

## Der Rücktritt

- Tomos (zeitunglesend): „Da ist einer zurückgetreten.“  
 A: „Warum mußte er denn zurücktreten?“  
 Tomos: „Der mußte nicht, der wollte!“  
 A: „Einvernehmlich?“  
 Tomos: „Der wollte wirklich.“  
 A: „So krank?“  
 Tomos: „Nein. Der hat den Kram leid: „Mir erscheint es zweifelhaft, ob diese Politik sich noch primär am Nutzen des Volkes orientiert“, hat er dem Innenminister geschrieben.“  
 A: „Na so etwas! Wovon ist er denn zurückgetreten?“  
 Tomos: „Aus der Reaktorsicherheitskommission.“  
 A: „Na endlich! Ich finde das schon lange recht ungehörig, wie manche Leute wild gegen die Kernenergie sind und dann doch überall mitmachen, z.B. Atomstrom nicht zahlen, aber verbrauchen!“  
 Tomos: „Darum handelt es sich gar nicht, das ist kein Kernenergiegegner.“  
 A: „Dann sollte er froh sein, daß der Innenminister ihn in dieser Kommission haben wollte. Warum ist er zurückgetreten?“  
 Tomos: „Er meint, daß sich die Kommission kaum mehr mit grundlegenden Fragen der Reaktorsicherheit befassen kann, weil sie vom Ministerium mit Pseudoproblemen zugedeckt wird.“  
 A: „Und das wären?“  
 Tomos: „Zum Beispiel unterirdische Bauweise von Kernkraftwerken. Endlagerung ohne Wiederaufarbeitung. Flugzeugabsturz bei nicht schutzbedürftigen Anlagen, Maßnahmen gegen hypothetische Folgen hypothetischer Kernschmelzunfälle, Stellungnahmen zu Gutachten, die ...“  
 A: „Danke. Klingt ganz nach einem Reaktorexperten.“  
 Tomos: „Ist auch ein Professor für Reaktortechnik.“  
 A: „Da sollte er trotzdem in der Kommission bleiben – wegen der Reaktorsicherheit.“  
 Tomos: „Er glaubt wohl auch, daß es nichts nützt, wenn die Reaktorsicherheitskommission etwas empfiehlt.“  
 A: „Warum denn das?“  
 Tomos: „Er hat jedenfalls dem Innenministerium auch vorgeworfen, daß es den Empfehlungen der Kommission jeweils nur insoweit folge, als ihm dies für seine Politik opportun erscheine – sachliche Gesichtspunkte würden oft von anderen Überlegungen in den Hintergrund gedrängt.“  
 A: „Deswegen ist tatsächlich ein deutscher Experte aus einer Kommission ausgetreten?! Wenn das Schule machte!“  
 Tomos: „Da würden die Politiker sicher Augen machen, wenn mehr Fachleute aus ministeriellen Gremien zurückträten, weil ihnen zu viele Pseudoprobleme aufgehalst werden und ihre Empfehlungen nur etwas gelten, wenn sie politisch opportun sind!“

★

## Sozialadäquates Laster

In seinem Kalkar-Beschluß vom 8. August 1978 hat der Zweite Senat des Bundesverfassungsgerichts von „Ungewissheit jenseits der Schwelle praktischer Vernunft“ gesprochen, die „unentrinnbar“ seien und „als sozialadäquate Laster von allen Bürgern zu tragen“ seien.

Aus: Frankfurter Allgemeine Zeitung

# Wie sind Dampfexplosionen im Lichte neuerer Erkenntnisse zu beurteilen?

Zu Möglichkeit, Ablauf und Wirkung

Von F. Mayinger, München

Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Phänomenologie und Wirkung von Dampfexplosionen lassen inzwischen realistischere Abschätzungen zur Möglichkeit der Gefährdung von Reaktordruckbehälter und Sicherheitsbehälter durch ein solches Ereignis zu, als dies noch zur Zeit der Erarbeitung des Rasmussen-Berichtes und der Deutschen Risikostudie – Phase A – möglich war. Es werden der Stand des Wissens und anhand einfacher, physikalischer Betrachtungen die Grenzen der mechanischen Auswirkungen dargestellt.

## 1. Coreschmelzen und die Möglichkeit von Dampfexplosionen

Sowohl der *Rasmussen-Bericht* [1] als auch die *Deutsche Risikostudie* [2] sagen die höchsten Freisetzungsraten in die Umgebung für den Fall voraus, daß im Laufe eines Kernschmelzunfalles relativ früh eine Dampfexplosion auftritt, die den Reaktordruckbehälter oder den Sicherheitsbehälter oder beide zerstört. Im zeitlichen Verlauf des Kernschmelzunfalles unterscheidet man die in Abb. 1 angedeuteten vier Phasen der

- Kernaufheizung,
- Restwasserverdampfung,
- Aufheizung des Reaktordruckbehälterbodens und
- Betondurchdringung.

Wechselwirkungen zwischen Schmelze und Wasser können eintreten in der 1. Phase, wenn die Schmelze – auch Corium genannt – in den Raum des Reaktordruckbehälterbodens eindringt und dort noch Wasser vorfindet, aber auch in der 4. Phase, wenn die Schmelze das Betonfundament durchdringt und dabei Kammern oder Kavernen öffnet, die mit Wasser, herrührend aus der vorangegangenen Blowdown-Phase, gefüllt sind. Die Zusammensetzung der Schmelze in der ersten und in der vierten Phase ist sehr unterschiedlich. Sie besteht zu Beginn zu etwa 60% aus  $UO_2$  mit Beimischungen von Zr,  $ZrO_2$  und Fe, während in der vierten Phase wegen des inzwischen aufgeschmolzenen Strukturmaterials Eisen und

Anschrift des Verfassers:

Prof. Dr. F. Mayinger, Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU München, Arcisstr. 21, 8000 München 2.

Vortrag, gehalten auf dem 5. GRS-Fachgespräch 1981 „Fortschritte in der Sicherheitsbeurteilung von Kernkraftwerken“ am 23. 10. 81 in München.

Der Bericht über die gesamte Tagung erscheint als GRS-Bericht bei der Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Köln, und wird außerdem in der Zeitschrift „Technische Mitteilungen“, Ausgabe Januar/Februar 1982, Vulkan Verlag, Essen, veröffentlicht.

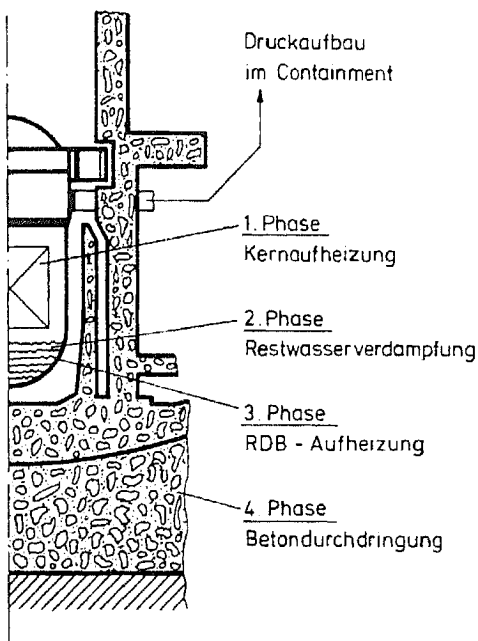


Abb. 1: Die 4 Phasen des Kernschmelzens.

Eisenoxid im Schmelzbad überwiegen. Die erstgenannte Zusammensetzung wird mit Corium A, die letztgenannte mit Corium E bezeichnet. Sie unterscheiden sich vor allem in der Viskosität, der Wärmeleitfähigkeit, der spezifischen Wärme, der Dichte und der Oberflächenspannung. Zusätzlich muß man zwischen einem überwiegend oxidierten und einem metallischen Zustand dieser Schmelzen unterscheiden.

Für das Abschmelzen des Reaktorkernes in den Druckbehälterboden gibt es verschiedene Modellvorstellungen. Man kann z. B. daran denken, daß aus einem aufgeschmolzenen Kernbereich ein Flüssigkeitsstrahl durch die untere Coretragstruktur in das Wasserbad des Druckbehälterbodens gelangt, wobei der Schmelzstrahl durch Schubspannungs- und Impulskräfte aufgefächert und im Wasserbad zerteilt wird. Man könnte sich auch vorstellen, daß die Schmelze in einem Tropfenschauer in das Wasser gelangt. Schließlich gibt es in der Literatur noch die Annahme, daß ein Teil der Coretragstruktur versagt und eine große Masse zerstörter Brennelemente abstürzt. Im letztgenannten Fall kann diese Masse nicht flüssig sein, da die Schmelze eine relativ niedrige Viskosität von einigen Centipoise besitzt, die es unmöglich macht, daß größere Mengen im flüssigen Zustand für längere Zeit im Kernbereich gehalten werden, ohne daß sie ablaufen bzw. abtropfen. Zum Aufschmelzen einer großen Kernmasse bedarf es aber mehrerer Minuten.

In der vierten Phase des Kernschmelzunfalles ist es durchaus denkbar, daß große Wassermengen mit einem im Betonfundament liegenden Schmelzsee plötzlich in Berührung kommen, z. B. dadurch, daß die Betonwände seitlich des Reaktorbehälters durch Schmelzangriff zerstört werden und das in den äußeren Kavernen gesammelte Wasser über den Schmelzsee strömt. Wegen der hohen Dichteunterschiede zwischen Schmelze und Wasser ist aber die Neigung zur intensiven Vermischung beider Fluide gering. Eine gewisse Rühr- und damit Mischwirkung haben allerdings Gasblasen, welche durch die Wechselwirkung zwischen Schmelze und darunterliegendem Beton entstehen und durch die Schmelze zum darüberliegenden Wasserbad aufsteigen. Untersuchungen von Fritz [3] haben allerdings gezeigt, daß diese Rührwirkung nicht ausreicht, um die für eine größere Dampfexplosion notwendige Vermischung zwischen Schmelze und Wasser zu bewirken.

In der Literatur wird nicht immer zwischen einer Dampfexplosion und einer heftigen Verdampfung von Wasser unterschieden. Bei einer Dampfexplosion wird, wie am Oszillogramm der Abb. 2 demonstriert, innerhalb weniger Sekunden ein Drucksprung beobachtet, während die übliche, auch noch so heftige Verdampfung einen stetigen Druckanstieg, mit um Größenordnungen kleineren Gradienten, und bezogen auf die beteiligten Massen auch erheblich geringere Amplituden hervorruft.

Dampfexplosionen sind kein Spezifikum des Kernschmelzunfalles, sie wurden schon verschiedentlich in Industriezweigen beobachtet, die heiße Metallschmelzen handhaben. Es wird auch von Todesfällen durch Dampfexplosionen in Gießereien berichtet, wobei die Todesursache jedoch in allen Fällen nicht die Druckwelle der Explosion, sondern Verbrennungen durch flüssiges Metall war. Für Sachschäden an Gießereihallen – z. B. Zerstörung des Daches – genügen schon Druckwellen von wenigen Zehntel bar, während der Sicherheitsbehälter des Reaktors auf mehrere bar und der Druckbehälter auf über 200 bar Zerstörungsgrenze ausgelegt sind.

Auch bei einigen frühen Unfällen in kerntechnischen Anlagen werden Wirkungen von Dampfexplosionen vermutet. So gibt z. B. das Schadensbild des im Dezember 1952 aufgetretenen Unfalles im kanadischen NRX-Versuchsreaktor Hinweise auf eine Coreschmelz-Wasserwechselwirkung. Der Unfall wurde durch eine rasche Leistungsexkursion verursacht, wobei einige Brennelemente schmolzen und anschließend eine Explosion auftrat. Bei der Analyse des Unfalls muß man auch beachten, daß die chemische Reaktion zwischen Aluminium und Wasser und die Verpuffung freien Wasserstoffs eine wesentliche Rolle gespielt haben können. Im Juli 1954 ereignete sich ein Unfall an dem Versuchsreaktor BORAX, und die dabei vermutlich aufgetretene Dampfexplosion wurde wiederum durch die steile Leistungsexkursion ausgelöst, bei der innerhalb von 30 ms der größte Teil der Brennelementplatten nicht nur schmolz, sondern durch die Leistungsexkursion und dabei verpuffungsartig aufgetretene Gasfreisetzung geschmolzene Partikel mit Wasser explosionsartig vermischt wurden. 1961 ereignete sich der Unfall am SL-1-Reaktor, mit dem ebenfalls eine plötzliche Leistungsexkursion einherging, wobei offensichtlich nicht nur ein Schmelzen, sondern sogar ein teilweises Verdampfen der Brennelemente auftrat, was wiederum eine äußerst heftige Mischung zwischen Schmelze und Wasser verursachte. Schließlich ist noch der Unfall an der SPERT-1b-Anlage zu erwähnen, bei dem sich wenige Millisekunden nach einer Leistungsexkursion eine Dampfexplosion einstellte, wobei durch die Leistungsexkursion etwa 35% des Cores schlagartig geschmolzen wurden. Es ist festzuhalten, daß in all den genannten Unfällen die enorme Energiefreisetzung während der Leistungsexkursion die Dampfexplosion auslöste. Leistungsexkursionen dieser Spontanität und Größe sind in Leistungsreaktoren physikalisch nicht möglich, weshalb diese Unfälle, wie später noch im einzelnen erläutert wird, für Betrachtungen zur Dampfexplosion bei Leichtwasserreaktoren atypisch sind und nicht herangezogen werden können.

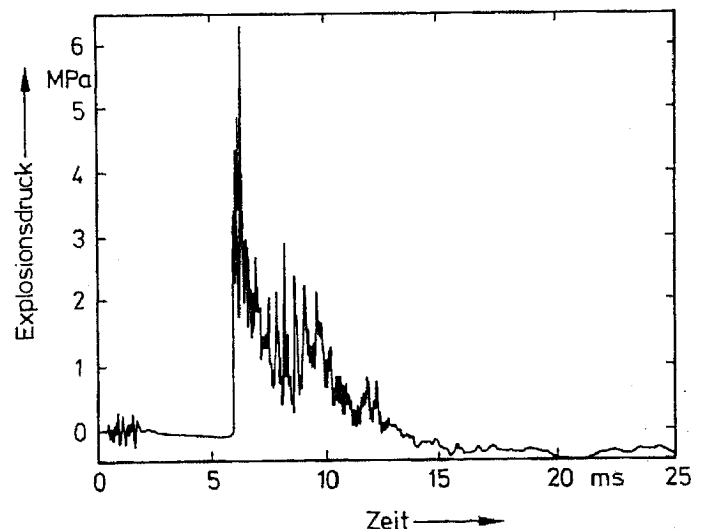


Abb. 2: Druckstoß bei Dampfexplosionen.

## 2. Physik der Dampfexplosionen

Unter Dampfexplosion versteht man die schlagartige – innerhalb weniger Millisekunden – Verdampfung von Flüssigkeit, was infolge der Volumenvergrößerung eine Druck- bzw. Stoßwelle verursacht. Voraussetzung für diese spontane Verdampfung ist die hinreichend große Überhitzung der Flüssigkeit über die Gleichgewichts-Sättigungstemperatur, was nur durch direkten, flüssigen Kontakt zwischen Schmelze und Flüssigkeit geschehen kann. Normalerweise erfolgt der Wärmetransport von der Schmelze an die Flüssigkeit durch Filmsieden, d. h., zwischen Schmelze und Flüssigkeit bildet sich ein Dampffilm, der isolierende Wirkung hat und eine stetige Verdampfung gewährleistet. Dieser Dampffilm ist, wie man aus vielen Siedeeperimenten weiß, im allgemeinen sehr stabil.

Aus den Überlegungen in der Literatur haben sich in jüngerer Zeit zwei Theorien herauskristallisiert, die den flüssigen Kontakt des Wassers mit der Schmelze als Voraussetzung für die Dampfexplosion physikalisch zu erklären versuchen. Es ist dies

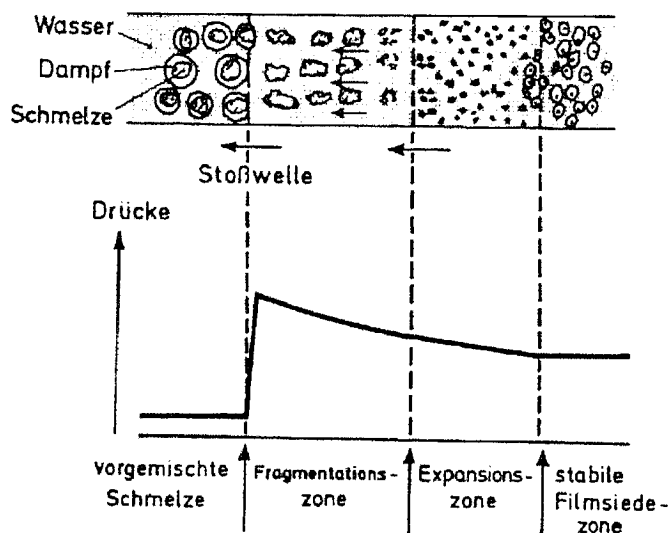


Abb. 3: Vorstellungen zum Stoßwellenmodell als Einleitungsmechanismus einer Dampfexplosion.

- die sogenannte spontane Keimbildungstheorie von Fauske [4] und
- das Stoßwellenmodell nach Board und Hall [5].

Die Keimbildungstheorie von Fauske geht von der in der Thermodynamik und Wärmeübertragung seit langem bekannten Erkenntnis aus, daß es zur Verdampfung sogenannter Siedekeime bedarf und unterstellt, daß diese Siedekeime an der Kontaktstelle zur Schmelze, an der die Aufheizung des Wassers erfolgt, zunächst nicht vorhanden bzw. noch nicht aktiviert sind. Die Siedekeimaktivierung nimmt mit Annäherung an eine bestimmte Temperatur, die sog. spontane Siedekeimtemperatur, plötzlich und exponentiell zu. Fauske geht deshalb davon aus, daß das Wasser an der Schmelzoberfläche solange im flüssigen Kontakt aufgeheizt werden kann, bis diese spontane Siedekeimtemperatur nahezu erreicht ist. Für Wasser von Umgebungsdruck liegt diese spontane Siedekeimtemperatur etwa bei 300°C, ist also größenordnungsmäßig gleich der Leidenfrost-Temperatur, mit der sie auch physikalisch verwandt ist. Es gibt eine Reihe Experimente und theoretischer Studien, die

dieses Kriterium von Fauske für das Auftreten einer Dampfexplosion stützen – z. B. [6] –, aber es existieren auch Arbeiten, welche diese spontane Keimbildungstheorie erheblich in Zweifel ziehen – z. B. [7]. Auch Experimente [8] beweisen, daß dieses Kriterium in vielen Fällen nicht gültig sein kann.

Aus den einfachen Gesetzen der Wärmeleitung kann man sofort ableiten, daß trotz des flüssigen Kontaktes zwischen Schmelze und Wasser äußerst große Kontaktflächen existieren müssen, um hinreichend große Wassermengen für eine Dampfexplosion zu überhitzen, da die Wärmeleitfähigkeit im Wasser gering ist und Konvektion wegen der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit nicht auftreten kann. Die Schmelze muß also im Wasser fein dispergiert sein, und man spricht von einer mikroskopischen Fragmentation der Schmelze. Die spontane Keimbildungstheorie gibt keine Erklärung dafür, wie sich diese äußerst feine Fragmentation einstellen soll.

Die Theorie von Board und Hall [5] behandelt die Entstehung der Dampfexplosion ähnlich wie die Zündung und Fortpflanzung einer detonativen, chemischen Reaktion infolge einer Stoßwelle. In Abb. 3 ist der Versuch unternommen, den Reaktionsmechanismus zu erläutern. Auch bei dieser Theorie wird vorausgesetzt, daß die Schmelze im Wasser durch irgendeinen hydrodynamischen Prozeß dispers verteilt und bis zu einem gewissen Grad vorfragmentiert ist. Eine solche Vorfragmentation kann man sich z. B. während des Einströmens des aus dem Kernbereich kommenden Schmelz-Freistrahles in das Wasserbad im Reaktor-druckbehälterboden vorstellen, wobei die vom Wasser auf den Schmelz-Freistrahle wirkenden Scher- und Impulskräfte die Schmelze in mehr oder weniger große Tropfen verteilen. Board und Hall nehmen nun an, daß sich diese Tropfen, entsprechend dem Gesetz des Filmsiedens, zunächst mit einem Dampffilm umgeben. Erfolgt nun aus irgendeinem Grunde örtlich ein Druckstoß, so kann dieser Dampffilm um die Schmelztropfen, infolge der Verschiebung längs der Sättigungslinie des Wassers, kondensiert werden. Die Stoßwelle hat unterschiedliche Geschwindigkeit im Schmelztropfen und im umgebenden Wasser, und es wird angenommen, daß dieser Unterschied in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Stoßwelle eine Feinfragmentierung der vorfragmentierten Schmelztropfen bewirkt und gleichzeitig über einige Millisekunden einen flüssigen Kontakt zwischen der jetzt feinfragmentierten Schmelze und dem Wasser gewährleistet. Im Laufe der Druckabsenkung hinter der Stoßfront kommt es dann zu einer heftigen Verdampfung, nämlich der Dampfexplosion, und aus dieser Explosionsenergie wird teilweise die weiterlaufende Stoßwelle gespeist, so daß man sich einen exponentiellen Anstieg der Reaktion vorstellen kann.

Die Theorie von Board und Hall geht davon aus, daß vor Beginn der Dampfexplosion ein Druckstoß initiiert wird, für dessen Entstehung es einfache und durchaus plausible Erklärungen gibt. Er kann z. B. davon herrühren, daß bei einer örtlichen Erstarrung der Schmelze Wasser eingeschlossen wird, das aber immer noch Wärme von der es umgebenden festen Masse bezieht, deshalb im Laufe seiner Erwärmung einen Dampfdruck aufbaut und schließlich sich explosionsartig aus dem Einschluß – *entrapment* genannt – befreit. Manchmal wird auch angenommen, daß bei Temperaturen in der Nähe der Leidenfrost-Grenze das Filmsieden kurzzeitig in Blasen-sieden umschlägt und der plötzliche Zusammenbruch des den Schmelztropfen umgebenden Dampffilmes eine heftige Verdampfung mit Druckstößen hervorruft.

Auch die Theorie nach Hall setzt voraus, daß Schmelze und Wasser vorvermischt sind, und diese Vorvermischung hat in einer extrem kurzen Zeit zu erfolgen, da sonst in lokalen Teilbereichen entweder genügend Blasenkeime gebildet sind oder eine zu früh initiierte Stoßwelle auf eine nicht genügend große vorfragmentierte Masse trifft. Es gibt genügend Aktivitäten in der internationalen Literatur, die Theorie nach Board und Hall physikalisch besser zu untermauern [8, 9, 10, 11]. Eine Übertragung auf die geometrischen Bedingungen eines wassergekühlten Reaktors ist jedoch schwierig. In der Literatur gibt es aber auch Hinweise [12], daß die konstruktiven und hydrodynamischen Bedingungen im Reaktor für die Ausbreitung dieser Stoßwelle wesentlich zu ungünstig sind, um eine Dampfexplosion im großen Maßstab überhaupt hervorrufen zu können.

Der Beitrag kollabierender Dampfblasen zur Fragmentation wurde von Benz u. a. [13, 14] untersucht, wobei auch lokale Erstarrungsprozesse berücksichtigt werden. Auch aus diesem Modell läßt sich keine Erklärung ableiten, wie große Schmelzmassen feinfragmentiert werden können und damit zur Dampfexplosion im großen Maßstab beitragen können.

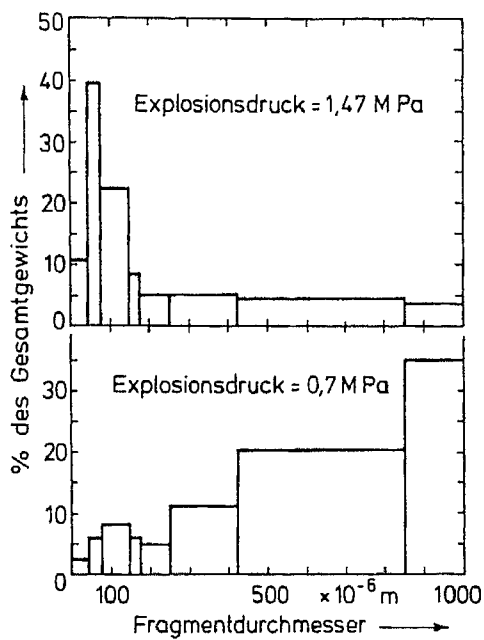


Abb. 4: Tropfenspektrum und Explosionsdruck.

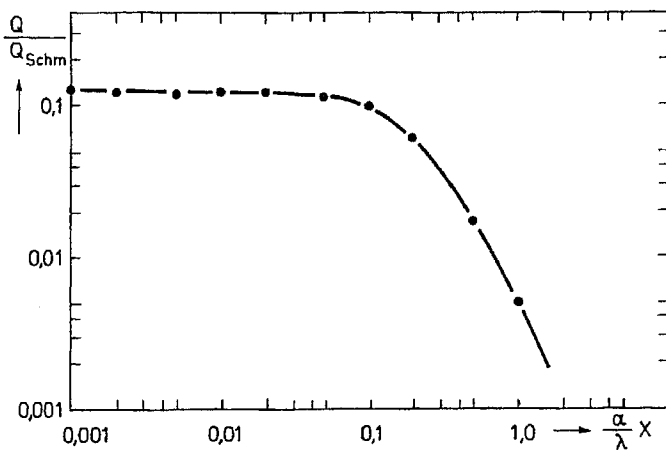


Abb. 5: Maximale von der Schmelze an das Wasser entspeicherbare Energie.

### 3. Fragmentierung der Schmelze, Umsetzung der Wärme in mechanische Energie

Das Fehlen einer Fragmentierungstheorie ist keineswegs hinreichend, eine als Anfangsbedingung der Dampfexplosion notwendige Vorfragmentierung physikalisch auszuschließen. Wir wollen deshalb einmal annehmen, daß es irgendeinen Mechanismus gäbe, der imstande ist, eine hinreichend große Schmelzmenge in eine Vielzahl kleinster Tröpfchen – in der Größenordnung von weniger als einem Millimeter Durchmesser – zu fragmentieren. Das Gesetz von der Erhaltung der Energie sagt uns aber dann sofort, daß wir darüber nachdenken haben, wie groß die Fragmentierungsenergie und die dafür notwendigen Kräfte sein müssen und woher sie kommen. Wir brauchen dazu nur die einfachsten Regeln der Thermodynamik und der instationären Wärmeleitung anzuwenden [15]. Dabei wollen wir zunächst einmal voraussetzen, daß eine Vorfragmentierung durch den Einlaufprozeß von Schmelze in Wasser gegeben ist. Aus der Literatur zu entnehmenden Experimenten [16, 17, 18, 19] wissen wir, daß das Fragmentationsspektrum der Tropfen im Bereich von wenigen Mikrometern bis einigen Millimetern liegen muß, um entsprechend viel Wärme von der Schmelze in der kurzen zur Verfügung

stehenden Zeit übertragen zu können und so eine merkliche Dampfexplosion auszulösen. Je größer die Fragmentierung, desto geringer ist der Explosionsdruck bei der Dampfexplosion, wie Abb. 4 [19] für das Beispiel einer Corium-E-Schmelze zeigt. Das mit der Schmelze in Kontakt befindliche Wasser kann auch nicht beliebig weit überhitzt werden, sondern höchstens bis zur Leidenfrost-Temperatur, die etwa der spontanen Keimbildungstemperatur entspricht und für Wasser im Druckbereich bis 100 bar maximal 150 K über der Sättigungstemperatur liegt. Aus diesen einfachen thermodynamischen Grundlagenkenntnissen und den Gesetzen der instationären Wärmeleitung kann man dann rasch berechnen [15], welchen maximalen Anteil der in den Schmelztropfen gespeicherten Energie man an das Wasser übertragen kann, wobei vorausgesetzt werden muß, daß für diesen Transportprozeß aus physikalischen Gründen des Dampfexplosions-Ablaufes nur wenige Millisekunden zur Verfügung stehen. Das Ergebnis ist in Abb. 5 wiedergegeben, und man erkennt, daß nur wenig mehr als 10% der maximal zur Verfügung stehenden Wärme tatsächlich in das Wasser fließen kann, um dort zur Explosionsenergie beizutragen. Als maximal zur Verfügung stehende Wärme in der Schmelze ist diejenige Wärmemenge anzusehen, die bei vollständigem Temperaturausgleich zwischen Schmelze und Wasser in das Wasser fließen würde. Wegen der instationären Wärmeleitung spielt die Dicke der Wasserschicht zwischen zwei Schmelzpartikeln eine große Rolle, und mit  $x$  ist in Abb. 5 der halbe Abstand zwischen zwei Schmelzpartikeln, also die halbe Dicke der Wasserschicht bezeichnet.  $\alpha$  ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Schmelze und Wasser und  $\lambda$  bedeutet die Wärmeleitfähigkeit des Wassers.

Aus diesen Wärmetransportüberlegungen kann man auch abschätzen, in welchem Verhältnis das die Schmelzpartikel umgebende Wasservolumen zum Schmelzvolumen sein muß. Abb. 6 zeigt diese Wasser/Schmelzeverhältnisse in Abhängigkeit von der Tropfenabmessung und für verschiedene angenommene Kontaktzeiten. Die Annahme einer Kontaktzeit von 20 ms ist sicher zu hoch gegriffen, und bereits eine Kontaktzeit von 10 ms dürfte die physikalisch äußerste Möglichkeit sein. Aus Abb. 6 ist ersichtlich, daß für eine optimale Schmelze/Wasserreaktion das Schmelzteilchen, je nach Durchmesser, von stark unterschiedlichen Wassermengen umgeben sein muß. Eine Fragmentierung und Dispersion der Schmelzteil-

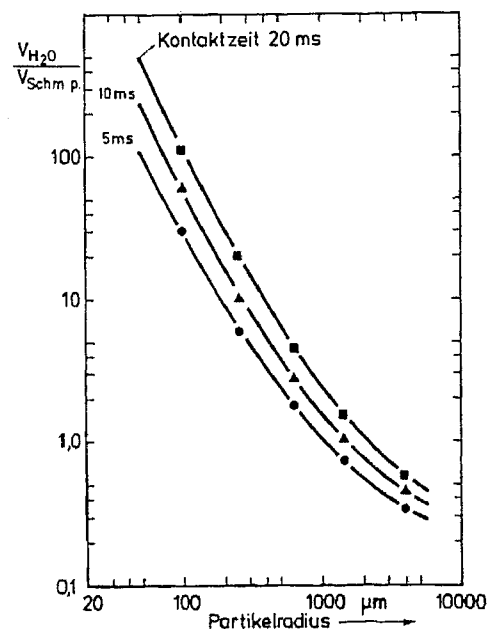


Abb. 6: Notwendiges Verhältnis von Wasservolumen zu Schmelzevolumen für einen größtmöglichen Wärmetransport von Schmelze an Wasser.

chen, entsprechend der in Abb. 6 dargestellten optimalen Bedingungen, ist aber in einem tatsächlichen Schmelze/Wassergemisch physikalisch unmöglich. Die Wärmeentbindung an das Wasser wird deshalb erheblich geringer sein, als unter optimalen Bedingungen in Abb. 5 vorausgesetzt, d.h., das Verhältnis  $Q/Q_{\text{max}}$  wird weit unter den dort angegebenen 10% bleiben.

Man kann jetzt mit den einfachen Grundlagen der Thermodynamik, nämlich dem Ansatz für den Carnot'schen Wirkungsgrad, der ja die maximal mögliche Umsetzung von Wärme in mechanische Energie angibt, weiterrechnen, wobei man als obere Temperatur die Leidenfrost-Temperatur und als untere Temperatur die Sättigungstemperatur des Wassers einsetzt. Beides sind die Temperaturgrenzen für die Dampfexplosion. Man kommt dann zu einem Umsetzungsgrad von thermischer in mechanische Energie von 20 bis 30%. Multipliziert man diesen Umsetzungsgrad mit dem oben diskutierten Verhältnis der maximal in das Wasser einzubringenden Wärme, so findet man, daß selbst unter ungünstigen Bedingungen nur rund 2 bis 3% der in der Schmelze verfügbaren Wärme in mechanische Energie der Dampfexplosion umgewandelt werden können. Der Carnot'sche Wirkungsgrad ist für diese Art einer „thermodynamischen Maschine“ sicher viel zu hoch gegriffen, und der tatsächliche thermische Umsetzungsgrad dürfte bis zu einer Zehnerpotenz kleiner sein.

Diese einfachen Überlegungen gestatten aber auch, die Kräfte und Energien abzuschätzen, die zur Fragmentierung einer gegebenen Schmelzmasse notwendig sind. Wenn man annimmt, daß die Schmelzmasse vor der Fragmentierung kugelförmige Gestalt hat und auch die feinfragmentierten Teilchen Kugeln sind, so ergibt sich für die oben diskutierte optimale Dispersion von 10 t Schmelze in Wasser aus einer einfachen Beschleunigungsrechnung eine notwendige Kraft in der Größenordnung von  $10^5$  N. Hierbei ist vorausgesetzt, daß aus thermodynamischen Gründen die Dispersion innerhalb von 3 ms abgeschlossen sein muß. Die für diese Fragmentierungskraft benötigte Energie muß aus der Explosionsenergie der Schmelze/Wasserreaktion gedeckt werden, und man kann daraus bereits absehen, daß eine Dampfexplosion in großem Maßstab äußerst unwahrscheinlich, ja physikalisch unmöglich ist.

Überlegungen zum Energiebedarf für die Herstellung der Schmelze/Wasserdispersion, die eine unabdingbare Voraussetzung für die Dampfexplosion ist, wurden auch von Cho u. a. [20] angestellt. Cho ging dabei von der Annahme aus, daß 10 ms – ein absolut oberster Wert – für die Fragmentation und Mischung zur Verfügung stünden. Er kam zu dem Ergebnis, daß die Energie, die zum Fragmentieren und Mischen einiger Tonnen Schmelze notwendig wäre, das Energieäquivalent an Wärme übersteigt, das während der gleichen Zeit von der Schmelze an das Wasser bei Direktkontakt übertragen werden könnte, d.h., die aufzubringende Mischungsergie ist größer als die maximal der Explosion zur Verfügung stehende Energie. Bei kleineren reagierenden Schmelzmengen ist dieses Verhältnis nicht so ungünstig, da das Mischungsvolumen mit der 3. Potenz und die wärmeübertragende Fläche mit der 2. abnimmt.

Die zur Verfügung stehenden kurzen Zeiten von wenigen Millisekunden rühren zum einen daher, daß sich bei längeren Zeiten keine Stoßwelle mehr ausbildet, sondern eine langsame, stetige Verdampfung mit Filmsieden auftreten würde, und zum andern, daß während der Ausbildung des dispersen Gemisches keine lokale Reaktion stattfinden darf, da sonst die Vorfragmentierung gestört würde und es nur zu Dampfexplosionen mit Teilmengen käme, deren Druckspitzen aber harmlos sind.

Damit kann man das Ergebnis dieser einfachen Überlegungen wie folgt zusammenfassen:

– Eine Mischung von Schmelze und Wasser in der notwendigen kurzen Zeit und in dem erforderlichen äußerst feinen

Dispersionsgrad ist unmöglich, da die dafür aufzubringende Energie für große Massen im System nicht zur Verfügung steht, und

– unterstellt man eine längere Mischungsperiode, die weniger Energie benötigen würde, so ist dies nicht realisierbar, da es nicht möglich ist, Schmelze und Wasser so lange und an allen Stellen stabil in flüssigem Kontakt zu halten, ohne daß vorher an irgendeiner Stelle Verdampfung auftritt.

#### 4. Mechanische Auswirkungen von Dampfexplosionen

Von den zahlreichen Veröffentlichungen in der Literatur, die sich mit dem Phänomen der Dampfexplosion beschäftigen, befassen sich leider nur wenige mit dem Umsetzungsgrad von Wärme in mechanische Energie bei diesem thermodynamischen Vorgang und mit den zu erwartenden mechanischen Auswirkungen auf den Reaktor. Eine detaillierte Literaturübersicht ist in [21] zu finden.

Systematische Untersuchungen mit Stahl- und  $UO_2$ -Schmelzen wurden von Kottowski [22, 23] durchgeführt. Bei diesen Experimenten wurde ein von Gas getriebener Wasserstrahl in die Schmelze geschossen. Durch Änderung der Beschleunigung dieses Wasserstrahles war es möglich, die Fragmentation und die Mischung zwischen Wasser und Schmelze zu beeinflussen. Mit zunehmender kinetischer Energie der beschleunigten Wassersäule nahm, wie zu erwarten, der Anteil an fragmentierter Schmelze zu. Der Zusammenhang zwischen kinetischer Energie und fragmentierter Schmelzmenge ist jedoch nicht linear, und der Anstieg der Kurve für den fragmentierten Anteil nimmt bei sehr hoher kinetischer Energie wieder merklich ab. Das bedeutet, daß es bei größeren Schmelzmassen zunehmend schwieriger wird, diese auch zu fragmentieren. Aus diesem Versuchsergebnis kann man den Schluß ziehen, daß es nicht zulässig ist, von Experimenten in kleinem Maßstab auf das zu erwartende Verhalten großer Schmelzmassen linear zu extrapolieren.

In den Experimenten sind die geometrischen Randbedingungen häufig aus guten Gründen idealisiert, nämlich um reproduzierbare und interpretierbare Meßergebnisse zu erhalten. Diese idealen Bedingungen für die Ausbreitung einer Dampfexplosion liegen in der tankähnlichen und mit Einbauten versehenen Geometrie des Reaktordruckbehälters oder des Sicherheitsbehälters sicher nicht vor. Experimente mit Tankgeometrie werden in [24, 25, 26] vorgestellt (Tab. 1). Die Messungen wurden dabei mit Stahl-,  $UO_2$ -, NaCl- und Thermit-Schmelzen durchgeführt. Häufig kam es bei diesen Experimenten nicht zu einer Dampfexplosion, sondern nur zu einer heftigen Ausdampfreaktion des Wassers mit mäßigem Druckanstieg. Große Experimente mit Schmelzmassen im Bereich von 10 kg wurden bei Sandia [26] durchgeführt. Sie hatten zum Ziel, den Umsetzungsgrad bei Dampfexplosionen zu messen. Die Thermit-Schmelze drang in freiem Fall mit einer Temperatur von etwa 2700°C in das Wasserbad ein, dessen Anfangstemperatur zwischen 20 und 96°C variiert wurde. Bei den meisten dieser Experimente trat eine Dampfexplosion 0,5–3 s, nachdem der Schmelzstrahl in das Wasser eingedrungen war, auf. Dabei lag in 90% aller Fälle der Umsetzungsgrad von Wärme in mechanische Energie unterhalb 0,5%. Als höchster Wert wurden 1,34% gemessen. In ihren geometrischen Randbedingungen stehen diese Sandia-Experimente sicher den Reaktorverhältnissen näher als viele andere Versuche, über die in der Literatur berichtet wird. Man muß jedoch beachten, daß sich Thermit-Schmelzen unterschiedlich zu Corium-Schmelzen verhalten, was auf ihre anderen thermodynamischen Eigenschaften zurückzuführen ist.

In weiteren Versuchen bei Sandia [27] wurde Corium A und Corium E verwendet. Hierbei wurde bei Corium A eine weniger feine Fragmentation als bei Corium E beobachtet und dementsprechend lagen auch die Umsetzungsgrade bei Corium E etwas höher als bei Corium A. Im letztgenannten Falle wurden durchweg Umsetzungsgrade unter 0,05% gemessen.

Eine zusammenfassende Darstellung und Auswertung von Meßergebnissen zum Umsetzungsgrad von Dampfexplosionen ist in [21] zu finden. Ein Vergleich der Meßwerte zeigt, daß der Umsetzungsgrad mit zunehmender Schmelzmasse stark abnimmt. Selbst wenn man eine obere Einhüllende über alle Versuchsergebnisse zieht, so gelangt man bei Schmelzmassen von einigen 100 kg zu Umsetzungsgraden in der

Größenordnung von 0,5%. Eine Mittelung der Ergebnisse führt zu Werten, die mindestens um den Faktor 5 darunter liegen.

Der Umsetzungsgrad ist, wie Abb. 7 zeigt, vom mittleren Partikel-Durchmesser der fragmentierten Schmelze, vom Wasseranteil in der Schmelze und von der Kontaktzeit zwischen Schmelze und Wasser abhängig. Längere Kontaktzeiten führen zu geringeren Wirkungsgraden, was die größere Wärmezufuhr zum Wasser wieder kompensiert. Wesentlich ist auch, daß nur ganz feine Fragmentationsspektren die höheren Wirkungsgrade haben, was sich einfach damit erklären läßt, daß aus größeren Tropfen wegen des Wärmeleitwiderstandes die Wärme in der kurzen Zeit nicht in hinreichendem Maße an das Wasser abgeführt werden kann. Der experimentelle Befund, daß der Umsetzungsgrad mit zunehmendem Wasseranteil ansteigt, steht in Übereinstimmung mit den in Abb. 6 dargelegten Überlegungen, aus denen hervorgeht, daß das Wasservolumen größer sein muß als das Schmelzvolumen. Dies bedeutet, daß die Wassermasse mindestens ein Zehntel der Schmelzmasse betragen muß. Im Reaktor-druckbehälter ist unter der Voraussetzung, daß große Schmelzmassen gleichzeitig reagieren sollen, aus Raumgründen diese Bedingung nicht verifizierbar.

Schließlich ist in Abb. 8 die bei den Sandia-Experimenten [26] gefundene Abhängigkeit des Umsetzungsgrades von der Schmelzmasse dargestellt. Die Tendenz der dort gezeichneten Kurve fügt sich gut in den generellen Trend ein.

Nach diesen Betrachtungen zum Umsetzungsgrad einer Dampfexplosion ist nun zu überlegen, welche Auswirkung die dabei freigesetzte mechanische Energie auf die Reaktorkomponenten haben würde. Im Rasmussen-Bericht wurde angenommen, daß 2500°C heiße Schmelze homogen mit Wasser vermischt ist und daß sich über dieser dispersen Mischung ein Wasserkolben befindet, der durch die Dampfexplosion gegen den Deckel des Reaktor-druckbehälters getrieben wird. Bei diesen Betrachtungen wurden verschiedene nicht zulässige Vereinfachungen gemacht. So wurden die Einbauten des Reaktor-druckbehälters, die den Wasserhammer abbremsen, als nicht existent betrachtet. Weiterhin wurde außer acht gelassen, daß dieser Wasserkolben nicht aus homogener Flüssigkeit besteht, sondern Blasen darin eingelagert sind und sich dieser Wasserkolben auf dem Weg nach oben auch zerteilen kann, und schließlich wurde angenommen, daß bis zu 88% des Reaktorkernes plötzlich und innerhalb von Bruchteilen von Sekunden in das Wasser im unteren Plenum fallen können.

In der Deutschen Risikostudie wurde für die Berechnung des Wasserhammer-effektes der Rechen-code SEURBNUK [28] herangezogen. Man ging dabei so vor, daß man die Reaktion verschiedener Schmelzmassen und die dabei freigesetzte mechanische Energie postulierte. Auch hieraus können keine Schlüsse auf tatsächliche Auswirkungen von Dampfexplosionen gezogen werden. In jüngerer Zeit wurde in den USA für den Reaktor Zion-Indian Point eine Studie zur Auswirkung von Dampfexplosionen mit Hilfe des neu entwickelten Simmer-Codes [29] durchgeführt. Die Beanspruchungen auf die Wände und den Boden des Reaktor-druckbehälters wurden mit dem ADINA-Code [30] vorgenommen. Die Ergebnisse [31], bei denen reagierende Schmelzmassen von 10 und 20 t und eine mittlere fragmentierte Partikelgröße von 0,3 mm homogen mit Wasser gemischt, unterstellt wurden, ergaben für 10 t Schmelze eine freiwerdende mechanische Energie von 1200 MJ, wobei ein Umsetzungsgrad von 8% angenommen wurde. Reduziert man diese Annahmen auf experimentell gesicherte und verifizierte Größenordnungen, nämlich auf einen Umsetzungsgrad von maximal 1%, so kommt man auf eine mechanische Energiefreisetzung von rund 150 MJ. Aber selbst bei 1200 MJ sagen Rechnungen von Anderson [32], die mit dem ADINA-Code durchgeführt wurden, voraus, daß der Reaktor-druckbehälter des Zion-Indian Point-Reaktors dieser Beanspruchung standhalten würde. Erst bei 3000 MJ mechanischer Energie würde der Boden des Reaktor-druckbehälters reißen.

Rechnungen, basierend auf den neuesten experimentellen Erkenntnissen zu Dampfexplosionen wurden auch in der Bundesrepublik Deutschland von Haßmann [33, 34] vorge-

Tabelle 1: Zusammenstellung der Versuchsparameter einiger neuerer Experimente zu Dampfexplosionen

	Versuchsparameter		Umgebungsdruck
	Schmelzmaterial	Schmelzmenge	
Tankexperiment SANDIA	Fe + Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	10 kg	0,1 MPa
THERMIR	Sn, Al	7 kg	0,1 MPa
Kesselexperiment Ispra	Stahl, UO <sub>2</sub> , NaCl	2 kg	bis 2,5 MPa
Stoßwellenrohr Ispra	Stahl, UO <sub>2</sub> -Granulat	130 g	bis 2,6 MPa
Reaktionskammer SANDIA	Stahl, CORIUM E	30 g	ca. 0,1 MPa
Wassereinschluß-experimente IKE	Sn, Cu	1 kg Schmelze 0,5 kg Wasser	0,1 MPa
Tröpfchen- und Eingießexperimente IKE	Glas, Pb, Cu, Al	2 g	0,1 MPa
Tröpfchenexperimente SANDIA	Fe, FeO <sub>1,3</sub> , Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,1 g	0,1 MPa bis 1 MPa

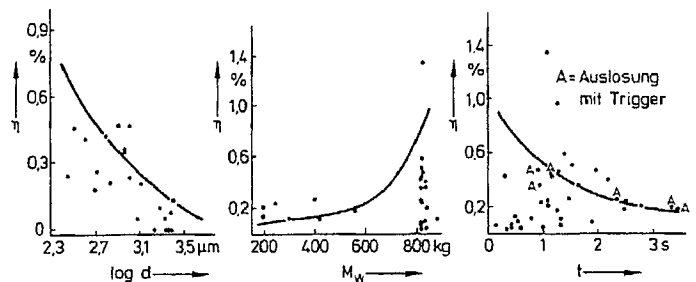


Abb. 7: Abhängigkeit des Umsetzungsgrades von Tropfendurchmesser, Wassermenge und Kontaktzeit.

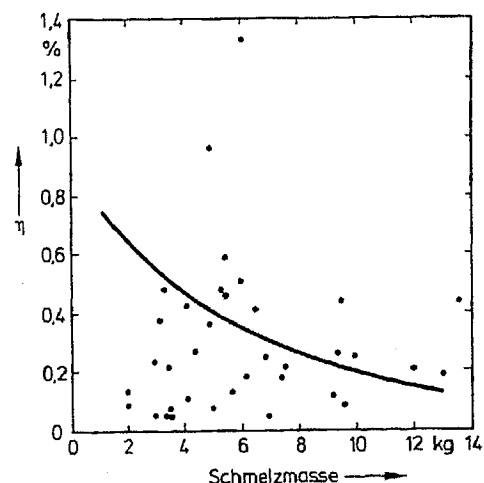


Abb. 8: In SANDIA-Experimenten gemessene Abhängigkeit des Umsetzungsgrades von der Schmelzmasse.



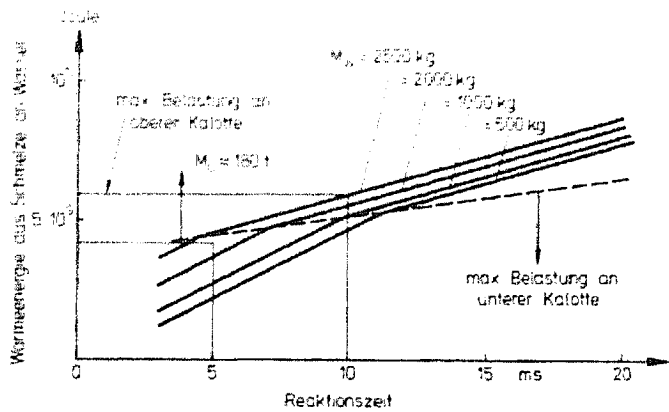


Abb. 9: Wärmetransport von der Schmelze an das Wasser in Abhängigkeit von der Kontaktzeit und von der beteiligten Wassermasse.

nommen. Haßmann benutzte für die Ermittlung der Kräfte auf Deckel und Einbauten des Reaktordruckbehälters den PISCES-Code. Unter der pessimistischen Voraussetzung, daß 180 t Schmelze für die Dampfexplosion zur Verfügung stehen, berechnete Haßmann dann die mechanische Energiefreisetzung für verschiedene an der Reaktion beteiligte Wassermengen. Er ging dabei von Abschätzungen aus Notkühlüberlegungen zum Restwassergehalt im Reaktordruckbehälter aus. In Abb. 9 sind die Freisetzungsraten über der angenommenen Kontaktzeit aufgetragen, wobei anzumerken ist, daß bereits eine Kontaktzeit von 10 ms als sehr konservativer Schätzwert betrachtet werden muß. Die dünn eingezeichneten waagerechten Linien geben die maximale Belastbarkeit der oberen Kugelkalotte für 5 bzw. 10 ms Reaktionszeit an. Gestrichelt ist weiterhin die maximale Belastung an der unteren Kalotte eingetragen. Auch diese Berechnungen haben keinen Bezug zur Realität, da kein Mischungsmechanismus physikalisch denkbar ist, der 180 t Schmelze innerhalb weniger Millisekunden homogen in Wasser dispergiert.

Die Mischungsbedingungen werden noch wesentlich ungünstiger für das Auftreten einer größeren Dampfexplosion, wenn man die Möglichkeiten des Kontaktes von Sumpfwasser und Schmelze im Reaktorsicherheitsbehälter betrachtet. Dort würde stets nur eine Schichtung von Wasser über der Schmelze in Frage kommen, die keineswegs die Energie zu einer hinreichend guten Vorfragmentation liefern kann. Kleinere Dampfexplosionen würden wesentlich ungehemmtere Ausbreitungsmöglichkeiten vorfinden, was bedeutet, daß sich das Potential zur Stoßwellen-Feinfragmentation verringert.

## 5. Schlußfolgerungen

Die Dampfexplosion ist eine momentane, heftige thermische Wechselwirkung zwischen einer heißen, metallischen oder auch keramischen Schmelze und Wasser, wobei innerhalb weniger Millisekunden durch Wärmeabgabe von der Schmelze an das Wasser soviel Dampf erzeugt werden muß, daß ein stoßartiger Druckimpuls entsprechender Höhe entsteht. Dies kann nur durch kurzzeitigen flüssigen Kontakt zwischen Schmelze und Wasser erfolgen. Wegen der hohen Temperatur der Schmelze herrscht aber an der Grenze zum Wasser normalerweise Filmsieden, was einen hohen Wärmetransportwiderstand aufweist und nur wenig Dampf pro Fläche entstehen läßt. Da die von der Schmelze an das Wasser abgegebene Wärme das Produkt aus Wärmeübergangskoeffizient, Temperaturdifferenz und Kontaktfläche ist, müssen Schmelze und Wasser ineinander sehr fein verteilt und vermischt sein, um

eine hinreichend große Wärmetransportierende Fläche anbieten zu können.

Damit ist erste Voraussetzung für eine große Dampfexplosion, welche den Reaktordruckbehälter oder den Sicherheitsbehälter gefährden könnte, die Vorfragmentierung von mehreren Tonnen Schmelze, wobei während der gesamten Vorfragmentierungsperiode Filmsieden herrschen muß und keine frühzeitige, auch nur irgendwie geartete Triggerung für den Start einer Dampfexplosion eintreten darf. Eine solche Vorfragmentierung ist physikalisch und technisch nur denkbar in Perioden, in denen

- der noch in der Core-Tragkonstruktion befindliche Kern in das untere Plenum des Reaktordruckbehälters abtropft und
- bei Sumpfeinbruch während der Betonzerstörungsphase der Schmelze.

Der Abtropf- oder Ablaufvorgang aus der Core-Tragkonstruktion dauert viele Minuten bis einige Stunden. Bei Dampfexplosions-Experimenten, die ein solches Abläufen in ein Wasserbad imitierten, trat spätestens nach drei Sekunden eine Dampfexplosion auf. In dieser Zeit können kaum 100 kg Schmelze in das Wasser des unteren Plenums gelangt sein. Eine vorzeitig, also vor Abschluß der Fragmentierungsperiode einsetzende kleine Dampfexplosion verhindert aber wegen des Wasserauswurfes das Ansammeln größerer fragmentierter Massen und damit eine große Dampfexplosion. Dies ist mit der sichersten Mechanismus, der große Dampfexplosionen ausschließen läßt.

Bei Sumpfeinbruch ist die Fragmentierungswirkung wesentlich geringer als beim oben erwähnten Einschleusen eines Schmelzstrahles in Wasser, da sich die leichtere Wasserphase rasch über die rund zehnmal schwerere Schmelzphase schiebt. Auch hier ist physikalisch nur denkbar, daß maximal einige 100 kg Schmelze mit Wasser reagieren, da durch verschiedene Triggermechanismen eine kleine Dampfexplosion oder eine Serie kleiner Dampfexplosionen frühzeitig ausgelöst wird.

Aber selbst, wenn man hypothetisch und physikalisch völlig unrealistisch unterstellt, daß die Triggerung einer kleinen Dampfexplosion aus irgendwelchen Gründen unterbleibt oder unterbunden wird, so darf während der gesamten Vorfragmentierungsphase, bei der Wärme von der Schmelze an das Wasser durch Filmsieden übertragen wird, die Schmelze an keiner Stelle so stark abgekühlt werden, daß sie ausfriert bzw. örtliche Krusten bildet. Bei den notwendigen Vorfragmentierungsgrößen von einigen Millimetern bis einigen Zentimetern und bei den mit Filmsieden verbundenen Wärmeübergangskoeffizienten ist aber auch das nicht möglich. Eine feste Schmelzkruste kann aber nicht mehr feinfragmentiert werden, dieser Vorgang ist nur bei Flüssigkeit möglich.

Setzt man sich nun auch über diese physikalische Tatsache hinweg und unterstellt man unter Außerachtlassung der Schwerkraftwirkung, die ja die Schmelze absetzen läßt, eine große homogen dispersierte vorfragmentierte Schmelzmasse, so muß exakt am Ende der Vorfragmentierungsperiode, ausgelöst durch eine örtliche Triggerung, eine Stoßwelle über diese Masse laufen, welche die Feinfragmentierung in Partikel einer Größe zwischen 0,1 und 1 mm bewirkt. Für die ungestörte Ausbreitung einer Stoßwelle ist völlige Homogenität des zu durchlaufenden Mediums notwendig, wenn die Reaktion innerhalb von wenigen Millisekunden erfolgen soll. Inhomogenitäten, die aus naturgesetzlichen Gründen immer vorhanden sind, haben wesentlich längere Laufzeiten wegen Deflexionen und Reflexionen zur Folge. Eine Verlängerung der Laufzeit bringt aber eine erhebliche Verringerung des erreichbaren Spitzendrucks mit sich. Hierfür sind zwei Gründe maßgebend: einmal wird die Energie in einem wesentlich längeren Zeitraum - 100 ms - freigesetzt, und zum andern wird die Feinfragmentierung in Bereichen der vorfragmentierten Schmelze durch Deflexionen gestört, so daß diese an der Reaktion nicht teilnehmen.

Die Feinfragmentierung benötigt große Energien und enorme Kräfte, die aus dem Energieangebot der Dampfexplosion gedeckt werden müssen. Damit wird eine anlaufende Dampfexplosion durch diese Energieabsorption so stark gedämpft, daß sie sich nicht zu einer großen, nach außen gerichteten Druckwelle aufbauen kann. Die Energieabsorption wirkt auch im Sinne der Dämpfung einer mechanischen Schwingung zeitverzögernd auf die Ausbildung der Druckspitze und vermindert damit deren Amplitude.

Als Schlußfolgerung dieser einfachen Überlegungen ergibt sich, daß in den Perioden der Core-Desintegration und des Sumpfwassereinbruchs sicher eine Serie kleinerer Dampfexplosionen auftritt, die aber weder den Reaktordruckbehälter noch den Sicherheitsbehälter gefährden, dafür aber um so besser zur Verhinderung einer großen Dampfexplosion beitragen. In den übrigen Perioden des Core-Schmelzvorganges, in denen keine mechanischen Kräfte für eine Mischung von Wasser und Schmelze und damit für eine Vorfragmentierung vorhanden sind, wird nur ein heftiger Wärmeaustausch zwischen Schmelze und Wasser via Filmsieden zu beobachten sein.

Bei hohen Drücken – größer 10 bar – sind auch Dampfexplosionen in kleinem Maßstab, wie die meisten Experimente bestätigen, auszuschließen. Der Grund hierfür ist die Druck- und Temperaturabhängigkeit, der für die Einleitung der Dampfexplosion wichtigen physikalischen Eigenschaften des Wassers und die damit begrenzte Möglichkeit thermodynamischen Ungleichgewichtes, die eine große Wärmemenge in überhitztem Wasser für die nachfolgende spontane Verdampfung speichern läßt.

DK 621.039.588:541.126

## Literatur

- [1] N. C. Rasmussen: Reactor Safety Study – An Assessment of Accident Risks in US Commercial Nuclear Power Plants, USNRC WASH 1400 (NUREG-75/014).
- [2] Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke. Herausgeber: Bundesminister für Forschung und Technologie. Verlag TÜV Rheinland, Köln, 1979.
- [3] P. Fritz: Wärmeübergang und Fragmentation beim Kontakt einer begasten Schmelze mit Kühlflüssigkeit. Dissertation Univ. Hannover, Institut für Verfahrenstechnik, 1981.
- [4] H. K. Fauske: Some Aspects of Liquid – Liquid Heat Transfer and Explosive Boiling. Proc. Fast Reactor Safety Meeting Beverly Hills, CONF-740401, 1974.
- [5] S. J. Board et. al.: Detonation of Fuel-Coolant Explosions, Nature 254, 1975.
- [6] R. E. Henry: A Comparison of the Sodium-UO<sub>2</sub> Results with the Spontaneous Nucleation Theory, CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI-Report No. 37, 1979.
- [7] W. B. Hall: Bubble Growth with Acoustic Loading, CSNI Meeting, Argonne National Lab., Argonne, 1977.
- [8] C. J. Fry, C. H. Robinson: Experimental Observations of Propagating Thermal Interactions in Metal/Water Systems, CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI-Report No. 37, 1979.
- [9] Berthoud and E. Scott: Multiphase Thermal Detonation for a UO<sub>2</sub>-Na System, CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI-Report No 37, 1979.
- [10] R. Benz et al.: Modellentwicklung zur hydrodynamischen Fragmentation und zur thermischen Detonation, IKE-Bericht 2-47, 1979.

- [11] Theofanous et al.: The Role of Hydrodynamic Fragmentation in Fuel-Coolant Interactions, CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI-Report No. 37, 1979.
- [12] S. Sharon, S. G. Bankoff: Propagation of Shock Waves through a Fuel/Coolant Mixture; Part A: Boundary Layer Stripping Mechanism, Northwestern University. Report e 00-2512-12, 1978.
- [13] R. Benz, H. Unger: Contribution of Collapsing Vapor Bubbles to the Fragmentation of Melts, European Nuclear Conference, Hamburg, 1979.
- [14] R. Benz, P. Schober: Ein Dampfblasenkollapsmodell zur Beschreibung der Fragmentation niedrigschmelzender Materialien, IKE-Universität Stuttgart.
- [15] F. Mayinger et al.: Abschätzung der Wärmeabgabe einer fragmentierten Kernschmelze an Wasser, IVA-Bericht BMFT RS 217, 1979.
- [16] R. Benz, P. Schober: Ein Dampfblasenkollapsmodell zur Beschreibung der Fragmentation niedrigschmelzender Materialien, IKE-Universität Stuttgart, 1977.
- [17] A. Cronenberg, R. Benz: Vapor Explosion Phenomena with Respect to Nuclear Reactor Safety, EG & G Idaho, 1978.
- [18] S. Nazaré et al.: Über theoretische und experimentelle Möglichkeiten zur Bestimmung der Stoffwerte von Corium, Abschlußbericht Teil II, KfK, 1975.
- [19] L. S. Nelson, L. D. Buxton: Steam Explosion Triggering Phenomena: Stainless Steel and Corium-E Simulants Studied with a Floodable Arc Melting Apparatus, NUREG/CR-0122, SAND 77-0998, 1978.
- [20] D. H. Cho et al.: Some Aspects of Mixing in Large-Mass, Energetic Fuel-Coolant Interactions, Proc. of Int. Mtg. on Fast Reactor Safety and Related Physics, CONF-761001, Vol. 4, pp. 1852-1861, Chicago, Illinois, October 1976.
- [21] R. Haag, H. Körber: Zusammenstellung wichtiger Ergebnisse und Ableitung von Kenntnislücken zum Problemkreis Kernschmelzen, BMFT-Abschlußbericht 150-400, 1980.
- [22] H. M. Kottowski, M. Mol: Importance of the Coolant Impact on the Violence of Vapour Explosion, CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI-Report No. 37, 1979.
- [23] H. M. Kottowski et al.: Experimentelle Untersuchung der thermischen Interaktion zwischen geschmolzenem Reaktormaterial und Wasser, Abschlußbericht RS 76A, GFS Ispra, Nr. 1.06.01.79.102, 1979.
- [24] R. W. Benz et al.: Melt/Water Interactions in Tank Geometry: Experimental and Theoretical Results, CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI-Rep. No. 37, 1979.
- [25] Hohmann et al.: The Effect of Pressure on NaCl-H<sub>2</sub>O Explosions, CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI-Rep. No. 37, 1979.
- [26] L. D. Buxton, W. B. Benedick: Steam Explosions Efficiency Studies, NUREG/CR-0947, SAND 79-1399, 1979.
- [27] M. Berman: Light Water Reactor Safety Research Program, Quaterly Report, January-March 1980, NUREG/CR-1509/10f4, SAND 80-1304/10f4.
- [28] I. G. Cameron et al.: The Computer Code SEURBNUK-2 for Fast Reactor Explosion Containment Safety Studies, 4th Int. Conf. on SMIRT, San Francisco, 1977, Vol. B 2/1.
- [29] L. L. Smith: SIMMER-II: A Computer Program for LMFBR Disrupted Core Analysis, NUREG/CR-0453, LA-7515-M, 1980.
- [30] K. J. Bathe: ADINA: A Finite Element Program for Automatic Dynamic Incremental Nonlinear Analysis, Massachusetts Institute of Technology, Report 82448-1 (1978).
- [31] M. G. Stevenson: Report of the Zion/Indian Point Study, Volume II, NUREG/CR-1411, LA-8306-MS, 1980.
- [32] C. A. Anderson: Personal Communication, Los Alamos 1980-10-14.
- [33] K. Hassmann et al.: Analyse der Konsequenzen einer Dampfexplosion, atomwirtschaft, 24, S. 241 (Mai 1979).
- [34] W. Zeitner et al.: Dynamic loads on RPV during a steam explosion, wird veröffentlicht in den Proceedings der 6. SMIRT-Konferenz, Paris (Aug. 1981).