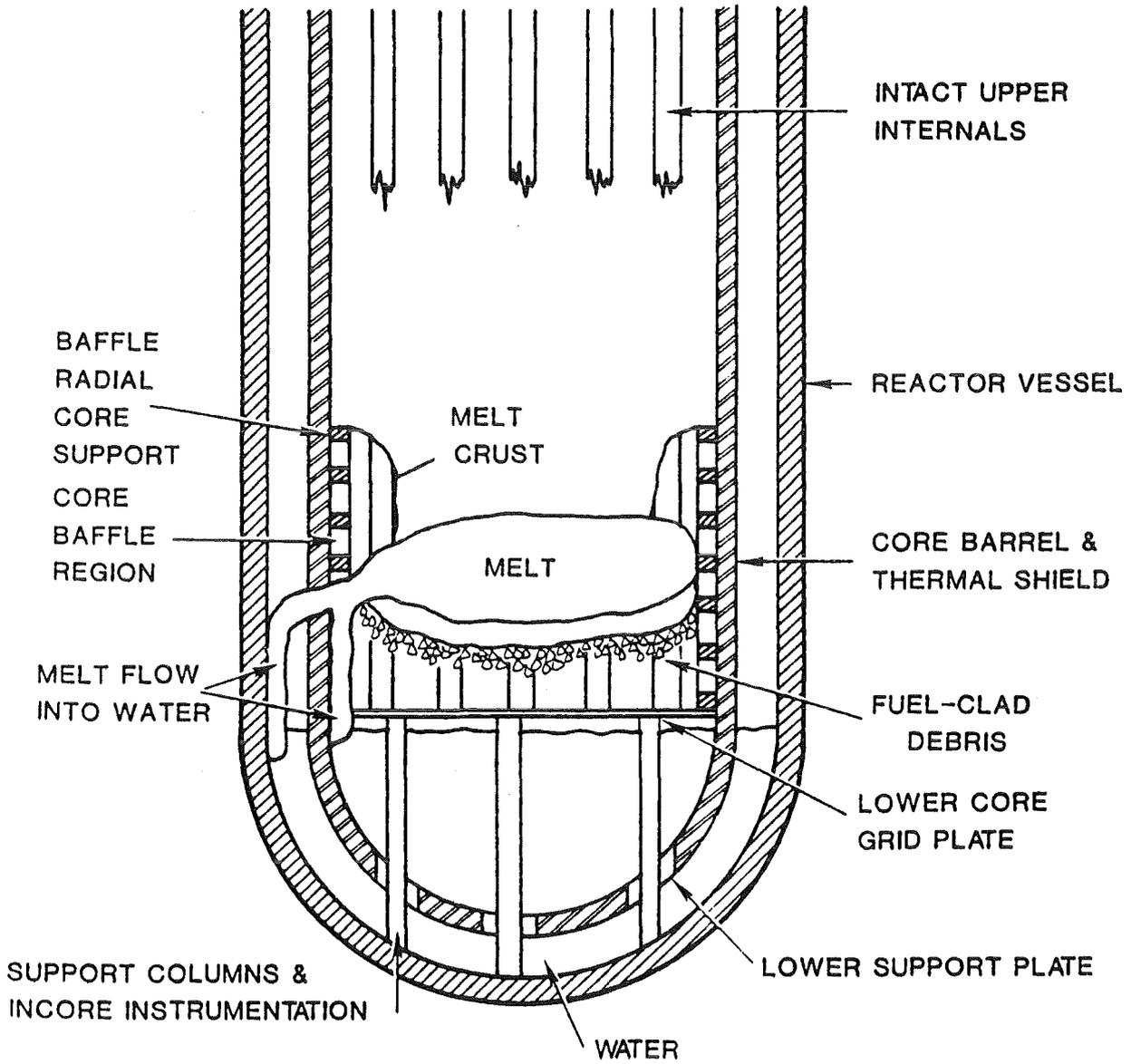


Abb. 9: Eine erste denkbare Kontaktart nach Corradini & Swenson (1981):
Versagen der Kernumfassung und des Kernmantels.

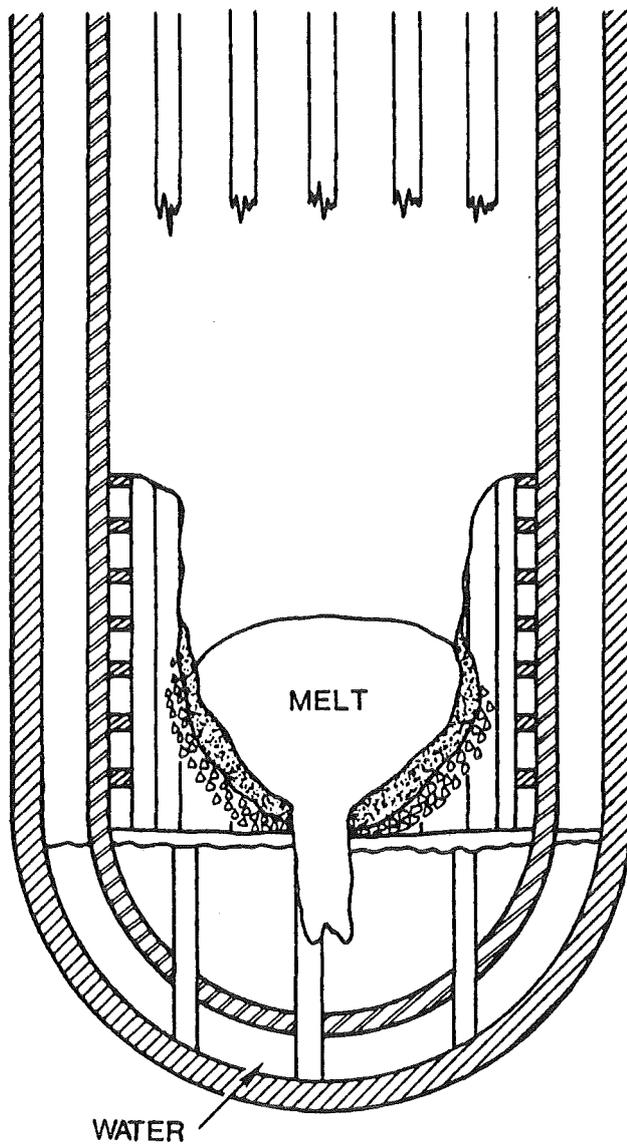
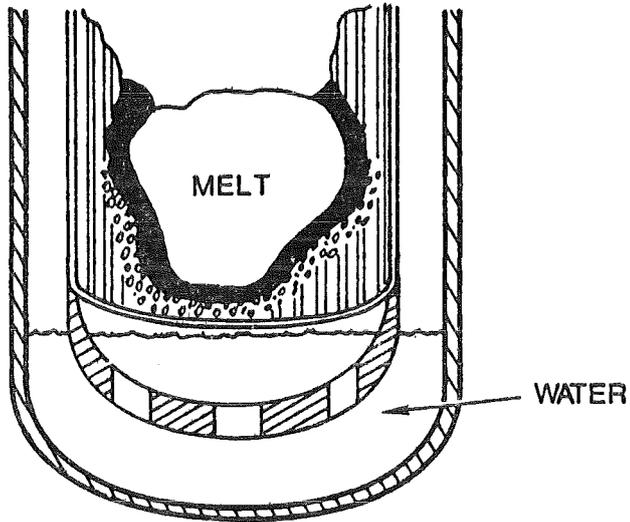


Abb. 10: Eine zweite denkbare Kontaktart nach Corradini & Swenson (1981): Durchschmelzen der unteren Gitterplatte.



GRID PLATE DEFORMS AND WATER IS SLOWLY VAPORIZED

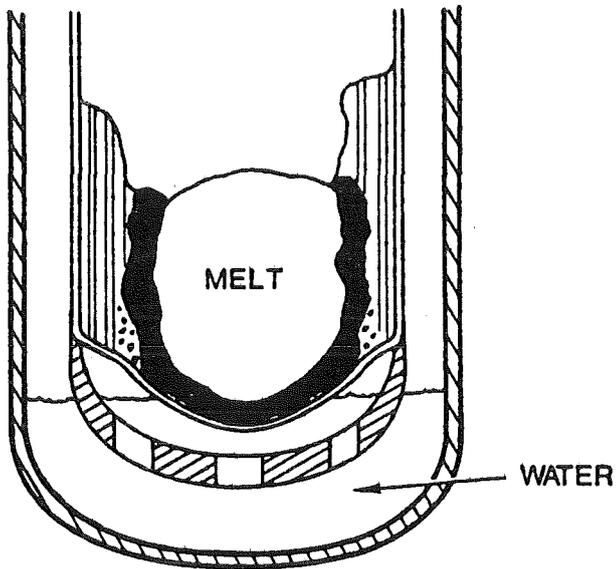


Abb. 11: Eine dritte denkbare Kontaktart nach Corradini & Swenson (1981): Plastisches Kriechen der unteren Gitterplatte und Stützstruktur.

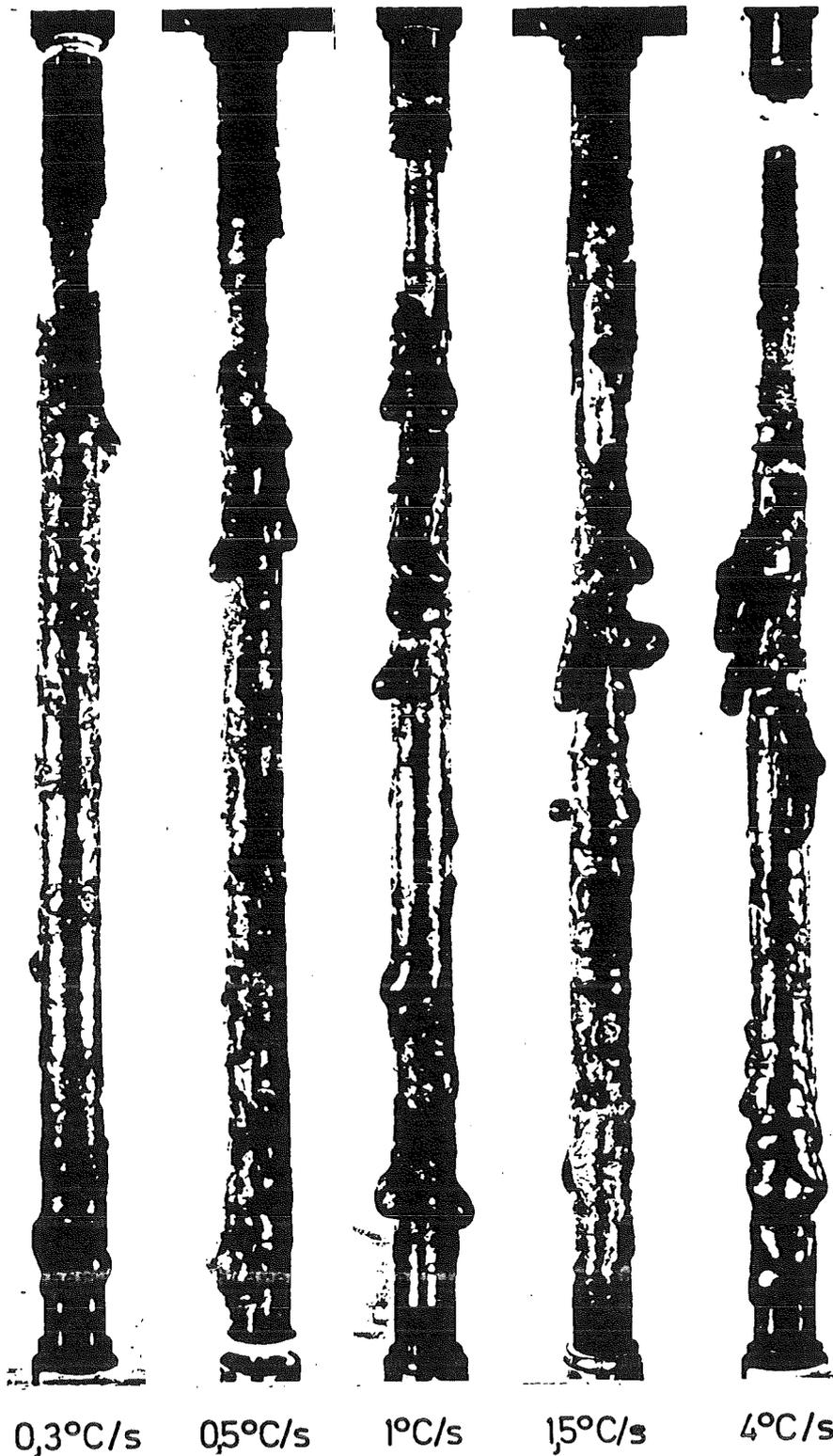
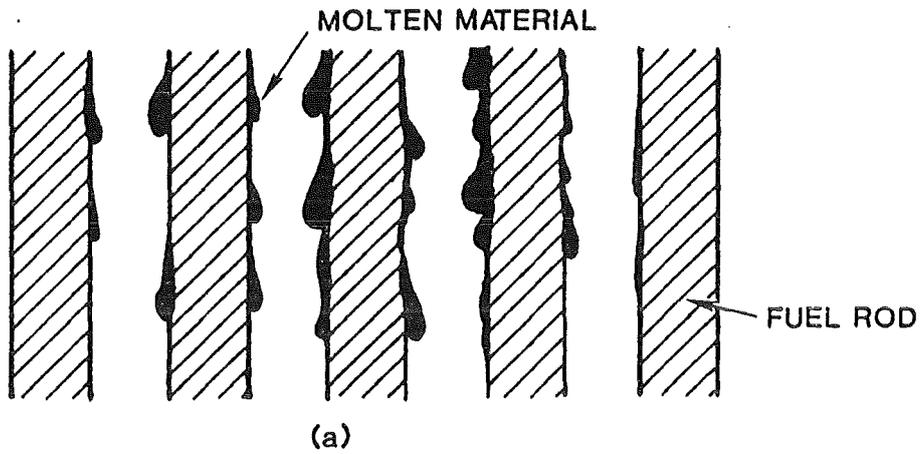
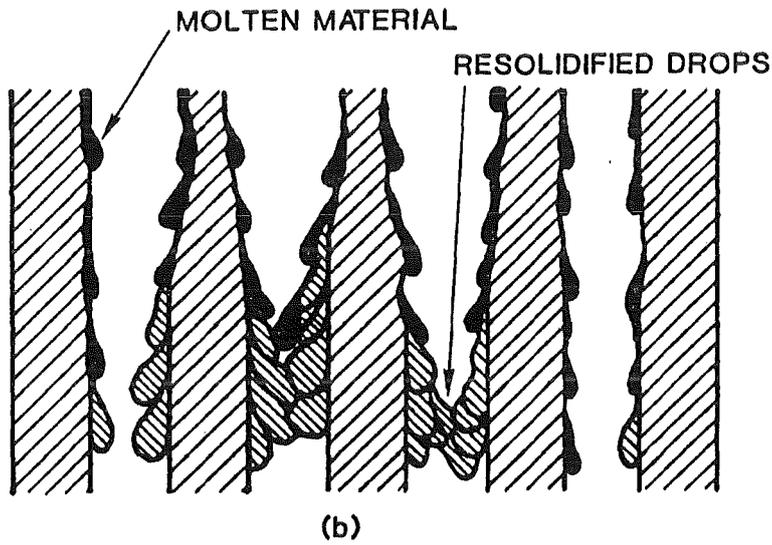


Abb. 12: Abtropfen von Brennelementen, experimentelles Ergebnis von Hagen et al. (1977). Gezeigt sind die Ergebnisse nach Aufheizen auf 1850 C bei verschiedenen Temperaturanstiegsgeschwindigkeiten. Dieser Versuch wurde unter Helium-Schutzgas durchgeführt, so daß also die Zirkon-Oxidation ausgeschlossen ist. Die Brennstabsimulatoren enthalten im Inneren einen elektrisch beheizten Wolfram-Draht, der das Herunterfallen von aufgeschmolzenen Brennelementteilen (Pellets) verhindert.



MOLTEN DROPLETS AND RIVULETS BEGIN TO FLOW DOWNWARD



FORMATION OF LOCAL BLOCKAGE IN REGIONS OF COLDER FUEL RODS

Abb. 13: Modell-Vorstellung zum Abschmelzen nach Corradini & Swenson (1981).

4. Über die Krustenbildung an schmelzenden Brennstäben

Erste experimentelle Informationen über das Brennstabverhalten beim Kernschmelzen lieferten die Laborexperimente von Hagen et al. (1978). Beispielsweise zeigt Abb. 12 den Abtropfvorgang an Brennstäben bei unterschiedlichen Aufheizraten und unter Schutzgas, also ohne Oxidbildung.

Die Experimente wurden mit elektrisch aufgeheizten Stäben (Neuner-Bündel) durchgeführt. Da diese Experimente nicht direkt übertragbar sind, konnten eindeutige Schlußfolgerungen über die Bildung von Blockaden nicht gezogen werden.

Dennoch kann man aus den experimentellen Befunden erkennen, daß der Abschmelzvorgang dem an einer tropfenden Wachskerze nicht ganz unähnlich ist. Eine entsprechende Modellvorstellung ist in Abb. 13 skizziert. Ein Rechenmodell zur Simulation dieses Abtropfvorganges hat Siefken (nicht zitierbarer Bericht von EG&G, Idaho, von 1981) vorgelegt. Hierbei wird gemäß Abb. 14 davon ausgegangen, daß sich zunächst eine Zr-U-O-Schmelze in dem Bereich zwischen den Uranoxid-Pellets im Inneren und der außen entstandenen ZrO_2 -Kruste bildet. Die äußere Kruste bricht auf und die Schmelze fließt ab. In kälteren Bereichen der Brennstaboberfläche erstarrt diese Schmelze und bildet Krusten, die bei genügender Dicke die Kühlkanäle verstopfen.

Eine wichtige Größe ist dabei die Strecke, über die die Tropfen nach unten herabrinne, bevor sie erstarren. Wenn diese Strecke groß ist, dann können die Tropfen möglicherweise direkt in das untere Plenum gelangen und dort zu einer Serie kleiner aber ungefährlicher Dampfexplosionen führen. Wenn die Strecke dagegen klein ist, dann werden die Kühlkanäle bald verstopfen und es kann sich ein Schmelzsee bilden, dessen Inhalt zu einer größeren Dampfexplosion gelangen könnte.

Diese "Verkrustungslänge" kann man nach dem Modell von Siefken (1981) berechnen. Dieses Modell ist jedoch sehr komplex und enthält viele empirische Parameter, so daß die wesentlichen Einflußgrößen schwer erkennbar sind.

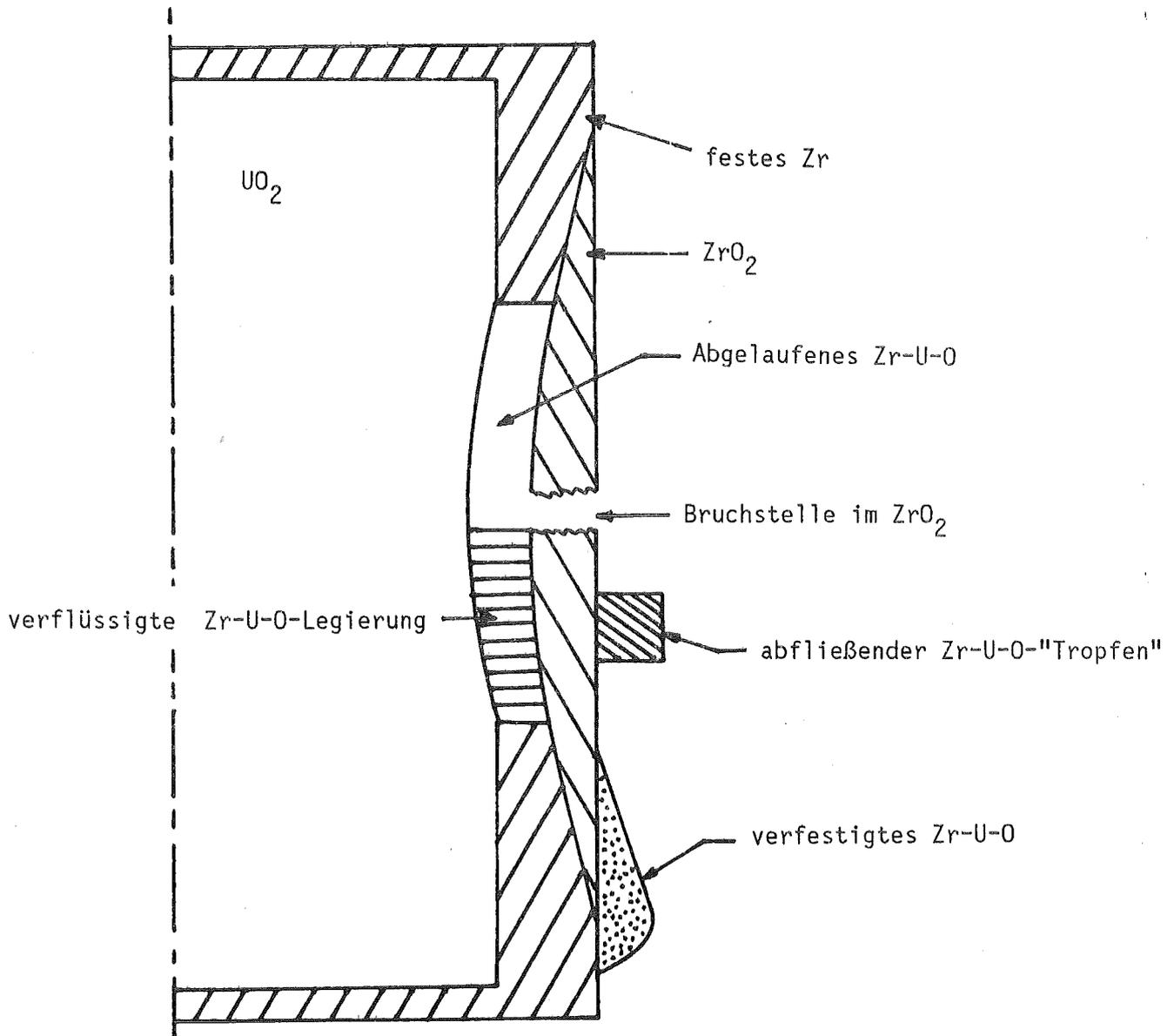


Abb. 14: Modell für das Abschmelzen an einem Brennstab nach Siefken (1981).

Im folgenden wird daher ein stark vereinfachtes Modell beschrieben, daß es erlaubt, die Verkrustungslänge abzuschätzen. Einzelheiten des Modells sind in Schumann (unveröffentlichter Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe von 1982) beschrieben.

Das Modell geht davon aus, daß sich beim Abschmelzen der Brennstäbe Tropfen wie an einer Kerze bilden. Diese Tropfen werden zunächst von ihrer Oberflächenspannung σ und einer Oxidkruste getragen. Bei Überschreiten einer bestimmten Größe wird das Gewicht die Haltekräfte überwinden und der Tropfen rinnt nach unten. Dabei wird er durch die Erdbeschleunigung g gegen seine Trägheit und die Zähigkeitskräfte beschleunigt. Wie aufgrund der sehr großen Reynoldszahl gezeigt werden kann, sind die Zähigkeitskräfte sehr klein, so daß sich nur eine sehr dünne Grenzschicht ausbildet, in der die Zähigkeitskräfte dominieren. Möglicherweise wird der Tropfen in seiner Bewegung auch noch von Oberflächenspannungskräften gebremst, diese werden aber in dem Modell vernachlässigt. Auf seinem Weg an dem Brennstab nach unten wird der Tropfen allmählich kleiner, vergleiche Abb. 15, weil er

- a) einen Flüssigkeitsfilm hinter sich läßt und
- b) ein Teil des Tropfens zu einer Kruste auf kalter Wand direkt erstarrt.

Im Modell wird weiter angenommen, daß die bei der Verkrustung abzuführende Erstarrungswärme durch instationäre Wärmeleitung in die kältere Brennstabwand abgeführt wird. Dabei bildet sich eine thermische Grenzschicht mit der Eindringtiefe E , siehe Abb. 15. Treibende Kraft für diesen Wärmestrom ist die Temperaturdifferenz ΔT zwischen Schmelztemperatur und Brennstabwandtemperatur, die ein vorzugebender Parameter ist.

Nach diesem Modell kann man die maximale Verkrustungslänge x_{\max} abschätzen:

$$x_{\max}/R_0 = \frac{1}{2} R_0 g^{1/3} / N^{2/3}.$$

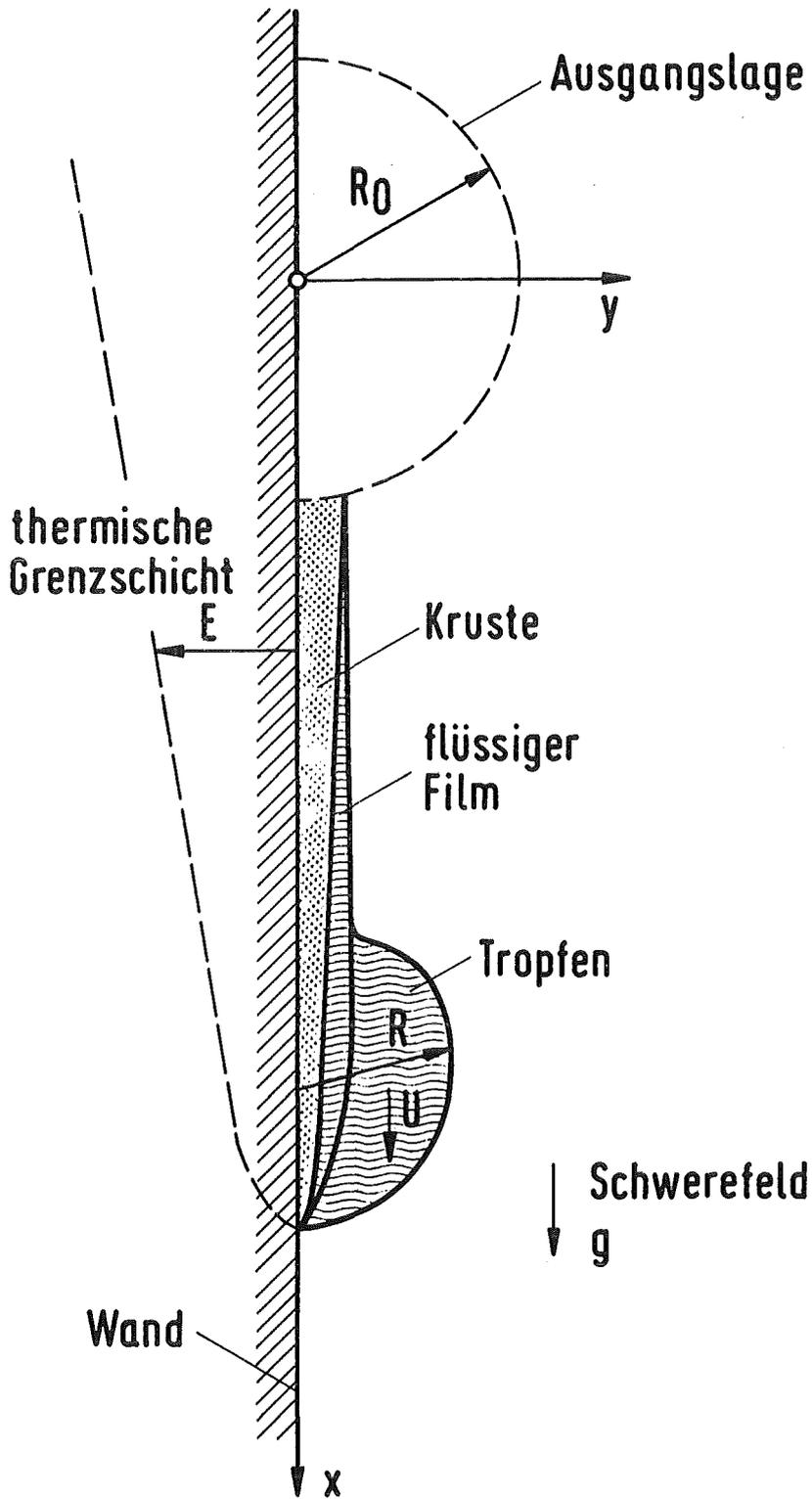


Abb. 15: Tropfen-Modell mit Kruste und abgestreiftem Flüssigkeitsfilm sowie thermischer Grenzschicht in der Wand.

Hierbei ist

$$N \equiv \{(\Delta T / (\rho \Delta h)) (\beta_w / \pi)^{\frac{1}{2} + \nu^{\frac{1}{2}}}\}^2$$

eine "effektive Abstreifviskosität" mit der Einheit m^2/s .

Die weiteren Parameter haben folgende Bedeutung und typischen Werte für $\text{UO}_2\text{-ZrO}_2$ -Tropfen auf einer ZrO_2 -Wand.

ρ	= Tropfendichte	7500 kg/m^3
R_0	= Anfangstropfenradius	5 mm
ν	= Viskosität des Tropfens	$0,76 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$
Δh	= Schmelzwärme des Tropfens	473000 J/kg
β_w	= Wärmeeindringkoeffizient der Wand	$= 1,92 \cdot 10^7 \text{J}^2 / (\text{sK}^2 \text{m}^4)$
ΔT	= Temperaturdifferenz	200 K

Für diese Parameter errechnet man

$$x_{\max} = 0,26 \text{ m.}$$

Selbstverständlich darf ein derart einfaches Modell nur mit Vorbehalt angewandt werden. Immerhin zeigt es, daß die Verkrustungslänge außer von der Wärmeabfuhr in die kältere Brennstabhülle ganz wesentlich von der viskosen Filmabstreifung abhängt. In der Tat ergibt sich nach diesem Modell auch für $\Delta T \approx 0$ eine endliche "Verkrustungslänge", d.h. eine Länge über die sich der Tropfen als dünner Film ausbreitet und dann langsam auch bei kleinen Temperaturdifferenzen erstarrt. Wenn das zahlenmäßige Ergebnis für x_{\max} zutrifft, dann muß man davon ausgehen, daß die Schmelzetropfen nicht frei nach unten abtropfen sondern noch innerhalb der Reaktorkerns verkrusten. Die Größenordnung dieses Ergebnisses wird von den Rechnungen mit dem sehr viel detaillierteren Modell von Siefken bestätigt.

Nach dem heutigen Stand der Kenntnisse kann man also die Ausbildung eines Schmelzsees nicht ausschließen.

5. Modelle des Kernabsturzes

=====

Haag & Körber (1980) schätzen die Schmelzmasse M ab, die aus einem Schmelzsee durch ein Loch der Größe F in der unteren Gitterplatte in einer Zeit Δt bei einer Schmelzseehöhe H infolge der Erdbeschleunigung g mit der Dichte ρ abfließen kann:

$$M = \rho F (2gH)^{\frac{1}{2}} \Delta t.$$

Mit $F = (0,2 \text{ m})^2$, $\rho = 7000 \text{ kg/m}^3$, $H = 1,5 \text{ m}$, $\Delta t = 2 \text{ s}$ folgt

$$M = 3040 \text{ kg}.$$

6. Entstehung einer Vorvermischung

=====

Ganz wesentlich für das Potential einer Dampfexplosion ist die Art, wie die Komponenten H und K in Kontakt kommen und wie sie sich vorvermischen ("coarse mixture"). Energetische Abschätzungen liefern Grenzwerte für die erreichbare Fragmentierung (siehe Kap. V.1). Dabei wurde gezeigt, daß eine rasche Feinfragmentierung nur nach vorheriger langsamer Vorvermischung möglich ist.

Unter Bezug auf Abb. 8 (Fall b) würde man vielleicht meinen, daß ein gleichmäßiges Abregnen der Schmelze zu einer idealen Vorvermischung führen könnte. Dies ist jedoch nicht der Fall, da nur eine sehr kleine Schmelzmasse zu einem Zeitpunkt in dem Wasser als Tropfenwolke verteilt sein kann. Die je Zeiteinheit aufgeschmolzene Schmelzmasse ist $m = Q/\Delta h$, wobei $Q =$ Nachzerfallswärme ($\approx 0,01 \cdot 3765 \text{ MW}$) und $\Delta h =$ Schmelzwärme ($\approx 254 \text{ kJ/kg}$). Wenn diese mit der Geschwindigkeit u ($\approx 1,08 \text{ m/s}$, vergl. Kap. V.1.3) herunterfällt und die Wasserhöhe $H \approx 1 \text{ m}$ beträgt, dann ist die Masse M , die zu einer Zeit sich im Wasser befindet

$$M = H Q / (u \Delta h) \approx 13,7 \text{ kg}.$$

Diese Masse ist selbstverständlich zu klein, um eine große Dampfexplosion verursachen zu können. Allerdings wurde hierbei ein stetiges (nicht schwallartiges) Abregnen unterstellt.

Auch kann sich im Wasser nicht dadurch eine größere Schmelzmasse ansammeln, daß der sich um die Tropfen bildende Dampffilm diese trägt ohne das diese Tropfen sehr rasch erstarren, vergl. Kap. V.3.2.

Eine wesentliche Rolle spielt auch das Auftreten und die Stabilität von Filmsieden. Es erscheint möglich, daß die Schmelze durch das Wasser hindurch auf den Boden des Behälters fällt, ohne daß es dabei zu einer Dampfexplosion kommt. Der sich ausbildende Dampffilm wird dafür sorgen, daß Schmelze und Wasser genügend gut voneinander isoliert sind. Das Ergebnis ist dann die Ausbildung eines Schmelzsees auf dem Boden des Behälters.

Wesentliche offene Frage sind:

- a) wie weit ein massiver Schmelzestrahle, der sich wie in Abb. 8 (Fall a) gezeigt in das Wasser ergießt, beim Herunterfallen fragmentiert; d.h., ob hierbei große Mengen Schmelze in Wasser vorvermischt werden.
- b) ob der auf dem Boden ruhende Schmelzsee stabil durch einen Dampffilm von dem darüber liegenden Wasser getrennt bleibt.
- c) ob eine kleine Dampfexplosion im unteren Plenum das vorhandene Wasser im wesentlichen in den Ringraum und aus dem RDB heraus verdrängt oder ob die Gefahr besteht, daß das Wasser zu einem großen Teil von unten in die weitgehend angeschmolzene Kernstruktur gepreßt wird, wo es dann zu einer weiteren Vermischung und möglicherweise größeren Dampfexplosion kommen könnte.
- d) ob eine kleine Dampfexplosion im unteren Plenum zu einem Absturz größerer Schmelzmassen mit entsprechender Vorvermischung führen kann.

Auf Punkt c) trifft allerdings die energetische Abschätzung nach Kap. V.1.1 zu, wonach in kurzer Zeit große Massen nicht vorvermischt werden können.

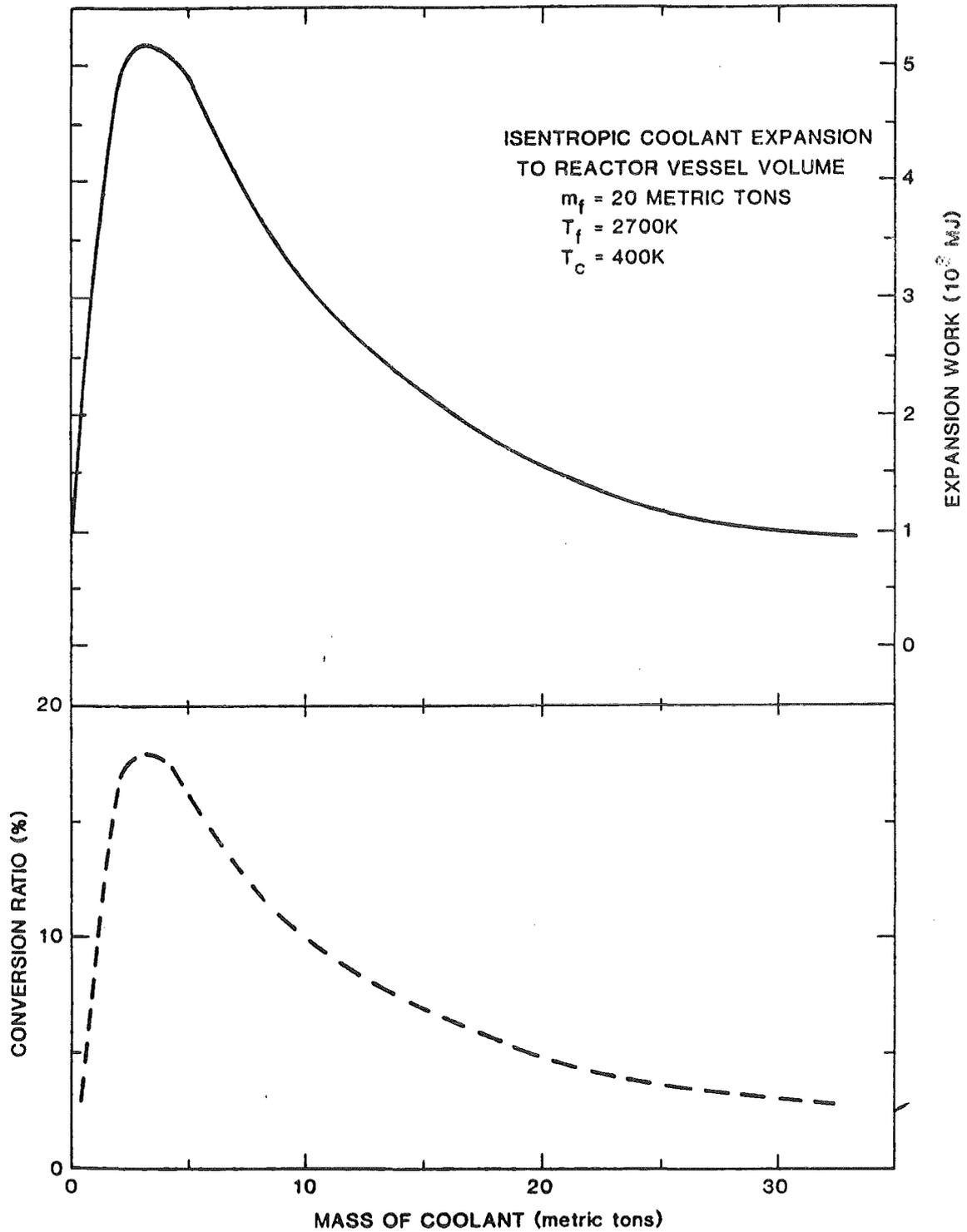


Abb. 16: Abgeschätztes Arbeitspotential nach Hicks & Menzies- Modell, berechnet von Corradini & Swenson (1981) für einen DWR.

Der Komplex der Vorvermischung ist derjenige, der bis heute am wenigsten durch Untersuchungen abgedeckt ist. Hier bestehen gute Aussichten, den Nachweis zu führen, daß eine Vorvermischung großer Schmelzmassen mit Wasser nicht möglich ist.

Über den weiteren Ablauf für den Fall, daß es nicht zu einer Dampfexplosion kommt, berichten Reimann & Hassmann (1981).

7. Wirkungsgrad einer Dampfexplosion

=====

Der Wirkungsgrad η einer Dampfexplosion ist das Verhältnis aus abgegebener mechanischer Arbeit zur anfänglich gespeicherten thermischen Energie. Nach wie vor gibt es heute keine zuverlässigeren Aussagen über die Auswirkungen einer Dampfexplosion als die thermodynamischen Abschätzungen nach Hicks & Menzies (1965), wie sie in Kap I.3 dargestellt sind.

Es ist jedoch zu beachten, daß diese Angaben noch keine direkten Schlußfolgerungen darüber zulassen, wie diese mechanische Arbeit freigesetzt wird und zu welchen Beanspruchungen sie führt. Arbeit setzt neben einer Kraft einen Weg voraus. Wenn aber die Wände eines Druckbehälters sich unter dem Einfluß des entstehenden Innendrucks nicht verformen, dann nehmen sie auch keine Arbeit auf. Die mechanische Arbeit nach Hicks & Menzies ist also nur eine Aussage über das Arbeitspotential. Dennoch ist dies ein wichtiger Orientierungswert.

Erst kürzlich wurden wieder von Corradini & Swenson (1981) Rechnungen zum Arbeitspotential und Wirkungsgrad vorgelegt, siehe Abb. 16. Als konservativer Wert für die zu erwartende mechanische Energie wurden so 3000 MJ ($\eta \approx 10\%$), als wahrscheinlichster Wert 300 MJ ($\eta \approx 1\%$) abgeschätzt.

Hierbei stützt sich der letztere Wert auf die Tatsache, daß in der Mehrzahl der Dampfexplosions-Experimente der Wirkungsgrad in der Größenordnung 1 % oder kleiner war. (In diesem Zusammenhang

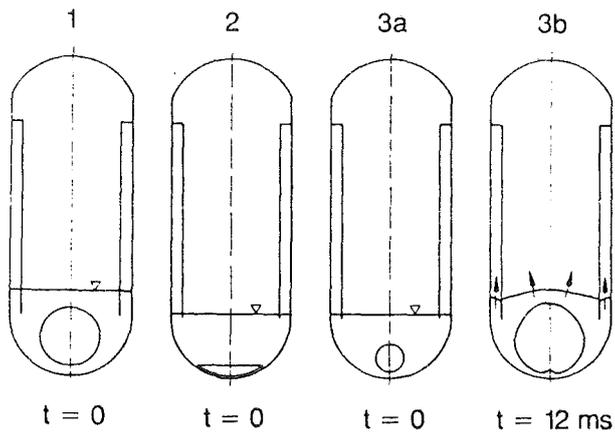


Fig. 4 Three investigated and one final configuration from the study of the growth of the reaction zone

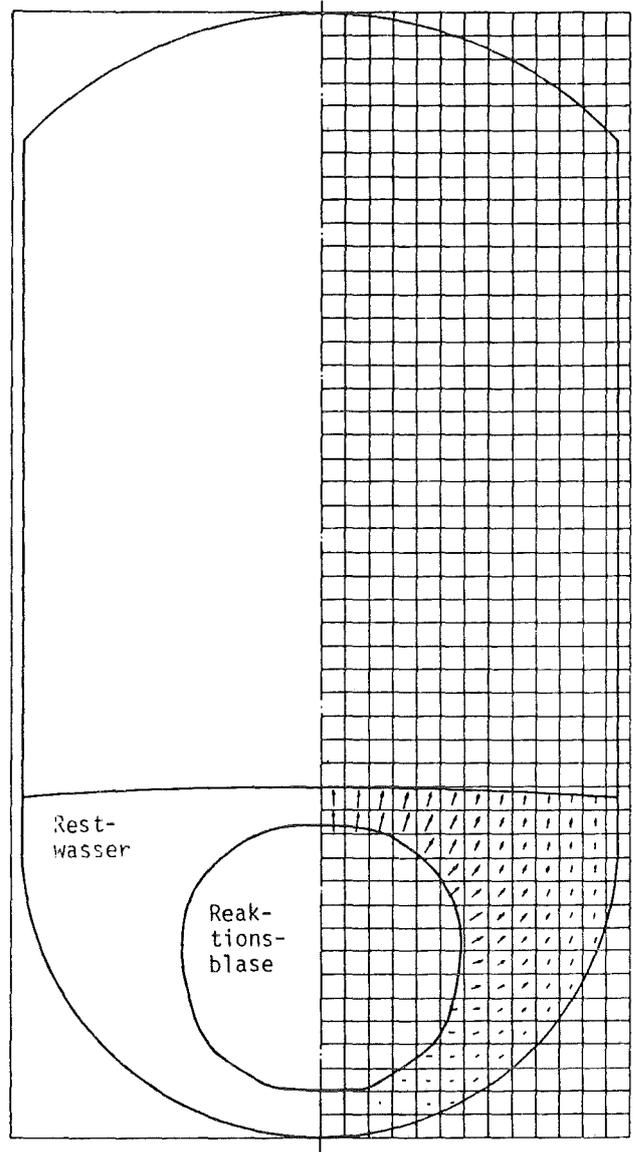


Bild F5, 5-1:

Nachbildung des Reaktordruckbehälters mit dem Rechenprogramm SEURBNUK

Abb. 17: Modellierung der Fluid- und Struktur-Dynamik mit SEURBNUK nach Meier (1980).

sei jedoch auf jüngste Experimente in Sandia mit ca. 20 kg Eisen-Thermit-Schmelze in Wasser hingewiesen, die Wirkungsgrade von 6 % ergeben haben sollen; hierüber hat Snyder, 1982, vorgetragen.)

8. Beanspruchungen von Reaktordruckbehälter und Sicherheitsbehälter

=====

Die Auswirkung einer postulierten Dampfexplosion auf den RDB wurde mit verschiedenen Codes zweidimensional untersucht. Hierbei wurden teilweise die Fluid-Struktur-Wechselwirkungen (FSW) berücksichtigt.

Meier (1980), GRS, verwendete den einphasigen Fluid-Struktur-Analysiscode SEURBNUK, siehe Abb. 17 (entsprechende Ergebnisse sind in der Deutschen Risikostudie von 1979 gezeigt). In der Reaktionsblase, deren Lage parametrisch variiert wurde, wird ein Anfangsdruck (bis zu 3750 bar) und eine Zustandsgleichung dergestalt vorgegeben, daß der Druck innerhalb von 2 bis 5 ms auf 200 bar abfällt. Meier stellt fest, daß durch die Zweidimensionalität der Strömung Wasserhammereffekte auf den Deckel reduziert werden und daß die eigentlich kritische Stelle des RDB die untere Kalotte ist. Die induzierten kinetischen Energien im Wasser betragen in diesen Rechnungen bis zu 600 MJ.

Bell & Bohl (1981), Los Alamos, (siehe vor allem Stevenson 1980) haben Rechnungen mit dem Multi-Component-Code SIMMER (ohne FSW) durchgeführt. Hierbei wird von einer Ausgangssituation, wie z.B. in Abb. 18 gezeigt, ausgegangen: Es wird angenommen, daß der gesamte Kern geschmolzen ist, aber noch starr vom Kernmantel eingeschlossen ist. Nach unten ist 10 % der Schmelzmasse in das Wasser gefallen. Es gibt eine Vermischungszone mit 50 Vol-% Schmelze (3100K), 25 Vol.-% gesättigtes Wasser und 25 Vol.-% Dampf (jeweils bei 373K). Schmelze und Wasser sollen als Partikel mit einem Durchmesser von 0,3 mm vorliegen. Letztere Annahme wurde so gewählt, weil damit einige Experimente bei SANDIA gut wiedergegeben werden konnten.

Die Rechnungen mit SIMMER zeigen, daß die Konversionsrate von thermischer in mechanischer Energie hier größer ist als im SANDIA-Experiment (5 % statt 0,5 %). Eine Ursache ist der größere Trägheitseinschluß durch die über der Reaktionszone vorhandene

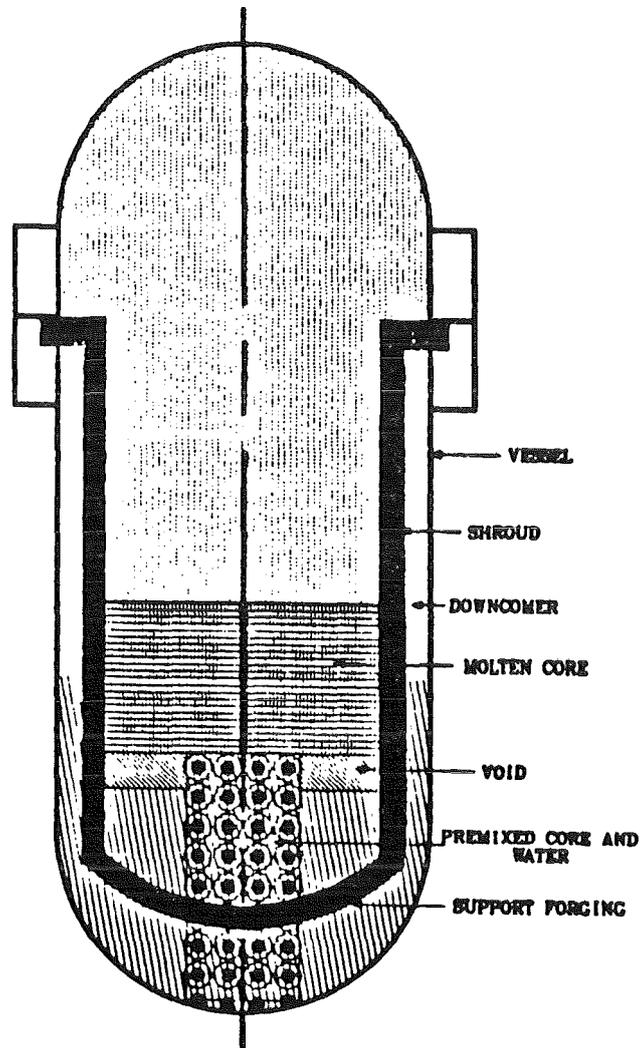


Fig. 1. Mixing configuration for preferential downward core-melt progression.

Abb. 18: Angenommene Ausgangssituation einer SIMMER-Rechnung zur Simulation einer Dampfexplosion nach Bell & Bohl (1981).

Kernschmelze. Eine weitere, vielleicht wichtigere Ursache ist das "Entrainment", d.h. die Einmischung von heißem Material von oben in die Reaktionszone. Diese Vermischung wird durch die Rayleigh-Taylor-Instabilität infolge Beschleunigung der leichteren Wasser-Komponente gegen die Schmelze begünstigt. Allerdings enthält SIMMER kein Modell zur Berücksichtigung dieses Effekts. Die resultierenden mechanischen Energien (kinetische Energie des Fluids) betragen bis zu 2000 MJ. Die Maximaldrücke erreichen am oberen Deckel 600 bar für eine Dauer von ca. 10 ms. Diese Drücke sind noch relativ niedrig, da die Rechnung zeigt, daß die Schmelzeoberfläche nicht als scharfe Front sondern wellig und stark aufgeschäumt oben ankommt. Ein harter "Wasser"-Schlag wird dadurch vermieden.

Ein wesentlicher Nachteil der SIMMER-Rechnungen ist jedoch die sehr starke numerische Diffusion in diesem Modell. Diese erhöht einerseits das Entrainment und verwischt andererseits die Schärfe der Wasseroberfläche. Bell & Bohl (1981) berichten auch über Vergleichsrechnungen mit SOLA-VOF. Dieser Code ist in der Lage die Bewegung einer Material-Grenzfläche ohne wesentliche numerische Diffusion zu beschreiben ; allerdings ist das physikalische Fluidmodell nicht so vollständig wie in SIMMER. Diese Vergleichsrechnungen ergaben bei SOLA-VOF etwa zehn Mal größere Drücke. Diesen größeren Drücken würde der RDB-Deckel nicht standhalten.

Über vergleichbare Rechnungen berichten auch Zeitner et al. (1981) von der KWU. Sie führten Rechnungen mit PISCES-2DL durch (homogene Zweiphasen-Strömung mit FSW), wobei im Reaktionsgebiet, siehe Abb. 19, eine vorzuzugende Wärmequelle eingegeben wird. Z.B. wird eine Wärmemenge von 1400MJ in 10 ms eingesetzt. Skaliert man die von Zeitner erhaltenen Ergebnisse so, daß hier die gleiche Wärmemenge wie bei den SIMMER-Rechnungen freigesetzt wird, dann liefern SIMMER und PISCES Drucklasten vergleichbarer Größenordnung an den RDB-Wänden. Bemerkenswert an der Vorgehensweise von Zeitner ist die Abdeckung des gesamten Unfallablaufs vom Schmelzen bis zur RDB-Verformung mit einer zusammenhängenden, wenn auch stark vereinfachten und empirischen Modellkette.

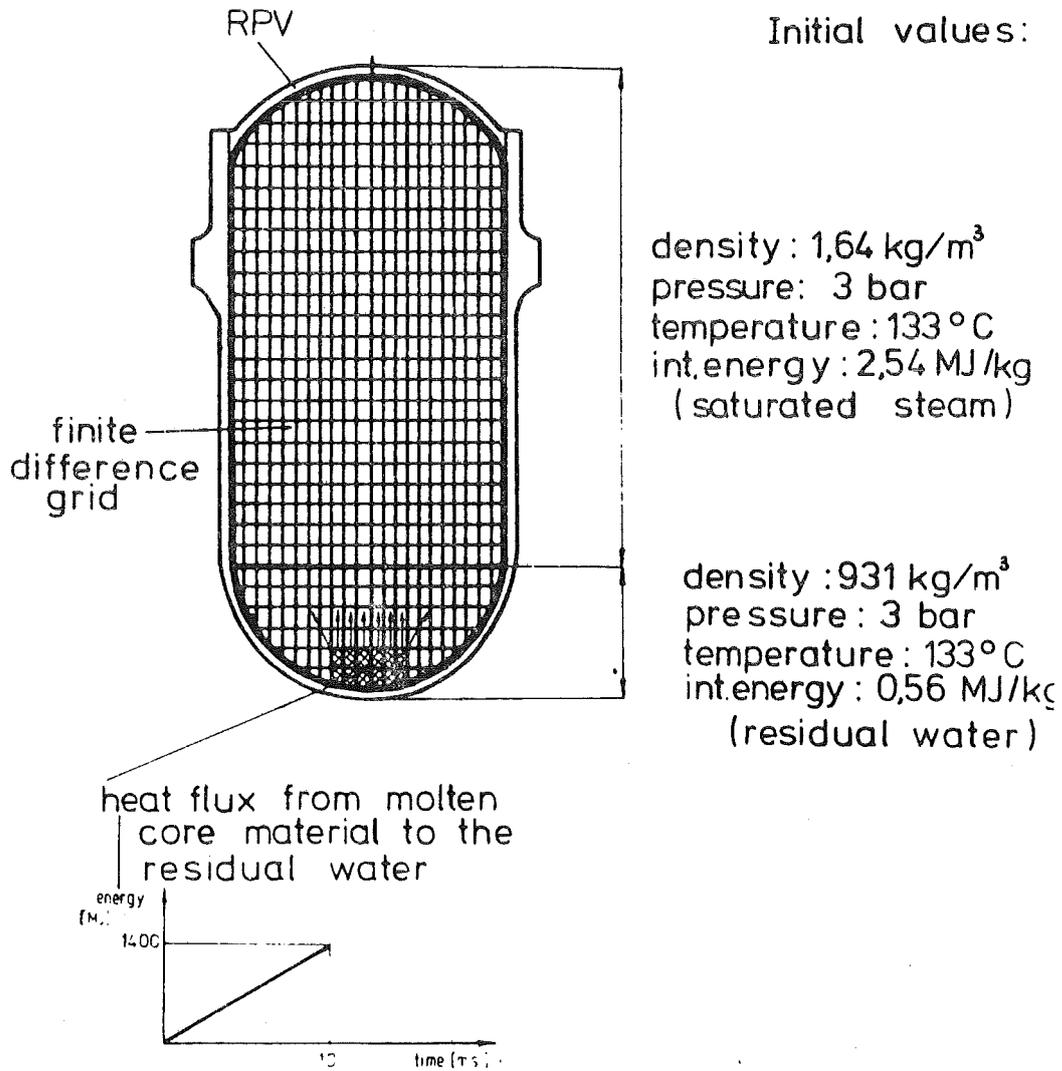


Fig. 6 : Model Description and Initial Conditions for Explosion Analysis (Model 22)

Abb. 19: Angenommene Ausgangssituation einer PISCES-Rechnung zur Simulation einer Dampfexplosion nach Zeitner et al. (1981).

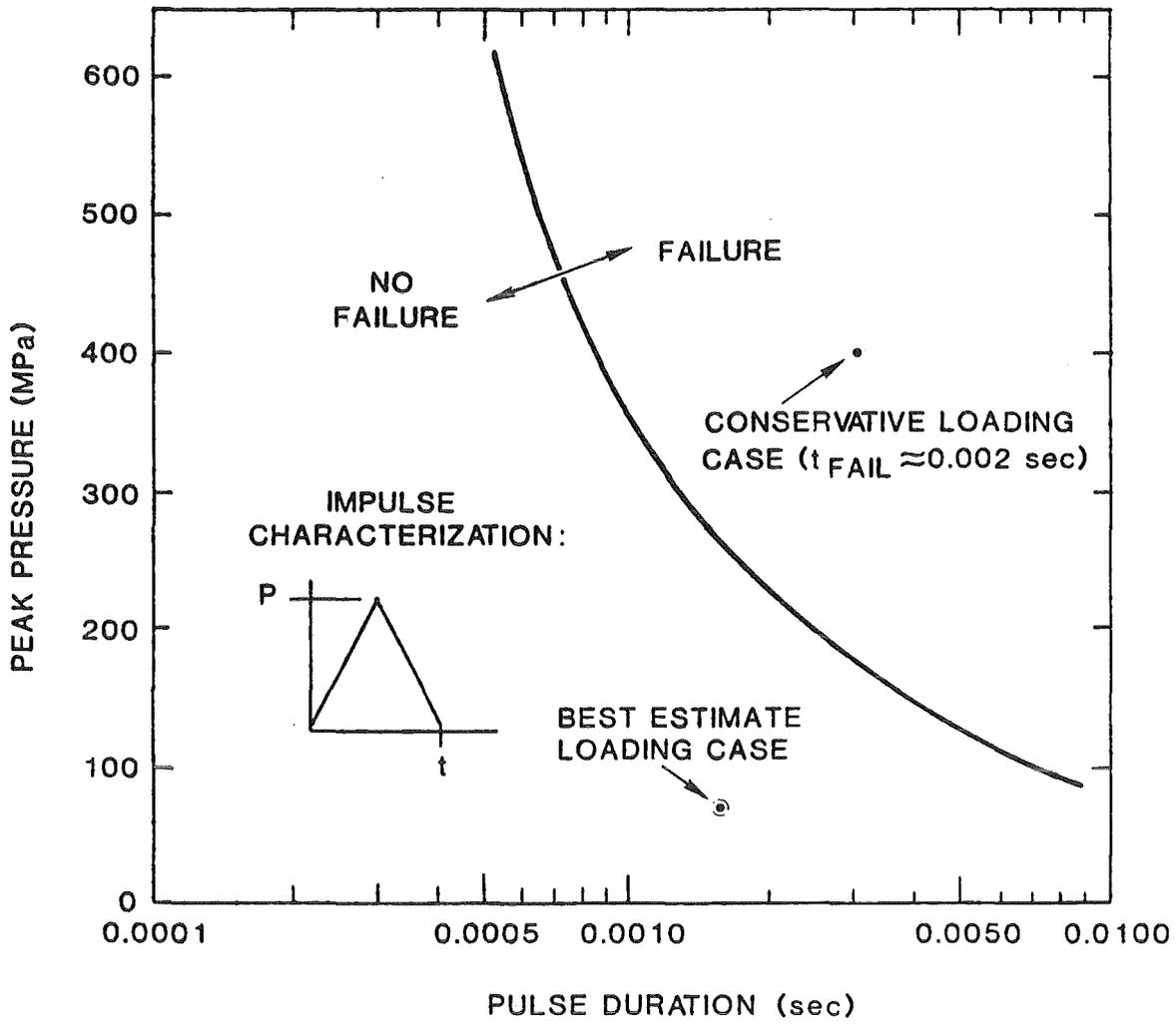


Abb. 20: Einhüllende für Versagen des unteren Plenums unter einer Impulslast nach Corradini & Swenson (1981).

Corradini et al. (1981) haben eine ausführliche Fluid-Struktur-Analyse der Beanspruchungen des oberen Deckels vorgelegt. Sie finden, daß der Deckel schon bei weniger als 300 MJ versagt. Nach ihren Rechnungen versagt das untere Plenum nicht bei 300 MJ, siehe Abb. 20, wohl aber bei 3000 MJ. Ein Versagen des unteren Plenums hätte jedoch eine Druckentlastung zur Folge, so daß der obere Deckel entlastet würde.

Diese Zusammenstellung sollte zeigen, daß die verschiedenen Untersuchungen noch kein einheitliches Bild ergeben. Die verwendeten Anfangs- und Randbedingungen sowie die Qualität der numerischen Verfahren ist unterschiedlich. Dementsprechend unterscheiden sich die Ergebnisse. Eine abschließende Aussage über die Gewährleistung der Integrität des Reaktordruckbehälters ist daher noch nicht zuverlässig möglich.

Sollte der Druckbehälter versagen, so ist zu untersuchen ob Bruchstücke den Sicherheitsbehälter durchschlagen können. Das Versagen des Druckbehälters allein würde ja noch keine direkte Gefährdung der Umwelt auslösen. Der Nachweis, daß derartige Bruchstücke nicht entstehen, erscheint möglich (Corradini et al. 1981, 1982).

9. Diskussion

=====

Vorstehend wurde der Stand der Kenntnisse skizziert. Viele Teilphänomene sind bisher nur qualitativ bekannt. Der Stand der Forschung auf dem Gebiet der Dampfexplosion ist demnach noch nicht ausreichend, um eine abgesicherte Argumentationskette dafür vorlegen zu können, daß das mit einer Dampfexplosion in einem Druckwasserreaktor verbundene Risiko ganz zu vernachlässigen sei.

Diese Situation wird sich auch wohl in absehbarer Zeit nicht ändern. Dazu ist das Phänomen Dampfexplosion in seinen Anfangs- und Randbedingungen zu unscharf definiert und die Zahl der Einflußgrößen zu groß.

Man ist also vorerst darauf angewiesen, die heute vorhandenen Wissenslücken durch ingenieurmäßige Beurteilungen zu schließen. Auf diese Weise wird zumindest deutlich, an welchen Stellen vertiefte Forschungen einsetzen sollten. Einige der Argumente von Mayinger (1981) weisen in diese Richtung. Sie sollten durch weitere Arbeiten erhärtet werden.

Besonders wichtig erscheinen hierbei Untersuchungen zu

- Entstehung einer Vorvermischung, wie in Kap. VI.6 ausgeführt.

- Berechnung der Bewegungen nach einer unterstellten Dampfexplosion mit zweidimensionalen Detonationsmodellen, z.B. auf der Basis der Rechenprogramme SIMMER bzw. CSQ, wobei jedoch Effekte numerischer Diffusion ausgeschlossen werden müßten.

- Schmelze-Wasser-Wechselwirkung beim Hochdruckpfad nach dem Durchschmelzen der unteren RDB-Kalotte.



Literatur

=====

- M.Alamgir & J.H.Lienhard (1981) Correlation of Pressure Undershoot During Hot-Water Depressurization. J.Heat Transfer, Trans. ASME 103, 52-55.
- R.P.Anderson & D.R.Armstrong (1973) Comparison Between Vapor Explosion Models and Recent Experimental Results. 14th Nat. Heat Transfer Conf., AIChE-ASME, Atlanta, Georgia, Aug. 5-8, 1973, AIChE Preprint 16. In: Heat-Transfer - Research and Design. (D.Gidaspow, Ed.) AIChE Symposium Series No. 138, Vol. 70 (1974), 31-47.
- R.P.Anderson & D.R.Armstrong (1977) R-22 Vapor Explosions. In: Nuclear Reactor Safety Heat Transfer (A.A.Bishop et al., Eds.), Proc. Winter Annual Meetg. ASME, Atlanta, Georgia, Nov. 27 - Dec. 2, 1977, ASME, New York, 31-45.
- M.Ando (1980) Triggered Fragmentation Experiment at KfK. Beitrag zu FCI-Workshop, siehe: OECD (1980).
- M.Ando & L.Caldarola (1982) Triggered Fragmentation Experiments at Karlsruhe. Proc. Information Exchange Meeting on Post Accident Debris Cooling, Karlsruhe, July 28-30, 1982.
- D.R.Armstrong (1972) in: Reactor Development Program Progress Report. ANL-RDP-2, p. 8.31, Argonne National Laboratory. (zitiert nach Fauske, 1973)
- M.Baines, S.J.Board, N.E.Buttery & R.W.Hall (1980) The Hydrodynamics of Large-Scale Fuel-Coolant Interactions. Nucl.Techn. 49, 27-39.
- G.R.Baker & M.Israeli (1981) Numerical Techniques for Free Surface Motion with Application to Drop Motion Caused By Variable Surface Tension. Lect. Notes in Phys. (Springer-V., Berlin etc.) 141, 61-66.

- G.R.Baker, D.I. Meiron & S.A.Orszag (1980) Vortex Simulation of the Rayleigh-Taylor Instability. Phys. Fluids 23, 1485-1490.
- S.G.Bankoff & H.K.Fauske (1974a) Inert Gas Effects in the Incipient Boiling of Alkali Liquid Metals. Int.J.Heat Mass Transf. 17, 461-463.
- S.G.Bankoff & H.K.Fauske (1974b) On the Mechanisms for Vapor Explosions. Nucl. Sci. Engrg. 54, 481-482.
- S.G.Bankoff, J.H.Jo & A.Ganguli (1976) Mechanisms of Vapor Explosions. CONF-761001, Vol. IV, 1833-1842. Proc. Int. Meetg. Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago, IL, Oct. 5-8, 1976.
- C.R.Bell & W.R.Bohl (1981) Estimation of LWR Vessel Loads from Postulated In-Vessel Steam Explosions. Los Alamos Report LA-UR-81-1848, presented at the 6th SMiRT Post-Conference Seminar No. 9, "Fluid-Structure Interaction and Internal Loading in Thermal Reactors.", Ispra, Italy, Aug. 24-25, 1981.
- R.Benz, G.Fröhlich, H.Unger (1976) Literaturstudie zur Dampfexplosion. 1. Technischer Fachbericht zum Forschungsvorhaben BMFT - RS 76, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.
- R.Benz, G.Fröhlich & H.Unger (1977) Ein Dampfblasenkollapsmodell (DBK-Modell) zur Beschreibung des Fragmentationsverlaufs heißer, flüssiger Schmelze in Wasser. Atomkernenergie(ATKE) 29, 261-265.
- R.Benz, W.Schwalbe & H.Unger (1976) Ingenieurmäßige Abschätzung der Energiefreisetzung und des Druckaufbaus bei Dampfexplosionen in Reaktorgeometrie. 1. Technischer Fachbericht zum Forschungsvorhaben BMFT - RS 206, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.
- R.Benz & J.Schriewer (1978) Fragmentation von Flüssigkeitstropfen in Stoßwellen. Bericht Nr. IKE 2-42, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.

- R.Benz, M.Bürger, W.Schwalbe & H.Unger (1978) Theoretische Arbeiten zur Dampfexplosion. 2. Techn. Fachbericht zum Forschungsvorhaben BMFT - RS 206, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.
- P.J.Berenson (1961) Film-Boiling Heat Transfer From a Horizontal Surface. J.Heat Transf., Trans ASME, Ser.C, 351-358.
- M.Berman (1981) Light Water Reactor Safety Research Program Quarterly Report October-December 1980. NUREG/CR-1509/4of4, SAND80-1304/4of4.
- M.Berman, M.Corradini, D.Mitchell & L.Nelson (1981) U.S. Steam Explosion Research: Risk Perspective and Experimental Results. In: Sammlung der Vorträge zum Jahreskolloquium 1980 des Projektes Nukleare Sicherheit, Karlsruhe, am 25. Nov. 1980, KfK 3070, 101-166.
- G.Berthoud & E.Scott (1979) Multiphase Thermal Detonation for a UO_2 -Na System. Fourth CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety. CSNI Report No. 37, Vol. 1, 22-53.
- M.K.Bevir & P.J.Fielding (1974) Numerical Solution of Incompressible Bubble Collaps with Jetting. In: J.R.Ockendon & W.R.Hodgkins (eds.), Moving Boundary Problems in Heat Flow and Diffusion, 286-294.
- V.S.Bhise & C.F.Bonilla (1976) The Experimental Vapor Pressure and Critical Point of Sodium. Proc. Int. Conf. on Liquid Metal Techn. in Energy Production, Champion (May 1976), CONF-760503, 657-666.
- G.Birkhoff (1954) Note on Taylor Instability. Quart. Appl. Math. 12, 306-309.
- G.Birkhoff (1955) Stability of Spherical Bubbles. Quart. Appl. Math. 13, 451-453.
- G.Birkhoff & E.H.Zarantonello (1957) Jets, Wakes, and Cavities. Academic Press, New York.

- J.R.Blake & D.C.Gibson (1981) Growth and collapse of a vapour cavity near a free surface. *J. Fluid Mech.* (1981) 123-140.
- M.Blander et al. (1972) Chemical Engineering Division Physical Inorganic Chemistry Semi-annual Report. Argonne National Lab., ANL-7878. (zitiert nach Henry, 1979).
- M.Blander & J.L.Katz (1975) Bubble Nucleation in Liquids. *AIChE J.* 21, 833-848.
- S.J.Board & L.Caldarola (1977) Fuel Coolant Interaction in Fast Reactors. In: *Thermal and Hydraulic Aspects of Nuclear Reactor Safety, Vol. 2: Liquid Metal Fast Breeder Reactors* (O.C.Jones & S.G.Bankoff, eds.), American Soc. Mech. Engineers, New York, 195-222.
- S.J.Board & R.W.Hall (1974a) Propagation of Thermal Explosions, Part 1: Tin/Water Experiments. CEGB Report RD/B/N2850.
- S.J.Board & R.W.Hall (1974b) Propagation of Thermal Explosions, Part 2: A Theoretical Model. CEGB Report RD/B/N3249.
- S.J.Board, R.W.Hall & R.S.Hall (1975) Detonation of Fuel Coolant Explosions. *Nature* 254, 319-321.
- M.Bober & E.A.Fischer (1981) Zustandsgleichung oxidischer Kernbrennstoffe für die Analyse von Störfällen in schnellen Brutreaktoren. *KfK-Nachr.* 13, 88-94.
- F.Bosnjakovic (1967) Technische Thermodynamik. Verlag Steinkopff, Dresden, Teil I.
- C.V.Boys (1913) Seifenblasen. Verlag J.A.Barth, Leipzig. (Übersetzung der 2.Aufl. der englischen Fassung ins Deutsche von G.Meyer.)
- R.S.Bradley (ed.) (1963) High Pressure Physics and Chemistry. Academic Press, London etc., Vol. 2, Chapter 9 (by G.E.Duval & G.R.Fowles).

- H.Brauer (1971) Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen.
V. Sauerländer, Aarau & Frankfurt a.M.
- L.A.Bromley (1950) Heat Transfer in Stable Film Boiling, Chem. Eng.
Prog. Ser. 46, 221-227.
- D.J.Buchanan & T.A.Dullforce (1973) Mechanism for Vapour Explosions.
Nature 245, 32-34.
- D.J.Buchanan (1973) Penetration of a Solid Layer by a Liquid Jet.
J.Phys.D: Appl. Phys. 6, 1762-1771.
- D.J.Buchanan (1974a) A Model for Fuel-Coolant Interactions. J.Phys. D:
Appl. Phys. 7, 1441-1457.
- D.J.Buchanan (1974b) Fuel-Coolant Interaction Theory. In: J.R.Ockendon
& W.R.Hodgkins (eds.), Moving Boundary Problems in Heat Flow and
Diffusion, 270-285.
- L.D.Buxton & W.B.Benedick (1979) Steam Explosion Efficiency Studies.
NUREG/CR-0947, SAND79-1399.
- L.Caldarola (1972) A Theoretical Model for the Molten Fuel-Sodium
Interaction in a Nuclear Fast Reactor. Nucl.Engrg.Des. 22, 175-211.
- L.Caldarola (1974) Current status of knowledge of molten fuel/sodium
thermal interactions. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 1944.
- L.Caldarola (1975) A Theoretical Model with Variable Masses for the
Molten Fuel-Sodium Thermal Interaction in a Nuclear Fast Reactor.
Nucl. Engrg. Des. 34, 181-201.
- L.Caldarola & W.E.Kastenberg (1974) On the Mechanism of Fragmentation
during Molten Fuel/Coolant Thermal Interaction. CONF-740401-p2,
937-954. Proc. of the Fast Reactor Safety Meeting, Beverly Hills,
CA, April 2-4, 1974.

- H.S.Carslaw & J.C.Jaeger (1959) Conduction of Heat in Solids.
Clarendon Press, Oxford, 2nd ed.
- F.Casadei (1981) A Theoretical Study on the Growth of Large Vapor
Bubbles in Liquid Sodium. Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 3173,
EUR 7053e.
- T.C.Chawla, D.L.Graff, R.C.Borg, G.L.Bordner, D.P.Weber & D.Miller
(1981) Thermophysical Properties of Mixed Oxide Fuel and Stainless
Steel Type 316 for Use in Transition Phase Analysis. Nucl. Engrg.
Des. 67, 57-74.
- S.Chandrasekhar (1961) Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford
University Press, London. (Dover edition: 1981)
- D.H.Cho, R.O.Ivins & R.W.Wright (1971) Pressure Generation by Molten
Fuel-Coolant Interactions under LMFBR Accident Conditions.
Am.Nuclear Soc. Topical Meetg. (New Developments in Reactor Math.
and Applic.), Idaho Falls., CONF-710302, Vol. 1, 25-49.
- D.H.Cho, H.K.Fauske & M.A.Grolmes (1976) Some Aspects of Mixing in
Large-Mass, Energetic Fuel-Coolant Interactions. CONF-761001, Vol.
III, 926-935. Proc. Int. Meetg. Fast Reactor Safety and Related
Physics, Chicago, IL, Oct. 5-8, 1976.
- J.P.Christiansen (1973) Numerical Simulation of Hydrodynamics by the
Method of Point Vortices. J. Comput. Phys. 13, 363-379.
- R.Clift, J.R.Grace & M.E.Weber (1978) Bubbles, Drops and Particles.
Academic Press, New York etc.
- S.A.Colgate & T.Sigurgeirsson (1973) Dynamic Mixing of Water and Lava.
Nature 244 552-555.
- J.G.Collier (1972) Convective Boiling and Condensation.
McGraw-Hill, London etc.

- D.W. Condiff (1982) Contributions Concerning Quasi-Steady Propagation of Thermal Detonations Through Dispersions of Hot Liquid Fuel in Cooler Volatile Liquid Coolants. *Int. J. Heat Mass Transf.* 25, 87-98.
- F. Cooper & J. Dienes (1978) The Role of Rayleigh-Taylor Instabilities in Fuel-Coolant Interactions. *Nucl. Sci. Engrg.* 68, 308-321.
- M.L. Corradini (1978) Heat Transfer and Fluid Flow Aspects of Fuel-Coolant Interactions. Thesis. Dep. of Nucl. Engrg., MIT, COO-2781-12TR.
- M.L. Corradini (1980) Analysis and Modelling of Steam Explosion Experiments. SAND80-2131, to be published. Siehe Berman (1981).
- M.L. Corradini (1982) A Proposal for Fuel-Coolant Mixing. *Trans. ANS* 41, 415-416.
- M.L. Corradini, W.R. Rohsenow & N.E. Todreas (1980) The Effects of Sodium Entrainment and Heat Transfer with Two-Phase UO_2 During a Hypothetical Core Disruptive Accident. *Nucl. Sci. Engrg.* 73, 242-258
- M.L. Corradini & D.V. Swenson (1981) Probability of Containment Failure due to Steam Explosions Following a Postulated Core Meltdown in an LWR. NUREG/CR-2214, SAND80-2132. (See also Corradini et al. 1981, 1982)
- M.L. Corradini & A.A. Bishop, Eds. (1981) Fuel-Coolant Interactions. The American Society of Mechanical Engineers, HTD Vol. 19, New York, pp. 113.
- M.L. Corradini, D.V. Swenson & R.L. Woodfin (1982) Analysis of Containment failure due to steam explosions following a postulated core meltdown in a light-water reactor. *Nuclear Safety* 23, 21-31.
- M.L. Corradini, D.V. Swenson, R.L. Woodfin & L.E. Voelker (1981) An Analysis of Containment Failure by a Steam Explosion Following a Postulated Core Meltdown in a Light Water Reactor. *Nucl. Engrg. & Des.* 66, 287-298.

- A.W.Cronenberg (1980) Recent Developments in the Understanding of Energetic Molten Fuel-Coolant Interactions. Nuclear Safety 21, 319-337. (zu lesen in der Reihenfolge 319,30,20,23,24,25,21,26,22,27, 28,29, sowie 331-337)
- A.W.Cronenberg & R.Benz (1980) Vapor Explosion Phenomena with Respect to Nuclear Reactor Safety Assessment. In: Adv. Nuclear Science and Technology (J.Lewins & M.Becker, eds.), Vol. 12, 247-334. Erschien vorher als NRC Report NUREG/CR-0245 (TREE-1242), 1978.
- A.W.Cronenberg & R.L.Coats (1976) Solidification Phenomena for UO_2 , UC, and UN Relative to Quenching in Sodium Coolant. Nucl. Engrg.Des. 36, 261-272.
- A.W.Cronenberg & H.K.Fauske (1974) UO_2 Solidification Associated with Rapid Cooling in Liquid Sodium. J. Nucl. Mater. 52, 24-32.
- A.W.Cronenberg & M.A.Grolmes (1975) Fragmentation Modelling Relative to the Breakup of Molten UO_2 in Sodium. Nucl. Safety 16, 683-700.
- B.J.Daly (1967) Numerical Study of Two Fluid Rayleigh-Taylor Instability. Phys. Fluids 10, 297-307.
- B.J.Daly (1969) Numerical Study of the Effect of Surface Tension on Interface Instability. Phys. Fluids 12, 1340-1354.
- R.Defay, I.Prigogine, A.Bellemans & D.H.Everett(1966) Surface Tension and Adsorption. Longmans, London.
- Deutsche Risikostudie (1979). (Hrsg.: Gesellschaft für Reaktorsicherheit). Verlag TÜV Rheinland. Hauptband.
- Deutsche Risikostudie (1980). Fachband 5: Untersuchungen von Kernschmelzunfällen. (Hrsg.: Gesellschaft für Reaktorsicherheit). Verlag TÜV Rheinland.

- J.K.Dienes (1978) Method of Generalized Coordinates and an Application to Rayleigh-Taylor Instability. Phys. Fluids 21, 736-744.
- D.S.Drumheller (1979) The Initiation of Melt Fragmentation in Fuel-Coolant Interactions. Nucl. Sci. Engrg. 72, 347-356.
- H.K.Fauske (1972) The Role of Nucleation in Vapor Explosions. Trans. ANS, 15, 813-814.
- H.K.Fauske (1972/73) Nucleation of Liquid Sodium in Fast Reactors. Reactor Technology 15, 278-302.
- H.K.Fauske (1973) On the Mechanism of Uranium Dioxide-Sodium Explosive Interactions. Nucl. Sci. Engrg. 51, 95-101.
- H.K.Fauske (1974) Some Aspects of Liquid-Liquid Heat Transfer and Explosive Boiling. CONF-740401-p2, 992-1005. Proc. of the Fast Reactor Safety Meeting, Beverly Hills, CA, April 2-4, 1974.
- H.K.Fauske (1975) Boiling Flow Regime Maps in LMFBR HCDA Analysis. Trans. Am. Nucl. Soc. 22, 385-386.
- A.Fiedler, G.Fröhlich, G.Müller, R.Benz, M.Bürger, W.Schwalbe & H. Unger (1980) Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Dampfexplosion. Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben BMFT - RS 206, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.
- B.D.Fishburn (1974) Boundary Layer Stripping of Liquid Drops Fragmented by Taylor Instability. Acta Astronautica 1, 1267-1284.
- T.P.Fishlock (1979) Calculations on Propagating Vapour Explosions for the Aluminium/Water and UO₂/Sodium Systems. Fourth CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety. CSNI Report No. 37, Vol. 1, 54-80.

- P.Fritz (1981) Wärmeübergang und Fragmentation beim Kontakt einer begasten Schmelze mit Kühlflüssigkeit. Dissertation, Fak. für Maschinenwesen, Universität Hannover.
- W.Fritz (1963) Grundlagen der Wärmeübertragung beim Verdampfen von Flüssigkeiten. Chem.Ing.Techn. 35, 753-764.
- G.Fröhlich & M.Anderle (1980) Experimente zum Studium der Auslösemechanismen für Wasserdampfexplosionen. Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Univ. Stuttgart, Report IKE 2 - 51, April 1980.
- C.J.Fry (1980) An Analysis of the SANDIA Drop Experiments. Beitrag zu FCI-Workshop, siehe: OECD (1980).
- C.J.Fry & C.H.Robinson (1979) Experimental Observations of Propagating Thermal Interactions in Metal/Water Systems. Fourth CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety. CSNI Report No. 37, Vol. 2, 329-362.
- C.J.Fry & C.H.Robinson (1980) Results from Selected Experiments Performed in the THERMIR Facility at AEE, Winfrith, UKAEA, AEEW-M1778.
- J.H.Gardner, D.L.Book & I.B.Bernstein (1982) Stability of Imploding Shocks in the CCW Approximation. J. Fluid Mech. 114, 41-58.
- T.Ginsberg & J.R.Moszynski (1981) Potential for Entrainment of Sodium into Expanding Multiphase HCDA Bubbles by Rayleigh-Taylor Instability. Trans. ANS 38, 419-420.
- H.Goldammer (1980) Untersuchungen über nichtgleichförmige Temperaturverteilung im Reaktionsgemisch einer thermischen Detonation. Abschlußbericht, B.T.W.B. - Büro für technisch wissenschaftliche Beratung, Postfach 1303, D-7070 Schwäb. Gmünd.
- H.Goldstein (1978) Klassische Mechanik. Akad. Verlagsges. Wiesbaden. (5.Aufl.)

- Gröber/Erk/Grigull (1963) Wärmeübertragung. Springer-V., Berlin etc., 3.Aufl.
- F.S.Gunnerson (1979) Film Boiling Destabilization from Hydrodynamic and Thermodynamic Considerations with Application to the Understanding of Vapor Explosion Phenomena. Thesis, Univ. of New Mexico. Also: Techn. Report No. NE-66(79)NRC-318-1, April 1979.
- F.S.Gunnerson & A.W.Cronenberg (1980a) On the Minimum Film Boiling Conditions for Spherical Geometries. J. Heat Transfer, Trans. ASME, 102, 335-341.
- F.S.Gunnerson & A.W.Cronenberg (1980b) Film Boiling and Vapor Explosion Phenomena. Nucl. Techn. 49, 380-391.
- R.Haag & H.Körber (1980) Zusammenstellung wichtiger Ergebnisse und Ableitung von Kenntnislücken zum Problemkreis Kernschmelzen. Abschlußbericht BMFT 150 400, Beratungsbüro für Angewandte Physik, Dr. H. Körber, Meisenweg 6, 7261 Gechingen.Tel.07056/2264.
- S.Hagen, H.Malauscek, H.P. Wallenfels, H.Schülken (1978) Experimentelle Untersuchung der Abschmelzphase von UO_2 -Zircaloy-Brennstäben bei versagender Notkühlung. Projekt Nukleare Sicherheit, Halbjahresbericht in KfK 2435 (1977) und KfK 2500 (1978), PNS 4241.
- G.Häßler (1971) Untersuchungen zur Verformung und Auflösung von Wassertropfen durch aerodynamische Kräfte im stationären Luft- und Wasserstrom bei Unterschallgeschwindigkeiten. Dissertation, Univ. Karlsruhe, Fak. für Maschinenbau.
- F.Z.Halfawy & M.M.Farahat (1981) Film Boiling Heat Transfer From Horizontal Cylinders to Subcooled Liquids. Atomkernenergie/Kerntechnik 37, 101-105.
- R.W.Hall & S.J.Board (1979) The Propagation of Large Scale Thermal Explosions. Int.J.Heat Mass Transfer 22, 1083-1093.

- F.H.Harlow & W.E.Pracht (1966) Formation and Penetration of High-Speed Collapse Jets. Phys. Fluids 9, 1951-1959.
- K.Hassmann (1977) Unfallablaufanalysen unter der Annahme hypothetischen Kernschmelzens bei Leichtwasserreaktoren. Dissertation, Universität Stuttgart.
- K.Hassmann, M.Peehs, W.Zeitner & H.Reineke (1979) Analyse der Konsequenzen einer Dampfexplosion. Atomwirtschaft 24, 241-244.
- H.-H.Hennies, J.P.Hosemann & F.Mayingier (1981) Ablauf und Konsequenzen eines DWR-Kernschmelzenunfalls. Atomwirtschaft 26 (1981) 168-176.
- R.E.Henry (1974) A Correlation for the Minimum Film Boiling Temperature. 14th Nat. Heat Transfer Conf., AIChE-ASME, Atlanta, Georgia, Aug. 5-8, 1973. In: Heat-Transfer - Research and Design. (D.Gidaspow, Ed.) AIChE Symposium Series No. 138, Vol. 70 (1974), 31-47.
- R.E.Henry (1979) A Comparison of the Sodium-UO₂ Results with the Spontaneous Nucleation Theory. Fourth CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety. CSNI Report No. 37, Vol. 2, 478-506.
- R.E.Henry L.M.McUmber (1977) Vapor Explosion Potentials under LWR Hypothetical Accident Conditions. CONF-770708, Vol. 3, 3-414 - 425. Proc. Top. Meetg. on Thermal Reactor Safety, July 31- Aug. 4, 1977, Sun Valley, Idaho.
- J.C.Hesson, R.O.Ivins, R.E.Wilson, K.Nishio & C.Barnes (1970) Laboratory Simulations of Cladding-Steam-Reactions Following Loss-of-Cooling Accidents in Water-Cooled Power Reactors. ANL-7609.
- E.P.Hicks & D.C.Menzies (1965) Theoretical Studies on the Fast Reactor Maximum Accident. ANL-7120, 654-670. Proc. Conf. on Safety, Fuels, and Core Design in Large Fast Power Reactors.

- J.O.Hinze (1949) Critical Speeds and Sizes of Liquid Globules. Appl. Sci. Res. A1, 273-288.
- P.D.Hess & K.J.Brondyke (1969) Causes of Molten Aluminium-Water Explosions. Metal Progr. 95, 93-100.
- H.Holleck, S.Nazare, G.Ondracek & A.Skokan (1977) LWR Core Melt Down Accident - A Materials Viewpoint. Proc. of Topical Meetg. on Thermal Reactor Safety. July 31 - August 4, 1977, Sun Valley, Idaho, CONF-770708, Vol. 3, 3-403 - 3-413.
- D.Y.Hsieh & S.P.Ho (1981) Rayleigh-Taylor Stability with Mass and Heat Transfer. Phys. Fluids 24, 202-208.
- D.Y.Hsieh (1972) Effects of Heat and Mass Transfer on Rayleigh-Taylor Instability. J. Basic Engrg. (Trans. ASME) 94D, 156-162.
- Y.-Y.Hsu & R.W.Graham (1976) Transport Processes in Boiling and Two-Phase Systems. Hemisphere Publ., Washington etc.
- R.O.Ivins (1967) Interaction of Fuel, Cladding, and Coolant. Report ANL-7399, S. 162-165.
- H.Jacobs (1976) Computational Analysis of Fuel-Sodium Interactions with an Improved Method. CONF-761001, Vol. 3, 926-935. Proc. Int. Meetg. Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago, Oct. 5-8, 1976.
- S.P.Kalra & Y.Zvirin (1981) Shock wave-induced bubble motion. Int. J. Multiphase Flow, 7, 115-127.
- F.Klößner et al. (1980) Berechnungen zum Coreschmelzen unter vollem Primärkreisdruck. Bonnenberg & Drescher Ingenieurgesellschaft mbH., 5173 Aldenhoven/Jülich, Industriestr., Untersuchung im Auftrag des Bundesministers für Forschung und Technologie, BMFT 150 387.

- H.Körber (1980) Untersuchung des Kernschmelzunfalls in Leichtwasserreaktoren. Dissertation, Fakultät Energietechnik der Universität Stuttgart, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme.
- H.M.Kottowski, M.Mol, G.Grossi & H.Hohmann (1979) Experimentelle Untersuchung der thermischen Interaktion zwischen geschmolzenem Reaktormaterial und Wasser. Kommission der Europäischen Gemeinschaft, Gemeinsame Forschungsstelle Ispra, ISPRA Technical Note Nr. I.06.01.79.102. Siehe auch Corradini & Bishop (1981), 17-29.
- S.S.Kutateladze (1972) Elements of the Hydrodynamics of Gas-Liquid Systems. Fluid Mech.-Soviet Research 1, 29-46.
- G.I.Kuvshinov, P.P.Prokhorenko, N.V.Dezhkunov & V.I.Kuvshinov (1982) Collapse of a Cavitation Bubble Between Two Solid Walls. Int. J. Heat Mass Transfer 25, 381-387.
- R.Ladisch (1980) Untersuchungen der minimalen Filmsiedetemperatur auf keramischen und metallischen Heizern. Dissertation, Fak. für Maschinenbau, Universität Karlsruhe. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 2970.
- L.D.Landau & E.M.Lifshitz (1959) Fluid Mechanics. Pergamon Press, London etc.
- M.Lenoir (1976) Numerical Simulation of the Collapse of a Cavitation Bubble. Lect.Notes in Phys. 59 (Springer-V., Berlin etc.), 274-279.
- D.J.Lewis (1950) The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to Their Planes, II. Proc. Roy. Soc. A 202, 81-96.
- J.H.Lienhard & V.K.Dhir (1980) On the Prediction of the Minimum Pool Boiling Heat Flux. J.Heat Transfer, Trans. ASME 102, 457-460.
- J.H.Lienhard & A.Karimi (1981) Homogeneous Nucleation and the Spinodal Line. J.Heat Transfer, Trans. ASME 103, 61-64.

- G.Long (1957) Explosions of Molten Aluminum in Water - Cause and Prevention. Metal Progress 71, 107-112.
- A.V.Luikov (1968) Analytical Heat Diffusion Theory. Academic Press, New York & London.
- B.B.Mandelbrot (1977) Fractals - Form, Chance, and Dimension. W.H.Freeman & Co., San Francisco.
- F.Mayingner, H.H.Reineke, J.Veen & P.Fritz (1979) Abschätzung der Wärmeabgabe einer fragmentierten Kernschmelze an Wasser. Ingenieurbüro für Berechnung und Entwicklung verfahrenstechnischer Anlagen, Kurzer Kamp 12, D-3016 Seelze 2.
- F.Mayingner (1981) Wie sind Dampfexplosionen im Lichte neuerer Erkenntnisse zu beurteilen? - Zu Möglichkeit, Ablauf und Wirkung. GRS-Fachgespräch 1981, München, 22. und 23. Okt. 1981. Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Köln, GRS-Bericht. Atomwirtschaft 27 (1982) 74-81.
- F.Mayingner (1982) Störfallpfade zum Kernversagen und Möglichkeit seiner Beherrschung. Vortrag: Jahrestagung Kerntechnik, Mannheim, 4.-6. Mai 1982.
- K.McFarlane (1982) HM: A Precompiled Subroutine Library Based Upon the Thermodynamic Model of Hicks and Menzies and Designed to Facilitate the Numerical and Graphical Solution of FCI Work Capacity and Efficiency Problems. United Kingdom Atomic Energy Authority, Safety and Reliability Directorate, Report SRD R 211.
- S.E.Meier (1980) Theoretical Studies of the Response of LWR Pressure Vessel to a Postulated Steam Explosion. ASME-paper 80-C2/PVP-137. Pressure Vessels & Piping Conf., San Francisco, Aug. 12-15, 1980.
- H.Mizuta, F.Hirabayashi, N.Yokozawa & Y.Fukushima (1973) Progress Report on the Molten UO₂ Drop Experiment. Paper SNI 2/25, Second Specialist Meeting on Sodium/Fuel Interaction in Fast Reactors, Ispra, 21-23 Nov. 1973, Report EUR 5309 e.

- H.Mösinger (1980) Numerical Experiment on Shock Wave Induced Drop Fragmentation. Nucl. Engrg. Des. 61, 257-264.
- A.S.Monin & A.M.Yaglom (1971) Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence, Vol. 1, MIT-Press, Cambridge, Mass.
- A.S.Monin & A.M.Yaglom (1975) Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence, Vol. 2, MIT-Press, Cambridge, Mass.
- J.R.Moszynski & T.Ginsberg (1981) Liquid Entrainment by an Expanding Gas or Vapor Bubble - A Review of Experiments and Models. Brookhaven National Lab., Report BNL-NUREG-28343.
- S.Nazare, G.Ondracek & B.Schulz (1975) Über theoretische und experimentelle Möglichkeiten zur Bestimmung der Stoffwerte von Corium, Abschlußbericht Teil II. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 2217.
- L.S.Nelson (1980) Data for Steam Explosion Studies with Single Drops of Molten Iron Oxide. Beitrag zu FCI-Workshop, siehe: OECD(1980).
- L.S.Nelson & P.M.Duda (1981) Steam Explosion Experiments with Single Drops of Iron Oxide Melted with a CO₂ Laser. NUREG/CR-2295, SAND81-1346
- L.S.Nelson & L.D.Buxton (1978) Steam Explosion Triggering Phenomena: Stainless Steel and Corium-E Simulants Studies with a Floodable ARC Melting Apparatus. NRC Report SAND-77-0998 (NUREG/CR-0122), Sandia Laboratories, NTIS.
- P.Nikolopoulos & G.Ondracek (1981) Bestimmung der Dichten von Kernschmelzen. Atomwirtschaft, 661-663.
- P.Nikolopoulos & B.Schulz (1979) Density, Thermal Expansion of Stainless Steel and Interfacial Properties of UO₂-Stainless Steel Above 1690 K. J. Nucl. Mater. 82, 172-178.

- S.Nukiyama (1934) Maximum and Minimum Values of Heat Transmitted from a Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure. J.Soc.Mech.Eng. Japan, 37, 367.
- OECD (1980) Joint Interpretation Exercise on Selected Fuel-Coolant Interaction (FCI) Experiments. Workshop, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 2.-4. Dezember 1980.
- P.D.Patel & T.G.Theofanous (1978) Fragmentation Requirements for Detonating Thermal Explosions. Nature 274, 142-144.
- P.D.Patel & T.G.Theofanous (1981) Hydrodynamic Fragmentation of Drops. J.Fluid Mech. 103, 207-223.
- P.C.Patnaik, F.S.Sherman & G.M.Corcus (1976) A Numerical Simulation of Kelvin-Helmholtz Waves of Finite Amplitude. J.Fluid Mech. 73, 215-240.
- A.Pee (1969) Stoffdaten von Natrium. Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK 924.
- M.Pilch & C.A.Erdmann (1981) Consideration of Liquid Drop Fragmentation in Safety Analysis. Trans. ANS 38, 403-404.
- M.S.Plesset & R.B.Chapman (1971) Collapse of an Initially Spherical Vapour Cavity in the Neighbourhood of a Solid Boundary. J.Fluid Mech. 47, 283-290.
- M.S.Plesset & A.Prosperetti (1977) Bubble Dynamics and Cavitation. Ann. Rev. Fluid Mech. 9, 145-185.
- J.M.Rallison (1981) A Numerical Study of the Deformation and Burst of a Viscous Drop in General Shear Flows. J. Fluid Mech. 109, 465-482.
- A.A.Ranger & J.A.Nicholls (1969) Aerodynamic Shattering of Liquid Drops. AIAA J. 7, 285-290.

C.S.R.Rao, M.Sichel & J.A.Nicholls (1972) A Two Dimensional Theory for Two Phase Detonation of Liquid Films. Combust.Sci.Technol. 4, 209-220.

Lord Rayleigh (1894) Theory of Sound. Dover Publ., New York, 2nd ed., Vol. 2.

Lord Rayleigh (1917) Philos. Mag. 34, 94-98.

M.Reimann & K.Hassmann (1981) Analyse des Ablaufes Hypothetischer Kernschmelzunfälle. Jahreskolloquium 1980 des Projektes Nukleare Sicherheit, KfK 3070, 168-181.

W.G.Reinecke & G.D.Waldman (1970) An Investigation of Water Drop Disintegration in the Region Behind Strong Shock Waves. In A.A.Fyall & R.B.King (Eds.): 3rd Intern. Conf. on Rain Erosion and Related Phenomena, Hampshire, England, p. 629.

W.G.Reinecke & G.D.Waldman (1975) Shock Layer Scattering of Cloud Drops in Reentry Flight. AIAA 13th Aerospace Science Meeting, Pasadena, Calif., Jan. 20-22, 1975.

R.Riethmüller (1976) Experimentelle Untersuchung zur Bildung kritischer Siedekeime in überhitztem Natrium.
Dissertation, Fak. für Maschinenbau, Universität Karlsruhe.
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 2334.

J.B.Rivard & F.H.Haskin (1981) LWR Meltdown Analyses and Uncertainties. SAND81-1533C, CONF-810803--8.

P.Royl (1981) PBDOWN - A Computer Code for Simulating Core Material Discharge and Thermal to Mechanical Energy Conversion in LMFBR Hypothetical Accidents. 6th Int. Conf. on Structural Mech. in Reactor Technology, Paris, Aug. 17-21, 1981, paper E3/8.

SANDIA (1975) Core-Meltdown Experimental Review.

Sandia Laboratories, Report SAND74-0382.

J.Schriewer (1980) Zur Theorie der hydrodynamischen Fragmentation von Flüssigkeitstropfen in flüssigen Medien durch Stoßwellen mit Anwendung auf die Systeme Hg/H₂O, Fe/H₂O, Stahl/Na, UO₂/Na
Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.

E.H.Schulz (1966) Vorkommnisse und Strahlenunfälle in kerntechnischen Anlagen. Verlag K. Thiemig, München.

U.Schumann (1981a) Principles of Fluid-Structure Interaction.
ANS/ENS Intern. Topical Meetg. "Advances in Mathematical Methods for Nuclear Engineering Problems," München, April 27-29 (Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik in Eggenstein-Leopoldshafen, 1981), Vol. 1, 565-582.

U.Schumann (1981b) Virtual Density and Speed of Sound in a Fluid-Solid Mixture with Periodic Structure. Int. J. Multiphase Flow 7, 619-633.

W.Schwalbe (1982) Theoretische Analyse thermischer Schmelze-Kühlmittel-Reaktionen zwischen großen Schmelzemengen und Wasser.
Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Bericht IKE 2-56.

A.Sharon & S.G.Bankoff (1978a) Propagation of Shock Waves through a Fuel/Coolant Mixture. Part 1: Boundary Layer Stripping Mechanism.
Chemical Engrg. Dep., Northwestern Univ., Evanston, IL 60201, COO-2512-12.

- A. Sharon & S.G. Bankoff (1978b) Propagation of Shock Waves through a Fuel/Coolant Mixture. Part B: Taylor Instability Mechanism. Chemical Engrg. Dep., Northwestern Univ., Evanston, IL 60201, COO-2512-14.
- A. Sharon & S.G. Bankoff (1981) On the Existence of Steady Supercritical Plane Thermal Detonations. Int. J. Heat Mass Transfer 24, 1561-1572.
- C. Shih & M.M. El-Wakil (1981) Film Boiling and Vapor Explosions from Small Spheres. Nucl. Sci. Engrg. 77, 470-479.
- A. Shima & Y. Sato (1980) The Behavior of a Bubble between Narrow Parallel Plates. ZAMP 31, 691-704.
- A. Shima & Y. Sato (1981) The Collapse of a Spheroidal Bubble near a Solid Wall. J. Mechan. 20, 253-271.
- A. Shima & Y. Tomita (1981) The Behavior of a Spherical Bubble Near a Solid Wall in a Compressible Liquid. Ing.-Archiv 51, 243-256.
- D.J. Shlien & R.L. Boxman (1981) Laminar Starting Plume Temperature Measurement. Int. J. Heat Mass Transfer 24, 919-931.
- P.G. Simpkins & E.L. Bales (1972) Water-Drop Response to Sudden Accelerations. J. Fluid Mech. 55, 629-639.
- A. Skokan (1981) Simulation von Kernschmelzen: Voraussichtliche Auswirkung der Substitution von UO_2 durch Al_2O_3 und andere Oxide anhand abgeschätzter Eigenschaftswerte. Kernforschungszentrum Karlsruhe, in KfK 2950 (1981) S. 4300-20 - 33.
- D. Smidt (1979) Reaktor-Sicherheitstechnik. Springer V., Berlin etc.
- C.J. Smithells, Ed. (1976) Metals Reference Book. Butterworths, London.
- A. Wm. Snyder (1982) Auswirkungen von Dampfexplosionen. Vortrag: Jahrestagung Kerntechnik, Mannheim, 4.-6. Mai 1982.

- M.G.Stevenson (1980) Report on the Zion/Indian Point Study, Vol. II.
Los Alamos Sci. Lab. Report LA-8306-MS, NUREG/CR-1411.
siehe auch NUREG/CR-1654, LA-8494-PR (1980), 49-52.
- S.van Stralen & R.Cole (1979) Boiling Phenomena. Vol. 1 & 2.
Hemisphere Publ., Washington etc.
- G.I.Taylor (1950) The Instability of Liquid Surfaces When Accelerated
in a Direction Perpendicular to Their Planes. Proc.Roy.Soc. A 201,
192-196.
- G.I.Taylor (1963) The Shape and Acceleration of a Drop in High-Speed
Air Stream. In G.K.Batchelor (Ed.): The Scientific Papers of Sir
Geoffrey Ingram Taylor, Cambridge, Univ. Press, Vol. III, 457-464.
- K.Thurnay (1981) Thermophysical Properties of Sodium in the Liquid and
Gaseous States. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 2863.
- N.B.Vargaftik (1975) Tables of thermophysical properties of liquids and
gases. Hemisphere Publ. Co., Washington D.C.
- G.J.Vaughan (1979) Some Theoretical Considerations Concerning Molten
Fuel Coolant Interaction Debris Size. Fourth CSNI Specialist
Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety,
Bournemouth, UK. CSNI Report No. 37, Vol. 1, 153-173.
- VDI-Wärmeatlas (1977), VDI-Verlag, Düsseldorf.
- O.V.Voinov (1979) A Calculation of the Parameters of the High-Speed
Jet formed in the Collapse of a Bubble. J.Appl. Mech. and Techn.
Physics (Transl. from Russian) 20, 333-337.
- P.Walzel (1980) Zerteilgrenze beim Tropfenprall. Chem.-Ing.-Tech. 52,
338-339.

- D.C. Williams (1976) A Critique of the Board-Hall Model for Thermal Detonations in UO_2 -Na Systems. CONF-761001, Vol. IV, 1821-1832. Proc. Int. Meetg. Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago, IL, Oct. 5-8, 1976.
- L.C. Witte & J.E. Cox (1973) Thermal Explosion Hazards. Adv. Nucl. Sci. Techn. 7 (E.J. Henley & J. Lewins, Eds.), Academic Press, New York and London, 329-364.
- S.C. Yao & R.E. Henry (1978) An Investigation of the Minimum Film Boiling Temperature on Horizontal Surfaces. J. Heat Transfer (Trans. ASME), 100, 260-267.
- W. Zeitner, K. Hassmann and M. Peehs (1981) The Modular System KODEX to Analyse the Dynamic Loads on a RPV during a Postulated Steam Explosion. In: Corradini & Bishop (1981), 109-113.
- J. Zierep (1963) Vorlesungen über theoretische Gasdynamik. Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- J. Zierep (1975) Strömungen mit Energiezufuhr. Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- W. Zyszkowski (1975) Results of Measurements of Thermal Interaction Between Molten Metal and Water. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 2193.
- W. Zyszkowski (1976a) On the Transplosion Phenomenon and the Leidenfrost Temperature for the Molten Copper-Water Thermal Interaction. Int. J. Heat Mass Transf. 19, 625-633.
- W. Zyszkowski (1976b) Study of the Thermal Explosion Phenomenon in Molten Copper-Water System. Int. J. Heat Mass Transf. 19, 849-868.

Referenzen und Bemerkungen zur Tabelle der Stoffdaten

- / 1 / J.Schriewer (1980), Tab. 3.1 (dort sind z.T. Intervalle angegeben).
- / 2 / S.Nazare et al. (1975)
- / 3 / A.Skokan (1981)
- / 4 / VDI-Wärmeatlas
- / 5 / Corradini (1980): Die angegebenen Werte sind lediglich als grobe Richt- und Schätzwerte anzusehen.
- / 6 / H.Holleck et al. (1977)
- / 7 / Vargaftik (1975)
- / 8 / Hütte
- / 9 / VDI-Wasserdampf tabel
- / 10 / Nikolopoulos & Ondracek (1981). Das Dichteintervall entspricht dem Bereich von der Solidus- bis zur Liquidustemperatur.
- / 11 / Haag & Körber (1980), Tab. B3.
- / 12 / J.Schriewer (1980), Tab. 4.2. Dort zitiert nach Schwalbe & Benz (1977)
- / 13 / eigene Berechnung mit MAPLIB
- / 14 / Gröber/Erk/Grigull (1963), Zahlentafel 12.
- / 15 / Bober & Fischer (1981)
- / 16 / Pee (1969)
- / 17 / Metals Reference Book, Smithells (1976).
- / 18 / Zyszkowski (1976b)
- / 19 / Wertangabe aus /1/. Beachte, die Werte sollen für Eisen gelten; für Stahl (1.4970) geben Nikolopoulos & Ondracek (1981) die Werte 1690K für die Schmelztemperatur und 6820 kg/m^3 für die Dichte der flüssigen Phase bei 1690K an.
- / 20 / Nikolopoulos & Schulz (1979)
- / 21 / Nach /20/ ist für Stahl 1.4970 am Schmelzpunkt $\sigma=1,19\text{N/m}$.
- / 22 / Bhise & Bonilla (1976)

Referenzen und Bemerkungen zur Tabelle der Stoffdaten (Fortsetzung)

Bezüglich einiger weiterer LWR-typischer Stoffdaten siehe

SANDIA (1975), Chapter 11 (41 pages),

Misaelides & Ondracek (1978),

S.Nazare et al. (1975),

Nikolopoulos & Ondracek (1981),

Pee (1969) und vor allem Thurnay (1981) für Stoffdaten von Natrium,

Chawla, Graff et al. (1981).

