

KfK 4351
April 1988

Vergleich der FAUST-Wassereperimente mit Modellrechnungen

R. Jonas, W. Schütz
Laboratorium für Aerosolphysik und Filtertechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Laboratorium für Aerosolphysik und Filtertechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 4351

**Vergleich der FAUST-Wasserexperimente mit
Modellrechnungen**

R. Jonas, W. Schütz

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Vergleich der FAUST-Wasserexperimente mit Modellrechnungen

In dem KfK Versuchsprogramm FAUST wird die Expansion und Schwingung einer durch Druckentladung unter Wasser oder Natrium entstandenen Stickstoff- oder Argonblase und der hiermit verbundene Transport und die Abscheidung von Aerosolpartikeln in kleinem Maßstab reaktorähnlicher Geometrie untersucht. Die Rechenprogramme BERTA und PAROGA behandeln die Thematik der FAUST-Versuche. BERTA (Blaseexpansion im Reaktortank) beschreibt die Expansion, den Aufstieg und die Kondensation einer großen Brennstoffdampfblase in einem Flüssigkeitspool. PAROGA (Partikelabscheidung in einer oszillierenden Gasblase) berechnet eindimensional die Bewegung und Abscheidung von Partikeln, die in einer expandierenden und rasch oszillierenden Gasblase eingeschlossen sind. In diesem Bericht werden Rechnungen mit beiden Programmen vorgestellt. Die theoretisch bestimmten Abscheideraten und Schwingungsperioden werden mit den Resultaten der Experimente verglichen.

Summary

Comparison of the FAUST water tests to model calculations

In the experimental KfK-FAUST program, expansion and oscillation of a nitrogen or argon bubble including particle transport and retention after pressure discharge under water or sodium are investigated in a scaled - down reactor geometry. The computer codes PAROGA and BERTA are related to the subject of the FAUST tests. BERTA (bubble expansion in the reactor tank) describes expansion, rise and condensation of a large fuel vapour bubble in a liquid pool. PAROGA (particle deposition in an oscillating gas bubble) calculates one-dimensionally the motion and the deposition of particles which are enclosed in an expanding and rapidly oscillating gas bubble. In this KfK report, calculations with both computer codes are presented. The theoretically determined deposition rates and oscillation periods are compared to the results of the experiments.

Inhalt	Seite
1. Einleitung	1
2. Theorie	5
2.1 Das PAROGA-Programm	5
2.1.1 Partikelbewegung	5
2.1.2 Bewegung der Trennfläche Gas-Flüssigkeit	7
2.1.3 Entrainment	9
2.2 Der BERTA-Code	13
3. Ergebnisse und Vergleich mit den FAUST-Experimenten	17
3.1 Partikelabscheidung	17
3.1.1 Rechnungen ohne Entrainment	17
3.1.2 Rechnungen mit Entrainment	19
3.1.3 Vergleich mit den Experimenten	20
3.2 Schwingungsperioden	20
3.3 Versuch 29	23
4. Zusammenfassende Diskussion und Ausblick	24
Danksagung	29
Literatur	30
Tabelle	33
Abbildungen	34

1. Einleitung

Hypothetische Kühlmitteldurchsatzstörfälle eines schnellen natriumgekühlten Brutreaktors lösen unter den pessimistischsten Annahmen eine Aufheizung des ungekühlten Cores aus, die beim energetischen Grenzfall zum Aufschmelzen und teilweisen Verdampfen des Brennstoffs mit starkem Druckanstieg führen kann. Das Kernmaterial expandiert dann in den Natriumpool im oberen Plenum und bildet dort die 'HCDA-Blase' (Hypothetical Core Disruptive Accident). Die 'HCDA-Blase' enthält neben Brennstoff- und Natriumdampf auch Kondensationsaerosole, fragmentierte Brennstoffpartikeln und Natriumtröpfchen aus Entrainmentprozessen. Der Expansionsvorgang bewirkt eine Aufwärtsbeschleunigung der Poolflüssigkeit und damit eine Kompression des Schutzgasvolumens. Der daraus resultierende Gegendruck kann zu Schwingungen der Blase führen. Durch die bei der Kompression des Covergases auftretende Tankdeckelbelastung können Leckagen entstehen, wodurch eine Freisetzung von radioaktivem Material in das innere Containment möglich ist. Die freigesetzte Aktivitätsmenge bezeichnet man als "radiologischen Quellterm". Um seine Größe abschätzen zu können, muß man das Partikelverhalten in der Blase kennen, insbesondere den Abscheidegrad.

Im Rahmen des Projektes "Schneller Brüter" wird seit 1982 das KfK-Versuchsprogramm FAUST (Freisetzung von Aerosolen unter Störfallbedingungen) durchgeführt, in dem derartige aerosolphysikalische Fragestellungen in kleinem Maßstab reaktorähnlicher Geometrie untersucht werden. Das Prinzip der Versuche besteht darin, daß zur Simulation der energetischen Entladung des Cores in den Reaktortank ein Gemisch aus Druckgas und partikelhaltigem Simulationsmaterial nach dem Öffnen einer Berstscheibe in einen Flüssigkeitspool entladen wird und im Anschluß daran im Covergasbereich bzw. in externen Auffangbehältern eine Bestimmung der freigesetzten Aerosolmengen erfolgt.

Die FAUST-Versuche wurden zuerst mit Wasser als Poolmedium und dann mit Natrium durchgeführt. Die inzwischen abgeschlossenen Wasserversuche (FAUST-1) hatten einen orientierenden Charakter und haben zum Verständnis der physikalischen Vorgänge bei der Entladung eines Partikel-Gas-Gemisches in einen Flüssigkeitspool gedient. Mit den Natriumversuchen (FAUST-2) wird die Übertragbarkeit auf

Reaktorbedingungen und realistische Materialien hergestellt. Diese Versuchsreihe ist noch nicht abgeschlossen und wird deshalb hier nur am Rande behandelt.

Die Phase FAUST-1 wurde unterteilt in FAUST-1A (Höhe des zylindrischen Poolbehälters 1 m, Radius des Behälters 0,15 m, Radius der Berstscheibe 0,025 m, keine Leckagen im Deckel des Behälters) und FAUST-1B (Höhe des zylindrischen Poolbehälters 0,6 m, Radius des Behälters 0,315 m, Radius der Berstscheibe 0,025 m, definierte Leckagen im Deckel des Behälters). Die FAUST-1A-Versuche wurden vor allen Dingen zur Untersuchung der Partikelabscheidung in einer oszillierenden Gasblase durchgeführt; die FAUST-1B-Geometrie kommt der Reaktor-geometrie des SNR 300 in kleinem Maßstab nahe.

Abbildung 1 und 2 zeigt die Geometrie bzw. experimentelle Anordnung der FAUST-Wasserversuche. Ein durch eine Berstscheibe zu entladender Quellbehälter, der sich unterhalb des Wasserbehälters befand, diente als "Core". Ein Wasserpool simulierte den Natriumpool. Oberhalb des Pools befand sich eine komprimierbare Covergaszone. Zur Simulation von Leckagen wurde der Deckel bei den 1B-Versuchen wahlweise mit Öffnungen versehen.

Die FAUST-1A-Versuche wurden bei einem Entladungsdruck von 0,3 bis 2 MPa durchgeführt; der Entladungsdruck bei den FAUST-1B-Versuchen lag zwischen 0,002 und 4 MPa. Die Berstscheibenentladung führte zur Bildung einer Blase, die sehr rasch in den Pool expandierte. Die hiermit verbundene starke Aufwärtsbeschleunigung der Flüssigkeit bewirkte wiederum eine Kompression des Covergasvolumens. Der daraus resultierende Gegendruck des Covergases führte in den meisten Fällen zu Schwingungen mit ausgeprägten Druckpulsen auf den Deckel und die Bodenplatte.

Der Expansionsvorgang war bei den FAUST-1A-Versuchen in der Anfangsphase meist hemisphärisch und ging dann in eine ebene Form über.

Bei den FAUST-1B-Versuchen lag eine kompliziertere Form der Blasenexpansion vor. In der Anfangsphase war sie wieder hemisphärisch, danach ellipsoidal mit ausgeprägter Abflachung im oberen Bereich und schließlich bei Erreichen des

Maximums in grober Näherung zylinderförmig. Während der Rekompansionsphase wurde kurzfristig ein kugelförmiges Stadium durchlaufen, das dann in eine lineare Konfiguration des schwingenden Wasserkolbens überging.

Die bei den FAUST-Experimenten beobachteten Oszillationen waren stark mit Entrainmentprozessen gekoppelt, wobei aufgrund der heftigen Aufwärts- und Abwärtsbewegungen der Eintrag der Flüssigkeit sowohl in die Blase als auch in das Covergas erfolgte. Das Entrainment von Flüssigkeit entsteht dadurch, daß die Trennfläche zwischen expandierendem Gas und Flüssigkeit nicht stabil ist und dichteres Material (Kühlflüssigkeit) in das weniger dichte Material (Gas, Dampf) hineingerissen wird (Näheres hierzu siehe Kap. 2).

Die Schwingung des zwischen den Gaspolstern eingebetteten Wasserkolbens hörte auf, wenn dieser entweder durch Entrainmentprozesse in Flüssigkeitstropfen aufgebrochen war, oder wenn die Schwingungsenergie durch andere Prozesse, wie z.B. Reibung oder Wärmeprozesse, an das Gesamtsystem abgegeben worden war. Im Anschluß an den Expansionsvorgang wurde vielfach ein auftriebbedingtes Aufsteigen des Gasvolumens durch die Flüssigkeit beobachtet. Dieser Prozeß ist mit 1 s gegenüber 50 ms ein Langzeitprozeß im Vergleich zu den Oszillationen.

Die Partikelrückhaltung war sehr hoch. Nur bei den Blubberversuchen der Versuchsreihe FAUST-1B, die lediglich einen orientierenden Charakter hatten, und bei einem sehr niedrigen Entladungsdruck ($\leq 0,06$ MPa) konnte luftgetragener Metallstaub im Covergas nachgewiesen werden.

Der KfK-Bericht Schütz et al. (1987) enthält eine Dokumentation und Interpretation der FAUST-Wasserversuche. In Ergänzung hierzu soll nun über begleitende Modellrechnungen berichtet werden und gleichzeitig eine kritische Bestandsaufnahme der erzielten Ergebnisse erfolgen.

Zur modelltheoretischen Interpretation der FAUST-Versuche wurde von Schütz und

Jonas das Rechenprogramm PAROGA 3 * entwickelt, das die Partikelabscheidung in einer oszillierenden, expandierenden Blase bestimmt. Der von der Firma INTER-ATOM übernommene BERTA-Code (BERTA = Blasenexpansion im Reaktortank) behandelt ebenfalls die Blasenexpansion (vgl. Kap.2), allerdings ohne Berücksichtigung des Aerosolverhaltens. Der Rechencode wurde von der Geometrie des SNR 2 auf die Geometrie der FAUST-Experimente übertragen und konnte ebenfalls zur modelltheoretischen Begleitung der FAUST-Experimente eingesetzt werden.

Um eine qualitative Beurteilung der Rechenprogramme zu ermöglichen, werden in diesem Bericht insbesondere die berechneten Partikelabscheideraten und Schwingungsperioden diskutiert und mit den Ergebnissen der FAUST-Versuche verglichen. Es wird nur die Expansions- und Oszillationsphase behandelt. Der Fall des nachfolgenden Blasenanstiegs, der dadurch gekennzeichnet ist, daß der Radius der Blase im Gegensatz zur Expansion nahezu konstant bleibt, ist hier nicht von theoretischem Interesse, da die FAUST-Versuche gezeigt haben, daß Partikeln bereits während der Expansionsphase nahezu vollständig abgeschieden werden (s.o.). Eine phänomenologische Untersuchung des Blasenanstiegs anhand derzeitiger Literatur erfolgt in Jonas and Schütz (1988).

- - - - -

* PAROGA 1 behandelt die Partikelabscheidung in einer aufsteigenden Blase nach der Fuchs-Theorie (Jonas and Schütz 1988). PAROGA 2 modelliert die Partikelabscheidung in einer kugelförmig, frei expandierenden Blase nach der Rayleigh-Gleichung sowie in einer expandierenden Blase bei Kolbengeometrie. In PAROGA 3 wird die Partikelabscheidung in einer expandierenden Blase bei einer reaktorähnlichen Geometrie bestimmt.

2. Theorie

2.1 Das PAROGA-Programm

2.1.1 Partikelbewegung

Mit dem Rechenprogramm PAROGA wird eindimensional die Bahn von Partikeln $y(t)$ und damit ihre Abscheidung in einer oszillierenden Gasblase bestimmt. Grundgleichung für die Partikelbewegung ist das quadratische Widerstandsgesetz

$$\ddot{y}_i = \frac{\pi}{2m} \rho_g C_D r^2 (u_i - \dot{y}_i) |u_i - \dot{y}_i| - g \quad (1)$$

das auf der Betrachtung des eindimensionalen Falles beruht. Dies war aufgrund der Geometrie der FAUST-Versuche zulässig. Mit \dot{y}_i wird in Gleichung (1) die Beschleunigung der Partikeln bezeichnet, \dot{y}_i ist entsprechend ihre Geschwindigkeit, m ist die Partikelmasse, ρ_g die Dichte des Gases (hier Luft), C_D der Widerstandsbeiwert, r der Partikelradius, u_i die Geschwindigkeit des Gases am Ort y_i und g die Erdbeschleunigung.

Der Widerstandsbeiwert C_D hängt von der Reynolds-Zahl $Re = |u_i - \dot{y}_i| 2r/\nu$ der Partikel ab, die ein Maß für das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskraft ist. Die in die Reynolds-Zahl eingehende kinematische Viskosität (Dimension m^2/s) wurde nach der Sutherland-Formel für Luft bestimmt:

$$\nu = 1,46 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{T_B}}{(1 + 112/T_B) \cdot \rho_g} \quad (2)$$

wobei T_B die Temperatur in K und ρ_g die Dichte in kg/m^3 ist. Kürten et al. (1966) leiteten aus Windkanalversuchen folgende Beziehungen zwischen C_D und Re ab:

$$C_D = 24 / Re \quad 10^{-5} \leq Re \leq 0,25 \quad (3)$$

$$C_D = 21 / Re + 6 \sqrt{Re} + 0,28 \quad 0,25 \leq Re \leq 4000 \quad (4)$$

$$C_D = 24 / Re + 0,5 \quad Re > 4000 \quad (5)$$

Die Autoren stellten fest, daß die sich aus Gleichung (4) ergebenden Approximationswerte um höchstens 4% von den gemessenen Werten abwichen; für Reynolds-Zahlen über 4000 (Gleichung (5)) ergaben sich Abweichungen bis zu 30%. Hierzu ist zu bemerken, daß bei unseren Rechnungen Reynolds-Zahlen über 4000 nur in wenigen Fällen (z.B. bei großen Partikelradien von 70 und 100 μm) aufgetreten sind. Setzt man Gleichung (3) in Gleichung (1) ein, so erhält man das für laminare Strömungen gültige Stokessche Widerstandsgesetz. Das Stokessche Gesetz stimmt nach Kürten et al. (1966) für Reynolds-Zahlen unter 0,25 gut mit den Ergebnissen der Windkanalversuche überein. Als obere Grenze für die Anwendbarkeit des Gesetzes wird deshalb in Gleichung (3) und somit auch in unserem Rechenmodell dieser Wert der Reynolds-Zahl angesetzt. Entspricht die Geschwindigkeit der Partikeln etwa der des umgebenden Gases, d.h. treten Reynolds-Zahlen unter 10^{-5} auf, so wirkt auf die Partikeln nur noch die Erdbeschleunigung, und es gilt:

$$\ddot{y}_i = -g \quad (6)$$

Kleine Partikeln erfahren im Gasraum aufgrund von Molekülen eine Verminderung ihrer Bewegung. Derartige Effekte werden durch den Cunningham-Knudsen-Weber-Term (Knudsen - Weber (Cunningham) slip correction) berücksichtigt. Dieser Korrekturterm nimmt mit abnehmender Partikelgröße zu und erreicht bei einem Radius von 1 μm etwa einen Wert von 2. Somit mußte die Bewegung kleiner Partikeln (Radius $\leq 1 \mu\text{m}$) korrigiert werden, und es galt:

$$\ddot{y}_i \longrightarrow (\ddot{y}_i + g) / \text{Cun} - g \quad (7)$$

$$\text{Cun} = 1 + 1,2 \cdot \lambda / r + 0,432 \cdot \lambda / r \exp(-1,039r / \lambda) \quad (8)$$

Cun ist der Cunningham-Knudsen-Weber-Term nach (Metzig 1984) bzw. (Cunningham and Fellow 1910) und λ die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle. Die Gleichungen für die Partikelbewegung (Gl. (1)-(5), (7)) und damit indirekt auch die sich hieraus ergebenden Abscheideraten enthalten den Einfluß aerosolphysikalischer Effekte wie Impaktion, Turbulenz, Sedimentation und molekulare Diffusion.

Dies kann folgendermaßen erklärt werden:

Die in die Gleichungen eingehenden Trägheitskoeffizienten ergeben sich aus Windkanalversuchen, bei denen die Reynolds-Zahl von 10^{-1} bis 10^6 variiert wurde. Die molekulare Diffusion wird durch Einführung des Cunningham-Knudsen-Weber-Terms in Gleichung (7) berücksichtigt.

2.1.2 Bewegung der Trennfläche Gas-Flüssigkeit

Abb. 3 zeigt eine vereinfachte Darstellung des Expansionsvorganges. Die Flüssigkeit (Dichte ρ , Grundfläche F) wird als inkompressibler Flüssigkeitskolben (Höhe H) behandelt. Dieser wird von dem bei $y_i = 0$ expandierenden Gasvolumen (Druck P_B) durch die Kraft

$$K_1 = P_B \cdot F \quad (9)$$

nach oben beschleunigt. Das komprimierte Covergas (Druck P_C) und das Gewicht der Flüssigkeit erzeugen die Gegenkraft

$$K_2 = P_C \cdot F - g \cdot \rho \cdot H \cdot F \quad (10)$$

Damit ergibt sich als Bewegungsgleichung für den Flüssigkeitskolben bzw. für die Trennfläche zwischen Gas und Flüssigkeit

$$\ddot{x} = \frac{P_B(x) - P_C(x)}{H \cdot \rho} - g \quad (11)$$

Gleichung (11) läßt sich auch auf die Geometrie der FAUST-Versuche (Abb. 1-2,4) anwenden. Die Größe H hängt dann vom Verhältnis der Querschnittsflächen bzw. von den jeweiligen Expansionsphasen ab, die nachfolgend beschrieben werden.

In Anlehnung an die FAUST-Wasserversuche (Kap. 1) wird im Rechenprogramm PAROGA 3 der Expansionsvorgang in 3 hintereinander folgende Phasen unterteilt:

- 1) ebene Expansion im Quellbehälter (Abb. 5)
- 2) hemisphärische Expansion, bis die Blase den Rand des Poolzylinders erreicht (Abb. 6)
- 3) ebene Expansion mit nachfolgenden Oszillationen (Abb. 7).

Dieser gegenüber der Beobachtung bei den FAUST-Versuchen stark vereinfachte Expansionstyp (vgl. Kap. 1) stellt eine Kombination des kolbenförmigen und des hemisphärischen Typs dar. Beide Expansionstypen werden jeweils getrennt in einer weiteren Version des PAROGA-Programmes (PAROGA 2) modelliert und in Schütz et al. (1987) bzw. Jonas and Schütz (1988) näher behandelt. Hierauf soll nicht weiter eingegangen werden. Zur Modellierung der Blasenexpansion in PAROGA 3 ist noch zu bemerken, daß die hemisphärische Expansion wie die ebene Expansion eines Zylinders mit gleicher Grundfläche und gleichem Volumen wie die Halbkugel behandelt wird, nachdem sich herausgestellt hat, daß die normalerweise zur Beschreibung sphärischer Expansionen benutzte Rayleigh-Gleichung (Schütz et al. 1987, Jonas and Schütz 1988) zu hohe Beschleunigungswerte liefert.

Für den Druck und die Temperatur der Blase und des Covergases werden adiabatische Zustandsänderungen angenommen. Da P_B und P_C Funktionen der Ortskoordinaten x sind, führt die Lösung $x(t)$ von Gleichung (11) zu einer periodischen Funktion.

Es wurde angenommen, daß die Expansionsgeschwindigkeit der Blase den Wert 0 annimmt, wenn sich diese am Boden des Behälters befindet und daß die Gasgeschwindigkeit an der Trennfläche Gas-Flüssigkeit mit deren Geschwindigkeit übereinstimmt. Zwischen beiden Positionen wird ein lineares Geschwindigkeitsprofil unter Berücksichtigung der jeweiligen Querschnittsflächen angenommen.

Es gilt dann für die Expansionsgeschwindigkeit der Blase

$$u_i = y_i / x_i \cdot \dot{x}_i \cdot A(x) \quad (12)$$

A ist ein geometrischer Faktor, der von der Querschnittsfläche und der Expansionsphase abhängt. Werte für y_i , x_i und \dot{x}_i ergeben sich durch Integration der Gleichungen (1), (6), (7) und (11).

2.1.3 Entrainment

Entrainment von Flüssigkeit in die Blase wird durch die Beschleunigung der Trennfläche Gas-Flüssigkeit hervorgerufen. Die Trennfläche wird dann instabil und zerfällt in Flüssigkeitstropfen, die in das Gas eindringen. Verschiedene Entrainmentmechanismen sind bekannt, z.B. das Entrainment aufgrund von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten (Chawla 1972), die dann auftreten, wenn zwei Flüssigkeiten unterschiedlicher Dichte oder eine Flüssigkeit und ein Gas eine Beschleunigung parallel zur Trennfläche erfahren. Der Impulsübertrag von einem Jet auf die umgebende Flüssigkeit führt zum Jet-Entrainment (Ricou and Spalding 1961). Bei einer Entladung von kondensierbaren Dämpfen kann der Entrainmentprozeß durch Kondensationsschock ausgelöst werden (Theofanous and Saito 1979). Die Rechenmodelle zur Beschreibung dieser drei Mechanismen sind relativ kompliziert.

Einfacher zu berechnen ist das Entrainment aufgrund von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten bei senkrechter Beschleunigung der Trennfläche Gas-Flüssigkeit. Nach der Theorie von Taylor (1950) gibt es nur während der Phase positiver Beschleunigung Entrainmentprozesse, während sich im anderen Fall eine glatte Trennfläche bildet. Nach Corradini (1978) gilt dann für die Entrainmentrate bei Vernachlässigung der Erdbeschleunigung:

$$\dot{m}_e = K \cdot \rho \cdot A \sqrt{\lambda \cdot \ddot{x}} \quad \ddot{x} > 0 \quad (13)$$

$$\dot{m}_e = 0 \quad \ddot{x} \leq 0$$

wobei $\lambda = 2\pi(\sigma / (\ddot{x} \rho))^{1/2}$ die kritische Wellenlänge, σ die Oberflächenspannung, A die aktive Oberfläche und $K = 4,65$ die Entrainmentkonstante ist. Aufwärtsgerichtete Beschleunigungen führen demnach zum Entrainment in die Blase, abwärtsgerichtete Beschleunigungen zum Entrainment in das Covergas. Es wird angenommen, daß die Größe der entrainierten Tropfen etwa der der kritischen Wellenlänge entspricht und allgemein zwischen 0,1 und 1 mm liegt. Da die Lebensdauer der Tropfen aufgrund von Koagulationsprozessen sehr kurz ist und die Tropfen in einer sehr großen Anzahl vorkommen, war es bisher noch nicht möglich, ihre Größe genau experimentell zu bestimmen.

Bei den FAUST-Versuchen spielt, insgesamt gesehen, das Entrainment durch Rayleigh-Taylor-Instabilitäten die größte Rolle. In der Anfangsphase der Blasenexpansion können aber auch die Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten und das Jet-Entrainment einen Beitrag liefern. Modellmäßig wird in dem vorliegenden Bericht nur das Rayleigh-Taylor-Entrainment behandelt.

Die Erzeugung der Tropfen erfordert Energie und führt aufgrund der Beziehung

$$p = \frac{2 E}{f \cdot V_B} \quad (14)$$

(E ist die Energie, f der Freiheitsgrad des Gases, V_B das Volumen des Gases) zu einem Druckverlust, wobei gleichzeitig die Tropfenschicht anwächst und die Poolhöhe abnimmt.

Partikeln in der Blase kollidieren mit den Entrainmenttropfen. Da die Anzahl der Tropfen sehr groß ist, muß mit einer hohen Washoutrate gerechnet werden, so daß neben der Impaktion und Sedimentation dieser Prozeß als wichtigster Abscheidemechanismus anzusehen ist, vor allen Dingen dann, wenn es sich um kleine Partikeln handelt (Radius $\leq 3 \mu\text{m}$), bei denen die zuletzt genannten Mechanismen nicht mehr greifen. (vergl. Kap. 3).

Für die Kollisionswahrscheinlichkeit (Collision efficiency) zwischen Partikel und Eintrainmenttropfen wurde die semiempirische Formel von Slinn (1977)

$$E = \frac{4}{Pé} (1 + 0,4Rey^{1/2}Sc^{1/3}) + 4\kappa \left[\kappa + \frac{1+2V\kappa}{1+VRey^{-1/2}} \right] + \left(\frac{s - s_*}{s + c} \right)^{3/2} \quad (15)$$

mit

$$\begin{aligned} Pé &= Rey Sc & \kappa &= a/R & c &= 2/3 - s_* \\ Sc &= v/D & V &= \mu_w/\mu_a \approx 60 \\ Rey &= Rv_t/v & s &= v_t\tau/R & s_* &= 12/10 + 1/12 \ln(1+Rey)(1+\ln(1+Rey))^{-1} \end{aligned}$$

verwendet, mit der die Abscheidung von Partikeln (Radius 0,001 bis 10 μm) an Regentropfen (Radius 0,1 bis 2 mm) bestimmt worden ist und in der additiv die für die Washoutabscheidung wesentlichen Mechanismen wie molekulare Diffusion, Interzeption und Impaktion berücksichtigt werden. Die Arbeit von Slinn scheint am geeignetsten für das Problem und auch am vertrauenswürdigsten zu sein, da die nach den verschiedenen Ansätzen bestimmten Einfangwirkungsgrade mit den experimentellen Ergebnissen mehrerer Autoren (Adam and Semonin 1970, Sood and Jackson 1972, Kerker and Hampl 1974) recht gut übereinstimmen. Die in Gleichung (15) enthaltenen Variablen haben folgende Bedeutung:

- E Einfangwirkungsgrad zwischen Partikel und Tropfen
- Pé Pécletzahl (Verhältnis des konvektiven Transportes zum Transport aufgrund von molekularer Diffusion)
- Sc Schmidtsche Zahl
- Rey Reynolds-Zahl des Tropfens
- v kinematische Viskosität
- D molekularer Diffusionskoeffizient
- μ_a, μ_w Viskositätskoeffizient für Luft bzw. Wasser

V_t	Sedimentationsgeschwindigkeit des Tropfens
a	Radius der Partikel
R	Radius des Tropfens
τ	Relaxationszeit

Der Diffusionsterm in Gleichung (15) ergibt sich durch Vergleich der Kollisionsraten der Partikel mit den Tropfen, wenn die Partikel von der Strömung abgelenkt wird und wenn sie von dieser nicht mehr beeinflußt wird, sowie durch Analogie zwischen Wärme- und Massentransport.

Bei der interzeptionellen Abscheidung wird davon ausgegangen, daß die Diffusion und Masse der Partikel zu vernachlässigen ist und nur ihre Größe von Bedeutung ist. Der interzeptionelle Abscheidegrad hängt von der Reynolds-Zahl des Tropfens und vom Interzeptionsparameter a/R ab.

Bei der Impaktionsabscheidung wird die kritische Stokes-Zahl s_* (Gleichung (15)) eingeführt, die eine untere Grenze für die Impaktion darstellt. Der aus der Theorie für die Trägheitsabscheidung abgeleitete Ausdruck stimmt mit den Rechenergebnissen von Beard and Grover (1974) überein.

Die Berechnung der Abscheidung von Partikeln an Tropfen wurde für Partikelradien zwischen 0,5 und 3 μm durchgeführt. Da die zeitliche Änderung der Bewegung kleiner Partikeln besonders groß ist, nimmt die Anzahl der Rechenschritte mit abnehmendem Partikelradius zu. Um Speicherplatz zu sparen, wurde nur die Bahn jedes 10. Tropfens ($\text{NTROP} = 10$) und bei ganz kleinen Partikeln (Radius = 1 μm) jedes 100. Tropfens betrachtet ($\text{NTROP} = 100$). Der Einfangwirkungsgrad für eine Partikel ergibt sich dann aus der Beziehung

$$E = \sum_{i=1}^n \frac{E_i}{n} \cdot n \cdot \text{NTROP} = \bar{E} \cdot n \cdot \text{NTROP} \quad (16)$$

wobei E_i der Einfangwirkungsgrad zwischen der Partikel und einem Tropfen mit dem Index i und $\bar{E} \cdot n$ der mittlere Einfangwirkungsgrad beim Kollidieren mit n Tropfen ist. Erreichte der Einfangwirkungsgrad den Wert 1, so galt die Partikel als am Tropfen abgeschieden.

2.2 Der BERTA-Code

Der BERTA-Code wurde von A. Reetz entwickelt und ist in internen Notizen (Reetz 1984a, Reetz 1984b, Reetz 1984c, Reetz 1984d) ausführlich dokumentiert worden.

Im Mittelpunkt des BERTA-Rechenprogramms steht die Beschreibung einer durch Brennstoffdampf getriebenen Core-Entladung, die nachfolgende Blasenexpansion im oberen Plenum mit Natrium-Entrainment sowie der Materialtransport bei Fälen mit und ohne Abheben des Tankdeckels. Der Störfallablauf wird in 3 Themenbereiche untergliedert:

- 1) Thermodynamik von Core und Blase
(Moduln TERMI E und I)
- 2) Hydrodynamik des Natriumpools
(Moduln PODY C und F)
- 3) Transportphänomene einschließlich Natrium-Entrainment
(Modul TERMI E, Natrium-Entrainment: Modul PODY C und F)

Der Modul TERMI E beschreibt die Bildung der in der Reaktionsblase enthaltenen Brennstoff- und Natriumkomponenten aufgrund von thermodynamischen Prozessen (Kondensation, Verdampfung) und quantifiziert die entsprechenden Massenströme. Dabei wird auch die Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Natriumpool berücksichtigt: Die Phasenübergänge von Brennstoff und Natrium innerhalb der Blase infolge Kondensation und Verdampfung werden hier modelliert.

In dem Modul TERMI I wird eine isentrope Brennstoffexpansion beschrieben. Core und Blase werden zusammen als ein einziges System behandelt. Es erfolgt die Berechnung thermodynamischer bzw. stoffspezifischer Größen wie Druck in der Blase, Temperatur der Blase, Dampffraktion des Brennstoffs, Brennstoffdampfmasse, Verlust an innerer Energie, Dichte der Blase.

Mit dem Modul PODY C wird die Hydrodynamik des Natriumpools im oberen Plenum für den Fall eines unverspannten, abhebenden Deckels stark vereinfacht durch Kombination axialer und sphärischer Strömungszonen eindimensional modelliert. Es handelt sich dabei um ein verbessertes PBDOWN-Modell (Royle 1981). Das obere Plenum wird in 4 ortsfeste Zonen verschiedener Strömungstypen aufgeteilt, die sukzessiv von der expandierenden Blase ausgeschöpft werden und dadurch 4 Phasen der Blasenexpansion definieren. Nahe der Coreöffnung verlaufen Strömung und Expansion der Blase vertikal nach oben (Phase 1). Ist der Abstand vom Core größer als der Radius des Cores, so folgt ein radialsymmetrischer Strömungsbereich, in dem die Blase die Form einer Halbkugel hat (Phase 2.). Nähert sich die Blase dem Radius des Tanks, so gelangt sie wieder in eine aufwärtsgerichtete Strömung, und es erfolgt eine ebene Expansion. Die sich unter dem Deckel befindende Natriumsäule bewegt sich jetzt auf diesen zu (Phase 3). Phase 4 kennzeichnet die Blasenexpansion bei abgehobenem Tankdeckel nach dem "Slug-Impact", wobei der vom Natrium auf den Deckel ausgeübte Stoß unelastisch ist.

Im einzelnen werden mit dem Modul PODY C folgende Größen berechnet: Expansionsvolumen, mittlere Poolgeschwindigkeit, entrainierte Natriummasse, von der Blase freigesetzte mechanische Energie, Natrium-Entrainmentstrom, Blasenradius während der Halbkugelphase, Deckelhöhe, Deckelgeschwindigkeit, Entrainmentgeschwindigkeit (entrainiertes Volumen pro Zeit und Fläche), kinetische Energie von Pool und Deckel.

Für das Expansionsvolumen \dot{V} und die mittlere Poolgeschwindigkeit U_p (Mittelwertbildung vermöge kinetischer Energie) gilt das Differentialgleichungssystem:

$$\dot{V} = \sqrt{\frac{V_{\text{pool}}}{H}} \cdot U_p \quad (17)$$

$$\dot{U}_p = \frac{\Delta p}{\rho \cdot \sqrt{V_{\text{pool}}}} \quad (18)$$

Die normierte Poolträgheit $H = \frac{2T}{\rho V^2}$ (T kinetische Energie von Pool und Deckel, ρ Dichte des Poolnatriums) und die treibende Druckdifferenz Δp (Druckbilanz Blase-Covergas (in Phase 4 Umgebungsdruck) - Flüssigkeit) hängen von der jeweiligen Expansionsphase ab. V_{pool} ist das Volumen des Natriums im oberen Plenum.

Der Entrainmentstrom von Natrium in die Blase aufgrund von Taylor-Instabilitäten läßt sich wie in PAROGA nach Gleichung (13) bestimmen, wobei die Beschleunigung der Trennfläche Gas-Flüssigkeit wiederum von der Phase der Blasenexpansion abhängig ist. Im Gegensatz zum PAROGA-Programm und zu den Beobachtungen bei den FAUST-Versuchen wird jedoch die mit dem Entrainment verbundene Verminderung der inneren Energie des Gesamtsystems $E = 0,5 \dot{m} u_e^2 \Delta t$ im Zeitintervall Δt (\dot{m} Entrainmentrate, u_e Entrainmentgeschwindigkeit) und des Druckes $\Delta p = \frac{2\Delta E}{f \cdot V_B}$ (f Anzahl der Freiheitsgrade des Trägergases, V_B Volumen der Reaktionsblase) nicht berücksichtigt. Entrainment von Tropfen in das Covergas wird überhaupt nicht betrachtet.

Eine detailliertere Modellierung der Poolhydrodynamik erfolgt mit dem Modul PODY F, dessen Prinzip darauf beruht, das Strömungsfeld nach charakteristischen, analytisch gegebenen "Fundamentallösungen" (s.u.) zu entwickeln und die zeitabhängigen Entwicklungskoeffizienten durch Randbedingungen zu bestimmen.

Unter der Annahme einer wirbelfreien Strömung wird das Geschwindigkeitsfeld \vec{v} als Gradient $\vec{v} = \text{grad } \phi$ dargestellt und ϕ nach gewissen zeitunabhängigen harmonischen Funktionen $\phi(\vec{x})$, den sogenannten "Fundamentallösungen", entwickelt, so daß gilt:

$$\varnothing(t, \vec{x}) = \sum_{l=1}^6 W_l(t) \varnothing_l(\vec{x}) \quad (19)$$

\vec{x} ist ein Ortsvektor, und t ist die Zeit. Die Koeffizienten $W_l(t)$ lassen sich aus folgenden Randbedingungen ermitteln:

- 1) An den Grenzflächen gegenüber starren Strukturen verschwindet die Normalkomponente der Geschwindigkeit.
- 2) An allen übrigen Grenzflächen, insbesondere also gegenüber Blase und Covergas, ist der Druck als bekannt anzusehen, und es gilt dort die Bernoullische Gleichung für inkompressible homogene Flüssigkeiten.

Folgende Phänomene werden hierbei modelliert:

Blasenform

Wölbung des Poolspiegels

Slug-Impact

Tankdehnung

Blasenaufstieg

Aufgrund der möglichen Kombinationen der Moduln PODY und TERMI gibt es 4 Versionen des BERTA-Codes

VERSION CE (Modul PODY C, TERMI E)

VERSION FE (Modul PODY F, TERMI E)

VERSION CI (Modul PODY C, TERMI I)

VERSION FI (Modul PODY F, TERMI I)

Die Versionen mit dem Modul TERMI E (CE und FE) eignen sich nicht zum Nachrechnen der Experimente, da in dem Modul TERMI E von einem 2-Phasensystem ausgegangen wird, in dem der Druck nicht vom Volumen abhängt. Das System der Fundamentallösungen (PODY F) erzeugt zu große Druckabweichungen an den Poolrandpunkten und läßt sich nur für Geometrien, die dem SNR 2 nahekommen (große Poolhöhe, niedriger Covergasraum) anwenden. Außerdem ist zu bemerken, daß eine

Wölbung des Poolspiegels, wie sie in dieser Version des BERTA-Codes modelliert wird, bei den FAUST-Experimenten in den meisten Fällen nicht beobachtet wurde. Die im Modul PODY C vorgenommene Modellierung des Expansionsverhaltens entspricht dagegen weitgehend der Beobachtung bei den FAUST-Experimenten (vgl. Kap. 1). Somit ließen sich die Schwingungsperioden der für die verschiedenen Geometrien durchgeführten FAUST-Experimente nur mit der Version CI des BERTA-Codes (Modul PODY C, TERMI I) nachrechnen.

3 Ergebnisse und Vergleich mit den FAUST-Experimenten

3.1 Partikelabscheidung

3.1.1 Rechnungen ohne Entrainment

Rechnungen mit dem Programm PAROGA 2 haben gezeigt, daß die Partikelabscheidung bei kolbenförmiger und kugelförmiger Blasenexpansion (Jonas and Schütz, 1988) mit dem Entladungsdruck zunimmt und stark von geometrischen Effekten abhängt.

Die im folgenden vorgestellten Rechnungen für die FAUST-1A-Geometrie enthalten die typischen Randbedingungen der 1A-Wasserversuche: Es wird ein mittlerer Wert des Druckes von 1 MPa und der Poolhöhe von 60 cm angenommen sowie ein Standardwert des Covergasdruckes von 0,1 MPa. Der Partikelradius (Eisenpartikel) wird von 0,05 bis 100 μm variiert (bei den Versuchen konnte bisher nur der Bereich zwischen 0,5 und 50 μm untersucht werden).

Als Anfangsverteilung wird angenommen, daß 10 Eisenpartikeln homogen über die Höhe des Quellbehälters verteilt sind und daß sich Partikel Nr. 10 von Anfang an im Wasser befindet. Es wird ein Zeitintervall von 300 ms betrachtet. Da die Geschwindigkeit der Partikeln und damit die Anzahl der numerischen Zeitschritte mit abnehmendem Partikelradius zunimmt (vgl. Kap. 2), war es notwendig, im Rechenprogramm die Zeitschritte zu optimieren. Eine sinnvolle Untergrenze für die Rechnungen lag bei 0,05 μm .

Tabelle 1 zeigt die Abscheideraten und die Verweilzeiten ('residence time', Zeitspanne zwischen dem Beginn des Entladungsvorganges und der Abscheidung im Wasser oder am Boden) der Eisenpartikeln in einer oszillierenden, expandierenden Gasblase. Es wird deutlich, daß die Reaktorgeometrie einen sehr hohen Abscheidegrad hervorruft. Der wesentlichste Abscheidemechanismus ist die Impaktion. Da die Schwingungsperiode sehr kurz ist, spielt hier die Massenträgheit der Partikeln eine Rolle (Schütz et al. 1987). Die Partikeln folgen der sehr schnellen Bewegung der Trennfläche Gas-Wasser (Geschwindigkeit bis zu 20 m/s) mit einer gewissen Verzögerung, was zur Impaktion und damit zur Abscheidung führen kann.

Die schnellste und damit größte Abscheidung ist offenbar zu erwarten, wenn sich Partikeln mit Radien von 5 μm in der oszillierenden Gasblase befinden. Die Rechnungen zeigen, daß nach einer Zeit von nur 0,19 s bereits alle Partikeln im Wasser abgeschieden sind (Tab. 1). Bei größeren Aerosolpartikeln nimmt die Abscheidung langsam ab. Betrachtet man z.B. Partikeln mit Radien von 50 bzw. 100 μm , für die auch Sedimentationseffekte von Bedeutung sind, so ergeben sich hierfür Verweilzeiten von 0,059 s bzw. 0,077 s.

Das Verhältnis zwischen der Abscheidung der Partikeln im Wasser und am Boden wird von der Bilanz der aufwärts- und abwärtsgerichteten Beschleunigungen bestimmt. Ab einer Größe von 30 μm fallen die Partikeln zum Teil auch auf den Boden. Bei einem Partikelradius von 30 μm befinden sich nach einer Zeit von 0,051 s neun Partikeln im Wasser und eine Partikel auf dem Boden; bei 100 μm sind nach 0,077 s acht Partikeln in das Wasser und zwei Partikeln auf den Boden des Versuchsbehälters gelangt. Ein starker Anstieg der Verweilzeiten und damit eine rasche Abnahme der Abscheidung zu kleinen Partikelradien ist bei Aerosolen unter 5 μm zu verzeichnen. Betrachtet man Partikelgrößen von 3 μm , so steigt die Verweilzeit auf 0,033 s. Bei 2 μm haben nach 0,3 s nur drei Partikeln das Wasser erreicht. Treten jedoch noch kleinere Radien auf, so gelangt keine der Partikeln mehr ins Wasser oder zum Boden (Tab. 1). Ursache hierfür ist die Abnahme der Widerstandskraft mit abnehmendem Partikelradius, was dazu führt, daß die Partikeln mehr und mehr der Bewegung des Gases folgen.

Abb. 8 zeigt die Abscheidung von 10 μm -Partikeln in einer oszillierenden, expandierenden Gasblase. Die Partikeln entweichen mit großer Aufwärtsbeschleunigung dem Quellbehälter und werden von der Flüssigkeit innerhalb von einer Zeit von 30 ms absorbiert. Die Oszillationsperiode der Blase beträgt 66 ms.

Es wurden auch Rechnungen durchgeführt, bei denen die Poolhöhe variiert wurde. Die Ergebnisse zeigen, daß die Verweilzeit der Partikeln in der Blase mit der Poolhöhe zunimmt, d.h. bei großen Poolhöhen werden die Partikeln langsamer abgeschieden als bei kleinen Poolhöhen. Dies trifft sowohl für die FAUST-1A-als auch für die FAUST-1B-Geometrie zu. Die Verweilzeit von 10 μm -Partikeln liegt bei den 1A-Versuchen zwischen 14 ms bei einer Poolhöhe von 20 cm und 32 ms bei einer Poolhöhe von 80 cm. Wegen der kürzeren Schwingungsperioden wurden für die 1B-Geometrie etwas höhere Abscheidegrade erhalten. Es ergaben sich bei gleicher Partikelgröße Verweilzeiten von 13 ms bei 20 cm Poolhöhe und von 17 ms bei 50 cm Poolhöhe. Allerdings ist in diesem Fall die Modellierung der Blasenexpansion in der Reihenfolge ebene Expansion, hemisphärische Expansion und wieder ebene Expansion nicht ganz realistisch, was auch schon aus Kap. 1 hervorgeht. Rechnungen für Poolhöhen über 10 cm zeigen, daß im Unterschied zu Beobachtungen bei den Experimenten die Blase während der gesamten Zeit von 300 ms nicht den Poolrand erreicht; die Expansion bleibt im hemisphärischen Stadium stecken. Deshalb wurde versucht, in Anlehnung an die Experimente die hemisphärische Expansion auf eine 2-dimensionale Zylinderexpansion umzustellen. Dies hat jedoch zu keiner modelltheoretischen Verbesserung geführt.

3.1.2 Rechnungen mit Entrainment

Rechnungen mit Entrainment für die FAUST-1A-Geometrie (Poolhöhe 60 cm) haben gezeigt, daß kleine Partikeln ($0,5 \mu\text{m} \leq r \leq 3 \mu\text{m}$) durch Kollision mit Entrainmenttropfen innerhalb einer sehr kurzen Zeit ($< 100 \text{ ms}$) vollständig abgeschieden werden, so daß neben der Impaktionsabscheidung das Auswaschen durch Entrainmenttropfen (Washout) als wichtiger Abscheidemechanismus für Partikeln in expandierenden, oszillierenden Blasen anzusehen ist. Die Verweilzeit von Partikeln mit Radien zwischen 0,5 und 100 μm in der Blase liegt somit in jedem Fall unter 100 ms.

Abbildung 9 zeigt ein Beispiel für eine Entrainmentrechnung. Partikeln mit Radien von $1 \mu\text{m}$ werden vollständig abgeschieden, nachdem sie zum 2. Mal mit dem Tropfen Nr. 10 kollidiert sind. Impaktion an der Grenzfläche Flüssigkeit-Gas spielt hier keine Rolle, da die Partikeln zu klein sind. Wegen seiner Trägheit (Radius $1000 \mu\text{m}$) unterscheidet sich die Bewegung des Tropfens beträchtlich von der der Partikeln. Zuerst wird der Tropfen in die Blase hineingetragen, dann wird er nach oben beschleunigt und erreicht den Flüssigkeitspool, nachdem die Partikeln absorbiert worden sind.

3.1.3 Vergleich mit den Experimenten

Der sich aus unseren Rechnungen für eine reaktorähnliche Geometrie ergebende außerordentlich hohe Abscheidegrad von Partikeln in expandierenden, oszillierenden Blasen kann durch die FAUST-Versuche bestätigt werden. Bei den 1A-Wasserversuchen konnte für Partikeln mit Radien zwischen $0,5$ und $50 \mu\text{m}$ grundsätzlich keine Aerosolsubstanz im Covergas nachgewiesen werden (Kap. 1). Nach Kapitel 1 wurde bei den FAUST-1B-Versuchen, die mit denselben Partikelradien durchgeführt wurden, luftgetragener Metallstaub nur bei den Blubbersuchen und bei einem sehr niedrigen Entladungsdruck ($\leq 0,06 \text{ MPa}$) beobachtet. Letzteres Ergebnis kann ebenfalls durch die Modellrechnungen bestätigt werden.

3.2 Schwingungsperioden

In Abbildung 10 werden die bei den FAUST-1A- und 1B-Wasserversuchen aufgetretenen Schwingungsperioden mit den Werten der BERTA- und PAROGA-Rechnungen in Abhängigkeit von der relativen Poolhöhe (Verhältnis Poolhöhe zu Höhe des Versuchsbehälters) verglichen. Der Vergleich wurde für mittlere Werte des Entladungsdruckes von 1 MPa bzw. $1,1 \text{ MPa}$ durchgeführt.

Für die Vergleichsrechnungen wurde das BERTA-Rechenprogramm von der Geometrie des SNR-2 (Coreradius 2 m , Tankradius $9,6 \text{ m}$, Poolhöhe $5,20 \text{ m}$,

Covergashöhe 0,85 m) auf die Geometrie der FAUST-Experimente übertragen. Der für die Rechnungen erforderliche Entladungsdruck ließ sich durch Anpassung der Coretemperatur bestimmen. Für den Vergleich mit den FAUST-Wasserversuchen wurde die Dichte von Natrium durch die Dichte von Wasser und der Adiabatenkoeffizient des Argonschutzgases durch den Adiabatenkoeffizienten von Stickstoff (es handelt sich bei dem Schutzgas für die FAUST-1-Versuchsanlage um Luft) ersetzt. Nicht ganz unproblematisch ist, daß die FAUST-Wasserversuche mit Stickstoff und die Natriumversuche mit Argon durchgeführt wurden und mit dem BERTA-Code die Expansion einer Brennstoffdampfblase modelliert wird. Um die bei den Versuchen verwendeten Gase zu berücksichtigen, wäre eine Modifikation der thermodynamischen Gleichungen erforderlich.

Wie aus Kapitel 2 hervorgeht, läßt die dem BERTA-Code zugrundeliegende Theorie die Wirkung des Entrainments auf den Druck in der Blase unberücksichtigt. Um einen Vergleich mit dem Rechencode zu ermöglichen, wird deshalb auch bei den PAROGA-Rechnungen dieser Effekt außer acht gelassen. Außerdem ist zu bemerken, daß die Einbeziehung des Entrainments in das PAROGA-Programm keine zusätzliche Annäherung der Schwingungsperioden an die experimentell beobachteten Werte gebracht hat (vgl. Kap. 3.3).

Abb. 10 zeigt das charakteristische Verhalten der Schwingungsperiode, definiert als der Abstand zwischen der Zeit 0 und der Zeit des 1. Druckmaximums in der Blase. Die Schwingungsperiode nimmt zunächst mit steigender Poolhöhe zu, erreicht ein Maximum und nimmt bei großen Poolhöhen wieder ab. Dies kann durch 2 Effekte erklärt werden: Bei größer werdender Poolhöhe nimmt einerseits die Masse und damit die Trägheit des Pools zu, andererseits aber hat der Wasserkolben einen geringeren Weg bis zum Anschlag zurückzulegen. Dieses Verhalten der Schwingungsperiode in Abhängigkeit von der Poolhöhe konnte sowohl aus den FAUST-Experimenten als auch aus den BERTA- und PAROGA-Rechnungen abgeleitet werden. Abb. 10 zeigt jedoch, daß sich das Maximum der Schwingungsperioden mit dem BERTA-Code etwas zu kleineren Werten verschiebt. Während es bei den FAUST-1A- und -1B-Versuchen bei einer relativen Poolhöhe von ca. 0,55 aufgetreten ist und Werte von 81 bzw. 52 ms ergeben hat, liegt es nach den BERTA-Rechnungen bei einer relativen Poolhöhe von 0,45 mit Werten von 74 bzw. 49 ms. Die Abbildung

zeigt in diesem Zusammenhang, daß die mit dem BERTA-Code berechneten Schwingungsperioden für relative Poolhöhen über 0,4 (FAUST-1A-Geometrie 40 cm Poolhöhe, FAUST-1B-Geometrie 25 cm Poolhöhe) etwa unter, bei kleineren Poolhöhen dagegen etwas über den experimentellen Werten liegen, d.h. es wurde bei den FAUST-Experimenten beobachtet, daß die Reaktionsblasen dann etwas langsamer bzw. schneller als vom Rechencode vorausberechnet schwingen. Bei einer relativen Poolhöhe von 0,4 (Poolhöhen von 40 bzw. 25 cm) stimmen die aus den Experimenten und den BERTA-Rechnungen abgeleiteten Approximationskurven der Schwingungsperioden überein: Für die FAUST-1A und -1B-Wasserversuche ergeben sich in beiden Fällen Werte von 73 ms bzw. 48 ms (Abb. 10). Mit maximalen negativen Abweichungen von 30% bei den FAUST-1A-Versuchen und von 20% bei den FAUST-1B-Versuchen (relative Poolhöhe von 0,8) ist die Diskrepanz zwischen BERTA-Rechnung und Experiment bei den FAUST-1A-Versuchen etwas größer als bei den FAUST-1B-Versuchen gewesen. Jedoch kann in beiden Fällen von einer guten Übereinstimmung mit dem BERTA-Code gesprochen werden.

Abbildung 10 zeigt auch, daß außer bei kleinen und ganz großen Poolhöhen (relative Poolhöhe unter 0,3 bzw. über 0,7) die mit dem BERTA- und dem PAROGA-Programm für die 1A-Geometrie ermittelten Schwingungsperioden nahezu identisch sind. Für die 1B-Geometrie liegen hingegen die mit dem PAROGA-Programm berechneten Schwingungsperioden bis zu 50% unter den Werten des BERTA-Codes. Bei einer relativen Poolhöhe von 0,4 ergeben die Experimente und die BERTA-Rechnungen z.B. eine Schwingungsperiode von 51 ms, während man hierfür mit dem PAROGA-Programm (ohne Entrainment) einen Wert von nur 33 ms erhält. Dies zeigt, daß für die 1B-Geometrie BERTA einen Fortschritt gegenüber PAROGA bedeutet.

Vergleicht man die Abbildungen 11 und 12, so kann für den Versuch FAUST 304 (Entladungsdruck 1 MPa; Poolhöhe 73 cm) der Versuchsreihe FAUST-2B (zur Versuchsgeometrie s. Abb. 4) festgestellt werden, daß die mit dem BERTA-Code berechnete Schwingungsperiode tatsächlich mit dem experimentellen Wert übereinstimmt. Die Schwingungsperiode beträgt in beiden Fällen etwa 80 ms. Ein Abklingen der Druckspitzen, wie es bei dem FAUST-Experiment (Abb. 11) beobachtet wur-

de, kann allerdings durch die Rechnung (Abb. 12) nicht wiedergegeben werden, weil die mit dem Entrainment verbundenen Dämpfungseffekte und die Reibung nicht berücksichtigt werden.

Im Unterschied zu den FAUST-Experimenten zeigen die BERTA-Rechnungen allerdings eine starke Abhängigkeit der Schwingungsperiode vom Entladungsdruck. Bei einem Entladungsdruck von 2 MPa erhält man aus den Rechnungen für die 2B-Geometrie nur noch eine Schwingungsperiode von 62 ms, während die FAUST-Experimente hierfür immer noch einen Wert von 77 ms ergeben haben.

Das gleiche trifft für die PAROGA-Rechnungen zu. In diesem Fall liegen jedoch die berechneten Schwingungsperioden niedriger und betragen etwa 72 ms für den Versuch 304 und 52 ms für den Versuch 303 (Entladungsdruck 2 MPa).

Auch bei den Wasserversuchen ist nur eine minimale Tendenz zu niedrigeren Schwingungsperioden bei einer Zunahme des Druckes festgestellt worden. Bei einer Poolhöhe von 40 cm (Serie 1B) und einem Entladungsdruck von 1 MPa betrug die Schwingungsperiode 50 ms, bei 4 MPa Entladungsdruck wurde nur noch ein Wert von 46 ms erhalten. Die Zunahme des Entladungsdruckes führt zu einem höheren Energieinhalt der Blase, wodurch der Expansions- und Oszillationsprozeß dann schneller abläuft.

3.3 Versuch 29

Im folgenden wird versucht, mit dem PAROGA-Programm einige hydromechanische Größen des Experiments 29 der Serie FAUST-1A (Poolhöhe 60 cm, Entladungsdruck 1 MPa) unter Berücksichtigung des Entrainments nachzurechnen. In Abbildung 13 ist der bei diesem Versuch beobachtete Verlauf des Druckes in der Blase bzw. im Covergas dargestellt. Die Abbildungen 14 und 15 zeigen die sich aus der Auswertung von Hochgeschwindigkeitsfilmen ergebenden Werte der Entrainmentmasse und der Höhe der Flüssigkeitssäule. Die Abbildungen 16 - 19 enthalten die entsprechenden Ergebnisse der PAROGA-Rechnungen.

Vergleicht man Abbildung 13 mit Abbildung 16 bzw. 17, so kann festgestellt werden, daß die sich aus den PAROGA-Rechnungen ergebenden Schwingungsperioden mit etwa 60 ms um 30% unter dem experimentell beobachteten Wert von 80 ms liegen. Ferner ist das Maximum des Druckes in der Blase bzw. im Covergas durch Druckspitzen gekennzeichnet, die die experimentellen Werte um etwa eine Größenordnung überschreiten. Hierzu ist zu bemerken, daß die Modellierung der Blasenexpansion in der Form ebene Expansion, hemisphärische Expansion, ebene Expansion eine grobe Vereinfachung gegenüber den Experimenten darstellt (vgl. Kap. 1). Die Geometrie des Behälters wird nach dem Einsetzen der 2. ebenen Expansion nicht mehr berücksichtigt; die Blasenexpansion verläuft dann nur noch kolbenförmig. Mit dem Einsetzen der 2. ebenen Expansion wird auch zu früh begonnen. Während dieses Stadium nach den experimentellen Beobachtungen nach einer Zeit von etwa 40 ms einsetzt, tritt es bei den Rechnungen bereits nach 15 ms auf, da dann die Blase den Rand des Flüssigkeitspools erreicht hat. Ein ähnlicher Sachverhalt kann bei den BERTA-Rechnungen festgestellt werden, bei denen die Zylinderexpansion (Phase 3, s. Kap. 2) für Versuch 29 schon nach einer Zeit von 10 ms erfolgt.

Die mit dem PAROGA-Programm berechneten Gesamtentrainmentmassen liegen mit etwa 35 kg (Abb. 18) ziemlich hoch gegenüber dem experimentellen Wert von 20 kg (Abb. 14), da die Sedimentation der Tropfen zum Boden bzw. in den Flüssigkeitspool nicht berücksichtigt wird. Im Unterschied zu den Experimenten erfolgt das Entrainment mehr in das Covergas als in die Blase. Der Verlauf der Höhe der Flüssigkeitssäule wird durch die Rechnungen einigermaßen realistisch wiedergegeben (Abb. 19). Aufgrund der hohen Entrainmentraten hat jedoch die Höhe der Flüssigkeitssäule bei Ende der Rechnungen (Zeit von 0,1 s) um einen Faktor 4 abgenommen, während die Experimente für den gleichen Zeitraum nur eine Verringerung von einem Faktor 2 ergeben haben.

4. Zusammenfassende Diskussion und Ausblick

Zur Abschätzung des instantanen Aerosolquellterms wird in dem KfK-Versuchsprogramm FAUST die Abscheidung von Partikeln in einer oszillierenden Gasblase

unter den Randbedingungen einer verkleinerten Reaktorgeometrie untersucht. Im vorliegenden Bericht werden Modellrechnungen zu den FAUST-Wasserversuchen vorgestellt. Dabei werden die Abscheideraten der Partikeln und die Schwingungsperioden der Blasen mit verschiedenen Rechenprogrammen nachgerechnet. Zur Modellierung der Abscheidung von Partikeln in einer oszillierenden Gasblase diente das von Schütz und Jonas entwickelte PAROGA-Programm. Die Schwingungsperioden der Blasen wurden mit dem BERTA-Code, aber auch mit dem PAROGA-Programm bestimmt und für verschiedene Geometrien mit den Experimenten verglichen. Der BERTA-Code ist von A. Reetz geschrieben worden. Das Programm wurde zum KfK/LAF I transferiert und auf die FAUST-Versuchsgeometrien übertragen.

Die Partikelabscheidung in einer reaktorähnlichen Geometrie ist sehr hoch. Überschreitet der Partikelradius $2\ \mu\text{m}$, so führt einerseits die sehr schnelle Bewegung der Trennfläche Gas-Flüssigkeit und die Trägheit der Partikeln zu einer sehr effizienten Partikelabscheidung in die Blase umgebenden Flüssigkeitspool. Andererseits löst aber auch die Beschleunigung der Trennfläche Entrainmentprozesse aus. Die Partikeln kollidieren mit den entstandenen Flüssigkeitstropfen und werden so durch Washout abgeschieden. Dieser Abscheidemechanismus ist auch für Partikeln mit Radien weit unter $1\ \mu\text{m}$ sehr effizient. PAROGA-Rechnungen für die Geometrie der FAUST-1A-Wasserversuche bei einem Entladungsdruck von 1 MPa und einer Poolhöhe von 60 cm haben ergeben, daß die Verweilzeiten von Partikeln mit Radien von $0,5$ bis $100\ \mu\text{m}$ in einer expandierenden, oszillierenden Gasblase unter 100 ms liegen. Dieses Ergebnis stimmt mit den FAUST-1A-Wasserexperimenten insofern überein, als für den Partikelgrößenbereich von 1 bis $100\ \mu\text{m}$ keine Aerosolsubstanz mehr im Covergas nachgewiesen werden konnte. Lediglich bei der FAUST-1B-Geometrie traten bei einem sehr niedrigen Entladungsdruck von unter $0,06$ MPa luftgetragene Partikeln im Covergas auf. Auch dieses Ergebnis konnte durch die PAROGA-Rechnungen bestätigt werden. Unsere Experimente und Rechnungen deuten somit darauf hin, daß Partikeln mit Radien zwischen 1 und $100\ \mu\text{m}$ keinen hohen Beitrag zum instantanen, radiologischen Aerosolquellterm liefern. Die Abscheidung kleinerer Partikeln ist im FAUST-Programm bisher noch nicht experimentell untersucht worden. Dies ist jedoch zu einem späteren Zeitpunkt in der Versuchsreihe FAUST-3 vorgesehen, bei der Aerosole mit Radien von $0,01$ bis $0,1\ \mu\text{m}$ mit Hilfe einer Stoßstromanlage erzeugt werden.

Einige Experimente zu diesem Thema sind bereits von Petrykowski et al. (1985) im Rahmen des ORNL-FAST-Programms durchgeführt worden. Die Experimente zeigen, daß auch für diesen Partikelgrößenbereich ein sehr hoher Abscheidegrad erwartet werden muß. Dieses Ergebnis kann ebenfalls durch theoretische Überlegungen bestätigt werden. Unsere für einen Zeitraum von 100 ms durchgeführten PAROGA-Rechnungen ergeben bei einem Partikelradius von $0,5 \mu\text{m}$ immer noch einen Abscheidegrad von 100%. Der Einfangwirkungsgrad zwischen Partikel und Tropfen erreicht nach Slimm (1977) bei $0,1 \mu\text{m}$ sein Minimum und ist dann etwa um einen Faktor 3 kleiner als bei $0,5 \mu\text{m}$. Die geringere Abscheidung der Partikeln an den Tropfen kann aber durch die höhere Tropfenproduktionsrate, die aufgrund der kleineren Zeitschritte hervorgerufen wird, leicht ausgeglichen werden, so daß sich auch bei dieser Partikelgröße und erst recht bei kleineren Partikeln ein sehr hoher Abscheidegrad ergibt. Außerdem ist eine hohe Koagulationsrate zu erwarten, die ein rasches Partikelanwachsen bewirkt, was zur Verbesserung des Abscheidegrades führt.

Mit maximalen Abweichungen bis zu 30% ist die Übereinstimmung zwischen den mit dem BERTA-Code berechneten Schwingungsperioden und den Experimenten ausgesprochen gut. Die mit dem PAROGA-Programm ohne Berücksichtigung des Entrainments* berechneten Werte stimmen wiederum bei der FAUST-1A-Geometrie gut mit dem BERTA-Code überein. Sie liegen jedoch bei den 1B-Versuchen niedriger und unterschreiten die experimentell beobachteten Schwingungsperioden bis zu einem Faktor 2. Dies ist vor allen Dingen dadurch bedingt, daß die für die Geometrie der FAUST-1B-Versuche vorgenommene Modellierung der Blasenexpansion: ebene Expansion, hemisphärische Expansion und dann wieder ebene Expansion hier zu einfach ist. Unsere für einen Zeitraum von 300 ms durchgeführten Rechnungen zeigen z.B., daß im Gegensatz zu den Experimenten und zu den BERTA-Rechnungen die Blase bei Poolhöhen über 10 cm nicht mehr den Rand des Flüssigkeitspools

- - - - -

*Im BERTA-Programm wird das Entrainment bei der Bestimmung des Druckes nicht berücksichtigt. Das Entrainment ins Covergas wird nicht betrachtet (s. Kap.3.2).

erreicht. Da offenbar die Hydrodynamik des BERTA-Codes die Blasenexpansion realistischer beschreibt als das PAROGA-Programm, muß überlegt werden, ob es zweckmäßig ist, die in PAROGA enthaltenen Bewegungsgleichungen für die Trennfläche Gas-Flüssigkeit zu ersetzen und gegebenenfalls den Mechanismus der Partikelabscheidung in das BERTA-Programm einzubauen.

Wollte man am BERTA-Code selbst Änderungen vornehmen, so wäre vorzuschlagen, daß die stoffspezifischen bzw. thermodynamischen Eigenschaften der im Rechen-code modellierten Brennstoffdampfblase durch die Eigenschaften des bei den FAUST-Experimenten verwendeten Trägergases Stickstoff bzw. Argon ersetzt werden. Dann könnte man zu einer noch genaueren Gegenüberstellung von Experiment und Rechen-code kommen. Es muß allerdings untersucht werden, welchen Zeitaufwand eine hierzu erforderliche Modifikation der thermodynamischen Gleichungen in Anspruch nimmt. Die Berücksichtigung des Entrainments auch ins Covergas würde ebenfalls zur Verbesserung der Modelltheorie beitragen und könnte zu einer noch besseren Übereinstimmung zwischen BERTA-Rechnung und Experiment führen. Aber auch schon in der derzeitigen Form ist der BERTA-Code für die modelltheoretische Begleitung der FAUST-Experimente von Bedeutung, in Zukunft vor allen Dingen dann, wenn die FAUST-3-Experimente durchgeführt werden, bei denen wie in der BERTA-Theorie eine UO_2 -Quelle vorliegt.

Im Gegensatz zum Expansionsverhalten von Blasen wird mit dem PAROGA-Programm der Mechanismus der Partikelabscheidung hinreichend gut genug modelliert. Bei den Rechnungen wurde bisher allerdings nur das Entrainment aufgrund von Taylor-Instabilitäten nach dem Corradini-Modell berücksichtigt. Die für den Eintrag von Flüssigkeitstropfen in die Blase berechneten Entrainmentraten liegen für Versuch 29 um einen Faktor 2 unter den experimentellen Werten (Abb. 14, Abb. 18), was zu einer Unterschätzung der Tropfenerzeugung und somit des Washouts von Partikeln führt, der wie gezeigt worden ist, ein besonders wichtiger Abscheidemechanismus ist. Die Entrainmentraten für das Covergas sind dagegen im Vergleich zum Experiment um etwa einen Faktor 4 zu hoch. Die Sedimentation der Tropfen zum Boden bzw. in den Flüssigkeitspool ist bei diesen Rechnungen nicht berücksichtigt worden.

Die exakte modelltheoretische Behandlung der Koagulation und Sedimentation von Entrainmenttropfen ist nicht ganz unproblematisch und führt im Zusammenhang mit den im PAROGA-Programm behandelten Partikelabscheidemechanismen zu einer zusätzlichen Erschwernis der Rechnungen. In dem Rechenprogramm MOFA (Modellrechnungen zu FAUST) wird ebenfalls die Blasenexpansion für die FAUST-Geometrie modelliert, allerdings unter Ausschluß des Partikelverhaltens. Dabei wird auch die Koagulation und Sedimentation von Entrainmenttropfen in einfachen Ansätzen bestimmt und bei der Berechnung der Höhe der Flüssigkeitssäule und der Entrainmentmassen berücksichtigt. Rechnungen mit diesem Programm ergeben für Versuch 29 eine Übereinstimmung der Entrainmentmassen ins Covergas. Die in die Blase entrainierten Massen liegen jedoch um mehr als eine Größenordnung unter den experimentellen Werten. Daher erscheint es notwendig, gegebenenfalls auch die Sedimentation von Entrainmenttropfen zu berücksichtigen und weitere Entrainmentmechanismen, wie z.B. Kelvin Helmholtz, in die Rechnungen aufzunehmen.

Danksagung

Für die bereitwillige Unterstützung bei der Durchführung der BERTA-Rechnungen möchten wir Herrn Dr. A. Reetz (INTERATOM) vielmals danken. Zu danken haben wir auch Herrn M. Koyro und Herrn Dr. H. Bunz für programmtechnische Beratungen bei der Implementierung des BERTA-Codes. Die Herren M. Koyro und U. Dielmann übernahmen die Aufbereitung von Plotroutinen für das BERTA- und das PAROGA-Programm. Auch die Herren R. Brossardt und J. Minges waren uns bei der Anfertigung von Zeichnungen behilflich. Ihnen allen sei ebenfalls herzlich gedankt.

Literatur

- Adam, J.R. and Semonin, R.G. (1970): Collection Efficiencies of Raindrops for Submicron Particulates, in Precipitation Scavenging. Richland, Wash., June 2-4, 1970. Rudolf J. Engelmann and W. George N. Slinn (Coordinators). AEC Symposium Series, No.22 (CONF-700601), 151-160
- Beard, K.V. and Grover, S.N. (1974): Numerical Collision Efficiencies for Small Raindrops colliding with Micron Size Particles. J. Atmos. Sci. 31, 543-550
- Chawla, T.C. (1972): Liquid Entrainment Rate and Droplet Size Relative to Potential Fuel-Failure Propagation Due to Fission Gas Jet Impingement in LMFBR Subassemblies, ANL-7949 (June 1972)
- Corradini, M.L. (1978): Heat Transfer and Fluid Flow Aspects of Fuel-Coolant Interactions. MIT Nucl. Eng. Dept., COO-2781-12TR (Sept. 1978)
- Cunningham, E. and Fellow, M.A. (1910): On the Velocity of Steady Fall of Spherical Particles through Fluid Medium. Proc. R. Soc. Lond. Ser. A 83, 357-365
- Jonas, R. and Schütz, W. (1988): Motion and Deposition of Particles in Expanding and Oscillating Gas Bubbles, to be published in J. Aerosol Sci.
- Kerker, M. and Hampl, V. (1974): Scavenging of Aerosol Particles by a Falling Water Drop and Calculation of Washout Coefficients. J. Atmos. Sci. 31, 1368-1376
- Kürten, H., Raasch, J. und Rumpf, H. (1966): Beschleunigung eines kugelförmigen Feststoffteilchens im Strömungsfall konstanter Geschwindigkeit, Chem. Ing. Techn. 38, 941-948

- Metzig, G. (1984): The motion of small particles in air - a new approach based on the ' reflection mode' of molecules. Abstracts of the Eleventh Annual Conference of the Association for Aerosol Research (Gesellschaft für Aerosolforschung). 14.-16. Sept. 1983, München, J. Aerosol Sci. 15,3, 256-258
- Petrykowski, J.C., Longest, A.W. and Wright, A.L. (1985): LMFBR Source Term Experiments in the Fuel Aerosol Simulant Test (FAST) Facility Fast Reactor Safety: Proc. of the Int. Topical Meeting, Vol. 2, Oak Ridge National Laboratory, TN (USA), July 1985, p. 865-875
- Reetz, A. (1984a): Unveröffentlichte Ergebnisse
- Reetz, A. (1984b): Unveröffentlichte Ergebnisse
- Reetz, A. (1984c): Unveröffentlichte Ergebnisse
- Reetz, A. (1984d): Unveröffentlichte Ergebnisse
- Ricou, F.P. and Spalding, D.B. (1961): Measurement of Entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets. Journal of Fluid Mechanics 11, p. 21
- Royl, P. (1981): PBDOWN-A Computer Code for Simulating Core Material Discharge and Thermal to Mechanical Energy Conversion in LMFBR Hypothetical Accidents, Rastoin, J. (Hrsg.) et al., Transactions of the 6th Internat. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology, Paris, F, August 17-21, 1981. Vol. E Luxembourg: Commission of the European Communities 1981. S.E3/8, 1-8
- Schütz, W., Minges, J. and Haenscheid, W. (1987): Wasser-Simulationsexperimente zum instantanen Quellterm beim schweren Brutreaktorstörfall, KfK 4249, Sept. 1987

Slinn, W.G. (1977): Precipitation Scavenging: Some Problems, Approximate Solutions, and Suggestions for Future Research. Precipitation Scavenging 1974, 1, CONF-74 1003, Proc. of a symp. held at Champaign, Ill., Oct. 14.-18., 1974 (Springfield, Va.: NTIS) 1977, (ERDA symposium series 41), p. 1-60

Sood, S.K. and Jackson, M.R. (1972) Scavenging Study of Snow and Ice Crystals, Reports IITRI-C-6105-9, 1969, and IITRI-C-6105-18, 1972. IIT Research Institute.

Taylor, G.I. (1950): The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to Their Planes I. Proc. Roy. Soc. (London) A, 201, p. 192

Theofanous, T.G. and Saito, M. (1979): The Termination Phase of Core Disruptive Accidents in LMFBRs., Purdue University, Report PNE-79-146, Dec. 1979

Tabelle 1: Impaktionsabscheidung von Partikeln in einer expandierenden, oszillierenden Blase für eine reaktorähnliche Geometrie

$r(\mu\text{m})$	Nummern der im Wasser abgelagerten Partikeln Nummern der auf dem Boden des Behälters abgelagerten Partikeln	Prozentualer Anteil der Partikeln, die sich abgelagert haben (%)	Verweilzeit für 10 Partikeln (s)
0.05	- -	-	-
0.1	- -	-	-
0.5	- -	-	-
1	- -	-	-
2	1 - 3 -	30	-
3	1 - 10 -	100	0.033
5	1 - 10 -	100	0.019
10	1 - 10 -	100	0.023
20	1 - 10 -	100	0.032
30	2 - 10 1	100	0.051
50	2 - 10 1	100	0.059
70	3 - 10 1 - 2	100	0.067
100	3 - 10 1 - 2	100	0.077

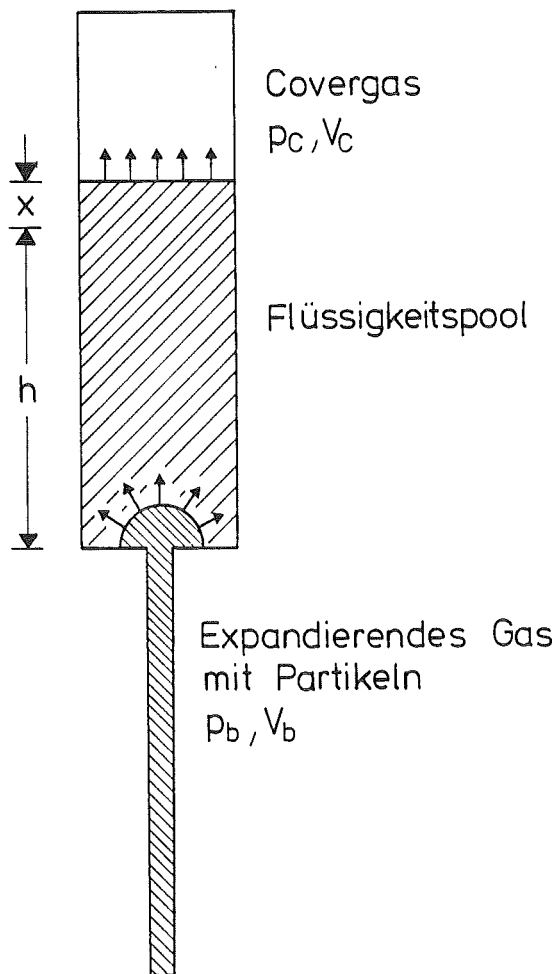


Abb. 1: Versuchsgeometrie FAUST-1A

p, V = Druck bzw. Volumen

h = ursprüngliche Poolhöhe

x = Verschiebung des Wasserspiegels durch die Aufwärtsbeschleunigung

Dimension des Poolbehälters: Höhe 1 m \varnothing 30 cm

Volumen des Quellbehälters: 1,5 Liter

Zur Vereinfachung der Rechnungen wurde angenommen, daß es sich bei dem Quellbehälter um ein Rohr mit einem über die gesamte Länge konstanten Durchmesser von 5 cm handelt. Der experimentelle Quellbehälter hingegen hatte nur im oberen Bereich (Berstscheibe) einen Durchmesser von 5 cm und war nach unten flaschenförmig bis auf 10 cm erweitert.

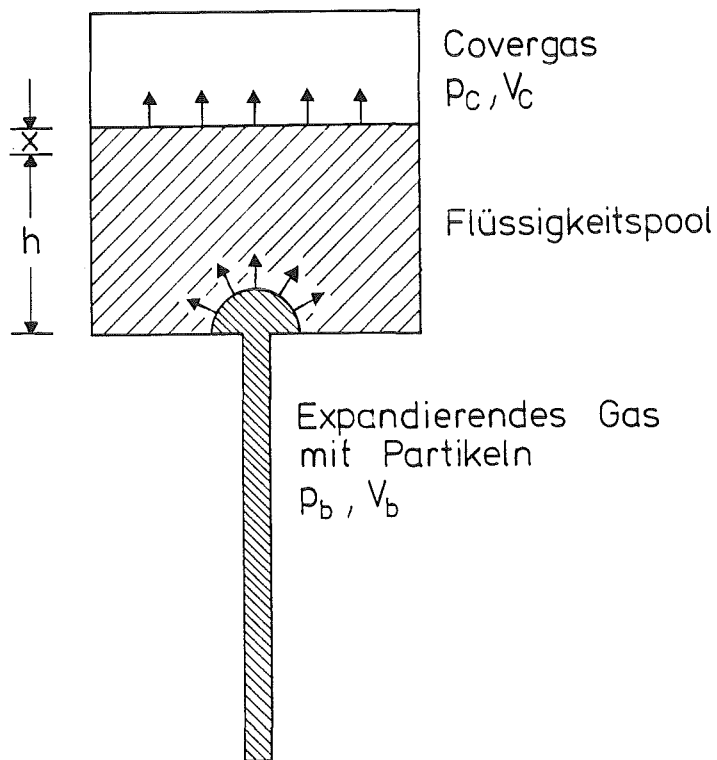


Abb. 2: Versuchsgeometrie FAUST-1B

p, V = Druck bzw. Volumen

h = ursprüngliche Poolhöhe

x = Verschiebung des Wasserspiegels durch die Aufwärtsbeschleunigung

Dimension des Poolbehälters: Höhe 0,6 cm \varnothing 0,63 cm

sonst siehe Abb. 1

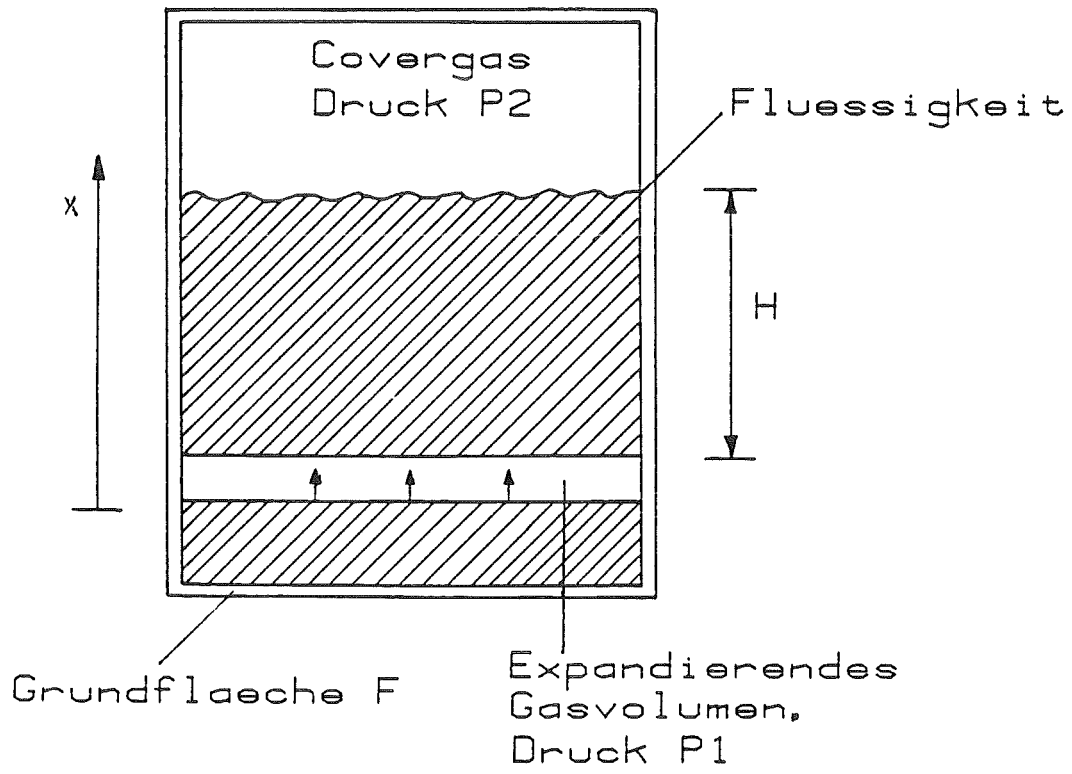


Abb. 3: Vereinfachte ebene Darstellung des Expansionsvorganges

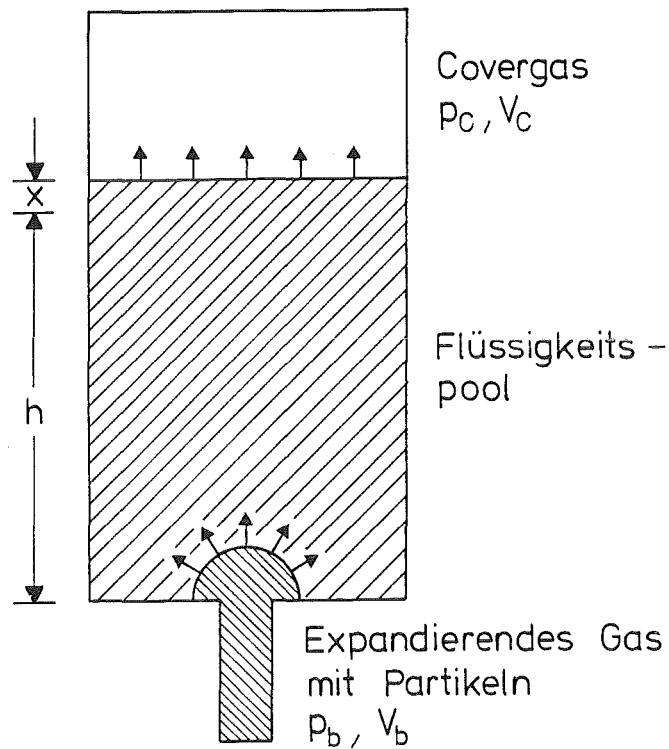


Abb. 4: Versuchsgeometrie FAUST-2B

p, V = Druck bzw. Volumen

h = ursprüngliche Poolhöhe

x = Verschiebung des Natriumspiegels durch die
Aufwärtsbeschleunigung

Dimension des Poolbehälters: Höhe 1,1 m; \emptyset 0,6 m

Dimension des Quellbehälters: Vol. 1,5 Liter, \emptyset 10 cm

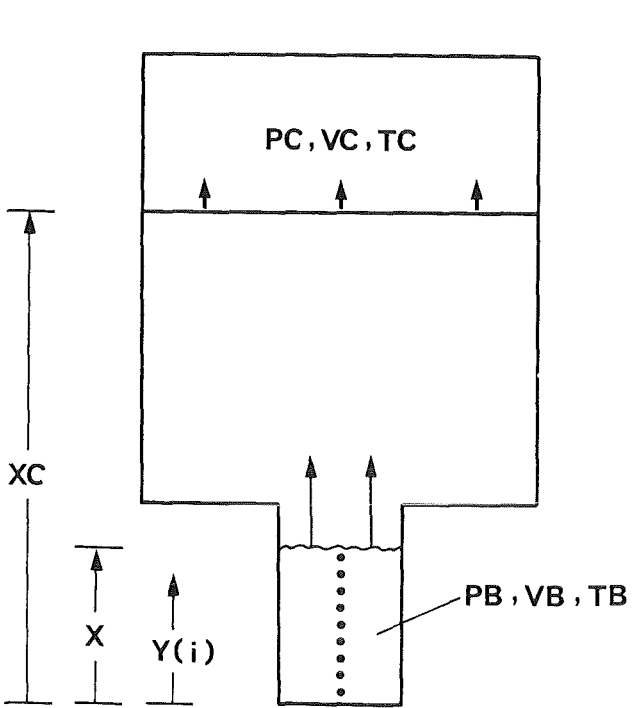


Abb. 5 : 1. ebene Expansion

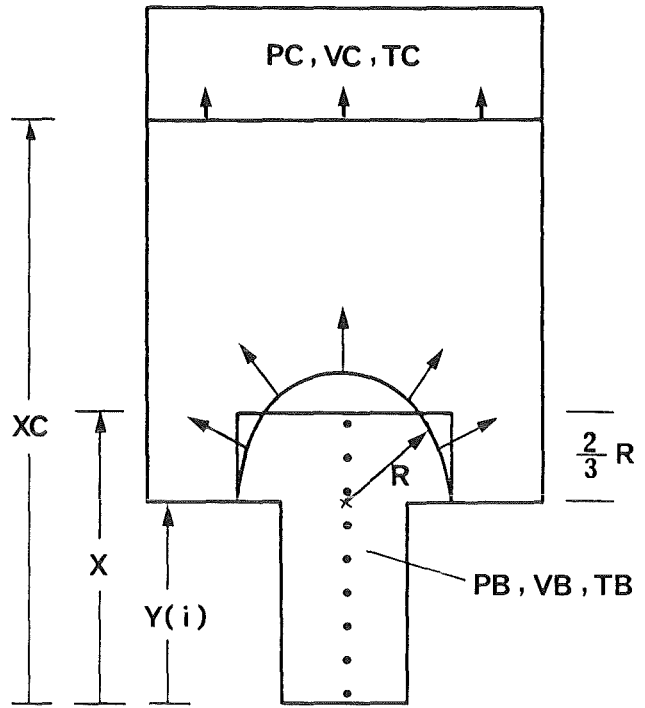


Abb. 6 : Hemisphärische Expansion

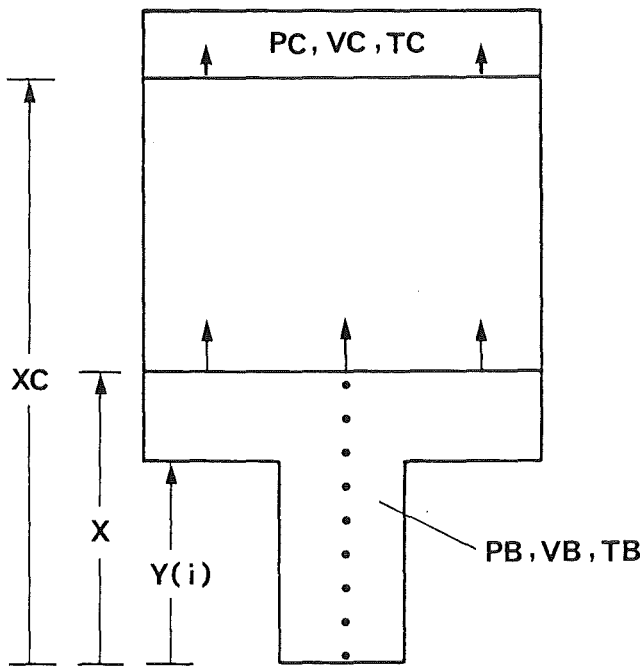


Abb. 7 : 2. ebene Expansion

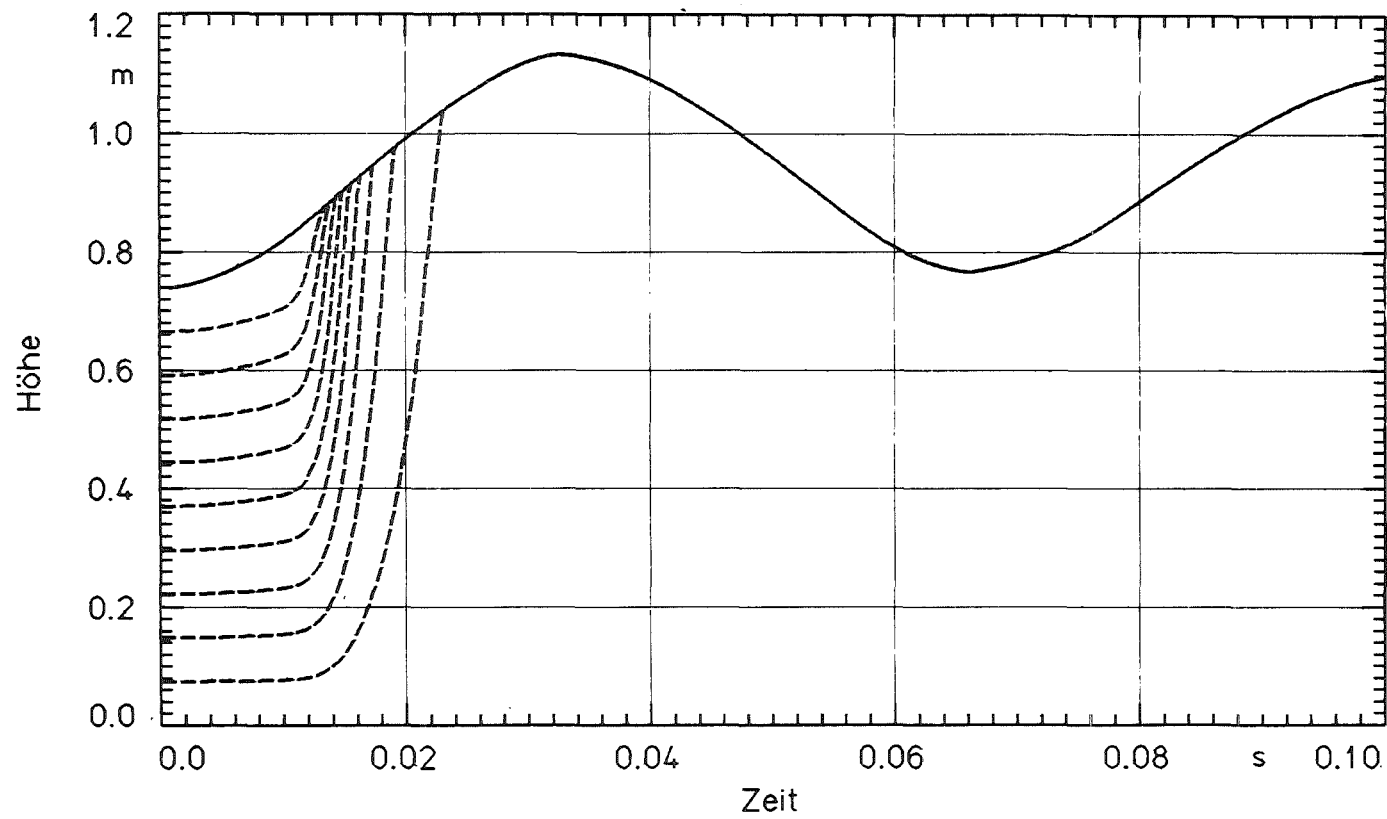


Abb. 8: Abscheidung von Partikeln in einer reaktorähnlichen Geometrie (FAUST-1A-Geometrie, Entladungsdruck 1 MPA, Partikelradius 10 μm , Vernachlässigung des Entrainments).

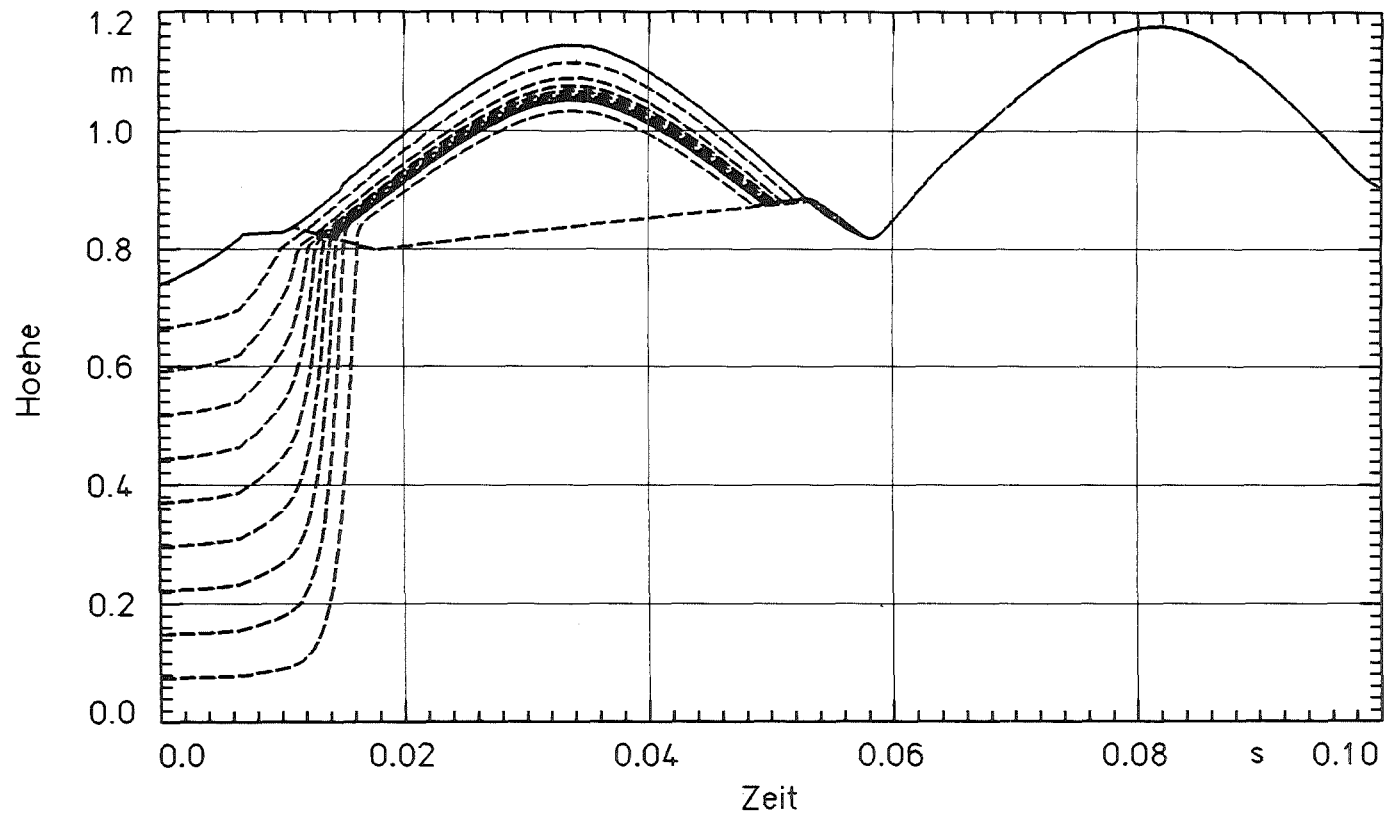


Abb. 9: Abscheidung von Partikeln in einer reaktorähnlichen Geometrie (FAUST-1A-Geometrie, Enladungsdruck 1 MPA, Partikelradius 1 μm , Berücksichtigung des Entrainments).

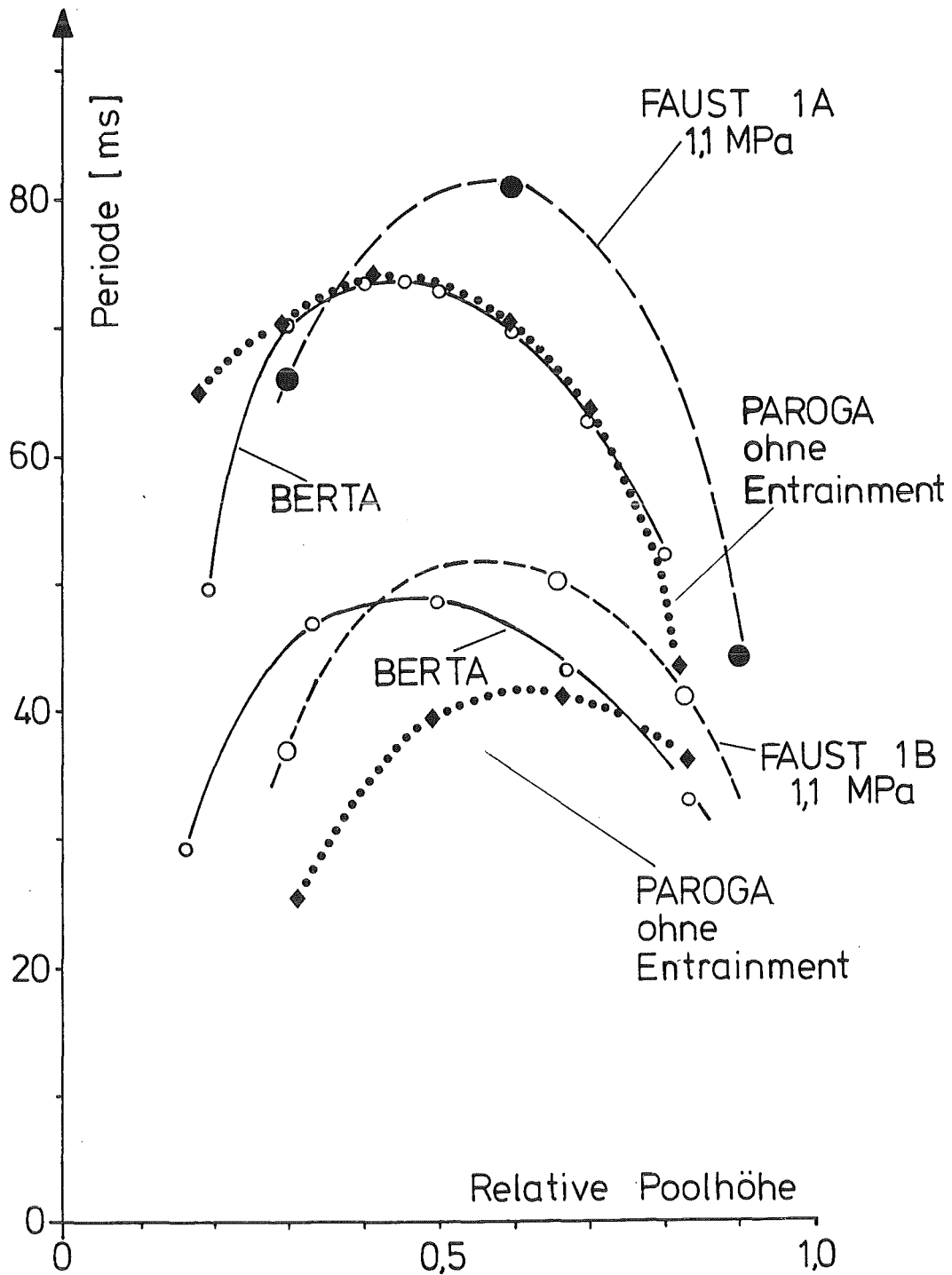


Abb. 10: Vergleich der experimentellen Schwingungsperioden aus den Serien FAUST-1A und -1B mit den BERTA-Rechnungen sowie mit dem einfachen PAROGA-Modell

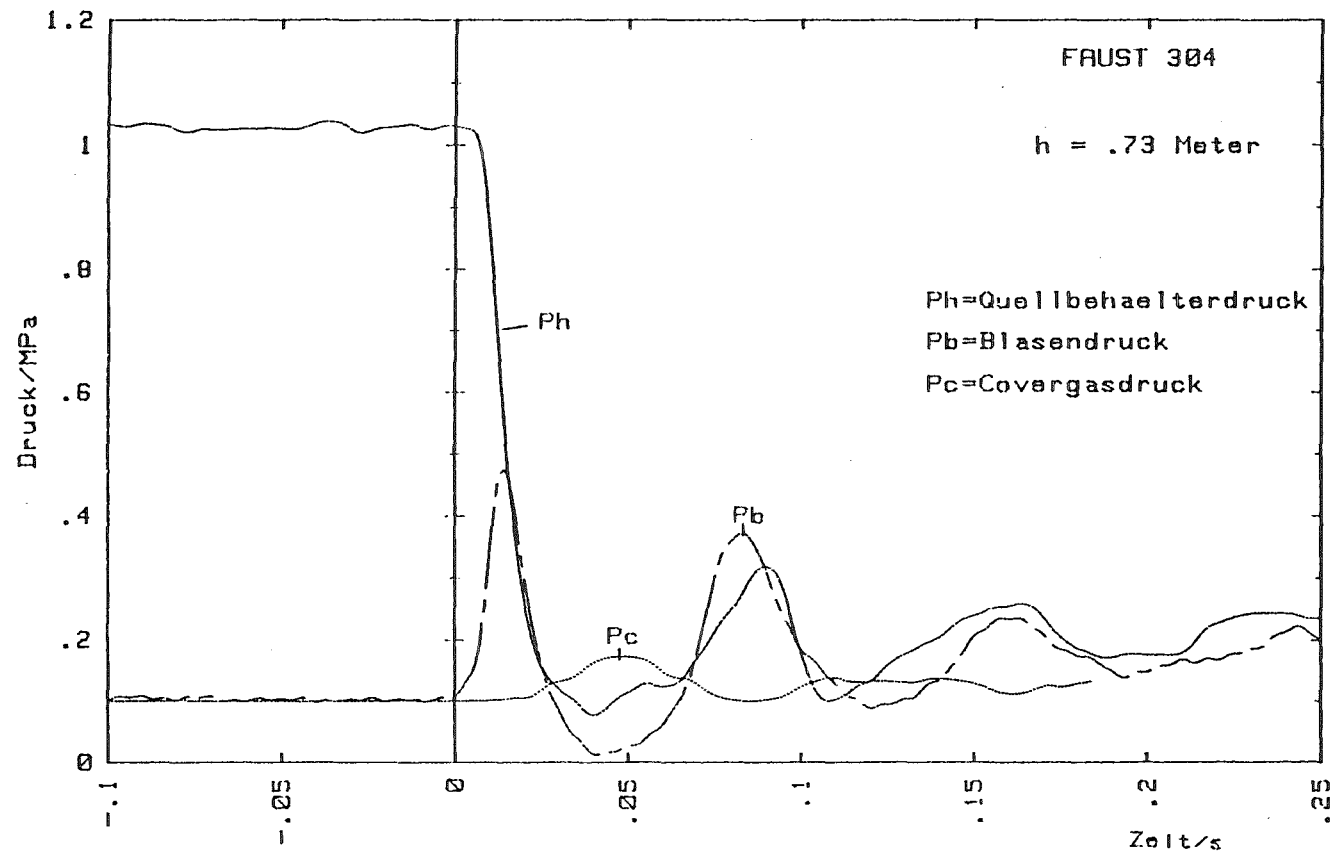
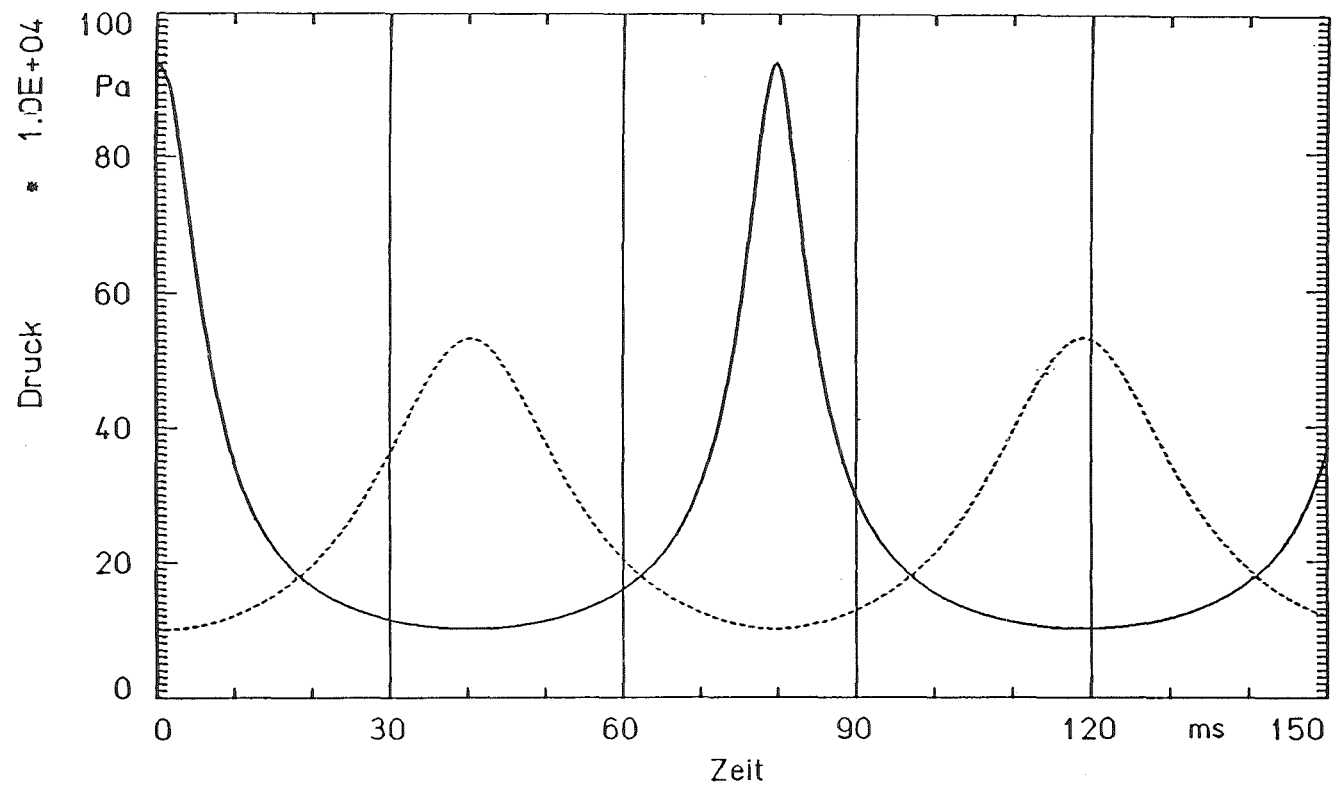


Abb. 11: Gemessene Drucksignale beim FAUST-2B-Versuch Nr. 304 im Quellbehälter (Ph), am Boden des Poolbehälters (Pb) und am Deckel des Poolbehälters (Pc). Der Pool bestand aus 196 Liter Natrium bei 460 °C. Der Entladungsdruck war 1,03 MPa absolut.



BERTA Rechnung
 Druck in der Blase, und im Covergas

Abb. 12: Mit dem BERTA-Code berechneter Druckverlauf für das Experiment 304
 (FAUST-2B)

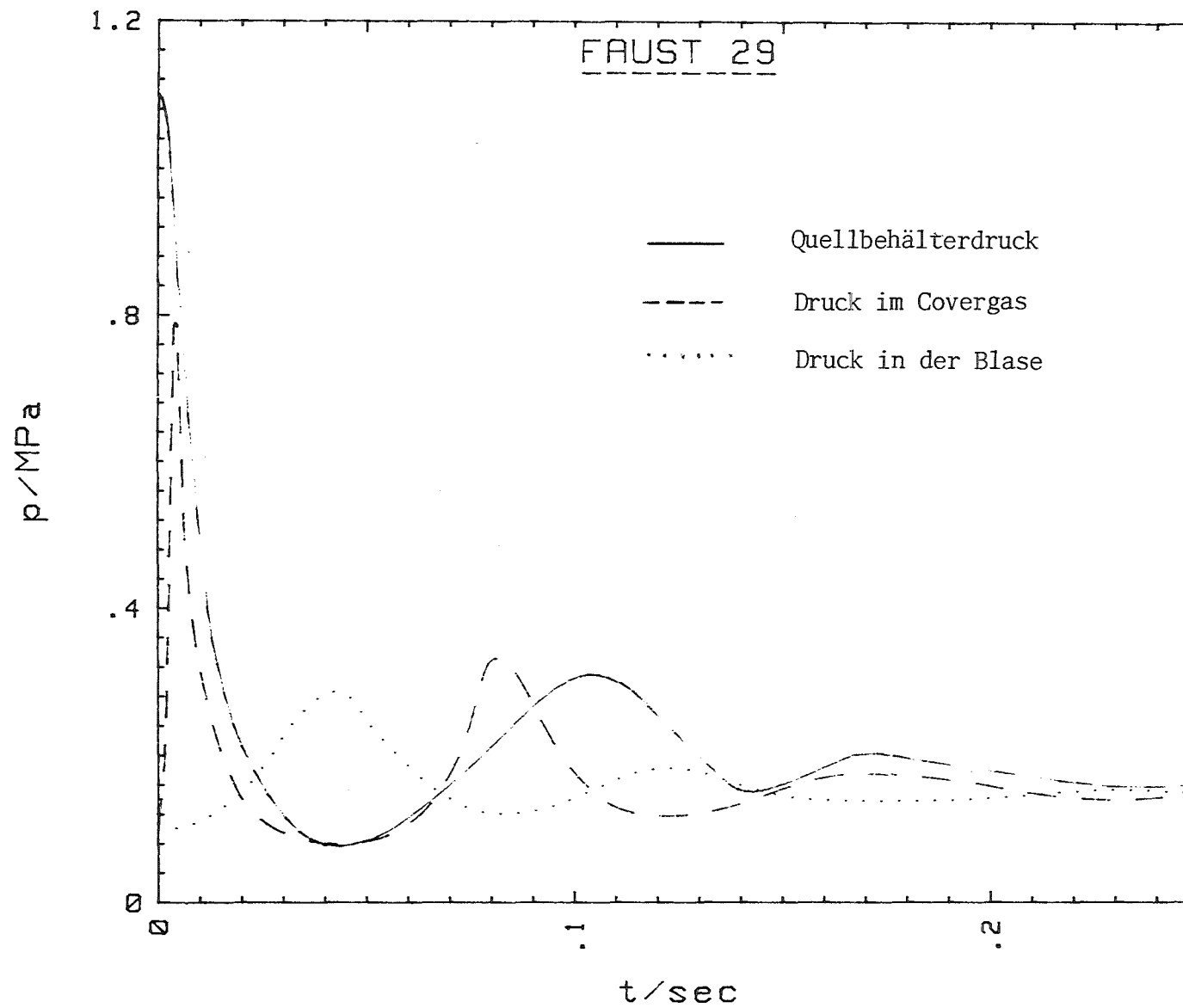


Abb. 13: Druckverlauf bei Versuch 29

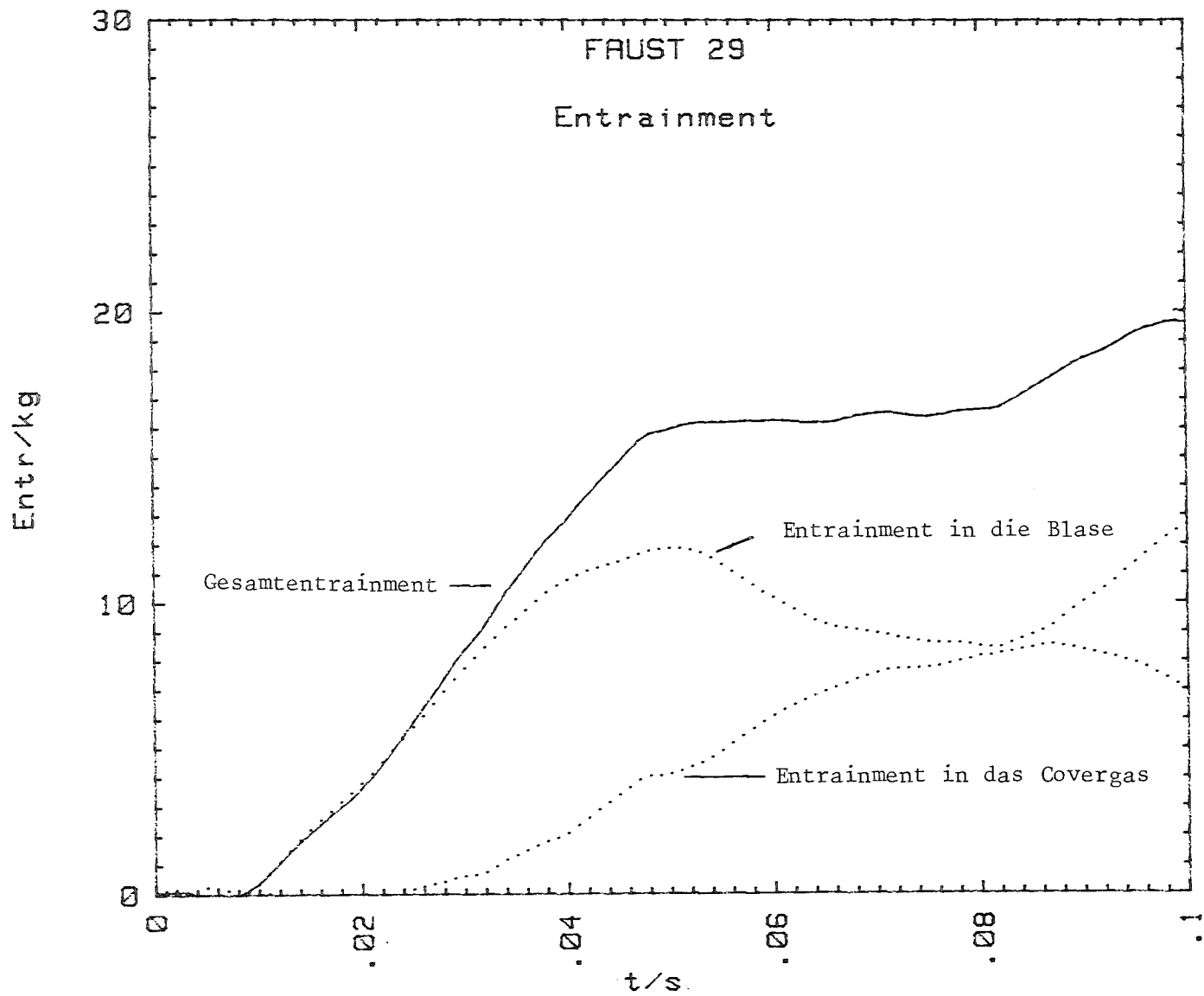


Abb. 14: Entrainment bei Versuch 29

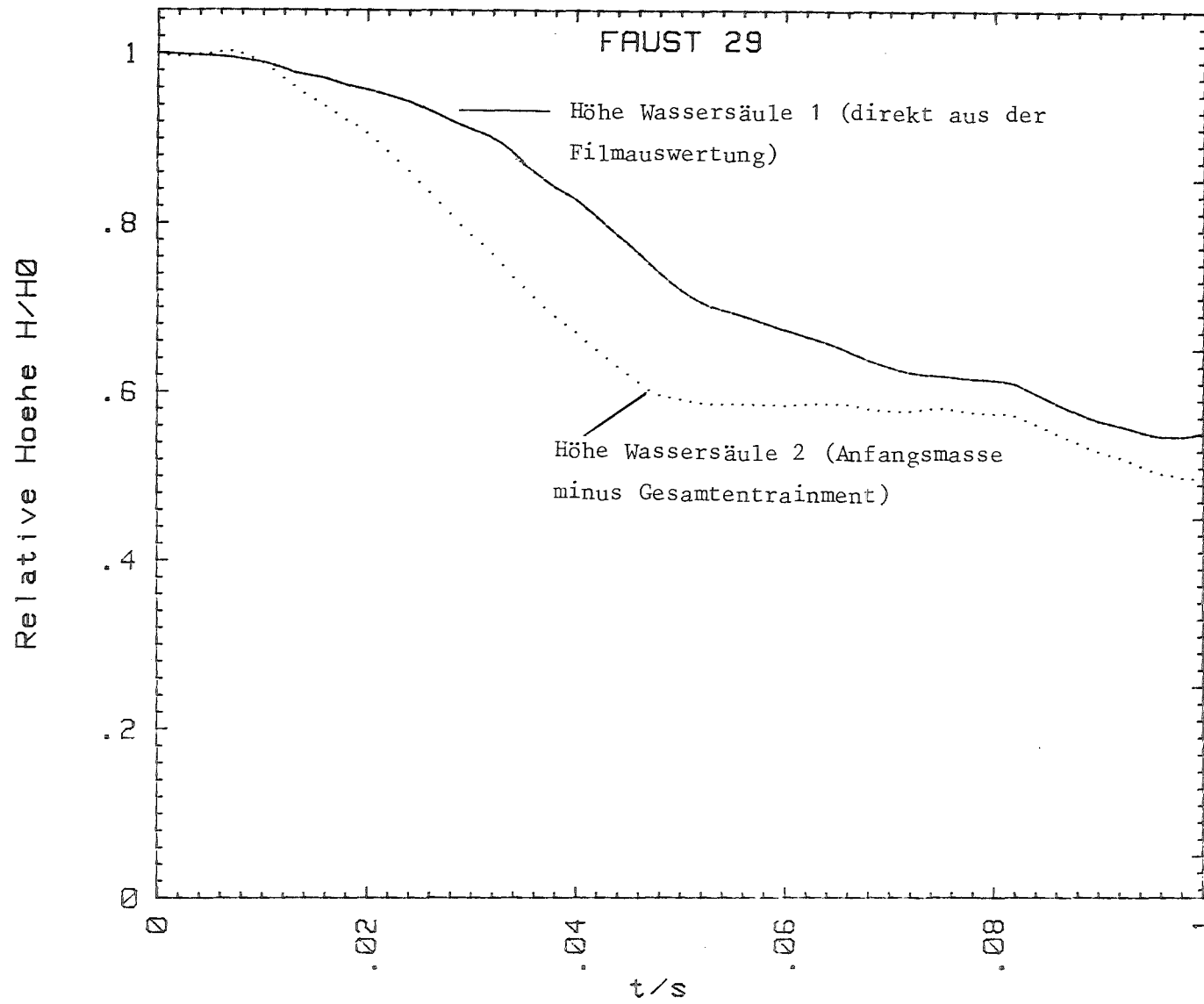


Abb. 15: Wasserhöhe bei Versuch 29

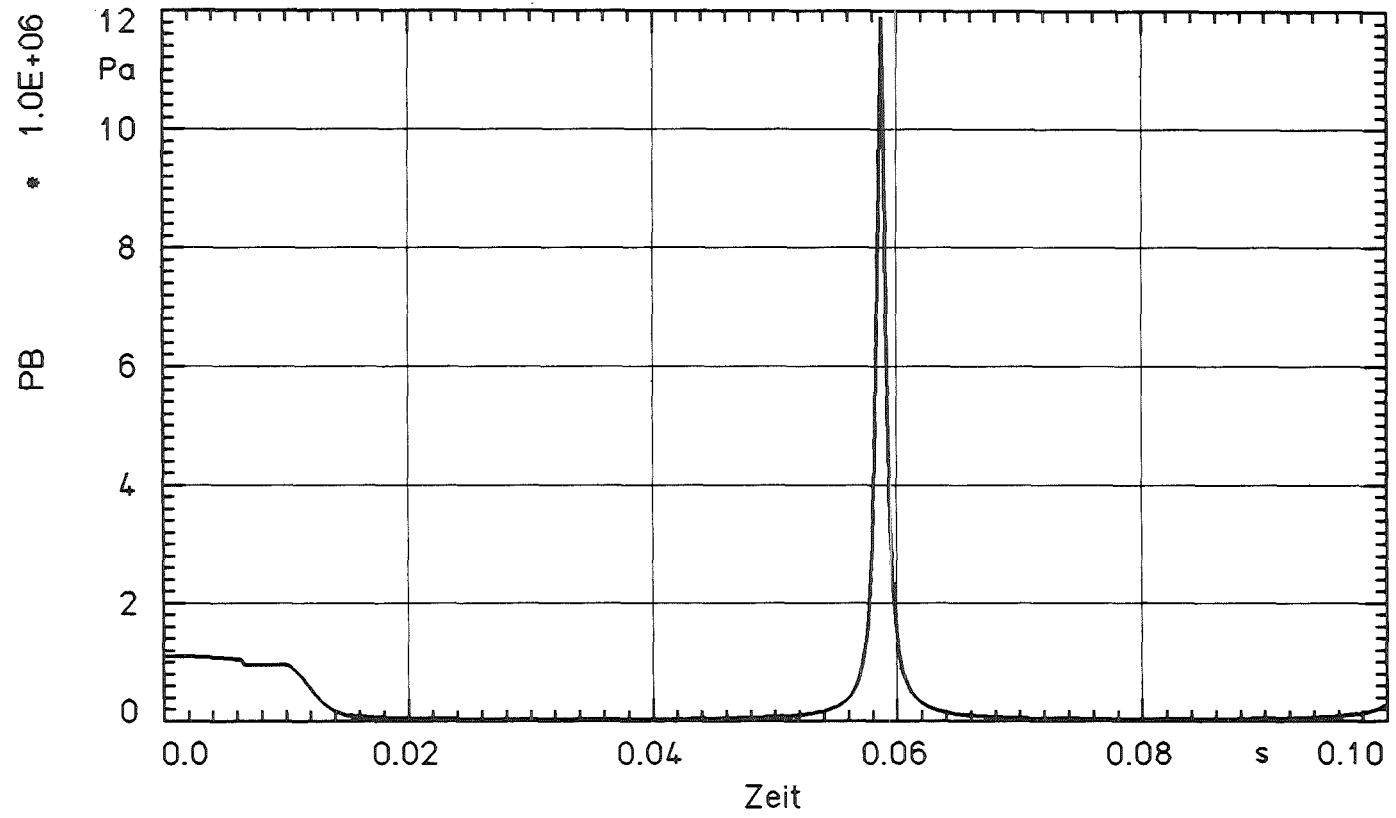


Abb. 16: Mit dem PAROGA-Programm berechneter Druckverlauf in der Blase für Versuch 29

PB = Druck in der Blase

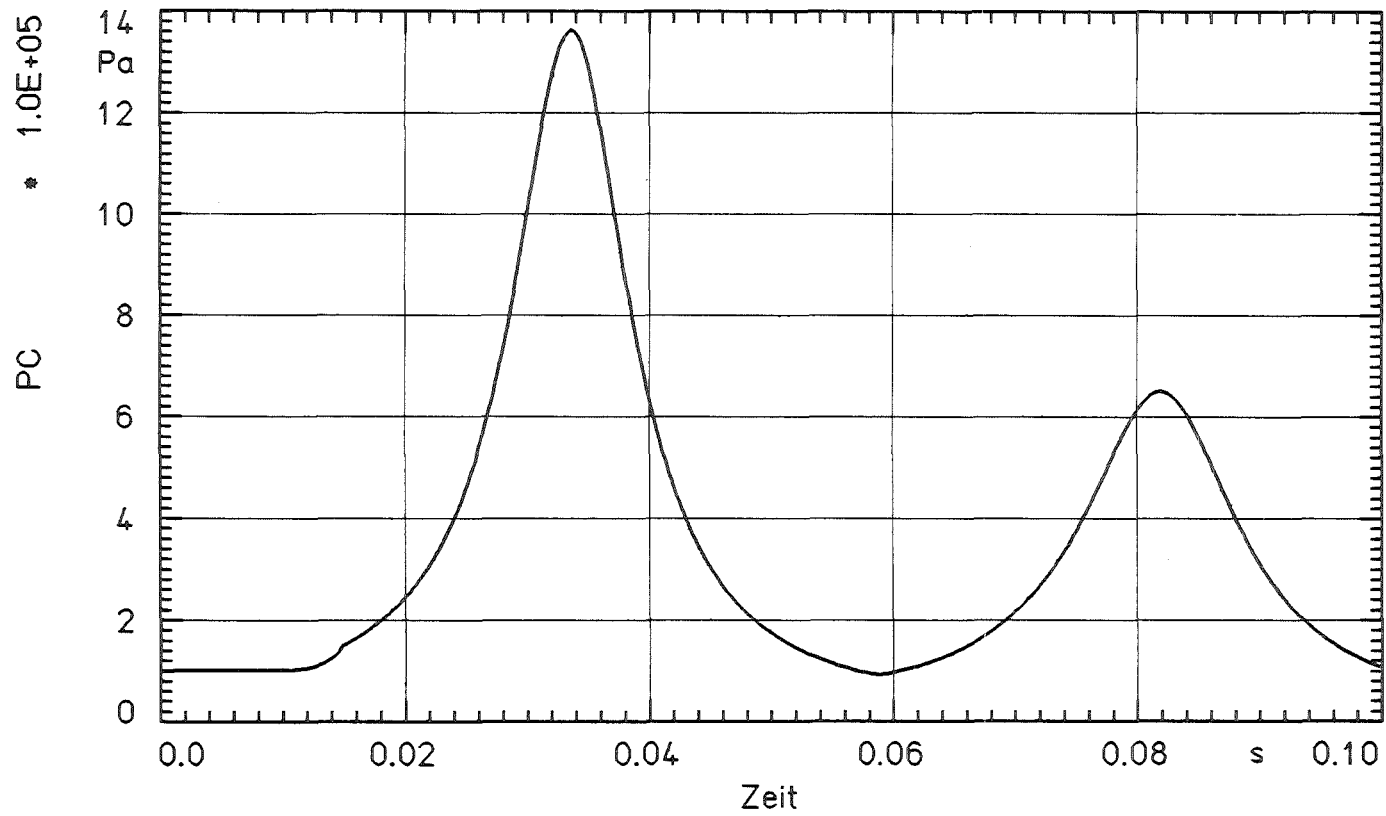


Abb. 17: Mit dem PAROGA-Programm berechneter Verlauf des Covergasdruckes für Versuch 29

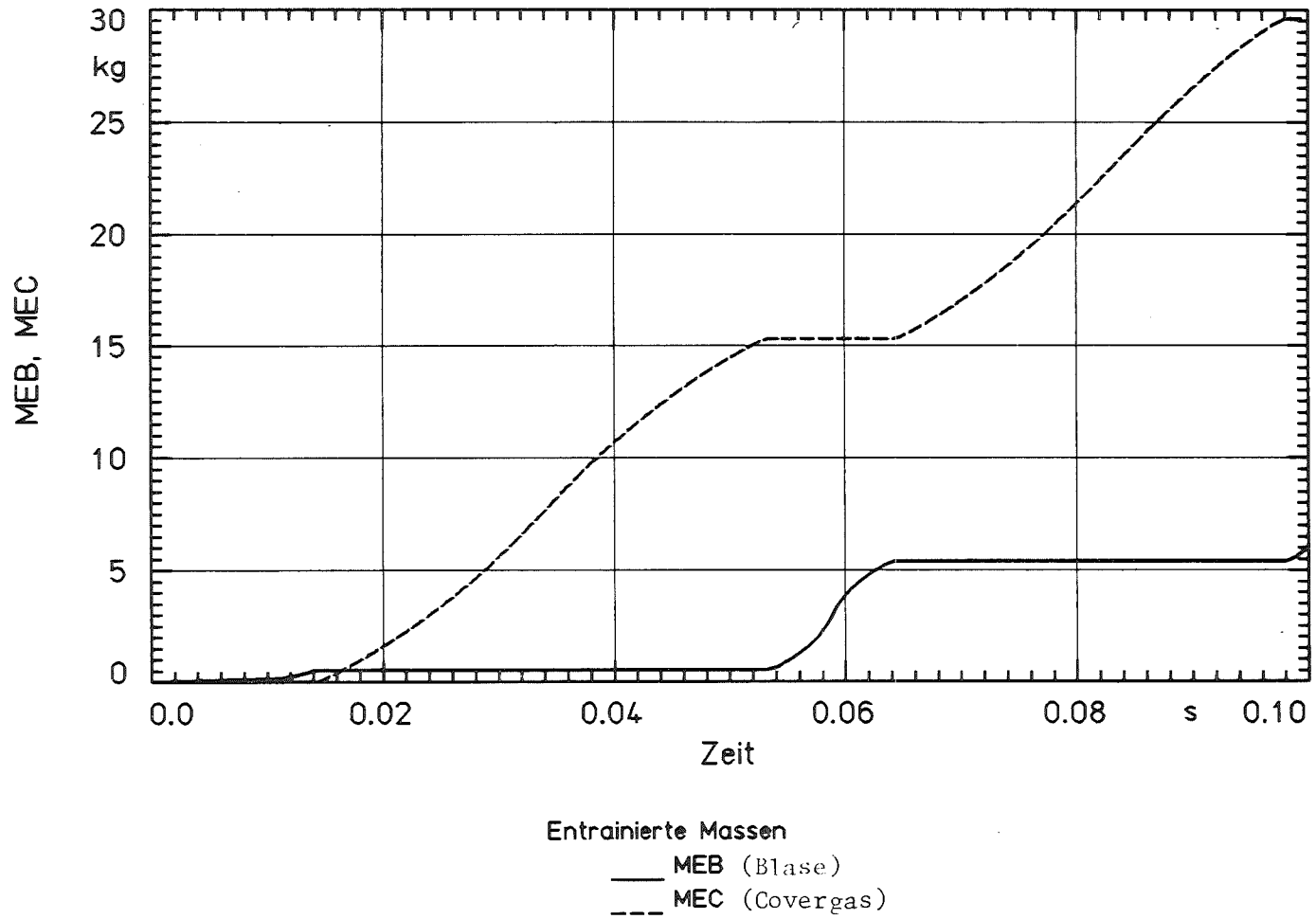


Abb. 18: Mit dem PAROGA-Programm berechnete Entrainmentmassen für Versuch 29

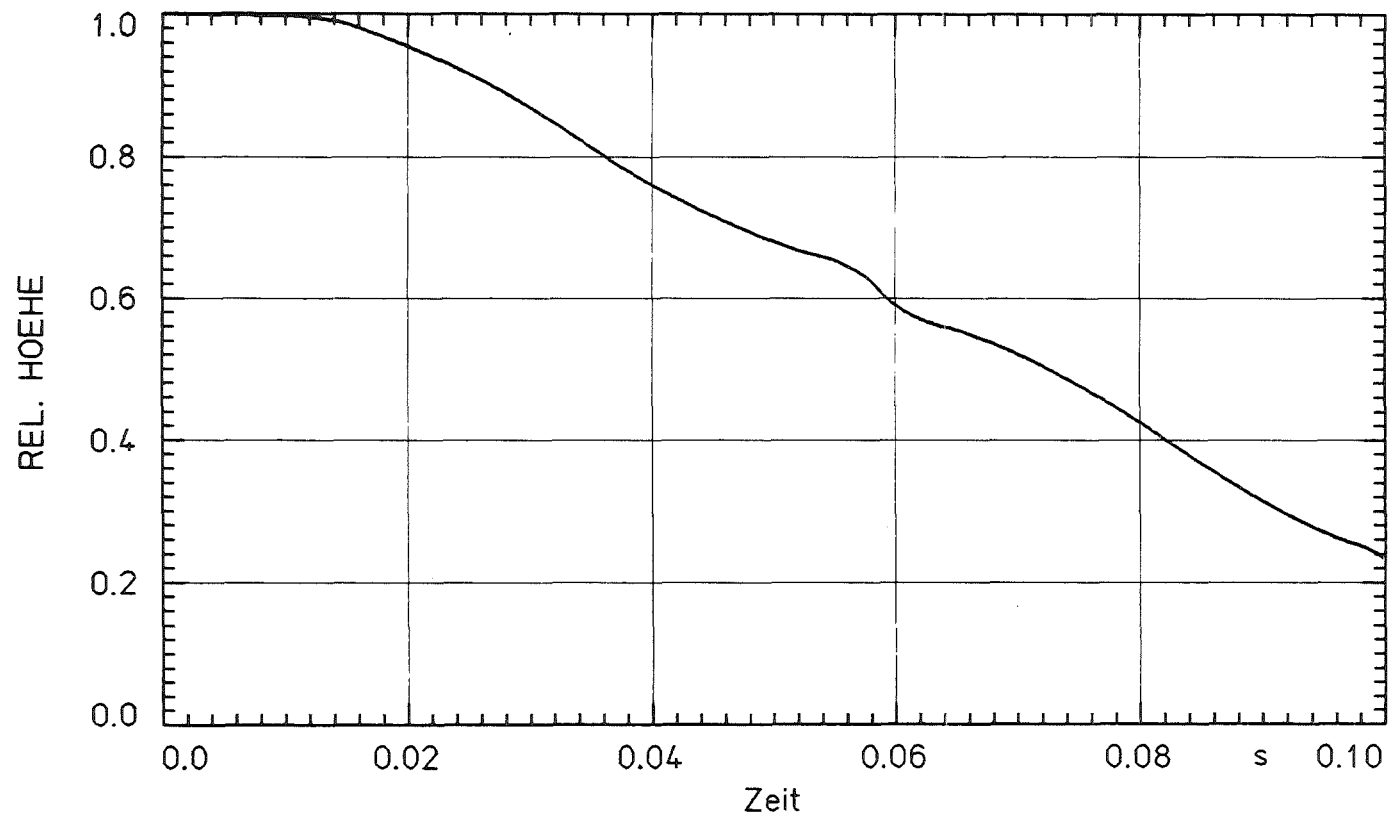


Abb. 19: Verlauf der Flüssigkeitshöhe bei Versuch 29, gerechnet mit dem PAROGA-Programm