

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Juli 1971

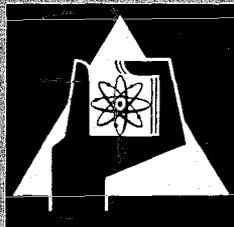
KFK 1451

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Institut für Angewandte Kernphysik

Behälterauslegung für das Deuteriumsystem der Kalten Neutronenquelle
im Hochflußreaktor in Grenoble unter Berücksichtigung der
Explosion eines stöchiometrischen Deuterium-Luftgemisches

H. D. Harig, H. Reutler



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1971

KFK 1451

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Institut für Angewandte Kernphysik

Behälterauslegung für das Deuteriumsystem der Kalten
Neutronenquelle im Hochflußreaktor in Grenoble unter
Berücksichtigung der Explosion eines stöchiometrischen
Deuterium-Luftgemisches

H.D. Harig und H. Reutler

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



Behälterauslegung für das Deuteriumsystem der Kalten Neutronenquelle im Hochflußreaktor in Grenoble unter Berücksichtigung der Explosion eines stöchiometrischen Deuterium-Luftgemisches

Z u s a m m e n f a s s u n g

Für ein Behältersystem wird als größter Unfall die Detonation eines stöchiometrischen Deuterium-Luftgemisches bei Atmosphärendruck angenommen.

Wir untersuchen rechnerisch mit Hilfe zweier verschiedener Methoden, welche Wirkung eine solche Explosion auf je einen Behälter aus Zircaloy und aus rostfreiem Stahl dieses Systems hat. Dabei bedienen wir uns einmal einer empirisch bei Explosionsversuchen mit TNT gewonnenen Formel und berechnen zum anderen die Wandbewegungen der Behälter bei vorgegebenen Druckspitzen und Detonationsdruckverläufen. Weiterhin werden die erreichbaren Druckhöhen der reflektierten Schockwellen und die Wirkung der Schockwellen bei Fortpflanzung auf benachbarte Medien abgeschätzt.

Das Ergebnis zeigt, daß ein auf einfachen Detonationsdruck ausgelegter Behälter bei einer Detonation nicht zerstört werden muß, obwohl die Druckspitzen der reflektierten Schockwellen um ein Vielfaches höher als der Auslegungsdruck sind.

The Container Design for The Deuterium System of The Cold Neutron Source in The High Flux Reactor at Grenoble when Taking in Account The Explosion of a Stochiometric Deuterium-Air Mixture

S u m m a r y

The detonation of a stochiometric deuterium-air mixture at atmospheric pressure has been supposed as the maximum accident in the container system. We calculate with two different methods the consequences of such an explosion for two containers belonging to this system, one of zircaloy and the other of stainless steel.

At first we use an emperically established formula from explosion experiments with TNT. Secondly we calculate the movement of the container wall, based on given peaks and developments of detonation pressures. Furthermore we estimate the possible pressure peaks of the reflected shock waves and their effect on surrounding materials. The result shows that a container being designed for the simple detonation pressure must not burst, even if the pressure of the reflected shock waves is several times higher than the design pressure.

Behälterauslegung für das Deuteriumsystem der Kalten Neutronenquelle im Hochflußreaktor in Grenoble unter Berücksichtigung der Explosion eines stöchiometrischen Deuterium-Luftgemisches

H.-D. Harig

H. Reutler

1. Einleitung

Das Deuteriumsystem der Kalten Neutronenquelle im Hochflußreaktor in Grenoble kann simplifiziert als geschlossener Behälter bezeichnet werden, an dessen unterem Ende die Moderatorzelle innerhalb eines Zircaloy-Vakuumbehälters im D_2O -Reflektor sitzt und dessen oberer Teil aus einem 18 m^3 Pufferbehälter besteht. Zwischen beiden Enden befindet sich eine etwa 20 m lange Rohrleitung. Das ganze System ist durch konsequent doppelte Umwandlung mit Inertgas gefüllten und überwachten Zwischenräumen so ausgelegt, daß nach menschlichem Ermessen ungewollter Lufteintritt in das System ausgeschlossen werden kann /1/. Wir haben dennoch als glaubhaften Unfall folgende Vorgänge in unsere Auslegungsbetrachtung einbezogen: Das doppelwandige System wird durch äußere Einflüsse irgendwo aufgebrochen, das ursprünglich unter 3 bar darin enthaltene Deuterium strömt bis auf Umgebungsdruck aus, Luft diffundiert ein, und wenn ein stöchiometrisches Gemisch erreicht ist, explodiert dieses Gemisch unter Erzeugung einer Detonation.

Für die Auslegung des Deuteriumsystems wird gefordert, daß bei einer solchen Detonation die Behälter nicht zerbersten, um einerseits den D_2O -Reflektor dicht zu halten und andererseits Schaden durch herumfliegende Berstteile zu vermeiden. Das ganze System ist deshalb auf einen inneren Betriebsdruck von 18 bar ausgelegt worden. (Die Dimension des Zircaloybehälters entsprechen allerdings einem noch etwas höheren Druck, da hier Auslegungskriterium ein Außendruck von 10 bar war).

Dies ist der unreflektierte Detonationsdruck eines stöchiometrischen Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisches bei ursprünglich 1 bar /2/. Pigford /3/ empfiehlt, Behälter, in denen solche Explosionen zu befürchten sind, auf diesen Betriebsdruck (mit allen üblichen Sicherheitsfaktoren) auszulegen.

Im folgenden prüfen wir rechnerisch nach zwei unabhängigen Methoden, wie sich der Zircaloy-Vakuumbehälter und der Pufferbehälter aus rostfreiem Stahl bei einer Detonation verhalten. Eine genaue Beschreibung der Behälter befindet sich im Sicherheitsbericht /1/ und die für die Rechnung wichtigen Dimensionen und Materialwerte sind in Tabelle I zusammengefaßt.

2. TNT-Äquivalenz zur Berechnung der Explosionswirkung

Aufgrund ausgedehnter experimenteller Untersuchungen haben W. R. Wise und I. F. Proctor /4/ eine Formel aufgestellt, mit der die für ein gegebenes zylindrisches Gefäß zulässige TNT-Explosion berechnet werden kann:

$$W_R = 2 \cdot \left[\frac{0,1563 \Sigma_u \cdot W^{0,85} \cdot (3,41 + 0,117 R_i / h_o) \cdot (R_e^2 - R_i^2)^{1,85}}{10^5 (2\sigma_y + \sigma_u + \sigma_u \cdot \Sigma_u)^{-1} \cdot (1,47 + 0,0373 R_i / h_o)^{0,15} \cdot R_i^{0,15}} \right]^{0,811} \quad (1)$$

Darin bedeuten:

- W_R Menge TNT oder Pentolit in lb
 W spezifisches Gewicht des Behältermaterials in lb/ft³
 R_i innerer Behälterradius in ft
 R_e äußerer Behälterradius in ft
 h_o Wandstärke des Behälters vor der Explosion in ft
 Σ_u Bruchdehnung des Behältermaterials in ft/ft
 σ_y Spannung an der Elastizitätsgrenze ($\sigma_{0,2}$) des Behältermaterials in psi
 σ_u Bruchspannung des Behältermaterials

Die tatsächliche Dehnung des Behälters über den Umfang in der Mittelebene des Zylinders ist $\Sigma = \frac{1}{6}\Sigma_u$, wenn die Ladung W_R darin explodiert. Es ist vorausgesetzt, daß die Ladung kugelförmig ist und der Behälter mit Gas bei Umgebungsdruck und Umgebungstemperatur gefüllt ist.

Wir führen für unsere Rechnung als zusätzliche Größe ein:

E_{TNT}	Energie der Ladung W_R in MJ
$E_{\text{D}_2\text{-Luft}}$	freigesetzte chemische Energie bei totaler Explosion des stöchiometrischen D_2 -Luftgemisches im Behälter in MJ
Σ_u^*	Bruchdehnung, die der Behälterwerkstoff haben müßte, wenn eine TNT-Ladung entsprechend der Energie des D_2 -Luftgemisches explodieren würde
Σ^*	tatsächliche Dehnung bei der Explosion des D_2 -Luftgemisches
	$\Sigma^* = \frac{1}{6}\Sigma_u^*$

Die Tabelle I enthält die Ausgangswerte und als Ergebnis einmal die Menge TNT, die unter genannten Bedingungen in den gegebenen Behältern explodieren könnte, und zum anderen die effektive maximale Umfangsdehnung nach Freisetzung unter TNT-ähnlichen Explosionsbedingungen der Reaktionsenergie des stöchiometrischen D_2 -Luftgemisches.

Die Dehnungs- und Spannungswerte für bestrahltes Zircaloy sind nach W. K. Anderson et al. /5/ gewählt worden. Für den rostfreien Stahl der Güte 304 sind sie in Anlehnung an Referenz /4/ konservativ in die Rechnung eingesetzt worden.

Die Explosionsenergie $E_{\text{D}_2\text{-Luft}}$ entspricht einer Mischung aus 16 Nl D_2 +39 Nl Luft im Zircaloybehälter und 5.000 Nl D_2 +13.000 Nl Luft im Pufferbehälter.

Tabelle I: Ausgangswerte und Ergebnisse

	Zircaloy-Behälter		Stahlbehälter (Güte 304)	
R_i	20 cm	0,66 ft	120 cm	3,96 ft
h_o	0,6 cm	0,0197 ft	1,6 cm	0,0525 ft
W	6,5 g/cm ³	406 lb/ft ³	8 g/cm ³	500 lb/ft ³
σ_y	26,6 kg/mm ²	38.400 psi	30 kg/mm ²	43.000 psi
σ_y (bestrahlt)	54 kg/mm ²	78.900 psi		
σ_u	35 kg/mm ²	51.000 psi	57,5 kg/mm ²	83.000 psi
σ_u (bestrahlt)	56,5 kg/mm ²	81.500 psi		
Σ_u		10 %		30 %
W_R	0,052 kg	0,114 lb	14 kg	31 lb
E_{TNT}		0,226 MJ		61,5 MJ
$E_{D_2\text{-Luft}}$		0,170 MJ		53 MJ
Σ^*		1,2 %		4,2 %

Aus den errechneten Dehnungswerten kann bereits geschlossen werden, daß bei der Explosion des Deuterium-Luft-Gemisches beide Behälter nicht bersten werden. Hinzu kommt, daß für den Zircaloy-Behälter die dämpfende Wirkung des Schwerwassers, in das er getaucht ist, nicht in der Gleichung (1) berücksichtigt wurde, und daß erfahrungsgemäß bei gleicher theoretisch verfügbarer Energie mit dem Gasgemisch nicht die gleiche zerstörende Wirkung zu erzielen ist wie mit einer TNT-Explosion: siehe z. B. Hütte I /6/, D. G. Pearce et.al. /7/ oder M. G. Zabetakis /8/.

3. Berechnung der Explosionswirkung unter Betrachtung der erzeugten Druckspitze

3.1 Berechnung der Dehnung als Funktion der Druckspitze

Wenn der Druck der Schockwelle, die durch die Detonation erzeugt wird, als Zeitfunktion bekannt ist, kann die Wirkung der Schockwelle auf die Wand des Gefäßes, in dem die Detonation stattfindet, berechnet werden. Wir werden für beide Gefäße die Dehnung berechnen, die sie durch Wirkung des Druckes $P(t)$ auf die Wand erleiden.

Dazu werden folgende Größen benutzt:

$P(t)$ der zeitabhängige Explosionsdruck im Gefäß

P_m Spitze des Explosionsdruckes

R_0 Gefäßradius vor der Explosion

R Gefäßradius zur Zeit t nach der Explosion

h Wandstärke

ϵ Dehnung, $= \frac{R - R_0}{R_0} = \frac{U}{R_0}$

ρ Dichte des Wandmaterials

σ Spannung in der Wand

ω Eigenfrequenz des Gefäßes

ν Poissonsche Zahl

Der auf die Wand wirkende Explosionsdruck klingt ab mit der Funktion $P(t) = P_m \cdot e^{-\alpha t}$.

Für die Zeitkonstante haben wir gewählt:

$$\alpha = 0,455 \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1}$$

Dieser Wert wird von M. A. Greenfield /9/ für Druckspitzen zwischen 60 und 270 bar benutzt und ist für H_2-O_2 -Explosionen dort experimentell bestätigt worden. Größenordnungsgemäß findet man diesen Wert auch bei E. H. Karb /10/ in seinen Messungen für Druckspitzen unter 50 bar. Für höhere Drücke ist die Zeitkonstante dort noch höher, d. h. der Explosionsdruck würde eine kürzere Zeit, als in folgender Rechnung angenommen, auf die Wand wirken.

Die Wirkung des dynamischen Druckes auf die Wand gilt als beendet, wenn $P(t)$ bis auf den statischen Druck im Behälter abgeklungen ist. Dieser sei gleich dem Deflagrationsdruck des stöchiometrischen Gemisches, d. h. der Druck, der erreicht würde, wenn das gleiche Gemisch ohne Bildung einer Schockwelle vollständig verbrennt. Er läßt sich nach dem idealen Gasgesetz theoretisch errechnen; wir nehmen den experimentellen Wert nach M. G. Zabetakis /8/, der rund 8 bar beträgt. Die Zeit, in der dieser Wert erreicht würde, sei t_f .

Unter der hypothetischen Annahme, daß die Schockwelle vom Gefäßmittelpunkt ausgeht und sich kugelförmig ausbreitet, kann die radiale Bewegung einer Flächeneinheit der Gefäßwand folgendermaßen beschrieben werden:

$$\rho \cdot h \cdot \frac{d^2 R}{dt^2} = P(t) - \frac{h \cdot \sigma}{R} \quad (2)$$

Diese Gleichung berücksichtigt wiederum nicht das Wasser, in dem sich der Zircaloy-Behälter befindet, seine verzögernde Wirkung müßte dem Ausdruck $\frac{h \cdot \sigma}{R}$ zugerechnet werden.

Die Bewegung der Wand kann in drei Phasen unterteilt werden:

1. elastische Phase: der Ausdruck $\frac{h \cdot \sigma}{R}$ wächst, bis die Elastizitätsgrenze erreicht ist, dann ist $\sigma = \sigma_y$; und die Dauer ist $\propto t < t_y$.

2. plastische Phase: die Wand bewegt sich weiter fort im plastischen Bereich, dabei ist

$$\frac{h \cdot \sigma}{R} = \frac{h \cdot \sigma}{R_0} = \text{konstant}$$

Diese Phase dauert bis zum Verschwinden des dynamischen Drucks

$$t_y < t < t_f$$

3. Verzögerungsphase: Die zur Zeit t_f erreichte kinetische Energie der Wand setzt die Verformung der Wand fort, bis sie zum Stillstand kommt.

$$t_f < t < t_a$$

Diese dritte Phase wird nicht unbedingt erreicht, für den Zircaloybehälter kommt die Wand schon in der zweiten Phase zum Stillstand: $t_a < t_f$.

Bewegungsgleichheit für die drei Phasen:

Im elastischen Bereich gilt $\sigma = \frac{E \cdot \Sigma}{1 - \nu}$

mit $\Sigma = \frac{U}{R_0}$ können wir Gleichung (2) umformen in

$$\ddot{U} + \frac{E}{\rho \cdot R_0^2 (1 - \nu)} \cdot U = \frac{P(t)}{\rho \cdot h}$$

(3)

$\frac{E}{\rho \cdot R_0^2 (1 - \nu)} = \omega^2$ und mit $P(t) = P_m \cdot e^{-\alpha t}$ erhält man

$$\ddot{U} + \omega^2 \cdot U = \frac{P_m}{\rho \cdot h} \cdot e^{-\alpha t} \quad (4)$$

Unter Berücksichtigung der Grenzbedingung

$$\dot{U}(0) = U(0) = 0$$

ist die Lösung dieser Differenzialgleichung

$$U = \frac{P_m}{\rho h (\alpha^2 + \omega^2)} \cdot \left[\frac{\alpha}{\omega} \sin \omega t - \cos \omega t + e^{-\alpha t} \right] \quad (5)$$

Bei Erreichen der Elastizitätsgrenze ist die Dehnung

$$U_y = R_0 \frac{\sigma_y (1 - \nu)}{E}$$

und damit läßt sich aus (5) t_y berechnen, womit wiederum die Wandgeschwindigkeit \dot{U}_y beim Überschreiten der Elastizitätsgrenze aus (6) errechnet werden kann:

$$\dot{U} = \frac{P_m}{\rho h (\alpha^2 + \omega^2)} \left[\alpha \cdot (\cos \omega t - e^{-\alpha t}) + \omega \sin \omega t \right] \quad (6)$$

Im plastischen Bereich wird die Gleichung (2) dadurch vereinfacht, daß der Ausdruck $\frac{\sigma h}{R}$ konstant wird.

$$\ddot{U} = \frac{P_m}{\rho \cdot h} \cdot e^{-\alpha t} - \frac{\sigma_y}{\rho \cdot R_o} \quad (7)$$

Setzt man als Anfangsbuchstaben für diesen Bereich, daß bei $t = 0 \dot{U} = \dot{U}_y$ und $U = U_y$, erhält man für die Geschwindigkeit im plastischen Bereich

$$\dot{U} = \dot{U}_y - \frac{\sigma}{\rho R_o} \cdot t + \frac{P_m}{\alpha \cdot \rho \cdot h} (1 - e^{-\alpha t}) \quad (8)$$

und für die Auslenkung

$$U = U_y - \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma}{\rho \cdot R_o} \cdot t^2 + U_y \cdot t + \frac{P_m}{\alpha \cdot \rho \cdot h} \cdot t + \frac{P_m}{\alpha^2 \cdot \rho \cdot h} \cdot (e^{-\alpha t} - 1) \quad (9)$$

Aus Gleichung (8) findet man mit $\dot{U} = 0$ den Zeitpunkt t_a , zu dem die Wandbewegung aufhört, falls dies in dieser Phase geschieht. Wegen der gemachten vereinfachten Anfangsbedingungen für diese Phase ($t=0$) ist darauf zu achten, daß $t_a = t + t_y$ ist.

Ist $t_a > t_f$, können durch Einsetzen von t_f in die Gleichungen (8) und (9) die Geschwindigkeit und Dehnung beim Verschwinden des Dynamischen Drucks bestimmt werden, \dot{U} und U_f .

Die endgültige Dehnung der Wand am Ende der dritten Phase ergibt sich aus der Überlegung, daß die am Ende der zweiten Phase erreichte kinetische Energie bis zum Stillstand in Verformungsenergie umgewandelt werden wird:

$$\frac{1}{2} \rho h \dot{U}_f^2 = \frac{h \cdot \sigma_y}{R_o} \cdot (U_a - U_f) \quad (10)$$

$$U_a = U_f + \frac{\rho R_o}{2 \sigma_y} \cdot \dot{U}_f^2 \quad (11)$$

Tabelle II: Ausgangsdaten

	Einheit	Zircaloybehälter	Pufferbehälter
E	$\text{g/cm} \cdot \text{sec}^2$	10^{12}	$2 \cdot 10^{12}$
ρ	g/cm^3	6,5	8
R_o	cm	20	120
σ_y	$\text{g/cm} \cdot \text{sec}^2$	$2,7 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$
h_o	cm	0,6	1,6
ω	sec^{-1}	$2,34 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^4$
α	sec^{-1}	$0,455 \cdot 10^4$	$0,455 \cdot 10^4$

Tabelle III: Rechenergebnisse für den Zircaloybehälter

P_m	t_y	U_y	\dot{U}_y	t_f	t_a	U_a	Σ
bars	sec	cm	cm/sec	sec	sec	cm	%
40	$0,86 \cdot 10^{-4}$	0,038	296	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	0,072	0,36
80	$0,61 \cdot 10^{-4}$	0,038	735	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0,56	2,8
120	$0,5 \cdot 10^{-4}$	0,038	1070	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	1,4	7

Tabelle IV: Rechenergebnisse für den Pufferbehälter

P_m	t_y	U_y	\dot{U}_y	t_f	\dot{U}_f	U_f	U_a	Σ
bars	sec	cm	cm/sec	sec	cm/sec	cm	cm	%
40	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,12	425	$3,5 \cdot 10^{-4}$	392	0,15	0,175	0,145
80	$1,98 \cdot 10^{-4}$	0,12	660	$5 \cdot 10^{-4}$	750	0,33	0,42	0,35
120	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,12	904	$5,9 \cdot 10^{-4}$	1600	0,7	0,95	0,85
200	$1,24 \cdot 10^{-4}$	0,12	1370	$7,1 \cdot 10^{-4}$	4710	1,92	5,5	4,6
500	$0,79 \cdot 10^{-4}$	0,12	2400	$9,1 \cdot 10^{-4}$	8300	4,52	15,7	13

Tabelle II enthält alle Ausgangsdaten für die Rechnung, in den Tabellen III und IV sind die wesentlichen Rechenergebnisse zusammengestellt. Bild 1 zeigt die Geschwindigkeit, die die Zircaloywand in Abhängigkeit von der Zeit t für drei verschiedene Druckspitzen und Bild 2 zeigt für beide Behälter die Dehnung als Funktion der Druckspitze.

3.2 Höhe der Druckspitzen bei der Schockwelle im Behälter

Der nicht reflektierte Detonationsdruck einer stöchiometrischen Wasserstoff-Luft-Mischung ist gemessen worden. Lewis und von Elbe /2/ geben 15,6 atm. als Maximaldruck an für ein Gemisch von einer 1 atm. Ausgangsdruck aus $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{N}_2$. Die im Behälter gemessenen Explosionsdrücke solcher Mischungen sind jedoch wesentlich höher. Das kommt daher, daß die im gasförmigen Medium gebildete Schockwelle an der Behälterwand, einem dichteren Medium, reflektiert wird. Mit rechnerischen Überlegungen kann die Höhe des bei der Reflektion auf die Wand wirkenden Druckes abgeschätzt werden. Wir stützen uns dabei auf die theoretischen Arbeiten über Schockwellen von J. Thouvenin /11/ und Berger und Viard /12/. Die folgenden Überlegungen gelten wiederum für die Explosion im Zentrum des Behälters mit kugelförmiger Ausbreitung der Schockwellen und senkrechtem Auftreffen auf die Behälterwand. Die in der nachstehenden Gleichung benutzten Symbole haben folgende Bedeutung:

- D Geschwindigkeit der Schockwelle (oder auch Schallgeschwindigkeit in Metall, $D = \sqrt{\frac{E'}{\rho}}$)
- E Elastizitätsmodul
- U Teilchengeschwindigkeit hinter der Schockwelle
- ρ Dichte des betrachteten Mediums
- P_0 Ausgangsdruck
- P durch die Schockwelle erzeugter Druck
- γ Verhältnis der spezifischen Wärmen ($\gamma = C_p / C_v$)

Der Zustand einer Schockwelle kann mit der für das betrachtete Medium charakteristischen Stoßpolare im P, U-Diagramm beschrieben werden. Die Stoßpolarengleichung lautet:

$$P = \rho \cdot D \cdot U \quad (12)$$

Für die in Gasexplosionen auftretenden relativ niedrigen Drücke ist die Stoßpolare praktisch eine Gerade. Berger und Viard beschreiben den Zustand der Explosionsprodukte durch die Gleichung:

$$\frac{U}{U_{CJ}} = 1 - \left[\frac{P}{P_{CJ}} - 1 \right] \cdot \left[\frac{2\gamma}{(\gamma+1) \frac{P}{P_{CJ}} + (\gamma-1)} \right]^{1/2} \quad (13)$$

Lewis und von Elbe weisen nach, daß die Explosion immer im Chapman-Jouguet-Punkt stattfindet, der die Koordinaten P_{CJ} und U_{CJ} hat, und wiederum nach Berger und Viard ist

$$U_{CJ} \approx \frac{D}{\gamma+1} \quad (14)$$

Wenn eine sich ausbreitende Schockwelle auf ein zweites Medium trifft, müssen aus Gründen der Kontinuität Druck und Teilchengeschwindigkeit für beide Medien an der Grenzfläche gleich sein. Der Zustand an der Grenzfläche beider Medien wird also durch den Schnittpunkt der Funktionen (12) und (13) beschrieben; das bedeutet für eine Explosion im Behälter, daß dieser Schnittpunkt den Druck im Behälter im Augenblick der Reflektion der Schockwelle auf der Wand angibt.

Bild 3 zeigt den Verlauf von Gleichung (13) für ein Wasserstoff-Luft-Gemisch, wobei zur Bestimmung von U_{CJ} die Schockwellengeschwindigkeit (Detonationsgeschwindigkeit) mit $D = 2.055$ m/sec aus den Messungen von Lewis und von Elbe /2/ für das $2H_2+O_2+3N_2$ Gemisch entnommen wurde. Außerdem zeigt Bild 3 die Stoßpolare

für Zircaloy und Bild 4 zeigt nochmal in anderem Maßstab die für Wasser zusammen mit der Stoßpolaren für Aluminium. Mit den entsprechenden Zahlenwerten lauten die Polarengleichungen:

$$\begin{aligned} P &= 2,6 \quad U \quad \text{für Zircaloy} \\ P &= 3,8 \quad U \quad \text{für Stahl} \\ P &= 1,72 \quad U \quad \text{für Aluminium} \\ P &= 0,155 \quad U \quad \text{für Wasser} \end{aligned}$$

Man erhält P in bar, wenn U in m/sec eingesetzt wird. Nach Bild 3 finden wir also einen reflektierten Druck von 40 bar bzw. einen Faktor 40 gegenüber dem Ausgangsdruck von 1 bar der explosiven Gasmischung. Dieser Wert scheint größenordnungsmäßig realistisch zu sein. Nach Angaben von Greenfield /9/ und Karb /10/ wurde ein solcher Faktor für H_2-O_2 -Explosionen gemessen.

Gehen wir mit diesem Wert zurück zu Bild 2, sehen wir, daß eine solche Druckspitze 0,36 % Dehnung im Zircaloybehälter und 0,145 % Dehnung im Pufferbehälter verursachen würde. Damit wird auch die Aussage bekräftigt, daß die Rechnung über ein TNT-Äquivalent nach Gleichung (1) pessimistisch ist, dort waren 1,2 und 4,2 % Dehnung errechnet worden.

3.3 Ins Reflektorwasser übertragener Druck

Die Detonation gibt der Behälterwand eine hohe Geschwindigkeit, wodurch das sie umgebende Wasser komprimiert wird. Die dadurch ins Wasser übertragene Schockwelle erhöht den Druck um den Wert

$$P = \rho \cdot U_p \cdot D$$

(14)

ρ ist hier die Dichte des Wassers, U_p die Wandgeschwindigkeit und D die Schallgeschwindigkeit im Wasser ($D = 1550$ m/sec). Dieser Druck stellt sich im U,P-Diagramm als ein Punkt auf der Stoßpolaren des Wassers dar.

Thouvenin /11/ weist nach, daß die reflektierte Schockwelle durch eine Kurve beschrieben werden kann, die ihren Ursprung in dem Punkt nimmt, der die einfallende Schockwelle charakterisiert und symmetrisch zur Stoßpolaren des Mediums verläuft, auf die sie trifft. Mit diesem Erkenntnis können wir in Bild 4 auf graphischem Wege den Druck ermitteln, den die ins Reflektorwasser induzierte Schockwelle auf andere Reflektoreinbauten (in unserem Falle sind es Aluminiumteile) ausübt.

Wir stellen die folgende Überlegung für die nach der vorausgegangenen Rechnung realistische Druckspitze $P_m = 40$ bar an und nennen in Klammern den entsprechenden Wert für die extreme Annahme $P_m = 120$ bar. Beide sind in Bild 4 gezeichnet. Die Geschwindigkeit der Zircaloywand ist in Bild 1 gegeben. Wir nehmen für eine pessimistische Betrachtungsweise an, daß der Maximalwert von 3,7 m/sec (15 m/sec) während der ganzen positiven Bewegungsphase von 10^{-4} sec ($3,5 \cdot 10^{-4}$ sec) vorhanden sei. Auf der Stoßpolaren für Wasser finden wir den zu dieser Geschwindigkeit gehörenden Druck von 0,5 bar (2,3 bar). Die von diesem Punkt ausgehende, zur Stoßpolaren symmetrische Kurve trifft die Stoßpolare für Aluminium bei einem Druck von 1 bar (4,3 bar). Mit einem Druckstoß dieser Höhe würde eine massive Aluminiumwand im Wasser belastet, wenn sie sich mindestens 7,8 cm (28 cm) von der Zircaloywand entfernt befindet. Bei geringerem Abstand erreicht die am Aluminium reflektierte und mit $D = 1055$ m/sec sich fortbewegende Schockwelle die Zircaloywand nochmal während der positiven Bewegungsphase. In diesem Falle sind für jede während dieser Phase mögliche Reflektion 0,2 bar (0,7 bar) hinzuzurechnen (gestrichelte Kurve).

Die hier gefundenen, für einen Unfall bereits tragbaren Werte müssen als pessimistische Maximalwerte angesehen werden; denn folgende Gesichtspunkte vermindern den tatsächlichen Effekt:

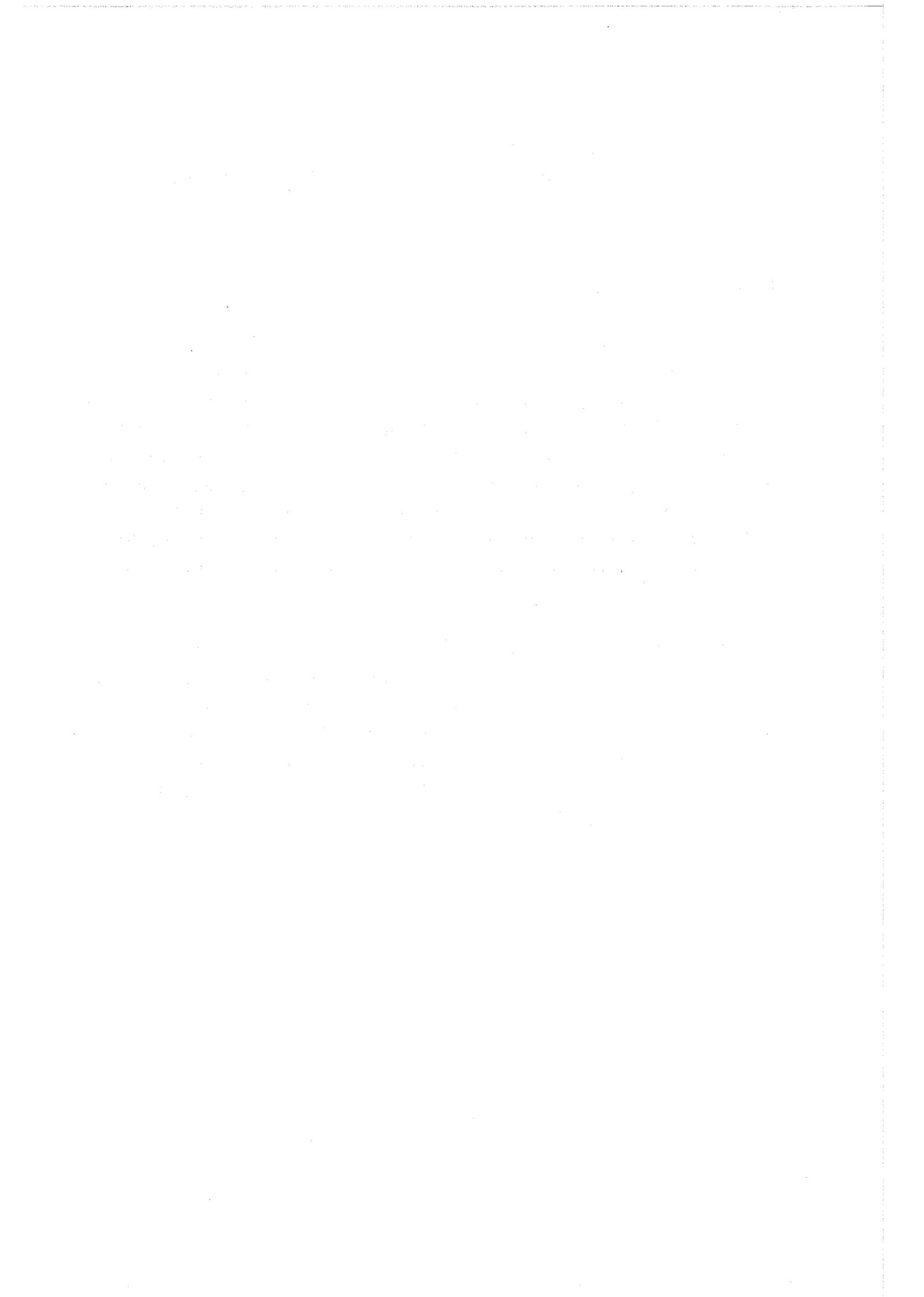
- mit Maximalgeschwindigkeit bewegt sich die Wand nur während eines Bruckteils der angenommenen Zeit;
- die Stoßpolare für Aluminium gilt für massives homogenes Material; ein Rohr oder ein Stab sind weicher und hätten eine flachere Stoßpolare;

- die angestellten Reflektionsbetrachtungen setzen ebene Geometrie voraus, bei gegebener Zylindergeometrie fällt der Druck der Schockwelle bereits mit etwa $\frac{1}{R}$.

4. Schlußfolgerung

Kommt es zum hypothetischen größten anzunehmenden Unfall im Deuteriumsystem der Kalten Neutronenquelle, so kann ausgeschlossen werden, daß das auf den unreflektierten Detonationsdruck der Gasgemisch-Explosion ausgelegte äußere Containment zu Bruch geht. Man muß allerdings davon ausgehen, daß der Behälter, in dem die Detonation stattgefunden hat, über die zulässige Dehnung hinaus beansprucht worden ist und damit auf jeden Fall ausgewechselt werden muß. Die Auswirkungen einer Explosion im Zircaloybehälter bleiben für die Reflektoreinbauten unkritisch.

Zur Simulation einer befürchteten Gasexplosion ist eine energieäquivalente TNT-Explosion geeignet. Sie ergibt pessimistische und damit für die Auslegung des explosionsgefährdeten Behälters sichere Werte. Die von Wise und Proctor /4/ aufgrund von Experimenten mit TNT-Explosionen aufgestellte Formel kann deshalb Grundlage für die explosions sichere Auslegung von Wasserstoffbehältern sein.



Literaturliste

- /1/ J.M. ASTRUC, H.D. HARIG, G. SAUVIGNE, J. VERDIER
Source froide du réacteur à haut flux. Projet de
réalisation et rapport de sureté.
Hochflußreaktor-Projekt AL 91 PCBT 69/1186
- /2/ B. LEWIS and G. von ELBE
Combustion, Flames and Explosions of Gases
Second Edition, Academic Press, 1961
- /3/ T.H. PIGFORD
Explosion and Detonation Properties of mixtures of
Hydrogen Oxygen and Water Vapors
ORNL-1822, 1952
- /4/ W.R. WISE jr. and J.F. PROCTOR
Explosion Containment Laws for Nuclear Reactor
Vessels, NOLTR 63-140, 1965
- /5/ W.K. ANDERSON, C.J. BECK, A.R. KEPHART and J.S. THEILACKER
Reactor Structural Materials. Engineering Properties as
Affected by Nuclear Reactor Service.
ASTM Special Technical Publication N° 314
- /6/ HÜTTE I, 28. Auflage, Berlin 1955
- /7/ D.P. PEARCE, D.L. WARD, P. HAYES, I. IVERSON
Liquid-Hydrogen Explosions in Containment Vessels
AERE-R 4584
- /8/ M.G. ZABETAKIS
Safety with Cryogenic Fluids
Heywood Books, London 1967
- /9/ M.A. GREENFIELD
Kinetic Experiments on Water Boilers
A. Core Report Part IV: Containment Aspects of
H₂-O₂-Explosions
UDAEC-Report NAA-SR-5418, 1960

- /10/ E.H. KARB
Versuche über die Reaktion von flüssigem Wasserstoff
mit flüssiger Luft in einem Druckrohr
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 789, 1968
- /11/ J. T. THOUVENIN (Centre de Recherches de Vaujours)
Quelques notions sur les ondes de choc
Rapport non publié
- /12/ BERGER et VIARD
Physique des explosifs solides,
DUNOD 1962

Bild 1

Geschwindigkeit der Zircaloywand nach der Explosion

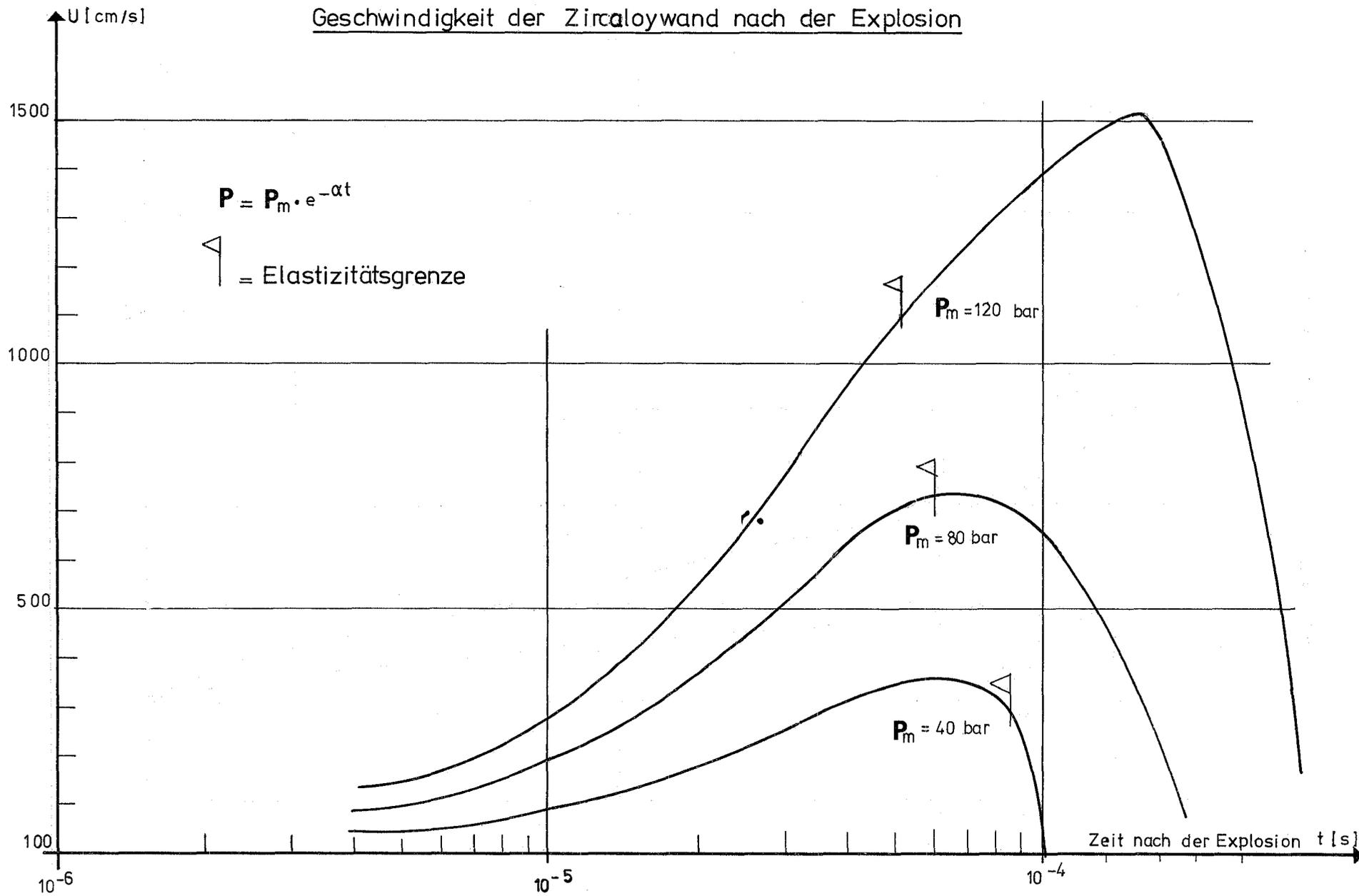


Bild 2

Dehnung in Abhängigkeit vom maximalen Druck

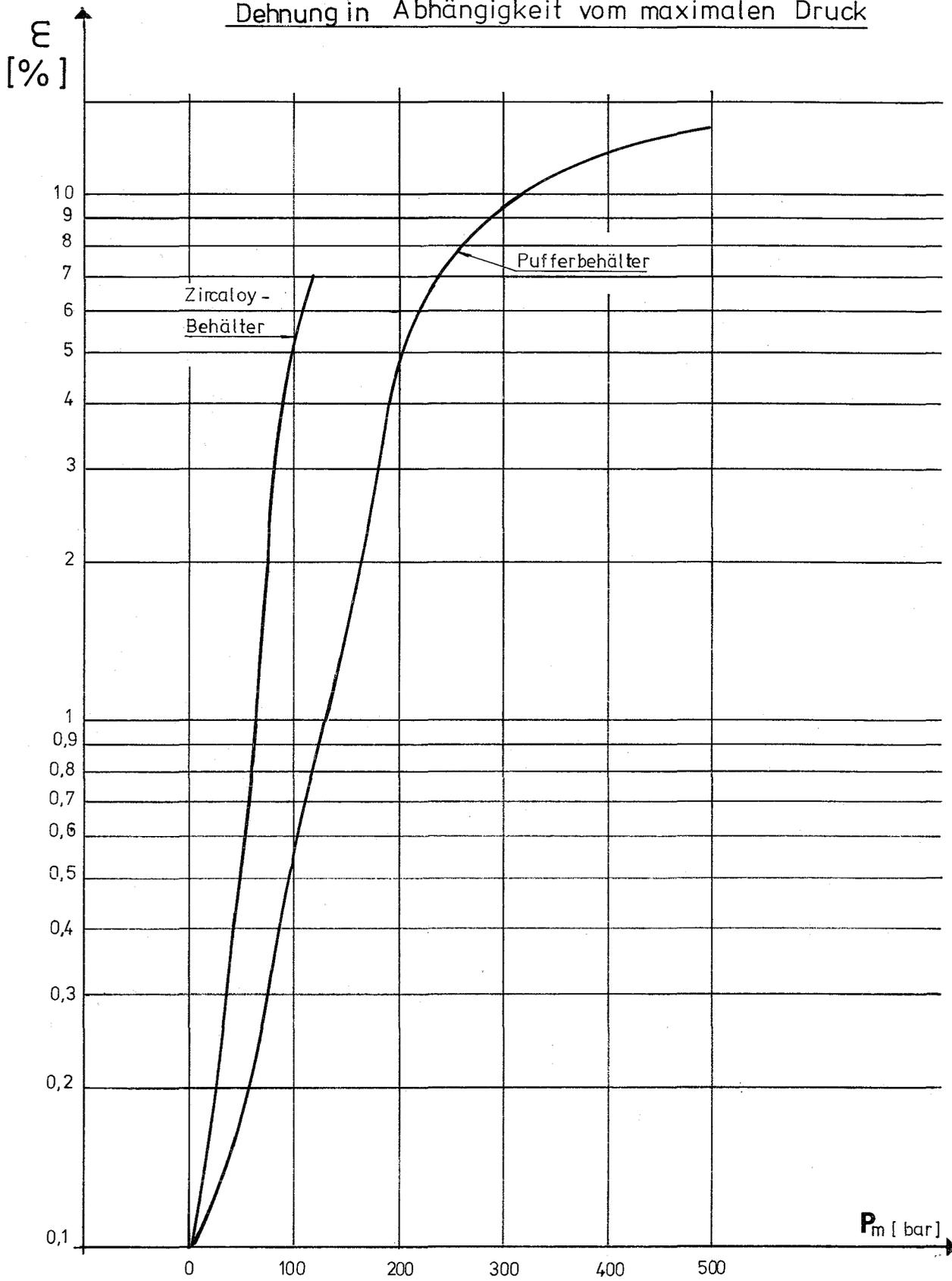


Bild 3

An der Metallwand reflektierter Druck

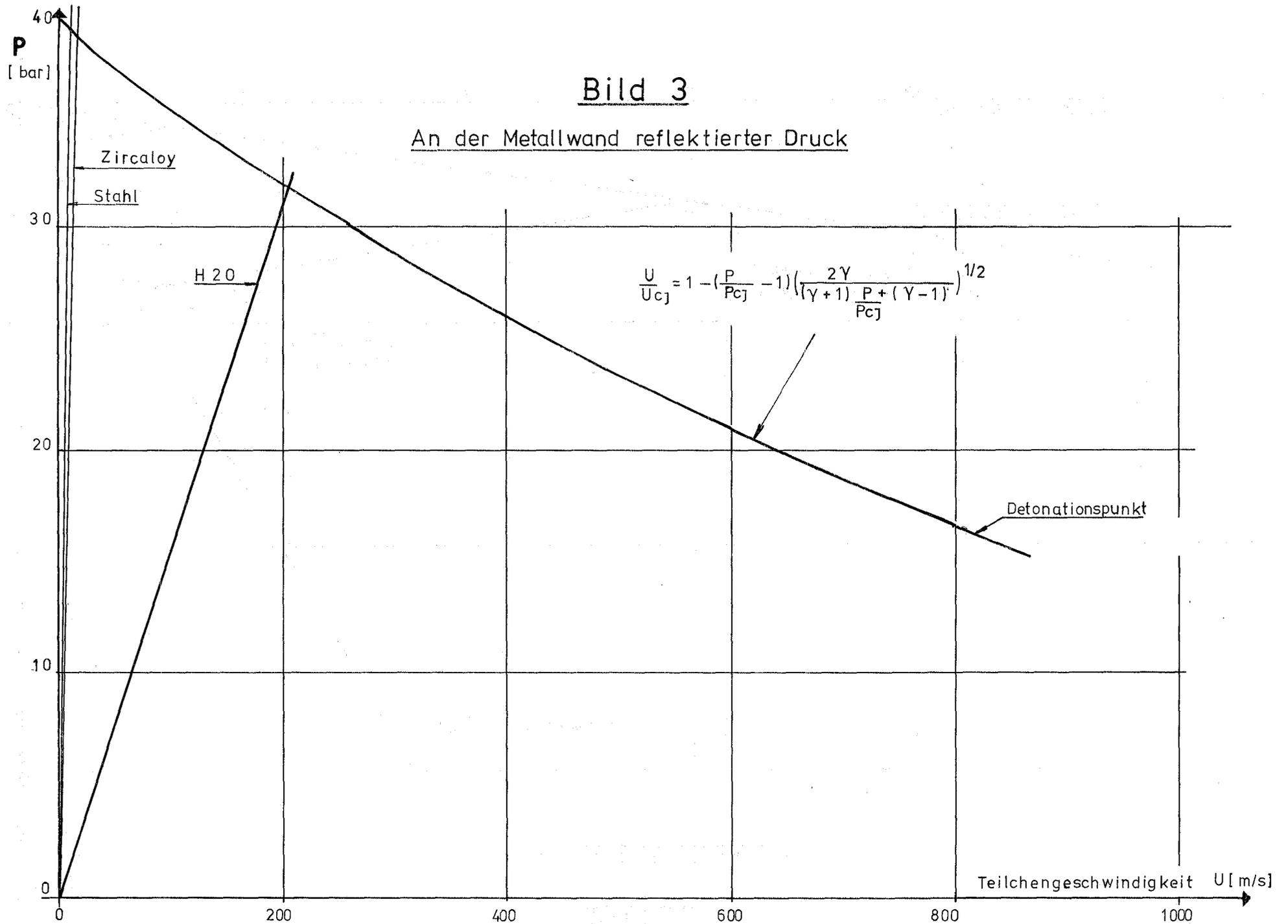


Bild 4

