

KfK 2549
März 1978

Untersuchung der bei der Dampfkondensation im Druckabbausystem von Siedewasserreaktoren entstehenden Wandbelastungen

G. Class
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

Kernforschungszentrum Karlsruhe

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

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

KfK 2549

Untersuchung der bei der Dampfkondensation im Druckabbau-
system von Siedewasserreaktoren entstehenden Wandbelastungen

G. Class

Durchgeführt im Auftrag des TÜV Baden, Mannheim

Kernforschungszentrum Karlsruhe G.m.b.H., Karlsruhe

Kurzfassung

Eine theoretische Untersuchung des Blasenkollapses unter idealisierten Bedingungen (unendlich ausgedehntes inkompressibles Fluid) liefert einige grundsätzliche Aussagen über die in der Umgebung der Blase erzeugten Druckänderungen. Die aus Kondensationsversuchen bekannten Druckverläufe beim Kollaps von Dampfblasen lassen sich empirisch mit Hilfe eines einfachen Potenzreihenansatzes für den Blasenradius erklären, so daß aus Meßwerten für den Druckverlauf Rückschlüsse auf die anfängliche Blasengröße möglich sind. Ein einfaches Modell zeigt für sehr kurzzeitige Druckstöße den begrenzenden Einfluß der Kompressibilität des Wasser auf die Druckamplituden. Mit Hilfe eines vereinfachenden gekoppelten Fluid-Struktur-Modells wird gezeigt, daß solche kurzzeitigen Druckstöße in der Wandung des Druckabbausystems nur lokale Biegespannungen in beherrschbarer Höhe erzeugen.

Es wird gezeigt, daß für eine weiträumige Überlagerung der von vielen Kondensationsrohren ausgehenden Druckstörungen im Wasserraum des Druckabbau-systems nur deren niederfrequente Anteile in Betracht kommen. Diese Überlagerung wird mit Hilfe eines Modells für die Druckwellenausbreitung untersucht. Es wird gezeigt, daß die realistisch im Wasserraum des Druckabbau-systems zu erwartenden Amplituden der niederfrequenten Druckschwankungen auch unter Berücksichtigung der Statistik der einzelnen Kollapsereignisse sehr niedrig liegen. Die Ergebnisse lassen eine Gefährdung der Integrität des Containments und des Druckabbausystems durch die Dampfkondensation beim Kühlmittelverluststörfall nicht erkennen.

Abstract

Investigation of wall loads generated by vapor condensation in the BWR pressure suppression system.

A theoretical study of bubble collapse under idealized conditions (infinite incompressible fluid) provides some fundamental results about the pressure variations generated around the bubble. The pressure behavior occurring during vapor bubble collapse in condensation experiments can be explained empirically by means of a simple power series formula for the bubble radius. So the measured values of pressure development allow conclusions for the approximate initial bubble size. A simple model shows for very short-term pressure pulses the limiting influence exerted by the compressibility of water on the pressure amplitudes. Using a simplified coupled fluid-structure model it is shown that these short-term pressure pulses cause but tolerable local bending stresses in the wall of the pressure suppression system (PSS).

It is shown that for spacious superposition of pressure disturbances originated by many vent pipes in the water pool of PSS only the low frequency components are responsible. The superposition is investigated by means of a model describing the propagation of pressure waves. It is shown that the amplitudes of low-frequency pressure variations to be expected realistically in the water pool of the PSS are very low also considering the statistics of the individual collapse events. The results indicate that loads by vapor condensation in a loss-of-coolant accident are not critical to the integrity of the containment and of the PSS.

Untersuchung der bei der Dampfkondensation im Druckabbausystem von Siedewasserreaktoren entstehenden Wandbelastungen

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
Abbildungsverzeichnis	II
1. Problemstellung	1
2. Entstehung und Eigenschaften der Druckpulse	4
3. Der Impuls von Drucknadeln	12
4. Dynamische Bewertung von Drucknadeln	15
4.1 Das AKUDYN-Modell	16
4.1.1 Mathematische Beschreibung	18
4.1.2 Ermittlung der Modellparameter	20
4.1.3 Auftreten von Kavitation	23
4.2 AKUDYN-Ergebnisse	25
5. Ausbreitung und Überlagerung von Druckpulsationen im DAS	28
5.1 Das WELLA-Modell	29
5.2 WELLA-Ergebnisse	33
6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	38
Schrifttum	40

Abbildungsverzeichnis

<u>Nr.</u>		<u>Seite</u>
1	Schema des Druckabbausystems des Kernkraftwerkes Brunsbüttel [2]	3
2	Verlauf der Funktionen φ_i und φ_r nach den Gln. 10 und 11 (für $n = 4$)	8
3	Bodendruckverlauf in verschiedenen Versuchsläufen der von der KWU im Großkraftwerk Mannheim durchgeführten Kondensationsversuche [5]	10
4	Modellbildung im Rechenprogramm AKUDYN	17
5	Fluiddruck an der Wand für einen Modell-Druckverlauf für verschiedene Wandsteifigkeiten (nach AKUDYN-Rechnung)	26
6	Resultierende maximale Biegespannung für den Modelldruckverlauf nach Abb. 5 (nach AKUDYN-Rechnung)	27
7	Nodale Aufteilung des DAS-Fluids im WELLA-Modell	30
8	Feder-Masse-Dämpfer DAS Ersatzmodell in WELLA	31
9	WELLA-Druckverläufe für 5 azimutale Positionen für das KKP 1 beim Einzelblasenkollaps nach Gl. 59 mit $VAK = 1,2 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$ und $t_K = 70 \text{ ms}$	34
10	pdf aus WELLA-Überlagerungsrechnungen; realistischer Fall mit einer durchschnittlichen Ereignisstärkeverteilung aus Einzelzellenmessungen der KWU (GKM-Versuche [1]) und mit einem Synchronisationszeitfenster von 250 ms (nach KONDAS-Rechnung [2])	37

1. Problemstellung

Das Druckabbausystem der Siedewasserreaktoren dient dazu, den bei einem Kühlmittelverluststörfall aus dem Primärsystem in das Containment ausströmenden Wasserdampf zu kondensieren und hierdurch zuerst eine Begrenzung und anschließend einen Abbau des Überdruckes im Containment zu bewirken. Als Beispiel für das Druckabbausystem (DAS) der KWU-Siedewasserreaktoren der Baulinie '69 zeigt Abb. 1 einen vereinfachten Schnitt durch das Containment des Kernkraftwerkes Brunsbüttel. In die ringförmig ausgebildete Kondensationskammer münden bei der Baulinie '69 je nach Ausführung etwa 60 bis 70 Kondensationsrohre der in Abb. 1 gezeigten Art.

Beim Kühlmittelverluststörfall (KVS) wird durch den in die Druckkammer einströmenden Wasserdampf zunächst hauptsächlich die dort befindliche Luft über die in das Wasser des DAS eintauchenden Kondensationsrohre in den DAS-Luft-raum überführt. Nach einer Zwischenphase, bei der lufthaltiger Dampf in die Wasservorlage einströmt, tritt über die Kondensationsrohre schließlich praktisch reiner Wasserdampf über. Wie Versuche gezeigt haben [1], werden in der Wasservorlage bei Kondensation von reinem Wasserdampf Druckpulsationen erzeugt. Diese Druckpulsationen sind inzwischen auch theoretisch verstanden [2]; wesentlich ist hierbei, daß sie überwiegend von randomer Art sind. Im Mehrrohrverband treten jedoch deterministische Kopplungsprozesse sowohl auf der Seite der Druckkammer wie auch in der allen Kondensationsrohren gemeinsamen Wasservorlage in Erscheinung, wodurch eine grobe globale Synchronisierung und eine gewisse Vergleichmässigung der Intensitäten der Druckereignisse an den Kondensationsrohren bewirkt wird. Die wasserseitige Kopplung behindert jedoch eine exakte Synchronisierung der Druckereignisse und sorgt für eine Verteilung der Druckpulse über sog. Zeitfenster. Während nach [2] für diese Zeitfenster für das DAS eine Dauer von etwa 300 ms angenommen werden kann, beträgt die Wiederholperiode (globale Synchronisation) dieses Vorganges etwa 1 bis 2 s. Es wurden weder bei den theoretischen [2], noch bei den experimentellen Untersuchungen [1,3] Vorgänge oder Hinweise gefunden, nach denen in der Reaktoranlage zusätzlich etwa mit ungünstigen Aufschaukelungs- oder Resonanzerscheinungen im Zusammenhang mit dem KVS zu rechnen wäre.

Die experimentelle Untersuchung der bei der Dampfkondensation an den Kondensationsrohren erzeugten Druckpulsationen hat gezeigt [3], daß dem gewöhn-

lich weich ablaufenden Kondensationsprozeß auch sehr kurzzeitige Druckpulse überlagert sein können, deren Amplitude im Vergleich zu den statischen Auslegungsdaten der DAS-Wandungen hoch erscheint. Wegen ihres Aussehens in Druck-Zeit-Schrieben werden diese Ereignisse auch Drucknadeln genannt.

Ausgehend von diesen experimentell belegten und theoretisch verstandenen Tatsachen stellt sich die Frage nach den im Wasserraum des DAS der Reaktoranlage beim Kühlmittelverluststörfall zu erwartenden Druckpulsbelastungen. Diese Frage muß beantwortet werden, um den im atomrechtlichen Genehmigungsverfahren geforderten Nachweis der Containment-Integrität beim KVS erbringen zu können; sie läßt sich infolge der randomen Natur der Einzelereignisse keinesfalls durch einen Versuch am ausgeführten DAS beantworten. Vielmehr ist es notwendig, mit Hilfe statistischer Methoden die Druckpulsüberlagerung im Mehrrohrverband zu untersuchen. Zuvor muß allerdings überprüft werden, welche Rolle hierbei die Drucknadeln spielen.

Durch die von der KWU mit Förderung durch das Bundesministerium für Forschung und Technologie durchgeführten experimentellen Untersuchungen [1,3] ist bekannt, daß ein überwiegender Anteil der Druckpulsationen wegen der Massenbelegung der DAS-Wandung mit dem Wasser der Wasservorlage bei niedrigen Frequenzen auftritt, verglichen mit den Eigenfrequenzen der DAS-Wandung ohne Wasserbelegung. Deswegen spielen dynamische Prozesse innerhalb der DAS-Wandung bei Belastung durch solche niederfrequenten Druckpulse nur eine vernachlässigbare Rolle; die Beanspruchungen der Wandung können mit Hilfe der wohlbekannten Methoden der Statik aus den Druckhöhen und den sich unter Berücksichtigung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störungen ergebenden Druckprofilen errechnet werden. Dagegen stellen die Drucknadeln relativ hochfrequente Ereignisse dar, die eine quasistatische Behandlung bei der Ermittlung der Verformungen der Wandstrukturen nicht mehr zulassen.

Eine strenge Behandlung des gekoppelten Systems aus DAS-Wandung und Wasser stellt ein aufwendiges Unterfangen dar. Um zu einer konservativen Abschätzung der dynamischen Wandbelastungen durch Drucknadeln zu kommen, wird im folgenden ein stark vereinfachtes Ersatzsystem untersucht. Nach bisher unveröffentlichten experimentellen Ergebnissen der KWU kann damit gerechnet werden, daß im Mehrrohrverband das Auftreten von Drucknadeln weitgehend unterdrückt wird, weil die mit wachsender Rohrzahl in zunehmendem Maße gleichzeitig im Wasser vorhandenen (Dampf-)Blasen dämpfend wirken. Trotzdem erscheint es gegen Ende

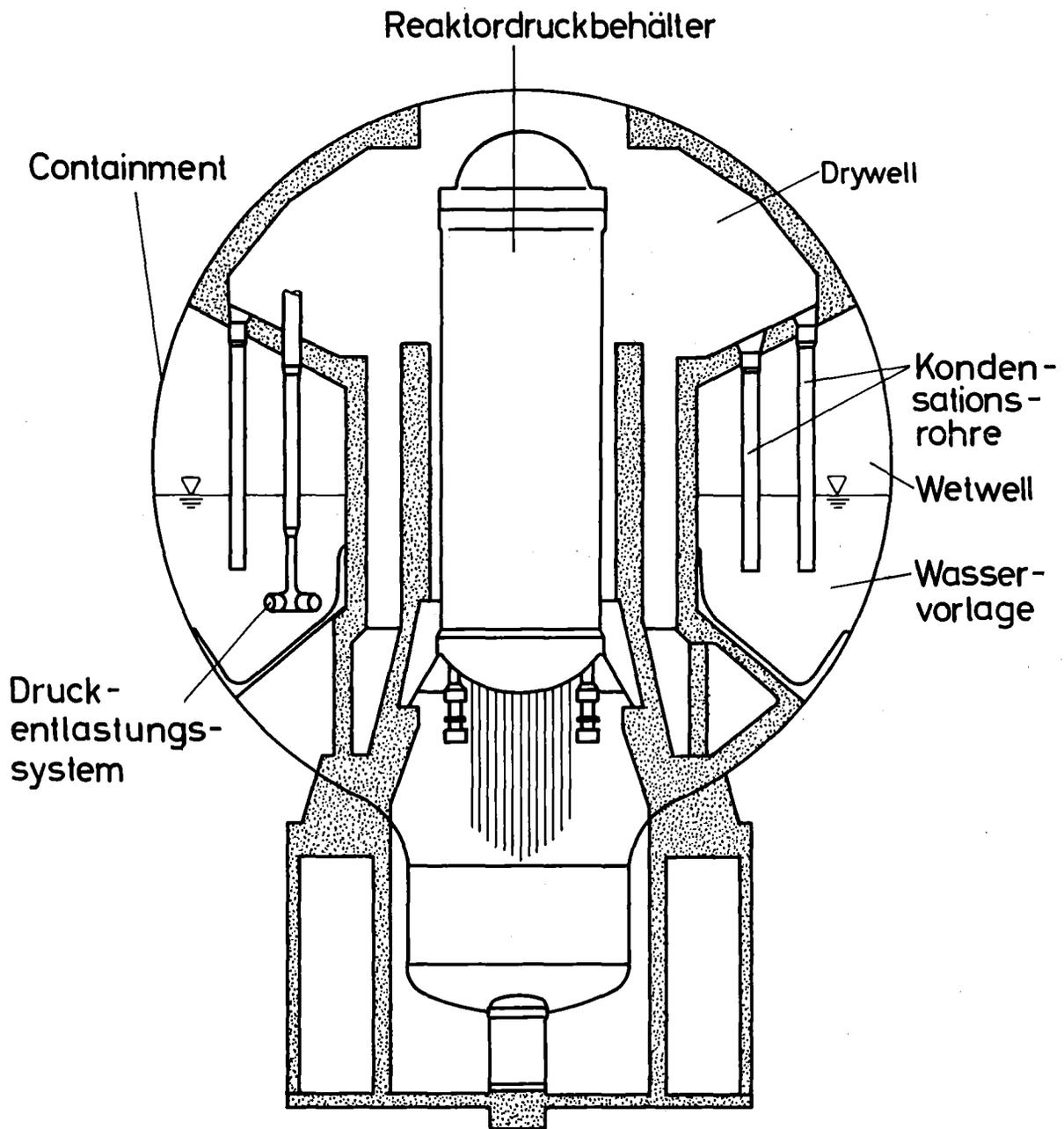


Abb. 1: Schema des Druckabbausystems des Kernkraftwerkes
Brunsbüttel [2]

der Dampfüberströmung möglich - bei auf Null abfallendem Dampfmassenstrom -, daß vereinzelt Drucknadeln auftreten. Der Drucknadelbewertung kommt demnach ein vermindertes Gewicht zu, es kann aber nicht völlig darauf verzichtet werden.

2. Entstehung und Eigenschaften der Druckpulse

Im Druckabbausystem soll Wasserdampf durch Einleiten in Wasser kondensiert werden. Verwendet man in einem Simulationsexperiment ebenfalls ein unten offenes Rohr, ähnlich den Kondensationsrohren des DAS, dann kann man beim Einleiten von Wasserdampf in kaltes Wasser ein heftiges Kondensationsgeräusch bzw. Kondensationsschläge beobachten. Offensichtlich ist, daß diese Kondensationsschläge von der Verdrängung des Wassers durch Dampf und der nachfolgenden Kondensation des Dampfes (Blasenkollaps) hervorgerufen werden. Man könnte diese Kondensationseinrichtung als eine thermische Arbeitsmaschine bezeichnen, deren Wirkungsgrad sehr gering und auch zeitweilig Null ist, und deren mechanische Arbeit unerwünschte Beanspruchungen der Behälterwände und Geräusche bewirkt.

Um die wichtigsten Eigenschaften der beim Kollaps von Dampfblasen entstehenden Druckerscheinungen zu zeigen, wird im folgenden eine in einem unendlich ausgedehnten Pool inkompressiblen Fluids punktsymmetrisch kollabierende Kugelblase betrachtet. In diesem Fall wird die Fluidbewegung durch die instationäre eindimensionale Bernoulli-Gleichung [4] beschrieben.

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial r} \quad (1)$$

Hierin bedeuten:

- p = Druck
- ρ = Fluid-Dichte
- r = Radius
- v = radiale Fluid-Geschwindigkeit
- t = Zeit.

Ist R der Radius der Blasenoberfläche, dann ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung für das Geschwindigkeitsfeld

$$v = \dot{R} \cdot \frac{R^2}{r^2} . \quad (2)$$

Mit Hilfe der Gleichungen 1 und 2 erhält man durch Integration in den Grenzen $r = R$ (mit dem Blaseninnendruck p_i) und $r \rightarrow \infty$ (mit dem "Systemsdruck" p_∞) die Bewegungsgleichung der Blasenoberfläche zu

$$\frac{p_i - p_\infty}{\rho} = R \cdot \ddot{R} + \frac{3}{2} \cdot \dot{R}^2 . \quad (3)$$

Das Druckfeld um die Blase erhält man auf demselben Weg durch Integration in den Grenzen r (mit dem Druck p_r) und $r \rightarrow \infty$ (mit dem Druck p_∞) zu

$$\frac{p_r - p_\infty}{\rho} = \frac{R}{r} \cdot (R \cdot \ddot{R} + 2 \cdot \dot{R}^2) - \frac{1}{2} \cdot \frac{R^4}{r^4} \cdot \dot{R}^2 . \quad (4)$$

In Gl.4 ist zu beachten, daß mit wachsendem $r > R$ das Glied mit $1/r^4$ sehr rasch vernachlässigbar klein wird.

Wenn eine Blase gebildet wird ($\dot{R} > 0$) oder verschwindet ($\dot{R} < 0$), dann kann offenbar stets davon ausgegangen werden, daß folgende Grenzzustände durchlaufen werden:

- a) $R = 0$ mit beliebigem \dot{R} , \ddot{R} usf.,
- b) $R = R_{\max}$ mit $\dot{R} = 0$.

Bei der Blasenbildung stehen gewöhnlich nur geringe treibende Überdrücke zur Verfügung und der Vorgang läuft dann relativ langsam vom Zustand a nach b. Beim anschließenden Blasen kollaps kann der Dampfdruck in der Blase bis annähernd auf den Sättigungsdampfdruck des umgebenden Wassers abfallen, so daß der Vorgang mit großer Heftigkeit vom Zustand b nach a verläuft. Wegen der dann starken Druckwirkungen auf die Umgebung ist der Blasen kollaps der interessantere Vorgang, so daß dieser den folgenden Untersuchungen zugrunde gelegt wird.

Die Zeit $t = 0$ gilt im folgenden für den Kollapsbeginn mit dem Grenzfall b.

Bezeichnet I_r den aus dem lokalen Druck-Zeit-Verlauf an der Stelle r nach

$$I_r = \int_0^t \Delta p \cdot dt \quad (5)$$

gebildeten Impuls, wobei

$$\Delta p = p_r - p_\infty, \quad (6)$$

dann erhält man (unter Vernachlässigung des Gliedes mit $1/r^4$ in Gl.4) aus den Gln. 4 bis 6

$$I_r = \frac{\rho \cdot R^2 \cdot \dot{R}}{r} \quad \text{für } t \gg R. \quad (7)$$

Man kann Gl. 7 auch auf das Blasenwachstum anwenden. In jedem Falle gilt, daß in beiden Grenzfällen a und b der Gesamtimpuls I_r zu Null wird. Das bedeutet, daß in ausreichender Entfernung von der kollabierenden (und natürlich auch von der entstehenden) Dampfblase die erzeugten Druckschwankungen den Mittelwert $\bar{p} = p_\infty$ haben. Beim Blasen kollaps müssen also die Impulse aus der anfänglichen Unterdruckphase und der anschließenden Überdruckphase dem Betrag nach gleich sein. Dieser Zusammenhang ist für die Interpretation von experimentell gewonnenen Druckverläufen von Nutzen.

Bei den Kondensationsexperimenten und Rechnungen [1,2] werden Druckverläufe beim Blasen kollaps beobachtet, die sich mit dem empirischen Ansatz

$$R = R_{\max} \cdot (1 - \tau^n) \quad (8)$$

mit $n \geq 2$ gut nachbilden lassen. Es ist

$$\tau = \frac{t}{t_K} \quad (9)$$

mit

t_K = Zeitpunkt des Erreichens des Grenzzustandes a (mit $R=0$).

Bildet man die Ableitungen \dot{R} und \ddot{R} nach Gl.8 unter Beachtung von Gl.9, dann erhält man aus der Gl.3

$$\frac{P_i - P_\infty}{\rho} = \frac{R_{\max}^2}{t_k^2} \cdot \psi_i(\tau) \quad (10)$$

mit

$$\psi_i(\tau) = n \cdot \tau^{n-2} \cdot [1 - n + (2,5 \cdot n - 1) \cdot \tau^n] , \quad (10.1)$$

und aus der Gl.4 für $r \gg R$

$$\frac{P_r - P_\infty}{\rho} = \frac{R_{\max}^2}{t_k^2} \cdot \frac{R_{\max}}{r} \cdot \psi_r(\tau) \quad (11)$$

mit

$$\psi_r = n \cdot \tau^{n-2} \cdot [1 - n + 2(2n-1) \cdot \tau^n - (3n-1) \cdot \tau^{2n}] . \quad (11.1)$$

Für $n = 4$ sind die Funktionen ψ_i und ψ_r nach den Gln. 10.1 und 11.1 in Abb. 2 beispielhaft dargestellt.

Man erkennt in Abb. 2, daß zu Beginn des Kollapses der Druckverlauf an der Stelle $r \gg R_{\max}$ gleich ist dem mit R_{\max}/r multiplizierten Innendruckverlauf. Im weiteren Verlauf der Transiente bleibt der in der Blase herrschende Unterdruck jedoch etwas länger bestehen als an der Beobachtungsstelle r . In der Überdruckphase ergibt sich an der Stelle r ein Verlauf, der sich mit wachsendem n immer mehr dem Bild der "Drucknadeln" annähert (vgl. Abb. 3). Im Innern der Blase steigt der Druck gegen Ende des Kollapses stetig an und bleibt endlich.

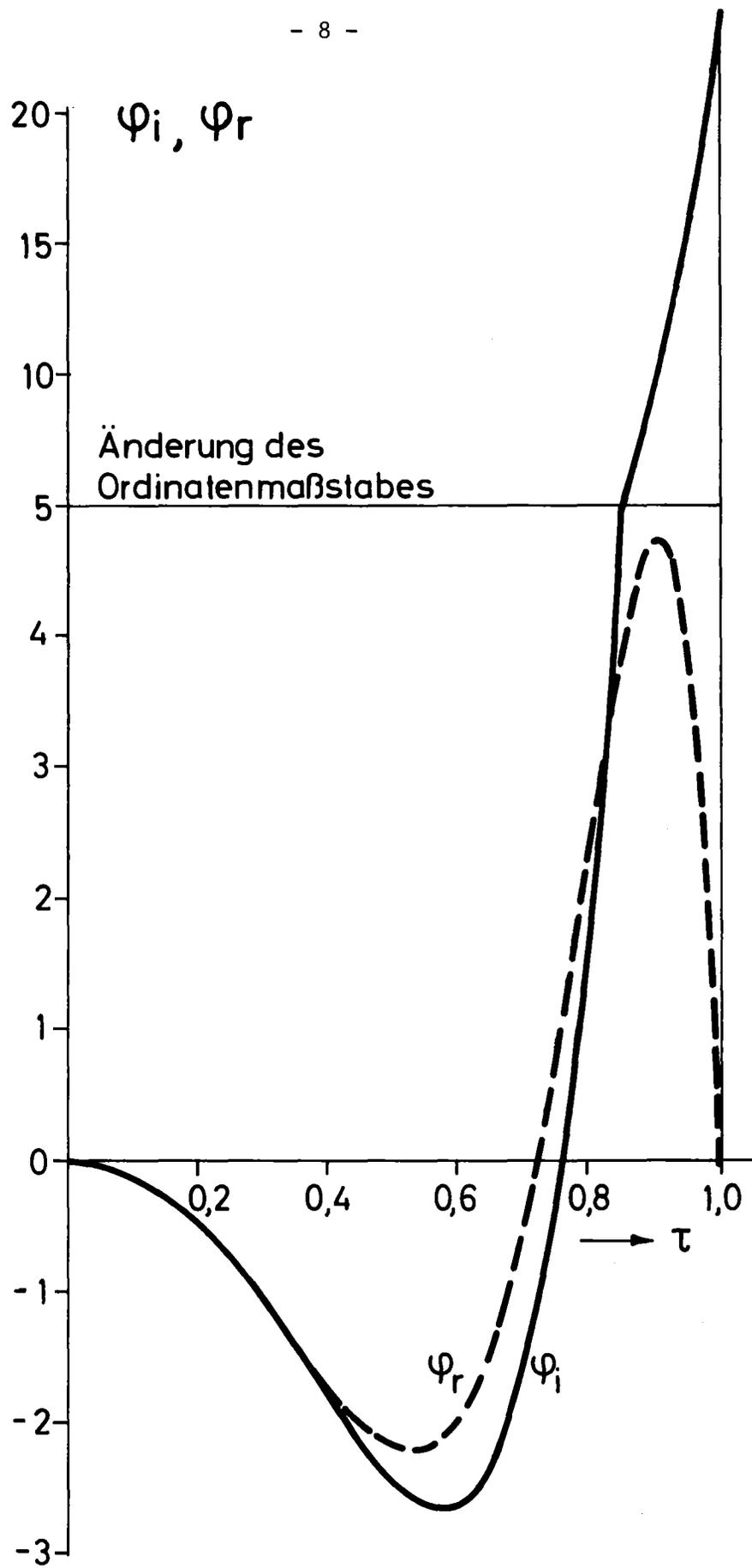


Abb. 2: Verlauf der Funktionen ψ_i und ψ_r nach den Gln. 10 und 11 (für $n = 4$)

Gegenüber dem Verhalten der Kugelblase im unendlich ausgedehnten inkompressiblen Fluid zeigt die Untersuchung des Blasenkollapses in Versuchsbehältern, daß die Druckverläufe vor allem wegen des "Systemgedächtnisses" vom Verhalten des Systems, welches aus Wassermasse und nachgiebiger Behälterwandung besteht, wesentlich beeinflußt sind. Dieses Feder-Masse-System wird durch den Impuls der Unterdruckphase beim Blasenkollaps angestoßen und schwingt (gedämpft) weiter. Dieser Schwingung wird sodann durch die Überdruckphase ein zweiter Anstoß hinzugefügt. Bei den in Abb. 3 gezeigten experimentellen Druckverläufen wird die größte Druckamplitude in der ersten Überdruckphase erreicht, weil dort die Impulse aus der Überdruckphase des Blasenkollapses und aus der Unterdruckphase (nach Vorzeichenumkehr infolge des erfolgten Nulldurchgangs der Behälterschwingung) addiert werden. Unter Berücksichtigung dieser Schwingungseigenschaften, die das oben genannte "Systemgedächtnis" darstellen, sind die charakteristischen Eigenschaften der φ_r -Kurve aus Abb. 2 insbesondere bei der mittleren Druckkurve von Abb. 3 wieder zu finden.

Der Betrag des Integrals

$$I_{\varphi} = \int_0^{\tau_u} \varphi_r \cdot d\tau = - \int_{\tau_u}^1 \varphi_r \cdot d\tau \quad (12)$$

mit $\tau_u = t_u/t_K$ als Dauer der Unterdruckphase ergibt sich für $n = 4$ (vgl. Abb. 2) zu $|I_{\varphi}| = 0,80$. Wegen $t_u \approx 0,72 \cdot t_K$ für $n = 4$ erhält man schließlich den Impulsbetrag $|I|$ aus der Unter- bzw. Überdruckphase an der Beobachtungsstelle r nach

$$|I| = - \int_0^{t_u} (p_r - p_{\infty}) \cdot dt = - \frac{\rho \cdot R_{\max}^3}{r \cdot t_K^2} \cdot \int_0^{\tau_u} \varphi_r \cdot t_K \cdot d\tau$$

oder endlich mit den oben genannten Zahlenwerten

$$|I| = 0,58 \cdot \frac{\rho \cdot R_{\max}^3}{r \cdot t_u} \quad (13)$$

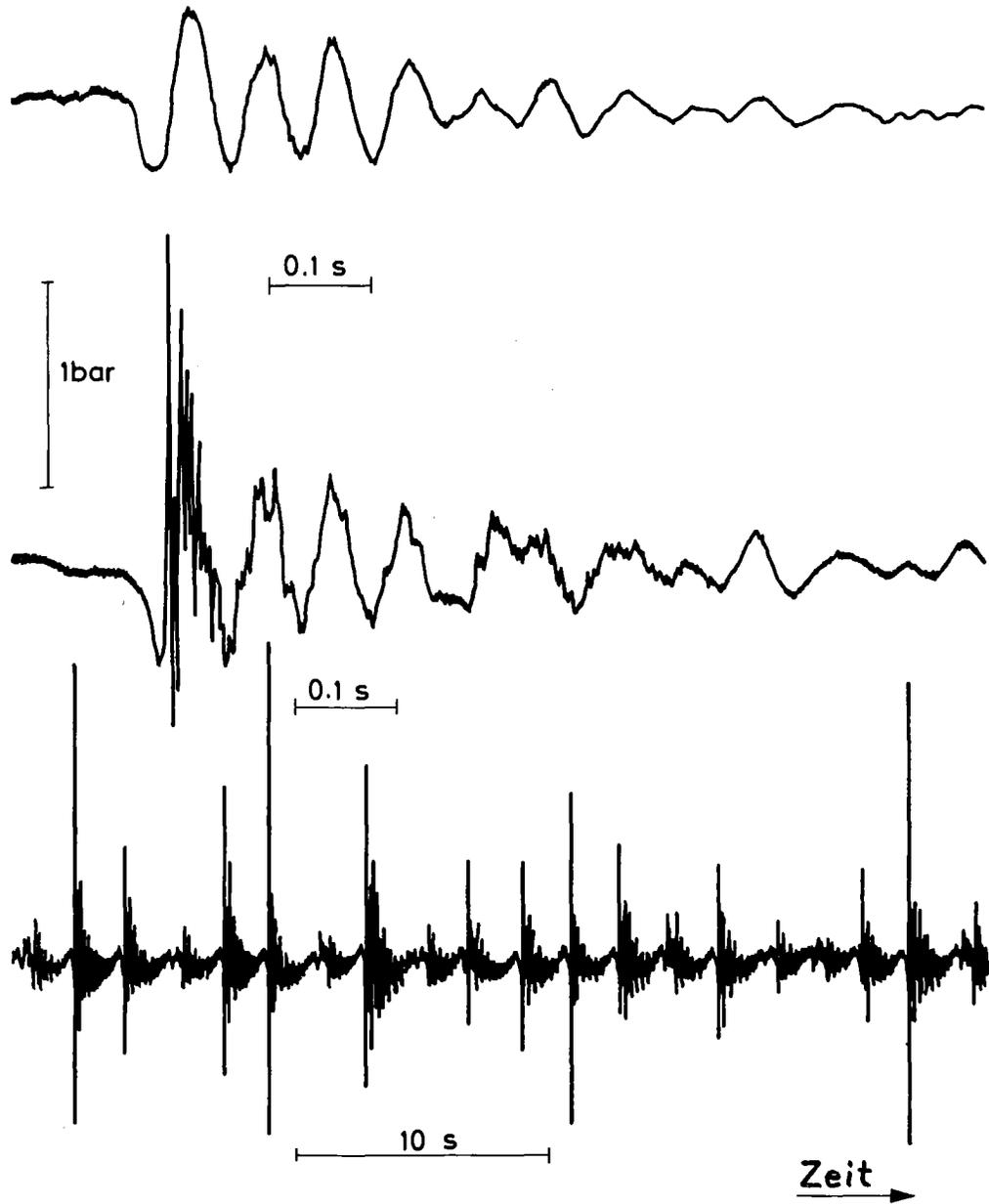


Abb. 3: Bodendruckverlauf in verschiedenen Versuchsläufen der von der KWU im Großkraftwerk Mannheim durchgeführten Kondensationsversuche [5,7]

Mit dieser Gleichung lassen sich aus gemessenen Druckverläufen in erster Näherung Zahlenwerte für R_{\max} ermitteln. Beispielsweise wurde bei einer Messung der KWU (nicht veröffentlicht, vgl. jedoch z.B. [1]) im Großkraftwerk Mannheim für eines der größten beobachteten Druckereignisse gefunden

$$t_u \approx 36,5 \text{ ms},$$

$$|I| \approx 12,8 \text{ ms} \cdot \text{bar}.$$

Der verwendete Versuchsbehälter hatte einen Durchmesser von 3000 mm. Durch die Behältergeometrie wird der Trägheitseinfluß der von der Blase weiter entfernten Wassermassen gegenüber der hier benutzten Annahme eines unbegrenzten Fluidraumes verfälscht. Da aber die Eintauchtiefe des Kondensationsrohres mit ca. 2 m nur wenig größer als der Behälterradius ist, kann im Rahmen dieser Abschätzung der Unterschied des Trägheitseinflusses vernachlässigt werden.

Mit

$$r = 150 \text{ cm}$$

als Abstand des Beobachtungspunktes vom Blasenmittelpunkt lassen sich die Druckverhältnisse am Behälterboden ungefähr denen gleichsetzen, die sich bei unendlich ausgedehntem Fluid bei $r = 150 \text{ cm}$ während der Unterdruckphase einstellen.

Mit $\rho \approx 10^{-6} \frac{\text{kp} \cdot \text{s}^2}{\text{cm}^4}$ für Wasser erhält man somit aus Gl.13

$$R_{\max} \approx 49,4 \text{ cm}.$$

Dies entspricht einem Blasenvolumen zu Beginn des Kollapses von etwa $0,5 \text{ m}^3$. Der Blaseninnendruck erreichte hierbei gegenüber dem Systemdruck p_∞ ungefähr einen Wert (bei Annahme eines etwa parabelförmigen Unterdruckverlaufes) von

$$p_i - p_\infty \approx -\frac{3}{2} \cdot \frac{|I|}{t_u} \cdot \frac{r}{R_{\max}} \quad (14)$$

oder

$$p_i - p_\infty \approx -1,6 \text{ bar}.$$

Der Systemdruck war bei diesen Versuchen im Bereich von 2,5 bar, so daß der Blaseninnendruck zeitweilig bei etwa $2,5 - 1,6 = 0,9 \text{ bar}$ gelegen haben kann.

Wenn hierbei die Blase noch mit dem Kondensationsrohr in Verbindung stand (und die optische Beobachtung der Experimente spricht dafür), dann war das kritische Druckverhältnis unterschritten, so daß die Dampfnachströmung in die Blase zeitweilig mit Schallgeschwindigkeit erfolgte und daher ein Teil des Rohrrinnenraumes dem Dampfblasenvolumen zuzurechnen ist. Für das Phänomen des Blasenkolapses und der hierdurch erzeugten Druckpulse spielt jedoch die genaue Lokalisierung der Blase (z.B. abgelöste Torusblase wie in KONDA [2] angenommen, oder ein Teil der Blase im Kondensationsrohr befindlich wie hier angenommen) keine wesentliche Rolle. Wichtig ist für die weitere Umgebung der kollabierenden Blase lediglich, daß und wie die Blase vorübergehend als Wassersenke fungiert.

3. Impuls von Drucknadeln

Die in den Versuchen der KWU gefundenen Druckverläufe beim Dampfkondensieren [3] machen deutlich, daß beim Einzelblasenkollaps auch sehr kurzzeitige Druckereignisse mit Dauern unter 1 ms auftreten können. In diesem Fall gibt Gl. 8 das Druckverhalten zum Kollapsende hin nur stark geglättet wieder (vgl. Abb. 2 und 3). In Wirklichkeit kann besonders die Verzögerung der zum Blasenzentrum hin strömenden Wassermassen in mehr unstetiger Form erfolgen, so daß auch kurzzeitige Druckstöße auftreten. Die integrale Aussage der Gl. 7 ist hiervon jedoch nicht berührt.

Das Geschwindigkeitsfeld um die Blase kann ausgehend von der Geschwindigkeit v_K auf dem festen Kontrollradius R_K nach Gl. 2 beschrieben werden, wenn dort \dot{R} durch v_K und R durch R_K ersetzt wird. Wenn nun $R_K \gg R_{\max}$ vorausgesetzt wird, dann kann in Gl. 1 wiederum der nichtlineare Term $v \frac{\partial v}{\partial r}$ vernachlässigt werden, so daß gilt

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \approx \dot{v}_K \cdot \frac{R_K^2}{r^2} \quad (15)$$

Diese Gleichung ist unter der Voraussetzung der Inkompressibilität des Fluids gewonnen. Näherungsweise lassen sich damit auch die Vorgänge in kompressiblem Fluid wie folgt beschreiben:

Beim Blasenkolaps wird durch Druckabfall in der Blase das umgebende Fluid über lange Zeiträume (z.B. ~ 30 ms) zum Blasenzentrum hin beschleunigt

(also $\dot{v}_K < 0$). Über diese relativ lange Zeit breitet sich im umgebenden Fluid das Störungsfeld mit der Schallgeschwindigkeit a_s sehr weit (angenähert "gegen Unendlich") aus. Nähert sich schließlich die Blasenoberfläche dem Radius Null, dann wird dort die Bewegung rasch abgebremst (also $\dot{v}_K = 0$). Praktisch verformt sich die Blasenoberfläche beim Kollaps erheblich und in zufälliger Weise (u.a. in Abhängigkeit vom überlagerten turbulenten Strömungszustand des Fluids), so daß von der deformierten Blase mit hochkomprimiertem Restdampf und Restgasen häufig eine ungleichförmige Abbremsung über endliche Zeiten erfolgt.

Kollabiert die Blase innerhalb des Kontrollradius R_K , dann strömt zum Zeitpunkt des Beginns der Abbremsphase das Fluid von außen nach innen durch die Kontrollfläche. Wenn weiterhin die Abbremsphase die Dauer Δt hat, dann kann sich über diese Zeitdauer die zum Abbremsen der außenliegenden Wassermassen führende Druckstörung nicht weiter als um die Strecke

$$L = a_s \cdot \Delta t \quad (16)$$

ausbreiten. Wird der Druckverlauf bei der Koordinate $r = R_K$ gesucht, so kann also über die Dauer Δt höchstens eine Wasserschicht zwischen $r = R_K$ und $r = R_K + L$ ihren Impuls abgeben und den Druckpuls bei $r = R_K$ bilden. Beim inkompressiblen Medium ist $a_s \rightarrow \infty$ und daher wird das Fluid bis ins Unendliche gleichzeitig abgebremst, während beim kompressiblen Fluid der Störungsradius endlich bleibt.

Unter diesen Voraussetzungen kann Gl.15 integriert werden. Herrscht bei $r = R_K$ der Druck $p_o + \Delta p$ und bei $r = R_K + L$ der Druck p_o , dann wird

$$-\frac{1}{\rho} \int_{p_o + \Delta p}^{p_o} dp = \dot{v}_K \cdot R_K^2 \cdot \int_{R_K}^{R_K + L} \frac{dt}{r^2}$$

oder

$$\Delta p = \frac{\rho \cdot \dot{v}_K \cdot L}{1 + L/R_K} \quad (17)$$

Für \dot{v}_K gilt näherungsweise als zeitlicher Mittelwert

$$\dot{v}_K = \Delta v_K / \Delta t, \quad (18)$$

wobei Δv_K die Geschwindigkeitsänderung des Fluids bei $r = R_K$ ist, und der Druckimpuls ist durch

$$I_K = \int_0^{\Delta t} \Delta p \cdot dt = \overline{\Delta p} \cdot \Delta t \quad (19)$$

gegeben ($\overline{\Delta p}$ = zeitlicher Mittelwert von Δp).

Damit wird aus den Gln.17 bis 19 mit der Abkürzung

$$C_K = \rho \cdot \Delta v_K \cdot a_s \quad (20)$$

schließlich

$$\overline{\Delta p} = \frac{C_K}{1 + a_s \cdot \Delta t / R_K} \quad (21)$$

und

$$I_K = \frac{\Delta t \cdot C_K}{1 + a_s \cdot \Delta t / R_K} \quad (22)$$

erhalten. Es ist offensichtlich, daß zwar C_K nicht bei jedem Blasenkollaps denselben Wert annehmen kann; die einzige variable Größe ist jedoch Δv_K , und diese Größe kann bei gegebenen Randbedingungen eine zunächst unbekannte obere Grenze nicht überschreiten. Daher muß beim vorliegenden Problem ein oberer Grenzwert für C_K existieren. Das heißt aber, daß entsprechend Gl.21 bei Druckereignissen sehr kleiner Dauer die mittlere Druckamplitude $\overline{\Delta p}$ begrenzt und von Δt unabhängig ist.

Bei diesen mehr grundsätzlichen Überlegungen spielt der Zahlenwert für C_K keine wesentliche Rolle. Ein oberer Grenzwert von $C_K = 6$ bar kann mit dem Versuchsmaterial aus den KWU-Versuchen [1,3] für Drucknadeln mit einer Basisbreite Δt bis zu 10 ms gefunden werden. Mit den Daten für Wasser von ca. 50 °C erhält man damit aus Gl.20 für die Geschwindigkeitsänderung

$$\Delta v_K = 40 \text{ cm/s}$$

an der Stelle $R_K \approx 150$ cm.

Abschließend ist hierzu anzumerken, daß die benutzten Vereinfachungen bezüglich der Anwendung von Gl.1 auf ein kompressibles Medium sehr einschneidend und speziell auf den Zweck der Betrachtung maximaler Drucknadelimpulse zugeschnitten sind, so daß aus den Ergebnissen keine über den angestrebten Zweck hinausgehenden Schlüsse gezogen werden können. Insbesondere lassen sich nach diesen Vereinfachungen keine Aussagen über den auf eine Drucknadel folgenden zeitlichen Ablauf des weiteren Impulsabbaus der umliegenden Wassermassen machen.

4. Dynamische Bewertung von Drucknadeln

Aus den GKM II-Versuchen der KWU kann geschlossen werden [5], daß bei großen Druckereignissen mehr als die Hälfte des Druckstoßimpulses aus der vorangehenden Unterdruckphase stammt und daher bereits in das Wasser-Wand-System eingebrachte Schwingungsenergie darstellt. Der Impuls der positiven Kollabierungsstöße wird dagegen meistens erst in der positiven Druckphase der niederfrequenten Behälterschwingung eingebracht, was zu den beobachteten höherfrequenten Druckschwingungen führt (s. Abb. 3). Durch die hochfrequenten Druckschwingungen werden andersartige Wandverformungen bewirkt, als sie durch das dynamische System Behälterwand-inkompressibles Fluid beschrieben werden. Deswegen dürfen diese kurzzeitigen Druckwerte auf keinen Fall als statische Druckbelastung des Behälters bewertet werden. Der Impuls auch der kurzzeitigen Druckstöße ist bereits in der niederfrequenten Behälterschwingung mit enthalten. Die kurzzeitigen Druckereignisse führen darüber hinaus zu zusätzlichen überlagerten Verformungen der Behälterwand, die jedoch wegen der begrenzten Laufzeit (vgl. Gl. 16), insbesondere im großen Wasserraum der Anlage, mehr einen lokalen Charakter besitzen. Daher sind die zusätzlichen Belastungen als lokale Beanspruchungen der Wandstruktur zu bewerten.

Zur Beschreibung dieser lokalen dynamischen Beanspruchung der Schale kann also nicht mehr mit einem einfachen Feder-Masse-System gerechnet werden, weil dies eine sinnvolle (weil frequenzabhängige) Ankopplung der Wassermassen nicht erlaubt. Hier ist vielmehr auf eine Modellbildung auf der Basis eines kompressiblen Fluids mit Kopplung an eine auf Biegung beanspruchte Wandstruktur zurückzugreifen. Eine strenge Behandlung dieses Problems ist sehr aufwendig. In einem vereinfachten Modell braucht dagegen das Fluid nicht räumlich begrenzt zu sein, weil sich die angekoppelten Fluidmassen durch Wellenausbreitungsvorgänge ergeben, deren Reichweite bei schnellen Prozessen ohnehin klein ist.

4.1 Das AKUDYN-Modell

Bei der dynamischen Anregung der Wandstruktur durch die kurzzeitigen Drucknadeln werden nur relativ enge Bereiche der Wandstruktur belastet und die Schale verhält sich ähnlich wie bei unendlicher Ausdehnung des Systems. Daher können die örtlichen Belastungen unabhängig von den Biegemodes des endlichen Systems ermittelt werden; es ist auf ein kontinuierliches Spektrum von Biegezuständen hin abzufragen.

Um diese Aufgabe modellmäßig mit tragbarem Aufwand zu erledigen, wurde das Rechenmodell AKUDYN (= Modell einer akustisch-dynamischen Kopplung von Fluid und Wandstruktur) erstellt. Es wird näherungsweise die Kopplung zwischen einem akustischen (also kompressiblen) Fluid und einer infolge Biegung nachgiebigen Wand beschrieben. Dabei wird in konservativer Weise (d.h. zu höheren Belastungen führend) davon ausgegangen, daß die einlaufenden Druckwellen genau nur auf einen ebenen kreisförmigen und an der umgebenden Struktur elastisch aufgelagerten Wandausschnitt treffen und diesen verformen. In Wirklichkeit treffen die Druckwellen jedoch auch die diesem Ausschnitt benachbarten und ihn tragenden Wandteile, so daß diese ebenfalls nachgeben und die wirkliche Verbiegung der Wandstruktur kleiner wird als im Modell. Um jedoch obere Grenzwerte der Belastung zu erhalten und auch mit Rücksicht auf die real vorhandenen Übergänge von der dünnwandigen Schale zu steiferen Strukturen, wird im AKUDYN-Rechenmodell der Durchmesser des direkt belasteten Wandausschnittes als kontinuierlicher Parameter behandelt und für jede angenommene Druckwelle derjenige Plattendurchmesser ermittelt, der die höchsten Biegespannungen ergibt. Wenn sich so der Plattendurchmesser maximaler Biegespannung als klein gegenüber den Krümmungsradien der Containment-Schale erweist, dann ist dies ein wesentlicher Hinweis darauf, daß auch in Wirklichkeit Biegespannungen und nicht Membranspannungen die hauptsächliche Belastungsform der Schale darstellen.

In AKUDYN wird die erwähnte Grenzabschätzung unter der konservativen Annahme ebener (= weniger steifer) Platten erhalten. Die Beziehung zwischen der realen Situation und dem Rechenmodell ist in der Abb. 4 dargestellt.

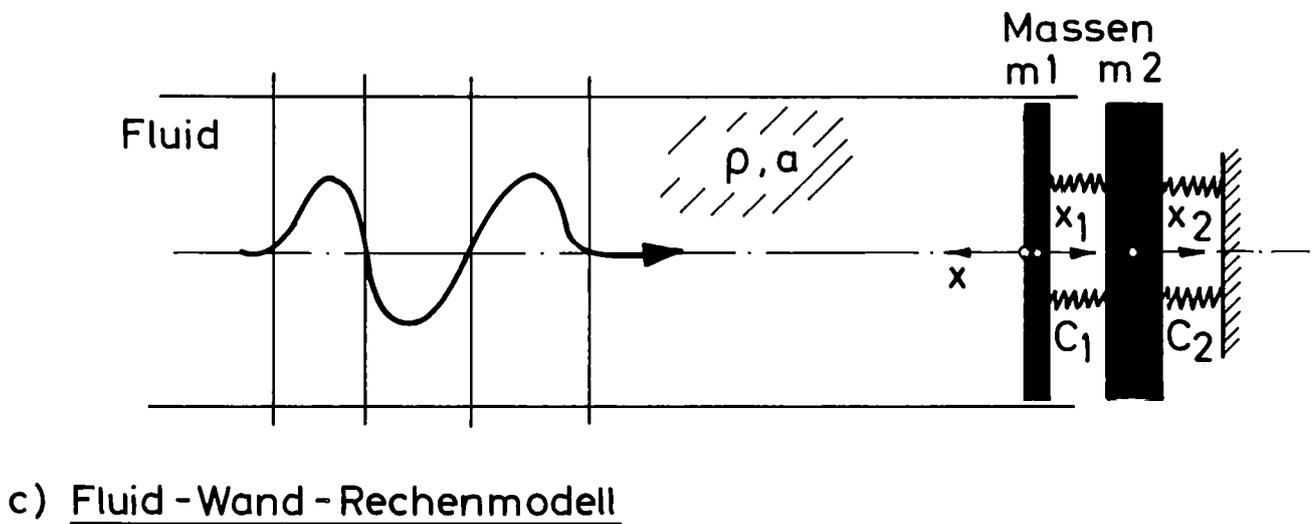
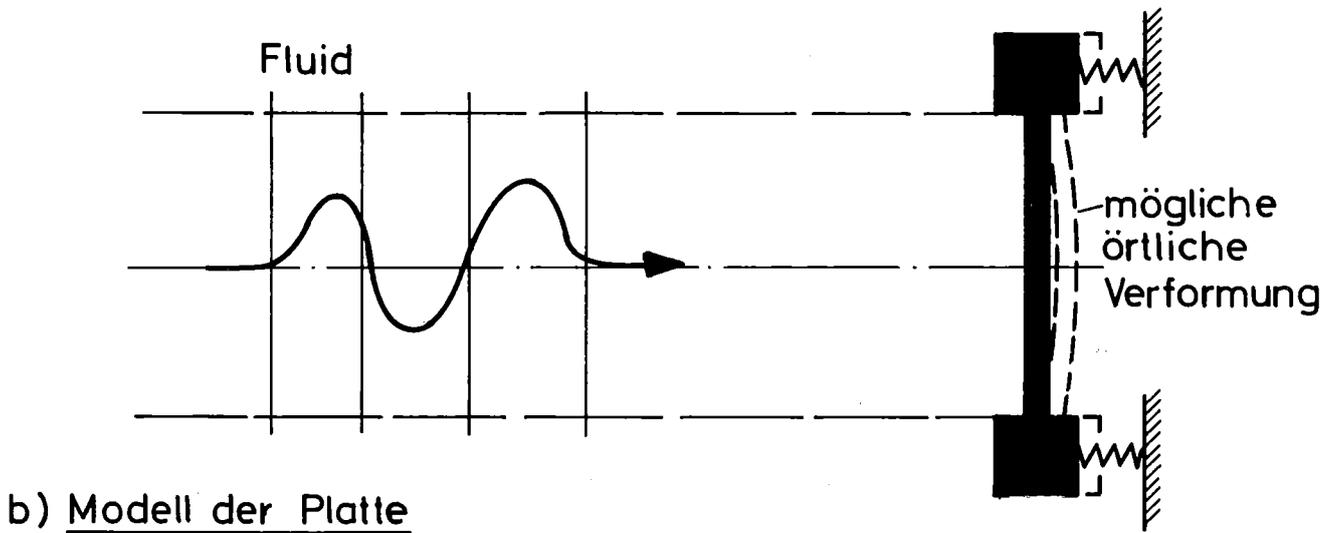
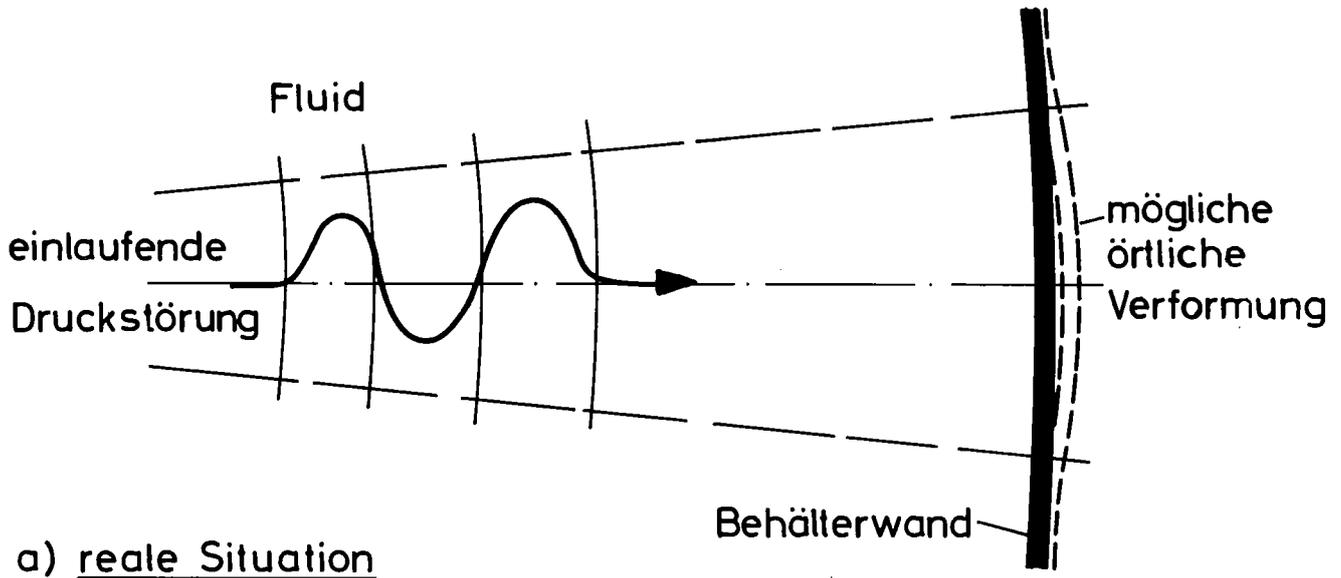


Abb. 4: Modellbildung im Rechenprogramm AKUDYN

4.1.1 Mathematische Beschreibung

Die mathematische Beschreibung des Rechenmodells nach Abb. 4 erfordert eine Kopplung der Wellengleichung des Fluids an die Schwingungsgleichung für die gekoppelten Massen m_1 und m_2 in der Weise, daß die Bewegung der Flüssigkeit an ihrem rechten Rand mit derjenigen der Masse m_1 übereinstimmt. Diese Forderung führt auf (vgl. Abb. 4)

$$\dot{x}_1 = -\dot{x}_{x=0} \quad (23)$$

Außerdem erfordert die Kopplung, daß der in der Flüssigkeit an ihrer rechten Begrenzung herrschende Druck auf die Masse m_1 die Kraft $p_{x=0} \cdot F$ ausübt.

Nun ist die allgemeine Lösung der Wellengleichung für den eindimensionalen Fall wohlbekannt und lautet nach Riemann (vgl. z.B. [6]) für das stationär ruhende Fluid

$$p = \phi\left(t + \frac{x}{a}\right) + \psi\left(t - \frac{x}{a}\right), \quad (24)$$

$$\dot{x} = -\frac{1}{\rho \cdot a} \cdot \left[\phi\left(t + \frac{x}{a}\right) - \psi\left(t - \frac{x}{a}\right) \right]. \quad (25)$$

Hierin sind

- p = Flüssigkeitsdruck
- ρ = Dichte
- a = Schallgeschwindigkeit

und ϕ und ψ bedeuten allgemeine Funktionen, die eine nach rechts bzw. nach links laufende Druckwelle beschreiben. Die Beziehungen zwischen ϕ und ψ sind durch die Randbedingungen gegeben.

Im vorliegenden Falle sind die Bedingungen am rechten Rand des Fluids für die Beziehungen zwischen ϕ und ψ verantwortlich. Man erhält für diesen Rand ($x=0$) aus den Gln.24 und 25

$$p_{x=0} = \phi_{x=0}(t) + \psi_{x=0}(t)$$

und

$$\dot{x}_{x=0} = -\frac{1}{\rho \cdot a} \cdot \left[\phi_{x=0}(t) - \psi_{x=0}(t) \right].$$

Daraus wird nach Eliminierung der noch unbekanntes Funktion $\psi(t)$

$$p_{x=0} = 2 \cdot \phi(t) + \rho \cdot a \cdot \dot{x}_{x=0}, \quad (26)$$

wobei $\phi(t)$ eine beliebige vorgegebene, also bekannte, von links her einlaufende Druckstörung im Fluid ist.

Nun ist das gekoppelte Feder-Masse-System, das die Struktur simuliert, zu beschreiben. Hierbei gilt die Grundgleichung für die angreifende Kraft

$$K_n = m_n \cdot \ddot{x}_n \quad (27)$$

für die n-te Masse m_n . Im einzelnen wird

$$K_1 = p \cdot F - c_1 \cdot (x_1 - x_2), \quad (28)$$

$$K_2 = c_1 \cdot (x_1 - x_2) - c_2 \cdot x_2. \quad (29)$$

In Gl.28 stellt p den Flüssigkeitsdruck dar, wie er durch Gl.26 gegeben ist. Zusammen mit Gl.28 ergibt sich somit das gekoppelte Gleichungssystem

$$m_1 \cdot \ddot{x}_1 + F \cdot \rho \cdot a \cdot \dot{x}_1 + c_1 \cdot (x_1 - x_2) = 2 \cdot F \cdot \phi(t) \quad (30.1)$$

$$m_2 \cdot \ddot{x}_2 + (c_1 + c_2) \cdot x_2 - c_1 \cdot x_1 = 0, \quad (30.2)$$

wobei $F = \pi \cdot r_1^2$ die Plattenoberfläche angibt.

Die Lösung dieses Gleichungssystems liefert die Auslenkungen x_1 und x_2 der beiden Massen und erlaubt somit die Berechnung der örtlichen Strukturbeanspruchungen nach dem Modell der ebenen Platte. Außerdem ergibt sich aus den Gln.26 und 23 der Druckverlauf an der Oberfläche der Struktur zu

$$p(t) = 2 \cdot \phi(t) - \rho \cdot a \cdot \dot{x}_1 \quad (31)$$

und schließlich erhält man die Funktion ψ der reflektierten Welle nach

$$\psi(t) = p(t) - \phi(t), \quad (32)$$

so daß sich aus der Überlagerung der von links einlaufenden Druckstörung $\phi(t)$ mit der nach links weglaufernden Reflexionswelle $\psi(t)$ das gesamte Druckfeld im Fluid beschreiben läßt. Dabei ist zu beachten, daß

$$\phi(t' + \frac{x}{a}) = \phi(t)_{x=0} \quad (33)$$

$$\psi(t' - \frac{x}{a}) = \psi(t)_{x=0} \quad (34)$$

und

$$t' = t \quad \text{für } x = 0. \quad (35)$$

4.1.2 Ermittlung der Modellparameter

Bei der Ermittlung der in die Gln.30 einzusetzenden Systemdaten sind zwei Gesichtspunkte wesentlich:

Zum einen sollen die zu wählenden Größen sinnvoll aufeinander abgestimmt sein, so daß eine möglichst wirklichkeitsnahe Beschreibung der Strukturbeanspruchungen und der Druckwellenreflektionen erreicht wird. Zum anderen soll es jedoch möglich sein, leicht vor allem den Durchmesser der Modellplatte als Parameter zu variieren, um für gegebene Druckstörungen ϕ die ungünstigsten örtlichen Beanspruchungen herauszufinden. Die Modellparameter sind also im wesentlichen so zu formulieren, daß sie entweder konstant oder von Plattendurchmesser (der den "angeregten Mode" repräsentiert) abhängig sind.

Eine wichtige Größe für die unmittelbare Wellenreflektion an der Struktur stellt die Massenbelegung m_1/F dar. Daher soll vor allem diese Größe dem realen Wert gleich gemacht werden. Das bedeutet, daß gilt

$$m_1 = \rho_{st} \cdot h \cdot \pi \cdot r_1^2, \quad (36)$$

wobei r_1 den Plattenradius, h die Plattendicke und ρ_{st} die Dichte des Strukturmaterials darstellen.

Außerdem ist wesentlich, daß die Federkonstante c_1 so gewählt wird, daß eine Druckerhöhung p bei der eingespannten Platte dieselbe Volumenänderung $F \cdot x_1$ erzeugt wie beim Rechenmodell.

Nach [7] gilt für die statische Durchbiegung der am Rand fest eingespannten Platte bei gleichmäßig verteilter Belastung

$$w(r) = w_0 \cdot \left[1 - 2 \cdot \left(\frac{r}{r_1} \right)^2 + \left(\frac{r}{r_1} \right)^4 \right], \quad (37)$$

woraus man durch Integration die Volumenänderung

$$V = \frac{1}{3} \cdot \pi \cdot r_1^2 \cdot w_0 \quad (38)$$

erhält. Dabei ist w_0 die Durchbiegung in Plattenmitte. Unterstellt man, daß auch im dynamischen Fall die Plattenverformung durch Gl. 37 gegeben ist, so erhält man aus

$$F \cdot x_1 = \pi \cdot r_1^2 \cdot x_1 = \frac{1}{3} \cdot \pi \cdot r_1^2 \cdot w_0$$

die Beziehung

$$x_1 = \frac{1}{3} \cdot w_0. \quad (39)$$

Das heißt, daß die Durchbiegung der eingespannten Platte 3-fach größer sein muß, als die Parallelverschiebung einer starren Platte, um denselben Volumeneffekt zu erzielen.

Nun ist für die am Rand fest eingespannte Platte (nach [7], $\nu = 0,3$ gesetzt)

$$w_0 = 0,1706 \cdot \frac{r_1^4}{E \cdot h^3} \cdot P \quad (40)$$

und da weiterhin im statischen Fall

$$c_1 = \frac{P \cdot F}{x_1},$$

wird aus den Gln. 39 und 40

$$c_1 = 17,582 \cdot \pi \cdot \frac{E \cdot h^3}{r_1^2}. \quad (41)$$

Hier zeigt sich eine quantitative Modell-Inkonsistenz. Die Gleichung für die tatsächliche Eigenfrequenz der Platte tautet nämlich (nullter Eigenwert nach

[7], $\nu = 0,3$ gesetzt)

$$\omega_* = 3,091 \cdot \frac{h}{r_1^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho_{St}}} \quad (42)$$

Dagegen ergibt sich für das Ersatzmodell

$$\omega_{Mod} = 4,1931 \cdot \frac{h}{r_1^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho_{St}}} \quad (43)$$

Diese Frequenz liegt wegen des ausgeübten Zwanges, der sich durch die Verwendung der statischen Biegelinie ergibt, höher als die wahre Eigenfrequenz, und zwar um einen Faktor von etwa 1,36.

Da aber andererseits r_1 als freier Parameter anzusehen ist, spielt dieser Unterschied keine sehr wesentliche Rolle: Die Eigenfrequenz des Modells entspricht dann nämlich einer realen Platte, deren Durchmesser nur etwa 86 % des Durchmessers der Modellplatte ist.

Für die übrigen Modellgrößen wie c_2 und m_2 kann für Parameteruntersuchungen mit dem Parameter ε gesetzt werden

$$c_2 = c_1 / \varepsilon^2 \quad (44)$$

$$m_2 = m_1 \cdot \varepsilon^2, \quad (45)$$

wobei $\varepsilon^2 = 4$ als brauchbarer Wert gelten kann (wenn $r_2 = \varepsilon \cdot r_1$ gesetzt wird, ist wegen $m \sim r^2$ und $c \sim 1/r^2$ obige Beziehung gegeben und $r_2 \approx 2r_1$ scheint eine "vernünftige" Annahme zu sein). Schließlich ergibt sich, daß

$$\omega_2 = \omega_1 / \varepsilon^2. \quad (46)$$

Hierbei soll ω_2 einen niedrigeren zugleich anregbaren Biegezustand der Schale repräsentieren.

Ein wesentlicher Punkt ist schließlich noch die Bestimmung der auftretenden Vergleichsspannung σ_{red} . Nach [7,8] gilt für die am Rand fest eingespannte Platte

$$\sigma_{red} = 0,6675 \cdot \frac{p \cdot r_1^2}{h^2} \quad (47)$$

Da hier jedoch ein dynamisches Problem vorliegt, muß anstelle des Druckes die Durchbiegung als Maß der Belastung eingesetzt, also aus den Gln.47 und 40 der Druck eliminiert werden. Man erhält so mit Gl.39 die reduzierte Spannung zu

$$\sigma_{red} = 11,738 \cdot \frac{E \cdot h}{r_1^2} \cdot (x_1 - x_2) \quad (48)$$

Der Rechengang ist im wesentlichen so, daß für eine angenommene Druckstörung ϕ mit r_1 und evtl. auch ϵ als Parameter die Spannung σ_{red} ermittelt wird, um die Strukturbeanspruchung näherungsweise zu ermitteln.

4.1.3 Auftreten von Kavitation

An der Oberfläche der Wand wird nach den Gln.30 bis 32 die reflektierte Welle erzeugt. Hierbei ergibt sich der aktuelle statische Flüssigkeitsdruck aus Gl.31. Wenn dieser Druck auf den Dampfdruck der Flüssigkeit ("technisches Wasser") abfällt, dann tritt Hohlraumbildung durch Dampfbildung auf. Bei dem anschließend wieder ansteigenden Druck (der ja im zeitlichen Mittel gleich dem Umgebungsdruck und damit größer als der Dampfdruck ist) fallen die Blasen durch Kondensation des Dampfes wieder zusammen und die Flüssigkeit prallt mit endlicher Geschwindigkeit auf die Wand auf. Dabei tritt ein relativ hoher kurzzeitiger Druckstoß auf, der unter extremen Umständen (Pumpen usw.) zu Abtragungserscheinungen des Wandmaterials von der Oberfläche her führen kann. Dieses Phänomen wird allgemein Kavitation genannt [4].

Mit dem hier verwendeten Rechenmodell ist es möglich, das Kavitationsphänomen rechnerisch zu erfassen. Dabei muß bei der numerischen Lösung der Gl.30 mit Hilfe von Gl.31 der statische Druck an der Oberfläche der Struktur berechnet werden und auf Unterschreitung eines Kavitationsdruckes $p_K = p_{Dampf} - p_{Umgebung}$ abgefragt werden. Ist dieses Kriterium erfüllt, dann ändert sich das Gleichungssystem in bezug auf den Kopplungsgrad: Die Kopplung nach Gl.23 entfällt und es ist allein der konstante Druck p_K solange wirksam, bis die Oberflächen sich wieder berühren. Anstelle der Gln.30 und 31 gelten für diesen Zeitbereich also die Gleichungen:

$$m_1 \cdot \ddot{x}_1 + c_1 \cdot (x_1 - x_2) = p_K \cdot F, \quad (49.1)$$

$$m_2 \cdot \ddot{x}_2 + (c_1 + c_2) \cdot x_2 - c_1 \cdot x_1 = 0, \quad (49.2)$$

$$\rho \cdot a \cdot \dot{x} = p_K - 2 \cdot \phi(t). \quad (50)$$

Hierbei ist zu beachten, daß nach Abb. 4 die Koordinaten x und x_1 in entgegengesetzte Richtung weisen. In dem Moment, wenn $p = p_K$ erreicht wird, muß noch $\dot{x} = -\dot{x}_1$ und $x = -x_1$ sein. Maßgeblich für den erneuten Aufstoß der Flüssigkeit auf die Wand ist, wenn der sich nach Ablösen einstellende Abstand

$$A = x + x_1 \quad (51)$$

wieder zu Null wird. Für den Abstand A erhält man durch Integration

$$A = \int_{t_{ab}}^t \dot{x}_1 \cdot dt + \frac{1}{\rho \cdot a} \int_{t_{ab}}^t (p_K - 2 \cdot \phi(t)) \cdot dt, \quad (52)$$

wobei \dot{x}_1 aus der numerischen Integration der Gln.49 bekannt ist (das erste Integral kann durch $x_1 - x_1(t=t_{ab})$ ersetzt werden). Den Zeitpunkt t_{auf} des Aufstoßens erhält man durch Interpolation zwischen dem letzten und vorletzten Zeitschritt, sobald $A < 0$ geworden ist. Genau von diesem Zeitpunkt t_{auf} an gelten dann wieder die Gln.30 und 31 anstelle der Gln.49 und 50: die Geschwindigkeit \dot{x} springt schlagartig auf $-\dot{x}_1$ und dementsprechend springt der Druck p momentan von p_K auf den Wert nach Gl. 31 (Joukowski-Stoß). Der Drucksprung hat die Amplitude

$$\Delta p = -\rho \cdot a \cdot (\dot{x} + \dot{x}_1). \quad (53)$$

Hierbei ist allerdings zu beachten, daß dieses Δp den über die ganze Fläche F gemittelten Drucksprung darstellt. Da sich jedoch bei der Kondensation von Blasen der Stoß punktförmig konzentrieren kann, kann örtlich der maximal mögliche ($\dot{x}_1 \ll a$) Joukowski-Stoß punktförmig den Druck

$$\Delta p_{\text{lokal}} = \rho \cdot a^2 \quad (54)$$

erzeugen. der ausreichend hoch ist, um oberflächliche Erosion zu bewirken.

4.2 AKUDYN-Ergebnisse

AKUDYN ist als PL1-Rechenprogramm programmiert. Die Integration der simultanen Differentialgleichungssysteme Gln. 30.1 und 30.2, sowie Gln. 49.1 und 49.2, wird mit Hilfe des Runge-Kutta-Nyström-Verfahrens [9] ohne Zeitschrittautomatik durchgeführt.

Mit Hilfe der AKUDYN-Rechnungen lassen sich einige wichtige Eigenschaften des gekoppelten Fluid-Wand-Systems hinsichtlich der Belastung durch kurze Druckimpulse verdeutlichen. So werden bei allen Experimenten zur DAS-Problematik Versuchsbehälter verwendet, die schon wegen der infolge der Größenbegrenzung veränderten Geometrie andere Eigenschaften aufweisen als die Anlage. Dennoch werden die gemessenen Wanddruckverläufe zur Beurteilung der DAS-Belastungen mit herangezogen. Hierbei muß beachtet werden, daß die höherfrequenten Anteile der Wanddruckverläufe nicht im Detail übertragbar sind, insbesondere dürfen sie nicht als Wanddruck für eine dynamische Schalenberechnung der Anlage verwendet werden.

Um diese Aussage zu verdeutlichen, wurde der als unterste Kurve in Abb. 5 gezeigte Modelldruckverlauf als eine zur Wand hin laufende Druckstörung angenommen und mittels AKUDYN der resultierende Wanddruckverlauf berechnet. Dieser hängt von der lokalen Wandsteifigkeit ab, die in AKUDYN durch den angegebenen Plattenradius repräsentiert ist. Es ist zu erkennen, daß der an der Wand meßbare Druckverlauf von der Wandnachgiebigkeit stark abhängig ist und die einlaufende Druckstörung meistens nicht mehr erkennen läßt.

Wenn auch der in Abb. 5 zu Demonstrationszwecken zugrunde gelegte Modelldruckverlauf nur bedingt den Verhältnissen im DAS entspricht, so ist doch der resultierende Verlauf der zugeordneten maximalen Biegespannungen in der Modellplatte typisch und deswegen in Abb. 6 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß keineswegs die gegenüber der einlaufenden Störung überhöhten Wanddrücke zu den größten Spannungen führen, sondern daß diese eher im Bereich kleinerer Wanddrücke bei bereits weicheren Wandstellen auftreten.

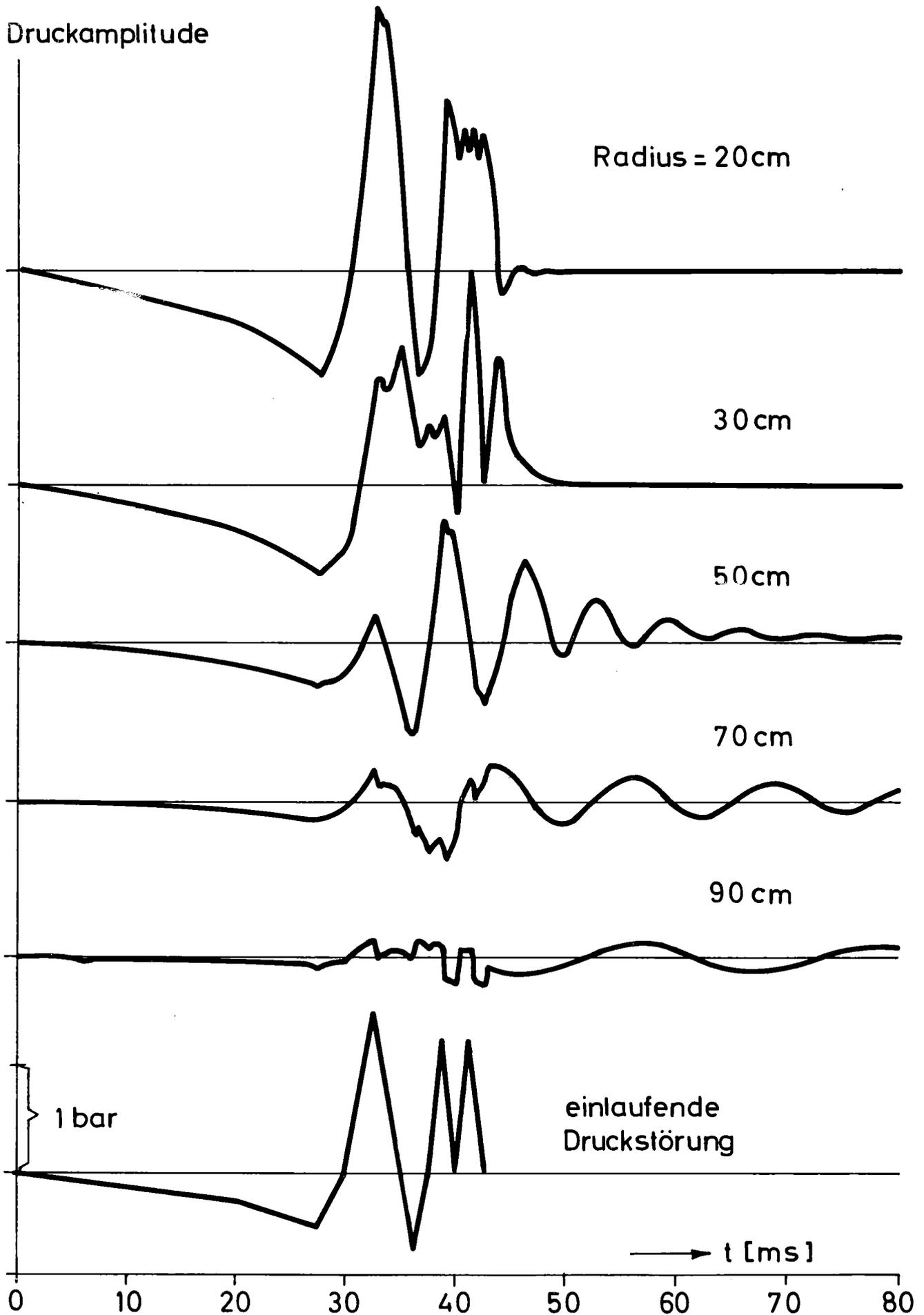


Abb. 5: Fluiddruck an der Wand für einen Modell-Druckverlauf der einlaufenden Druckstörung und für verschiedene Wandsteifigkeiten (nach AKUDYN-Rechnung)

Grundsätzlich ist der in Abb. 6 dargestellte Verlauf der Biegespannung in Abhängigkeit vom Plattenradius einleuchtend: Für kleine Plattenradien wirkt die Wand sehr steif und daher werden auch kleine Biegespannungen erzielt. Für große Plattenradien wirkt die Wand in der Hauptsache nur wie eine zusätzliche Massenbelegung einer sonst freien Flüssigkeitsoberfläche, so daß die Wand nur eine Parallelverschiebung ohne Biegung erfährt. Die ungünstigsten Bedingungen müssen sich also im Bereich zwischen diesen Extremen einstellen, wie es durch die Abb. 6 bestätigt wird.

Der in Abb. 6 zugrunde liegende Modelldruckverlauf von Abb. 5 ist für die Untersuchung der Auswirkungen von Drucknadeln auf die Wandungen des DAS

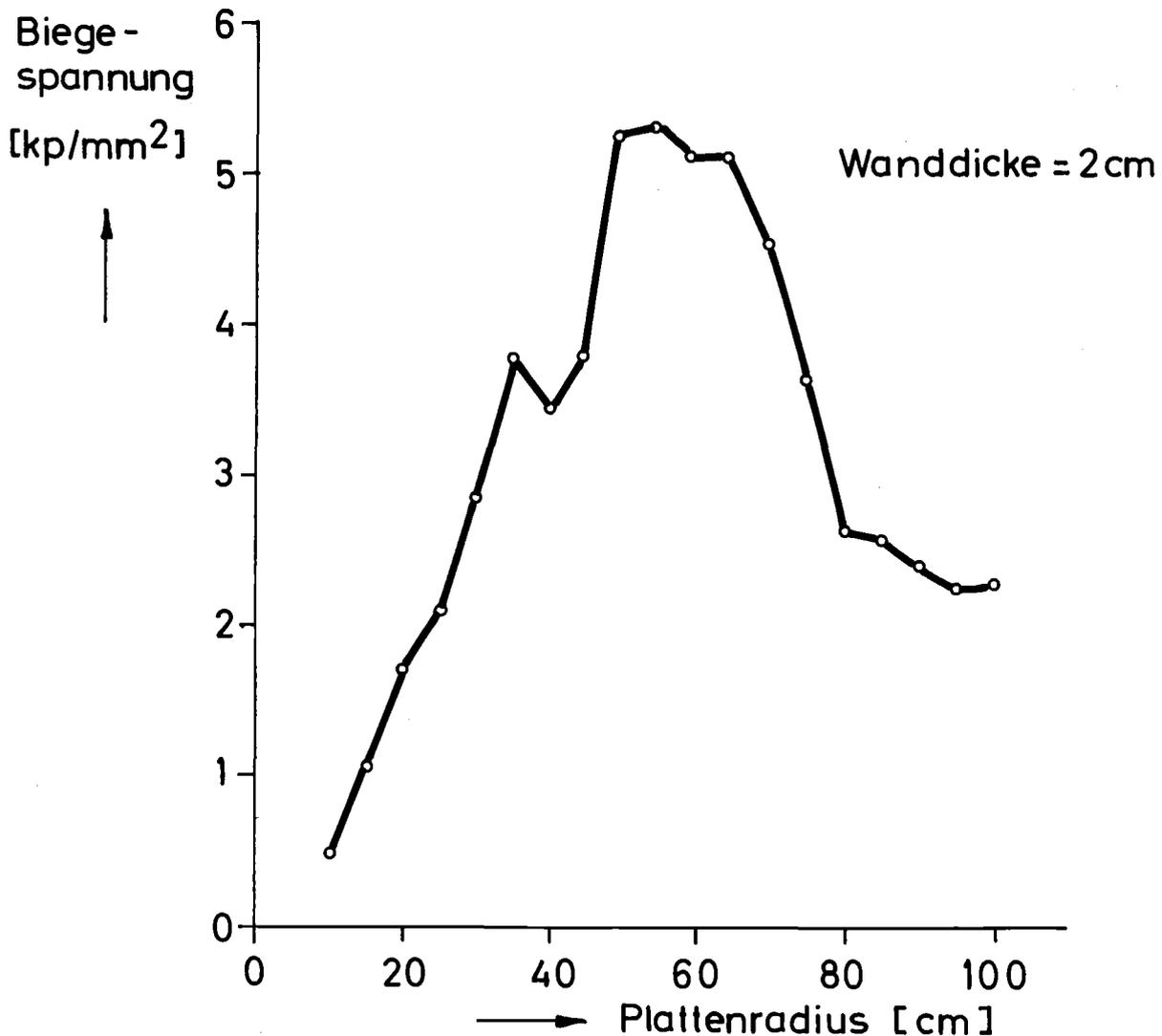


Abb. 6: Resultierende maximale Biegespannung für den Modelldruckverlauf nach Abb. 5 (nach AKUDYN-Rechnung)

nicht voll repräsentativ. Andererseits stimmen die diesem Modelldruckverlauf zugrunde liegenden Impulsbeträge ungefähr überein mit den Angaben zu Gl.22 des Kap. 3. Deswegen zeigt Abb. 6 eine Amplitude der lokalen Biegespannung, die beim Auftreten von maximalen Drucknadelereignissen als Abschätzung für das Anlagen-DAS angesehen werden kann. Dieses Bild ändert sich auch nicht wesentlich, wenn die Basisbreite der Drucknadeln unter Beachtung von Gl.22 verringert wird; ohne die dort gefundene Abhängigkeit der maximalen Drucknadelimpulse von der Basisbreite könnten die Drucknadeln bestimmend für die festigkeitsmäßige Auslegung der DAS-Wandungen sein - oder es müßten Maßnahmen zur Dämpfung der Drucknadeln (etwa durch eingebaute Gaspolster im Wasserraum) getroffen werden. Da eine solche Dämpfung der Drucknadeln beim gleichzeitigen Arbeiten aller Kondensationsrohre durch die dann vorhandenen Gas- und Dampfblasen bereits ohne besondere Maßnahmen wirksam wird, werden beim Kühlmittelverluststörfall nur wenige Drucknadelereignisse auftreten können, die zu mit Abb. 6 vergleichbaren lokalen Biegespannungen führen. Daraus ist abzuleiten, daß das Auftreten von Drucknadeln für die Untersuchung der Belastungsstatistik der DAS-Wandung ohne weitreichende Bedeutung ist.

5. Ausbreitung und Überlagerung von Druckpulsationen im DAS

Während nadelförmige Druckereignisse wegen der geringen Ausdehnung der Wellenfront in Ausbreitungsrichtung bereits nach wenigen Wechselwirkungsvorgängen mit der Behälterwandung, der freien Wasseroberfläche und mit im Wasser vorhandenen Blasen ihr charakteristisches Aussehen verlieren und damit als ausgelöscht anzusehen sind, ist die Reichweite der niederfrequenten Druckpulsationen aus dem Dampfblasenkollaps im Druckabbausystem wesentlich größer. Wenn daher viele Kondensationsrohre gleichzeitig zur Störungserzeugung beitragen, so spielen vor allem diese niederfrequenten Druckstörungen die Hauptrolle bei der Überlagerung von Druckpulsationen. Deren Ausbreitungsverhalten bedarf daher einer modellmäßigen Beschreibung.

Zu diesem Zweck wird im folgenden ein nodales Rechenmodell WELLA (= Wellen-Ausbreitung) vorgestellt, das eine Simulation der Ausbreitung niederfrequenter langwelliger Druckwellen im DAS-Wasserraum ermöglicht. Auf der Basis dieses Modells ist es dann möglich, die Ausbreitung und Überlagerung der von vielen Kondensationsrohren ausgehenden Druckstörungen auch für den Fall zu untersuchen, daß die einzelnen Ereignisse weder gleichzeitig eintreten, noch von gleicher Größe sind (vgl. [27]).

5.1 Das WELLA-Modell

Bei der modellmäßigen Beschreibung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung im DAS im niederfrequenten Bereich kann auf eine hochauflösende Analyse lokaler Einzelprozesse verzichtet werden. Dies zeigen auch die neueren Arbeiten von Göller [10] über das dynamische Verhalten von Kugelschalen, wonach das lokale Verformungsverhalten fast völlig entkoppelt von globalen Zuständen beschrieben werden kann, so daß im Sinne einer großräumigen Beschreibung jedem Wandpunkt der DAS-Wandung in guter Näherung eine eigene linear-elastische Nachgiebigkeit zugeordnet werden kann. Die Konsequenz aus diesem Verhalten ist, daß für die großräumige, niederfrequente Wellenausbreitung im Kondensationskammer-Wasserraum in erster Linie die "Systemkompressibilität" maßgeblich ist; diese gibt an, welche Volumenänderung der Wasserraum eines Kondensationskammersektors bei einer Druckerhöhung erfährt. Dieser für eine globale Druckerhöhung aus statischen Verformungsanalysen ermittelbare Wert darf demzufolge auch für das lokale Verhalten in einzelnen Kondensationskammersektoren zur Beschreibung der langwelligen niederfrequenten Wellenphänomene angesetzt werden. Diese Vereinfachung ermöglicht es, unter Berücksichtigung der freien Oberfläche des Pool-Wassers, eine verhältnismäßig grobe nodale Zerlegung des Gesamtsystems vorzunehmen und ein der Rechnung leicht zugängliches Ersatzsystem aus Volumenfeder, Masse und Dämpfung aufzustellen. Die künstliche Dämpfung im Ersatzmodell ist vorzusehen, weil im realen System sehr viel mehr Schwingungsfreiheitsgrade vorhanden sind, die aus der großräumigen Wellenbewegung Schwingungsenergie abziehen und damit auf diese Bewegung dämpfend wirken. Der im Rechenmodell formulierte Dämpfungsparameter wird in seiner Größe mit Hilfe des WELLA-Programms durch Vergleich mit experimentellen Ergebnissen [11] empirisch ermittelt.

Zur Modellformulierung wird entsprechend Abb. 7 die Kondensationskammer abgewickelt und in äquidistante Abschnitte aufgeteilt. Da die Massenträgheit des Fluids in jedem Abschnitt bei genügend feiner nodaler Aufteilung in vertikaler Richtung überwiegt, wird als Grundmode der Vertikalschwingung in Anlehnung an die Grundschwingung eines kompressiblen Fluids in einem einseitig geschlossenen zylindrischen Hohlraum (z.B. Orgelpfeifenschwingung) eine sinusförmige Druck- und Verschiebungsverteilung in vertikaler Richtung angenommen. Dies führt auf die Bildung von Ersatzmassen der Höhenabmessung $h \cdot 2/\pi$. Auch das als Volumenfeder gedachte kompressible Ersatzvolumen ist hierdurch festgelegt. Das mechanische Ersatzsystem zeigt Abb. 8.

Aufsicht auf den DAS-Wasserpool

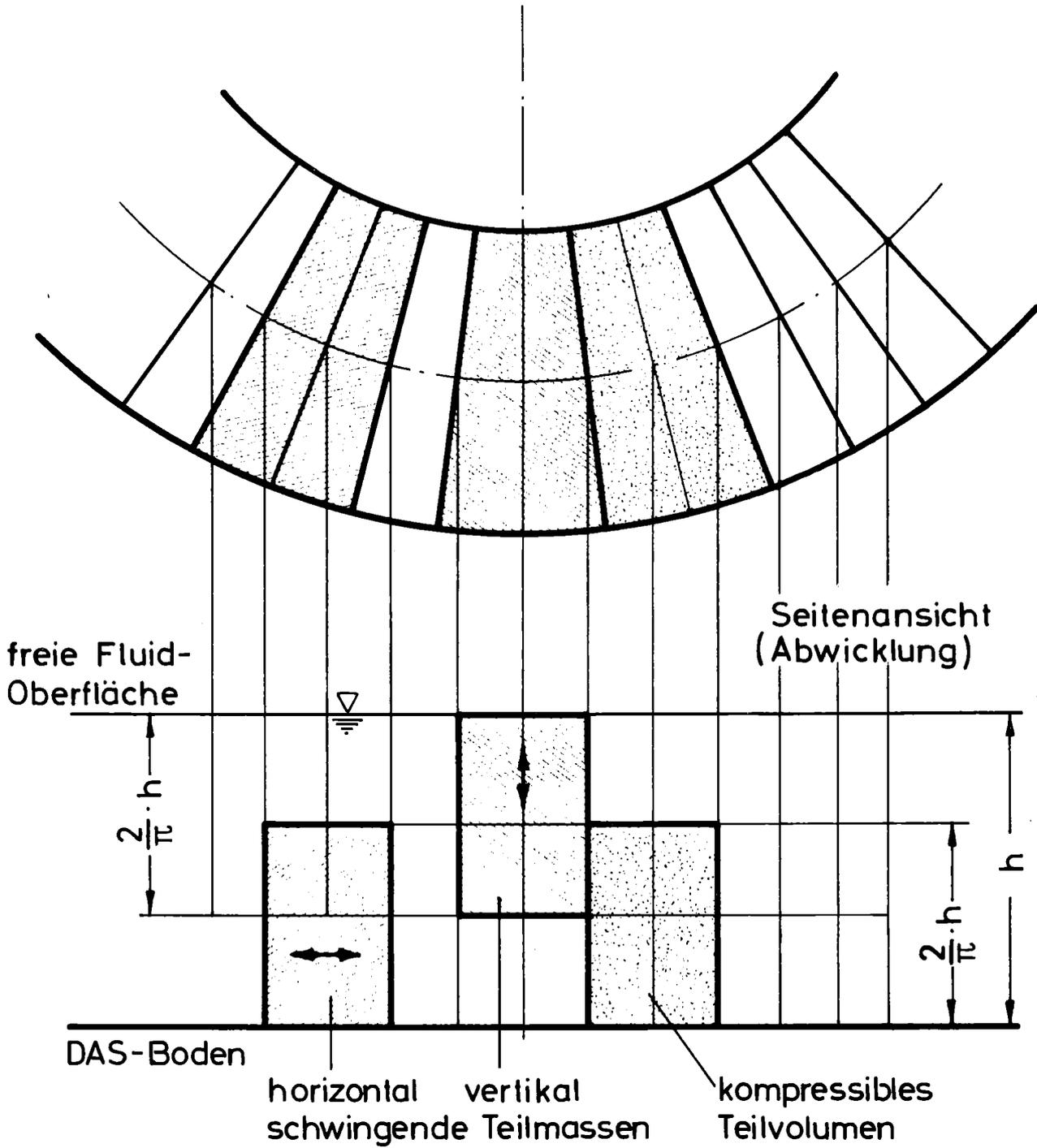


Abb. 7: Nodale Aufteilung des DAS-Fluids im WELLA-Modell

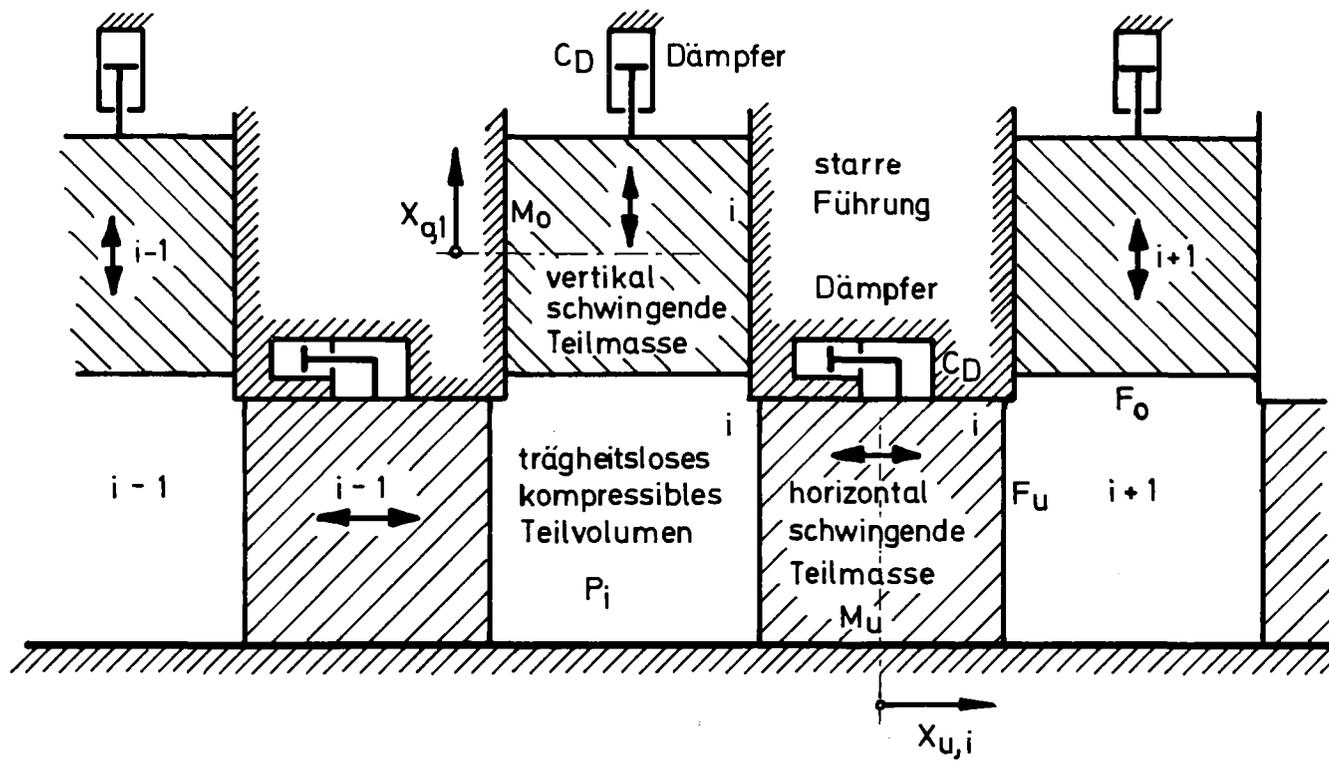


Abb. 8: Feder-Masse-Dämpfer DAS-Ersatzmodell in WELLA

Die Kompressibilität der Volumenfelder wird durch β entsprechend

$$\beta = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right) \approx -\frac{1}{V_0} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta p} \quad (55)$$

beschrieben. V_0 stellt das Ausgangsvolumen der unbelasteten Feder dar.

Mit der geschwindigkeitsproportionalen Dämpfung (gegeben durch C_D) ergibt sich für die Bewegungsgleichung der Massen M_u und M_o (s. Abb. 8)

$$M_u \cdot \ddot{x}_{u,i} = F_u \cdot (p_i - p_{i+1} - C_D \cdot \dot{x}_{u,i}), \quad (56)$$

$$M_o \cdot \ddot{x}_{o,i} = F_o \cdot (p_i - C_D \cdot \dot{x}_{o,i} - \rho \cdot g \cdot x_{o,i}). \quad (57)$$

Hier repräsentiert das Glied $\rho \cdot g \cdot x_{o,i}$ die Änderung der statischen Druckhöhe beim Verschieben des freien Wasserspiegels.

Mit Hilfe dieser 3 Gleichungen läßt sich beim Vorhandensein einer Störung durch Integration die niederfrequente Wellenausbreitung beschreiben. Im Rechenprogramm WELLA ist als Integrationsverfahren die rein explizite Integration gewählt. Eine Überprüfung des per Eingabe vorgegebenen Zeitschrittes wird im Programm vorgenommen, um numerische Instabilität zu vermeiden.

Da es sich bei den Gln.55 bis 57 um ein lineares Differentialgleichungssystem handelt, können zur Gewinnung einer Gesamtlösung Teillösungen superponiert werden. Es genügt also für die praktische Durchführung der Rechnung, in einer Volumenfeder eine zeitabhängige Volumensenke entsprechend dem Kollaps einer Dampfblase zu simulieren (vgl. Gl.8), um durch Lösen der Gln.55 bis 57 den Druckverlauf in sämtlichen Nodes bis zum Ausklingen der Störung zu erhalten. Die Lösung für N Störstellen wird dann durch Überlagerung der beispielsweise auch zeitlich gegeneinander verschobenen Druckverläufe jedes Umfangsknotens gewonnen.

Den KONDAS-Rechnungen [2] folgend wurde als Anfangsstörung der Blasenkolaps einer Kugelblase des Ausgangsvolumens VAK gewählt. Hierbei wird entsprechend Gl.8 angenommen, daß diese Blase nach einem parabolischen Gesetz

$$R = R_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{t}{t_K} \right)^2 \right] \quad (58)$$

von $t = 0$ beginnend ihren Radius vermindert. t stellt die Zeit dar und zum Zeitpunkt t_K verschwindet die Blase völlig ($R = 0$). Aus diesen Annahmen ergibt sich die Volumenänderung der "Störsenke" zu

$$V = VAK \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{t^2}{t_K^2} \right)^3 \right]. \quad (59)$$

Bedingung für die richtige Anwendung der letzten Gleichung ist, daß $VAK \ll V_0$. Diese Bedingung ist im DAS erfüllt. Das sich zu jedem Zeitpunkt ergebende Volumen V der Störung muß zu ΔV in Gl.55 addiert werden, damit sich zu Beginn des Blasenkollapses eine Druckabsenkung einstellt.

5.2 WELLA-Ergebnisse

Bei der Durchführung der WELLA-Rechnungen mit für die KWU-Baulinie '69 relevanten Daten stellte sich für die Dämpfung ein Wert von $3 \cdot 10^{-3} \text{ kp} \cdot \text{s/cm}^3$ als brauchbar im Vergleich mit den Erfahrungen aus Messungen im Kernkraftwerk Brunsbüttel [11] heraus. Für die Dampfblase wurden in Anlehnung an KONDAS-Ergebnisse [2] $VAK = 1,2 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$ und $t_K = 70 \text{ ms}$ für die Berechnung des Einzelblasen-Störungsverlaufes gewählt. Die Wahl dieser Größen ist relativ unkritisch, da mit Hilfe der daraus gewonnenen Störungsverläufe nur eine Beziehung zwischen den in der Einzelzelle (GKM II-Versuche) gewonnenen Druckverläufen und den in der Reaktoranlage zu erwartenden Verhältnissen hergestellt werden soll. Die Verhältnisse in der Einzelzelle lassen sich mit Hilfe von WELLA mittels des Überlagerungsfalles der vollständigen Synchronisation gleichgroßer Ereignisse nachbilden und an die Meßergebnisse anpassen. Auf diese Weise dient das WELLA-Modell der Übertragung der Einzelzellenmeßergebnisse auf die Reaktoranlage.

Durch Einsetzen anlagenrelevanter Daten in WELLA wurden für einen Einzelblasenkollaps mit den oben genannten charakteristischen Daten mittels 62 Umfangsnodes (in Anlehnung an das Kernkraftwerk KKP 1 mit 62 Kondensationsrohren) der Störungsdruckverlauf berechnet. Abb. 9 zeigt eine Auswahl für 5 azimutale Positionen.

Bei der Übertragung der Einzelzellen-Meßergebnisse auf die Reaktoranlage muß die Unschärfe der Ausgangsdaten und der Übertragungsmodelle Berücksichtigung finden. Man hat so vorzugehen, daß das Ergebnis auf der sicheren Seite zu liegen kommt, bevorzugt also überhöhte Belastungen liefert.

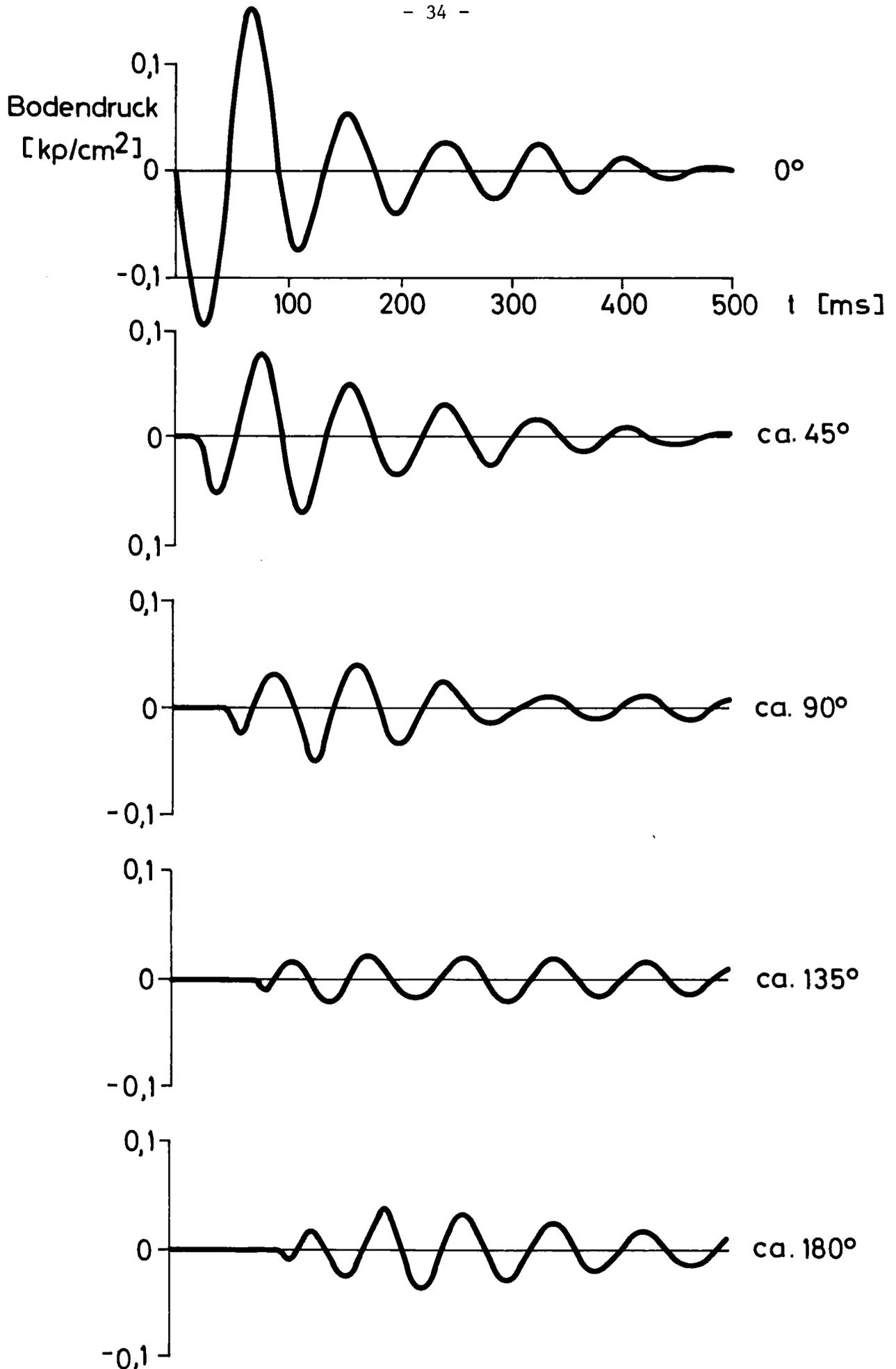


Abb. 9: WELLA-Druckverläufe für 5 azimutale Positionen für das KKP 1 beim Einzelblasenkollaps nach Gl. 59 mit $VAK = 1,2 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$ und $t_K = 70 \text{ ms}$

Um dies sicherzustellen, müssen im Rahmen des als möglich zu Erachtenden alle Belastungsarten untersucht werden. Hier sind es die mehr oder weniger vollständige Synchronisation und die Ereignisstärke-Statistik an den Einzelrohren, die zu untersuchen sind. Im Grenzfall wird von den Erkenntnissen aus den KONDAS-Rechnungen [2] nur noch insoweit Gebrauch gemacht, daß für die Reaktoranlage ein resonanzartiges Aufschaukeln des Kondensationsprozesses in bisher weder in Versuchen noch in der Rechnung auch nur andeutungsweise gefundene ungünstige Zustände hinein ausgeschlossen wird. Es kommen somit für die Überlagerung an den 62 Kondensationsrohren des KKP 1 folgende Überlagerungsfälle in Betracht:

- Die vollständige Synchronisation mit gleichstarken Ereignissen an allen Kondensationsrohren (zur Anpassung von WELLA an die GKM-Einzelzellenmeßergebnisse).
- Die Synchronisation mit statistischer Gleichverteilung innerhalb vorgegebener Zeitfenster und mit gleichstarken Ereignissen an allen Kondensationsrohren.
- Die Synchronisation mit statistischer Gleichverteilung innerhalb vorgegebener Zeitfenster und mit einer Maximallaststatistik aus ausgewählten Versuchsläufen mit besonders hohen Druckamplituden.
- Die vollständige Synchronisation mit der durchschnittlichen anlagenspezifischen Belastungsstatistik aus den Versuchen.
- Die Synchronisation mit statistischer Gleichverteilung innerhalb vorgegebener Zeitfenster mit der durchschnittlichen anlagenspezifischen Belastungsstatistik aus den Versuchen.

Der letzte Fall stellt nach dem derzeitigen Wissensstand die beste Annäherung an die real in der Anlage zu erwartenden Verhältnisse dar und dient deshalb als Maßstab zur Beurteilung der Konservativität der übrigen Lastfälle. Die erwähnten Laststatistiken werden aus den Ergebnissen der KWU-Versuche im Großkraftwerk Mannheim [1] abgeleitet.

Bei allen statistischen Überlagerungsfällen erfolgt die Auswertung in WELLA durch Zuordnung der in jedem Überlagerungsfall erreichten maximalen und minimalen Druckamplituden zu gestaffelten Druckinkrementen (Probensammlung), so daß durch das Auszählen, abhängig von der Anzahl der Überlagerungsfälle, eine mehr oder weniger gut abgesicherte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

(pdf = probability density function) der positiven und negativen Druckamplituden entsteht. Hierbei gelten folgende Beziehungen:

W sei die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Druckamplitude p nicht überschritten wird. Dann gilt für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$w = \frac{dW}{dp} . \quad (60)$$

Fällt in einem Sammelintervall Δp die Anzahl ΔN aus N Ereignissen an, dann gilt angenähert nach Gl. 60

$$w \approx \frac{\Delta N}{N \cdot \Delta p} . \quad (61)$$

Eine so nach WELLA-Ergebnissen gebildete pdf ist in der Abb. 10 in halblogarithmischer Darstellung für den oben genannten letzten Fall der besten Annäherung an die Anlagenverhältnisse gezeigt.

Zur Beurteilung der für die Reaktoranlage wesentlichen seltenen Belastungen hoher Amplituden muß zu hohen Wahrscheinlichkeiten $W \rightarrow 1$ extrapoliert werden. Hierbei kann in konservativer Weise für w eine einfache Exponentialverteilung (in Abb. 10 also durch lineare Extrapolation) zugrunde gelegt und entsprechend Gl. 60 integriert werden.

Bei der unbegrenzten Extrapolation nach einer Exponentialverteilung bleibt unbeachtet, daß in Wirklichkeit die Druckamplituden der niederfrequenten Druckstörungen nicht unbegrenzt anwachsen können. Es müßte dazu möglich sein, zunächst innerhalb einer z.B. wegen des Blasenauftriebes unabdingbar begrenzten Zeit sehr große Dampfblasen zu bilden (wobei die Kondensationsraten sehr klein sein müßten), um dann plötzlich den Blasenkollaps mit sehr hohen Kondensationsraten herbeizuführen. Notwendigerweise wird schließlich der Kollaps solcher großen Blasen in bezug auf die Dynamik des Systems (Eigenschwingungsformen im Wasserpool) zu langsam erfolgen. Dann kann sich nur noch ein Teil des gesamten erzeugten Druckimpulses in Form einer Druckwelle auswirken. Neben diesen Überlegungen sprechen aber auch die Beobachtungen über die in den Experimenten [1] erhaltenen Amplitudenverteilungen gegen das Auftreten unbegrenzter Druckamplituden. Daraus ist zu schließen, daß im vorliegenden Falle die gewählte Extrapolation mit Sicherheit konservativ ist.

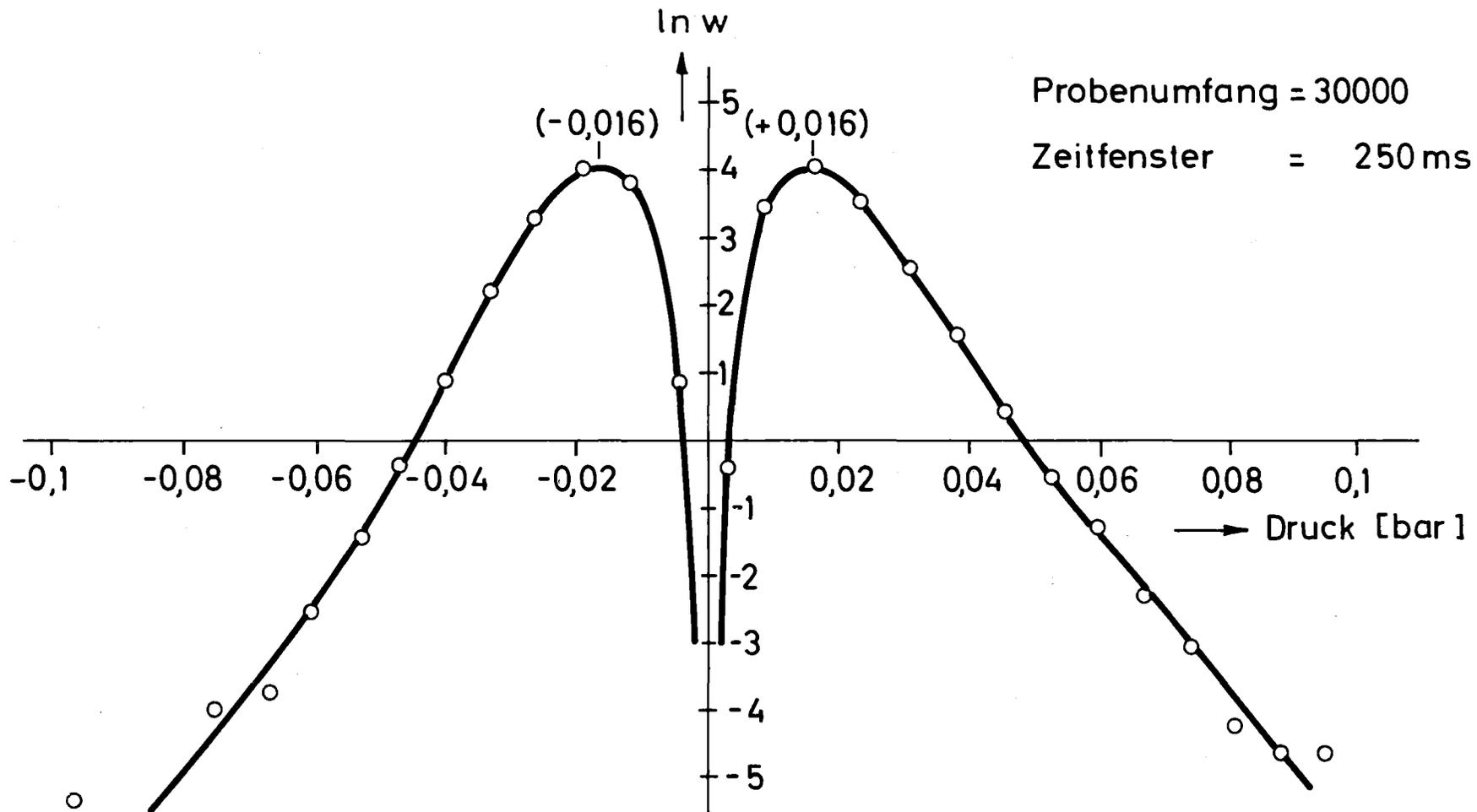


Abb. 10: pdf aus WELLA-Überlagerungsrechnungen; realistischer Fall mit einer durchschnittlichen Ereignisstärke-Verteilung aus Einzelzellenmessungen der KWU (GKM-Versuche [1]) und mit einem Synchronisationszeitfenster von 250 ms (nach KONDAS-Rechnung [2])

Aus der Abb. 10 ist zu entnehmen, daß im realistisch zu erwartenden Belastungsfall die lokal aus den niederfrequenten Anteilen der Druckereignisse zu erwartende wahrscheinlichste Belastung der DAS-Wandungen unterhalb von 0,02 bar zu liegen kommt. Aber auch die ungünstigsten der genannten Belastungsfälle führen zu Belastungen unterhalb von 0,5 bar in jedem der betrachteten 62 Umfangsnodes und unter Berücksichtigung von mehr als 1000 Kühlmittelverluststörfällen in derselben Reaktoranlage. Auch diese äußerst selten auftretenden Belastungen liegen noch deutlich innerhalb der Lastspezifikationen der KWU etwa für das Kernkraftwerk KKP 1.

6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Die theoretische Untersuchung des Blasenkollapses unter idealisierten Verhältnissen im unendlich ausgedehnten Fluid liefert einige grundsätzliche Aussagen über die in der Umgebung der Blase erzeugten Druckänderungen. Insbesondere zeigt sich, daß der Mittelwert der in der weiteren Blasenumgebung erzeugten Druckschwankungen Null ist. Außerdem lassen sich wesentliche Eigenschaften der in den Kondensationsversuchen der KWU (vgl. [17]) gefundenen Druckverläufe beim Blasenkollaps durch einen einfachen empirischen Potenzreihenansatz für den Verlauf des Blasenradius beim Kollaps erklären. Mit Hilfe der gewonnenen Beziehungen lassen sich in erster Näherung aus experimentellen Daten Aussagen über die Größe kollabierender Dampfblasen gewinnen. Schließlich wird anhand einer einfachen Modellüberlegung der begrenzende Einfluß der Kompressibilität des Wassers auf die maximal möglichen Druckimpulse sehr kurzzeitig anstehender Druckereignisse behandelt.

Beim Kühlmittelverluststörfall in der Reaktoranlage wird bei den Siedewasserreaktoren der KWU der in das Containment freigesetzte Dampf über Kondensationsrohre in eine Wasservorlage überführt (Druckabbausystem). Die von der KWU durchgeführten Kondensationsversuche (vgl. [17]) haben gezeigt, daß neben den vor allem mit den Eigenschaften des Systems aus Wasser und nachgiebiger Behälterwandung zusammenhängenden niederfrequenten Druckschwingungen im Wasserraum des Druckabbausystems auch sehr kurzzeitige Druckereignisse auftreten können. Mit Hilfe einer Modelluntersuchung eines gekoppelten Systems aus kompressiblem Fluid in Kontakt mit einer die Behälterwandung repräsentierenden Platte wird gezeigt, daß zusammen mit der genannten Begrenzung des Impulses dieser sog. Drucknadeln in der Behälterwandung nur lokale Biegespannungen in beherrschbarer Höhe erzeugt werden. Die Bedeutung der Drucknadeln wird zusätzlich noch durch die Tatsache eingeschränkt, daß sie bei Anwesenheit von Gas- oder Dampfblasen sehr rasch gedämpft werden. Mit

der gleichzeitigen Anwesenheit von vielen Dampfblasen ist im Wasserraum des Druckabbausystems solange zu rechnen, als noch wesentliche Dampfmen- gen durch die Kondensationsrohre übertreten.

Für eine weiträumige Überlagerung der von vielen Kondensationsrohren ausgehenden Druckstörungen im Wasserraum des Druckabbausystems kommen aus den genannten Gründen nur die niederfrequenten Anteile der Druckschwankungen in Betracht. Diese Überlagerung wird mit Hilfe eines einfachen Modells für die Druckwellenausbreitung im Druckabbausystem untersucht. Hierbei konnte auch auf die Ergebnisse aus der theoretischen Beschreibung der Kondensation im Mehrrohrverband [2] zurückgegriffen werden. Auf diese Weise konnte gezeigt werden, daß auch die realistisch im Wasserraum des Druckabbausystems zu erwartenden Amplituden der niederfrequenten Druckschwankungen sehr niedrig liegen.

Abschließend ist festzustellen, daß heute die wesentlichen Ursachen für das Auftreten von Druckschwankungen bei der Kondensation im SWR-Druckabbausystem erkannt und theoretisch erklärbar sind, so daß eine Übertragung der in verschiedenen Versuchsständen gewonnenen Ergebnisse auf die Reaktoranlage möglich ist. Die sich ergebenden niedrigen Belastungswerte für die Wandungen des Druckabbausystems lassen eine Gefährdung der Integrität des Containments und des Druckabbausystems beim Kühlmittelverluststörfall nicht erkennen.

Schrifttum

- [1] R.A. Müller, G. Class, E. Frenkel, U. Simon:
Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Belastung des
SWR-Druckabbausystems.
Vortrag Nr. 227, DATF-KTG-Reaktortagung, Mannheim, 29.3-1.4.1977
- [2] G.Class:
Theoretische Untersuchung der Druckpulsentstehung bei der Dampf-
kondensation im Druckabbausystem von Siedewasserreaktoren - Re-
chenprogramm KONDAS -
KFK 2487, Oktober 1977
- [3] H.Schnauder, M.Cramer:
Kondensationsversuche in der KWU-Großbehälteranlage in Karlstein.
KFK-Ext. 8/76-1, Februar 1977
- [4] L.Prandtl, K.Oswatitsch, K.Wieghardt:
Strömungslehre.
Verlag Vieweg, Braunschweig 1969
- [5] G.Class, J.Kadlec:
Survey of the Behavior of BWR Pressure Suppression Systems
during the Condensation Phase of LOCA
ANS International Conference, Washington D.C., 15.-19.Nov. 1976
- [6] S.Schwaigerer:
Rohrleitungen
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1967
- [7] Hütte, Bd. 1, 28. Auflage
Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin 1955
- [8] Dubbel's Taschenbuch für den Maschinenbau.
Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955
- [9] R.Zurmühl:
Praktische Mathematik, 2. Auflage
Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957

[10] B.Göller:

Dynamisches Verhalten der Außenwand der Brunsbüttel-Kondensationskammer (1977) - unveröffentlicht

[11] K.D.Appelt et al.:

Untersuchung der Druckpulsationen im Druckabbausystem und der dynamischen Reaktion des Sicherheitsbehälters im Rahmen der Entlastungsventilversuche im Kernkraftwerk Brunsbüttel.

KFK-Ext. 8/75-5, Jan. 1976