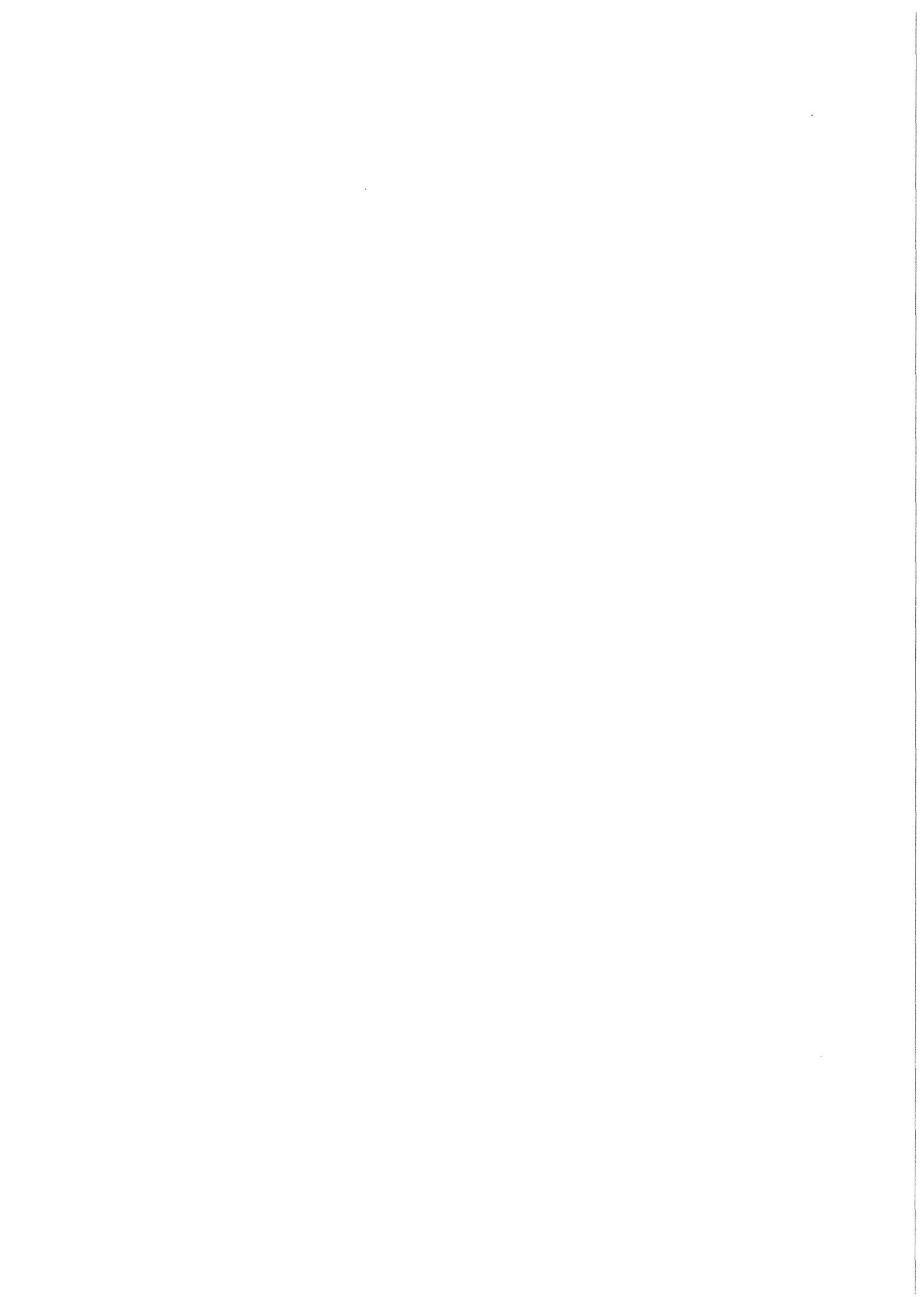


KfK 3354
EUR 7058d
Juli 1982

Experimentelle Untersuchung der instationären einphasigen Strömung durch perforierte Platten

F. Casadei
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 3354
EUR 7058d

Experimentelle Untersuchung der instationären einphasigen
Strömung durch perforierte Platten

F. Casadei^{*}

Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe

^{*} Euratom-Stipendiat am Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

A B S T R A C T

CASADEI, Folco:

"EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER INSTATIONÄREN EINPHASIGEN STRÖMUNG DURCH PERFORIERTE PLATTEN".

Mit einem eindimensionalen Modell wurde die Strömung des Kühlmittels durch die Tauchplatte während eines hypothetischen Störfalls mit Kernzerstörung in einem natriumgekühlten schnellen Brüter simuliert. Zahlreiche Versuche wurden mit Wasser als Fluid bei verschiedenen Perforationsverhältnissen der perforierten Tauchplatte und verschiedenen Anfangshöhen des Fluids über der Platte durchgeführt.

Sowohl die Druckverluste durch die perforierte Platte als auch die Kräfte auf Tauchplatte und Reaktordeckel wurden in einem weiten Reynoldszahl- und Strouhalzahlbereich gemessen. Die Strömung abwärts der perforierten Platte wurde mit Hochgeschwindigkeitskameras gefilmt.

Die Widerstandskoeffizienten wurden für instationäre Strömung durch die Tauchplatte in Abhängigkeit von der Beschleunigung ermittelt. Die Kräfte und Impulse auf die oberen Strukturen wurden mit denen auf die Tauchplatte verglichen. Außerdem wurde die Entstehung von Fluidstrahlen an der Tauchplatte mittels Filmaufnahmen untersucht.

CASADEI, Folco:

"EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE UNSTEADY ONE-PHASE FLOW THROUGH PERFORATED PLATES"

The flow of the coolant through the perforated dip-plate during a hypothetical core-disruptive accident in a sodium-cooled fast breeder reactor was simulated in a one-dimensional model. Several experiments with water as fluid and with various perforation ratios of the dip-plate and different initial heights of the fluid head over the dip plate were run.

The pressure drop through the dip-plate and the forces acting on the dip-plate and on the upper plug of the reactor vessel in a wide range of the Reynolds and Strouhal numbers were measured. The flow pattern downstream the perforated plate was filmed with high-speed cameras.

The resistance coefficients for the unsteady flow of the coolant through the perforated plate were obtained as a function of the acceleration. The forces acting on the upper plug and their time integral were compared with those acting on the dip-plate. Finally, using the high-speed film pictures the formation of fluid jets downstream the dip-plate was investigated.

Inhalt:

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Ziel der Untersuchungen	4
3. Modellierung	5
3.1 Ähnlichkeit der Strömung	5
4. Widerstandskoeffizienten: Stand des Wissens	7
4.1 Definition und vorhandene Literatur bei stationärer Strömung	7
4.2 Vorhandene Literatur bei instationärer Strömung	10
4.2.1 Literatur über experimentelle Untersuchungen	11
4.2.2 Literatur über theoretische Untersuchungen	12
4.3 Dimensionsanalyse	13
5. Parameter der experimentellen Untersuchung	14
5.1 Vergleich der beiden Beschleunigungsvorrichtungen	15
6. Versuchsstand	16
6.1 Gemessene Größen	17
6.2 Geschwindigkeitsmessung	17
7. Beobachtung der Strömung	19
7.1 Filmauswertung	20
8. Gemessene Widerstandskoeffizienten	26
8.1 Effekte der Beschleunigung auf den Widerstandskoeffizienten	26
8.2 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den Versuchen mit Ventil	28
8.2.1 Versuche mit hohem Wasserstand bei hohen Reynoldszahlen	30
8.2.2 Versuche mit hohem Wasserstand bei niedrigen Reynoldszahlen	31
8.3 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den Versuchen mit Explosionsmutter	33
9. Analyse der Druckwellen bei den Versuchen mit Explosionsmutter	35

10. Kräfte auf den Reaktordeckel	38
10.1 Versuche mit Ventil	38
10.2 Versuche mit Explosionsmutter	39
11. Schlußfolgerungen	42
12. Diskussion der gewonnenen Ergebnisse	51
13. Zusammenfassung	54
Danksagung	57
Nomenklatur	58
Literatur	61
Abbildungen	63
Anhang:	
A-1. Modellierung	87
A-1.1 Ähnlichkeit der Strömung	87
A-1.2 Geometrie der Tauchplatte	88
A-2. Parameter der experimentellen Untersuchung	90
A-2.1 Perforationsverhältnis	90
A-2.2 Anzahl der Bohrungen	91
A-2.3 Beschleunigungsvorrichtung mit Sicherheitsventil	91
A-2.4 Beschleunigungsvorrichtung mit Explosionsmutter	92
A-3. Vorausrechnung der Versuche	94
A-4. Versuchsstand	95
A-5. Gemessene Größen	96
A-5.1 Druckaufnehmer	96
A-5.2 Kraftaufnehmer	98
A-5.3 Hochgeschwindigkeitsfilme	98
A-5.4 Instrumentierung	99

	<u>Seite</u>
A-6. Tauchplatten	101
A-7. Beschreibung der Versuche	104
A-8. Signalverarbeitung	111
A-8.1 Digitalisierung	111
A-8.2 Tiefpaßfilter	113
A-8.3 Korrektur und Umwandlung der Signale	115
A-9. Beobachtung der Strömung	117
A-9.1 Versuche mit hohem Wasserstand	117
A-9.2 Versuche mit niedrigem Wasserstand	122
A-9.3 Versuche zur Beobachtung der Strahlbildung	125
A-10. Filmauswertung	127
A-10.1 Bewegung der Wasseroberfläche und der Wasserstrahlen	127
A-10.2 Versuche mit Ventil	129
A-10.3 Versuche mit Explosionsmutter	131
A-10.4 Strahldurchbruch bei den Versuchen mit hohem Wasserstand	133
A-10.5 Asymptotische Bewegung der Wasserstrahlen	134
A-11. Meßergebnisse	138
A-12. Meßdatenverarbeitung	152
A-12.1 Berechnung der Kolbengeschwindigkeit und -beschleunigung bei den Versuchen mit Ventil	152
A-12.2 Berechnung der Kolbengeschwindigkeit und -beschleunigung bei den Versuchen mit Explosionsmutter	155
A-12.3 Korrektur der Kräfte auf die Tauchplatte	159
A-13. Widerstandskoeffizient	167
A-13.1 Effekte der Beschleunigung auf den Widerstandskoeffizienten	167
A-13.2 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den Versuchen mit Ventil	168
A-13.2.1 Versuche mit hohem Wasserstand bei niedrigen Reynolds- zahlen	168
A-13.2.2 Versuche mit niedrigem Wasserstand	168

	<u>Seite</u>
A-13.3 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den Versuchen mit Explosionsmutter	170
A-13.3.1 Versuche mit nominellem Perforationsverhältnis und hohem Wasserstand	170
A-13.3.2 Versuche mit nominellem Perforationsverhältnis und niedrigem Wasserstand	171
A-13.3.3 Versuche mit der Platte mit 7 Bohrungen	172
A-13.3.4 Versuche mit dem kleinsten Perforationsverhältnis	172
A-13.3.5 Versuche mit dem größten Perforationsverhältnis	173
A-14. Analyse der Druckwellen bei den Versuchen mit Explosionsmutter	176
A-15. Kräfte auf den Reaktordeckel	177
A-15.1 Versuche mit Ventil	177
A-15.2 Versuche mit Explosionsmutter	177
A-16. Schlußfolgerungen	178
Nomenklatur (Anhang)	179
Abbildungen	180
Lebenslauf	

1. Einleitung

Während eines hypothetischen Störfalles mit Kernzerstörung (Hypothetical Core Disruptive Accident: HCDA) in einem natriumgekühlten schnellen Brüter wird eine große Energiemenge in einer sehr kurzen Zeit freigesetzt.

Im Kernbereich bildet sich ein mehrphasiges Gemisch, das nach den Szenarien des Störfalles aus Brennstoff- und Stahlpartikeln, flüssigem Brennstoff und Stahl, Brennstoff- und Stahldampf und Natriumdampf besteht. Die Temperatur im Kernbereich ist sehr hoch (einige tausend K) und der Druck steigt, weil sich in den oberen Kernstrukturen Blockaden aus geschmolzenen und wiedererstarrten Stoffen bilden können. Schließlich versagen diese Hindernisse und das heiße Gemisch strömt durch die oberen Kernstrukturen in den Natriumpool.

Es bildet sich eine mehrphasige Blase, die sich ausbreitet und das flüssige Natrium nach oben drückt. Die Wärme- und Druckenergie dieser Blase wird also zum Teil in mechanische (kinetische) Energie des flüssigen Kühlmittels umgewandelt. Die mechanische Energie muß von den Reaktorstrukturen aufgenommen werden, besonders von dem oberen Deckel. Es ist daher sehr wichtig festzustellen, welcher Anteil der Wärme- und Druckenergie tatsächlich in kinetische Energie umgewandelt wird.

Es gibt glücklicherweise verschiedene Mechanismen, die den Störfall mildern können. Erstens wird ein Teil der Energie direkt als Wärme vom heißen Kerngemisch (Blase) an das relativ kalte Natrium und an die kalten Strukturen übertragen, die im Reaktorpool vorhanden sind. Zweitens kann auch ein Teil der Energie, die bereits in kinetische Energie umgewandelt worden ist, durch fluiddynamische Verluste dissipiert werden.

Diese Phänomene werden sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht, um den Gesamtbetrag der mechanischen Energie, die schließlich von den Reaktorstrukturen aufgenommen werden muß, realistisch vorausberechnen zu können. Ein wichtiges Hilfsmittel für diese Untersuchungen sind große Rechenprogramme wie z.B. SIMMER /1/.

SIMMER-Rechnungen /2/ zeigen, daß Wärmeübertragung und fluiddynamische Verluste die kinetische Energie des Kühlmittels wesentlich verringern können im Vergleich zu den Werten, die sich durch konservative Rechnungen ergeben, wie z.B. bei angenommener isentroper Expansion des Brennstoffdampfes als Arbeitsmittel gegen das Schutzgasvolumen.

Um im Falle eines hypothetischen Störfalls die Schäden an den Strukturen zu vermindern, werden im Reaktor trotzdem zusätzliche besondere Schutzstrukturen eingebaut. Bei einem Reaktor des Loop-Typs sind es der Schildtank und die Tauchplatte.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Tauchplatte. Sie besteht aus einer relativ dünnen kreisrunden Stahlplatte mit mehreren Hundert Bohrungen, die ungefähr 35 cm unter dem normalen Natriumspiegel im Reaktortank liegt (siehe Abb. 1.1). Die Platte hat einen Durchmesser von etwa 4.6 m und eine Dicke von etwa 6 cm und wird sowohl am Rande als auch an mehreren Stellen in der Mitte mittels Strukturen, die sie steif mit dem Reaktordeckel verbinden, unterstützt.

Ohne die Tauchplatte könnte der Stoß des flüssigen Natriums gegen den oberen Deckel wegen des Wasserhammereffekts ernste Folgen haben. Hauptaufgabe der Tauchplatte ist deswegen, erstens den direkten Aufschlag des Natriumpools gegen den Reaktordeckel zu vermeiden, zweitens eine starke Vermischung des Kühlmittels während der Strömung durch die Tauchplattenlöcher zu bewirken und damit einen Teil der kinetischen Energie zu dissipieren und drittens die Kraft auf den Reaktordeckel auf eine längere Zeit zu verteilen.

Wegen der steifen mechanischen Verbindung zwischen Tauchplatte und Reaktordeckel muß die Kraft, die auf die Tauchplatte wirkt, dennoch vom Reaktordeckel aufgenommen werden, aber diese Kraft kann zumindest auf eine längere Zeit verteilt werden, da ein Teil der Kraft schon übertragen wird, bevor das Kühlmittel auf den Reaktordeckel trifft.

Unter gewissen Umständen, die von den geometrischen Parametern (Perforationsverhältnis (Verhältnis zwischen der Fläche der Bohrungen und der Gesamtfläche der Tauchplatte), Höhe des Natriumspiegels über der Tauchplatte h in Abb. 1.1) sowie von der Geschwindigkeit und der Beschleunigung der Strömung abhängen; können sich Natriumstrahlen stromabwärts der Tauchplatte ausbilden. In einem solchen Fall würde nur eine sehr geringe Vermischung des Natriums oberhalb

der Tauchplatte stattfinden und damit nur eine sehr kleine Energiemenge dissipiert werden. Außerdem könnte die Stoßbelastung durch regelmäßige (nicht hochturbulente) Freistrahlen auf den Reaktordeckel wesentlich größer sein als bei einem hochturbulenten (und kavitierenden) Natriumgemisch (siehe Abb. 1.2). Darüber hinaus würden diese Strahlen sehr schnell sein und dadurch die vorgesehene zeitliche Streckung der Belastung auf den Reaktordeckel verkürzen.

Im SIMMER-Rechenprogramm kann im heutigen Zustand die Tauchplatte nicht detailliert modelliert werden. Das Vorhandensein der Platte kann nur durch örtliche Widerstandskoeffizienten berücksichtigt werden.

Aus allen diesen Gründen ist eine experimentelle Untersuchung der instationären Strömung des Kühlmittels durch die Tauchplatte unter Simulation der Geometrie und aller wichtiger Strömungsparameter sehr wichtig für die Sicherheit eines natriumgekühlten schnellen Brütters.

Außerdem ist diese Untersuchung von allgemeinem Interesse, da instationäre Strömungen durch perforierte Strukturen bei vielen anderen Branchen der Technik stattfinden.

2. Ziel der Untersuchungen

Die Hauptziele des Tauchplatten-Versuchprogramms können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

- a) Modellierung der instationären Strömung des Kühlmittels durch die Tauchplatte. Dabei sollen verschiedene Werte der geometrischen Parameter (Perforationsverhältnis, Höhe des Fluids oberhalb der Tauchplatte) und der Strömungsparameter (Geschwindigkeit, Beschleunigung) untersucht werden.
- b) Entwicklung von Kriterien für die Bedingungen, bei denen sich Freistrahlen stromabwärts der Tauchplatte bilden, die eine starke Vermischung des Fluids verhindern. Dabei soll ermittelt werden, welchen Einfluß diese Strahlen auf die Kräfte haben, die auf die Strukturen übertragen werden.
- c) Messung des Druckverlustes an der Tauchplatte und der Kräfte, die vom Fluid auf die Tauchplatte und auf den Reaktordeckel übertragen werden.

Bei einem "HCDA" in einem SNR-typischen Reaktor ergeben sich aus SIMMER-Rechnungen maximale Geschwindigkeiten des Kühlmittels im Reaktorpool in der Größenordnung von etwa $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ in etwa 10 ms /3/. Diese Werte werden als Grenzwerte für das experimentelle Programm angenommen.

3. Modellierung

Da ein Modell der gesamten Tauchplatte wegen der vielen Bohrungen zu kompliziert wäre, wird nur ein kleiner Ausschnitt an der Platte, und zwar die Region um eine einzige Bohrung betrachtet (siehe Abb. 3.1).

Die Geschwindigkeit des Kühlmittels im Natriumpool aufwärts der Tauchplatte hat normalerweise zwei Komponenten, eine axiale Komponente und eine radiale Komponente. In der Mitte der Tauchplatte dürfte die radiale Komponente wegen der Symmetrie der Strömung vernachlässigbar klein sein (siehe Abb. 1.1). Darüber hinaus kann man annehmen, daß radiale Geschwindigkeitskomponenten die Strömung durch die Tauchplatte nur geringfügig beeinflussen, wegen der relativ großen Dicke der Platte θ gegenüber dem Bohrungsdurchmesser d ($d/\theta \approx 1$).

3.1 Ähnlichkeit der Strömung

Simuliert werden soll die Strömung des flüssigen Natriums durch die Tauchplatte, d.h. nur die Strömung bis zum Zeitpunkt, an dem die Front der zwei- oder mehrphasigen "HCDA"-Blase die Tauchplatte erreicht. Da die Temperatur im Natriumpool am Anfang des Störfalls gleichmäßig verteilt ist, kann man die Strömung als adiabat betrachten.

Bei einer instationären einphasigen Strömung ohne Wärmeübertragung gibt es außer der geometrischen Ähnlichkeit zwei dimensionslose Parameter, die die Ähnlichkeit der Strömung bestimmen /4/, und zwar die Reynoldszahl Re und die Strouhalzahl Str , die folgendermaßen definiert werden:

$$(3.1) \quad Re = \frac{v \cdot D}{\nu}$$

$$(3.2) \quad Str = \frac{v \cdot t}{D}$$

wobei v die Geschwindigkeit, D der hydraulische Durchmesser, ν die kinematische Zähigkeit und t eine charakteristische Zeit der instationären Strömung ist.

Bei einer Strömung, deren Geschwindigkeit in einer gewissen Zeit von Null auf ein Maximalwert ansteigt, kann man eben diese Anstiegszeit in Gl. (3.2) benutzen. Manche Autoren definieren die Strouhalzahl als Kehrwert der Gl. (3.2).

Da die kinematische Zähigkeit des Wassers bei Raumtemperatur (20°C) etwa 3.67 mal größer ist als die des Natriums bei Betriebstemperatur (546°C), und da der gewählte Maßstabsfaktor des Modells 0.65 beträgt, ergibt sich aus Gl. (3.1), daß die Geschwindigkeit im Modell 5.65-fach höher als im Reaktor sein muß, um die gleiche Reynoldszahl wie im Reaktor zu erreichen. Außerdem ergibt sich aus Gl. (3.2), daß die maximale Anstiegszeit (die Zeit, bei der die Maximalgeschwindigkeit erreicht wird) im Modell 8.7 mal kleiner als im Reaktor sein muß. Um eine transiente Strömung im Reaktor auf eine Geschwindigkeit von $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ in 10 ms zu simulieren, muß eine Kolbengeschwindigkeit von etwa $17 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ in etwa 1.15 ms im Modell erreicht werden (siehe Abb. 3.2).

Die maximale Reynoldszahl, bezogen auf den Durchmesser D_{Na} (äquivalenter Durchmesser der Einheitszelle, die einer Bohrung in der Tauchplatte entspricht = 16.9 cm) beträgt 1.87×10^6 und die Strouhalzahl beim Erreichen der maximalen Geschwindigkeit, ebenfalls auf D_{Na} bezogen, 0.177.

Eine detaillierte Diskussion der Ähnlichkeit der Strömung und der Geometrie der Tauchplatte wird im Anhang (Abschnitt A-1.1 bzw. A-1.2) gegeben.

4. Widerstandskoeffizienten: Stand des Wissens

4.1 Definition und vorhandene Literatur für stationäre Strömung

Eines der Hauptziele dieser experimentellen Untersuchungen ist die Bestimmung der Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung durch die Tauchplatte, und zwar bei einer transienten Strömung, deren Geschwindigkeit von Null bis auf einen Maximalwert ansteigt und danach wieder abfällt.

Der Widerstandskoeffizient ζ wird definiert zu:

$$(4.1) \quad \zeta = \frac{\Delta p}{\rho \cdot \frac{v^2}{2}}$$

wobei Δp der Druckverlust an der Tauchplatte, ρ die Dichte und v die Geschwindigkeit des Fluids stromaufwärts der Tauchplatte in einem von der Tauchplatte noch ungestörten Bereich (Poolgeschwindigkeit), d.h. bei den durchgeführten Versuchen mit guter Genauigkeit der Kolbengeschwindigkeit (siehe Kapitel 6), bedeutet.

Bei stationärer Strömung ist dieser Koeffizient für eine bestimmte Geometrie, eine Funktion der Reynoldszahl, d.h.:

$$(4.2) \quad \zeta_s = \zeta_s(Re)$$

Diese Koeffizienten sind für stationäre Strömungen sehr gut untersucht worden. In /5/ kann man experimentelle Werte für sehr viele verschiedene Geometrien und für weite Reynoldszahlbereiche finden. In /5/ werden auch Werte für dicke perforierte Platten in einem geraden Rohr mit Kreisquerschnitt angegeben, einer Geometrie also, die der Tauchplatte im Testrohr entspricht, jedoch nur für stationäre Strömung. Der Fall, daß nur ein bestimmter Wasserspiegel stromabwärts von der Platte vorliegt, wird ebenfalls nicht behandelt, da dieser Fall bei stationärer Strömung nicht auftritt.

Bei stationärer Strömung kann man theoretische Werte des Widerstandskoeffizienten für zwei verschiedene Arten der Strömung durch eine perforierte Platte berechnen.

Zunächst wird die Strömung betrachtet, die in Abb.4.1 schematisch dargestellt ist, und zwar die eines kontrahierten Freistrahls, der sich durch die perforierte Platte bildet und der sich theoretisch unendlich weit stromabwärts von der Platte erstreckt. Ist das Fluid in erster Näherung inkompressibel, kann man das Bernoulli'sche Gesetz folgendermaßen schreiben:

$$(4.3) \quad \frac{p_0}{\rho} + \frac{v_0^2}{2} = \frac{p_j}{\rho} + \frac{v_j^2}{2}$$

wobei p_0 und v_0 der Druck bzw. die Geschwindigkeit stromaufwärts der perforierten Platte, p_j und v_j der Druck und die Geschwindigkeit des Strahls bedeuten. Aus (4.3) erhält man:

$$(4.4) \quad p_0 - p_j = \Delta p = \rho \frac{v_j^2 - v_0^2}{2}$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet:

$$(4.5) \quad v_0 \frac{\pi \cdot D^2}{4} = v_j \frac{\pi \cdot d_j^2}{4}$$

wobei D , d_j die Durchmesser vom Rohr bzw. Strahl sind.

Das Perforationsverhältnis der perforierten Platte wird zu:

$$(4.6) \quad \tau_p = \frac{d^2}{D^2}$$

wobei d der Durchmesser der Bohrung in der Platte ist, und der Kontraktionskoeffizient des Strahls zu:

$$(4.7) \quad c_c = \frac{d_j^2}{d^2}$$

definiert. Aus den Gleichungen (4.5), (4.6) und (4.7) ergibt sich:

$$(4.8) \quad \frac{v_j}{v_0} = \frac{D^2}{d_j^2} = \frac{1}{\tau_p \cdot c_c}$$

Mit Gleichung (4.8) kann man Gleichung (4.4) wie folgt schreiben:

$$(4.9) \quad \Delta p = \rho \frac{v_0^2}{2} \left(\frac{v_j^2}{v_0^2} - 1 \right) = \rho \frac{v_0^2}{2} \left(\frac{1}{\kappa_p^2 c_c^2} - 1 \right).$$

Aus (4.9) und (4.1) ergibt sich folgender theoretischer Wert für den Widerstandskoeffizienten ζ_{sf} eines kontrahierten Freistrahls bei stationärer Strömung:

$$(4.10) \quad \zeta_{sf} = \frac{1}{\kappa_p^2 c_c^2} - 1.$$

Eine zweite theoretische Lösung ergibt sich für den in Abb. 4.2 schematisierten Fall eines stationären Strahls, der sich stromabwärts der perforierten Platte wieder ausbreitet und nach einem gewissen Weg den ganzen Rohrquerschnitt ausfüllt. Wegen der Kontinuitätsgleichung beträgt die Geschwindigkeit dann wieder v_0 .

Aus dem Impulssatz ergibt sich:

$$(4.11) \quad p_2 - p_j = \rho \cdot v_0 (v_j - v_0)$$

und mit Gl. (4.4)

$$(4.12) \quad p_0 - p_2 = \frac{1}{2} \rho (v_j^2 - v_0^2) - \rho v_0 (v_j - v_0)$$

und schließlich:

$$(4.13) \quad \Delta p = p_0 - p_2 = \frac{1}{2} \rho (v_j - v_0)^2$$

Aus (4.13), (4.1) und (4.5) bis (4.8) ergibt sich dann folgender Wert des Widerstandskoeffizienten ζ_{se} eines 'sich ausbreitenden' Strahls bei stationärer Strömung

$$(4.14) \quad \zeta_{se} = \left(\frac{1}{\kappa_p \cdot c_c} - 1 \right)^2$$

Beim Vergleich zwischen (4.14) und (4.10) sieht man, daß der Widerstandskoeffizient eines sich ausbreitenden Strahls kleiner ist als der eines 'freien kontrahierten' Strahls. Es ergibt sich:

$$(4.15) \quad \frac{\zeta_{se}}{\zeta_{sf}} = \frac{1 - \zeta_p C_c}{1 + \zeta_p C_c} < 1.$$

Der Grund dafür ist, daß ein Teil des an der Platte verlorenen Drucks durch die Wiederausbreitung des Strahls zurückgewonnen wird.

4.2 Vorhandene Literatur bei instationärer Strömung

Die Definition des Widerstandskoeffizienten ζ , Gleichung (4.1), bleibt auch bei instationärer Strömung gültig. Jetzt aber hängt ζ , außer von der Reynoldszahl auch von einem zweiten dimensionslosen Parameter ab, der die Beschleunigung der Strömung berücksichtigt.

Im Abschnitt 3.1 wurde die Strouhalzahl definiert, die einen instationären Strömungsvorgang charakterisiert. Diese dimensionslose Zahl ist wichtig, um die transiente Strömung insgesamt, z.B. durch die Gesamtdauer der Transiente bis zur Erreichung der Maximalgeschwindigkeit zu charakterisieren, wird aber in der Literatur über Widerstandskoeffizienten bei instationärer (nicht periodischer) Strömung bei der Darstellung von experimentellen Ergebnissen meistens nicht direkt verwendet.

In der bekannten Literatur /6,7/ wird stattdessen der dimensionslose Parameter

$$(4.16) \quad \Gamma = \frac{D \cdot a}{\zeta_s \cdot v^2}$$

verwendet, wobei v die Geschwindigkeit und a die Beschleunigung des Fluids stromaufwärts der perforierten Platte, D der hydraulische Durchmesser (Testrohrdurchmesser), und ζ_s der Widerstandskoeffizient bei stationärer Strömung ist.

Man kann also schreiben, daß der Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung ζ_u eine Funktion der Reynoldszahl und der Kennzahl Γ für eine bestimmte Geometrie ist:

$$(4.17) \quad \zeta_u = \zeta_u (Re, \Gamma).$$

4.2.1 Literatur über experimentelle Untersuchungen

Daily et al. /6/ haben die Widerstandskoeffizienten bei instationärer, sowohl beschleunigter als verzögerter Strömung in glatten Rohren und durch perforierte Platten experimentell untersucht. Sie fanden, daß der Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung in glatten Rohren etwas größer ist als bei stationärer Strömung bei positiver Beschleunigung, etwas kleiner bei negativer Beschleunigung. Dagegen wurden bei der Strömung durch perforierte Platten bei positiver Beschleunigung kleinere und bei negativer Beschleunigung größere Widerstandskoeffizienten als bei stationärer Strömung gemessen (siehe Abb. 4.3). Es wurden Platten mit verschiedenen Perforationsverhältnissen (0.7, 0.5, 0.3) untersucht: je kleiner das Perforationsverhältnis war, desto größer war der Effekt der Beschleunigung auf den Widerstandskoeffizienten. Die meisten Versuche wurden aber für große Perforationsverhältnisse (0.7 und 0.5) durchgeführt.

Der wichtigste Unterschied zwischen den Versuchen von Daily et al. und diesen Versuchen ist, daß es bei den Versuchen von Daily et al. keine freie Oberfläche des Fluids stromabwärts der perforierten Platte gab, sondern das Testrohr war an beiden Seiten der Platte mit Flüssigkeit gefüllt. Das ganze Versuchrohr stand ständig unter einem gewissen statischen Druck, um zu vermeiden, daß sich abwärts der Platte ein Kavitationsvolumen bildet.

Außerdem wurden die Untersuchungen nur bei sehr geringen Geschwindigkeiten (bis ca. $5.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) und Beschleunigungen (bis ca. $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$) durchgeführt: die maximale Reynoldszahlen im Testrohr betragen 3.2×10^5 und die maximalen Werte Γ betragen ± 0.3 .

Panchurin /8/ (zitiert in /7/), fand bei ähnlichen Untersuchungen Ergebnisse, die mit denen von Daily et al. gut überstimmen.

In der Arbeit von Kalinin und Dreitser /7/ sind die Arbeiten über instationäre Strömung und konvektive Wärmeübertragung in Kanälen bis 1970 zusammengefaßt.

4.2.2 Literatur über theoretische Untersuchungen

Am von Karman Institut wurde eine theoretische Untersuchung über die instationäre Strömung durch perforierte Strukturen durchgeführt /9,10/. Numerische Berechnungen des Druckverlustes bei instationärer Strömung durch Reihen von eindimensionalen unendlichen Öffnungen in einer dünnen Platte wurden durchgeführt. Eine freie Fluid-Oberfläche wird nicht berücksichtigt. Das theoretische Modell beschreibt die Strömung eines inkompressiblen Fluids. Dabei wird die Viskosität im ganzen Strömungsgebiet vernachlässigt mit Ausnahme der sog. "vortex sheets", der Oberflächen diskontinuierlicher Tangentialgeschwindigkeit, wie in Abb.4.4 schematisch dargestellt ist. Ein Wirbel bildet sich an der Kante der Tauchplattenbohrung und rollt sich in sich selbst immer weiter auf während er von der Hauptströmung abwärts der Tauchplatte wegtransportiert wird. Das Modell kann keine Kavitationseffekte stromabwärts der Tauchplatte beschreiben.

Strömungen wurden berechnet mit Anfangsgeschwindigkeiten gleich Null, bei denen die Geschwindigkeit linear, parabolisch oder sinusförmigen bis auf einen Maximalwert ansteigt und danach konstant bleibt. Es ergab sich, daß der Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit größer als bei stationärer Strömung ist, danach abnimmt, kleiner als der stationäre Wert wird und sich schließlich asymptotisch dem stationären Wert nähert (siehe Abb. 4.5).

Die Tatsache, daß zu Beginn der Strömung der Widerstandskoeffizient (oder der Druckverlust) größer als der Wert für stationäre Strömung ist, läßt sich durch die Anwesenheit des Wirbels in der Nähe der Tauchplatte erklären. Wenn sich der Wirbel von der Tauchplatte entfernt, wird dieser Effekt immer kleiner und schließlich nähert sich der Widerstandskoeffizient dem Wert für stationäre Strömung (siehe Abb. 4.5). Die Tatsache, daß der Widerstandskoeffizient kurz bevor der stationäre Wert erreicht wird, kleiner als der stationäre Wert wird, läßt sich nicht durch einfache qualitative Überlegungen erklären.

Die Erweiterung der Theorie und der numerischen Lösungsverfahren auf Reaktor-geometrie, d.h. auf dicke Platten mit runden Löchern ist sehr schwierig.

Smith /11/ faßt den Stand des Wissens über die transiente Strömung durch flexible perforierte Strukturen zusammen. Insbesondere wird angemerkt, daß bei instationärer Strömung der Entwicklungsgrad der turbulenten Wirbel stromabwärts der Platte betrachtet werden muß. Deswegen kann die Entwicklung einfacher Beziehungen für den Druckverlust an der Tauchplatte als Funktion der Strömungsparameter sehr schwierig sein, wie auch in /9,10/ gezeigt wird.

4.3 Dimensionsanalyse

Eine Dimensionsanalyse des Problems der instationären, einphasigen Strömung durch eine perforierte Platte kann zeigen, wie viele unabhängige dimensionslose Zahlen das Problem charakterisieren können. Die eingehenden physikalischen Größen sind die Geometrie, die durch eine charakteristische Länge (Durchmesser D) repräsentiert werden kann, der Druckverlust durch die Platte Δp , die Dichte ρ , die kinematische Viskosität ν des Fluids und die Zeit t . Die Temperatur spielt keine Rolle, da das Problem adiabatisch ist. Außerdem müssen die Randbedingungen berücksichtigt werden und zwar wie die Kraft auf das Fluid unterhalb der Tauchplatte übertragen wird. Nimmt man ein parabolisches Gesetz an, d.h.:

$$(4.18) \quad F = at + b \cdot t^2 \quad (F=0 \text{ für } t=0)$$

so sind zwei weitere Parameter, a (Dimension=Kraft/Zeit) und b (Dimension=Kraft/Zeit²) zu betrachten. Insgesamt gibt es also 7 physikalische Parameter ($D, \Delta p, \rho, \nu, a, b, t$). Die Anzahl der vorliegenden Grundeinheiten ist 3 (Masse, Länge, Zeit). Für diesen Fall reichen $7-3=4$ dimensionslose Zahlen zur Charakterisierung des Problems aus (z.B. Widerstandskoeffizienten ζ als Funktion von Reynoldszahl und Strouhalzahl und Γ -Zahl).

Liegt aber ein kompliziertes Gesetz als (4.18) für Übertragung der Kraft vor, z.B. ein kubisches Gesetz (3 Koeffizienten), dann muß eine weitere Kennzahl zur Charakterisierung des Problems verwendet werden. Bei noch komplizierteren Randbedingungen muß man entsprechend weitere dimensionslose Parameter betrachten.

5. Parameter der experimentellen Untersuchung

Die Parameter, die bei den Versuchen variiert wurden, sind:

- a) das Perforationsverhältnis: drei verschiedene Perforationsverhältnisse und zwar der nominelle Wert ($r_p = 17.1\%$), ein kleinerer Wert ($r_p = 12.0\%$) und ein größerer Wert ($r_p = 25.0\%$) wurden untersucht (s. auch Abschnitt A-2.1).
- b) die Höhe des Fluids über der Tauchplatte (nomineller Wert im Reaktor = 0.35 m): festgelegt wurde, außer der nominellen Fluidhöhe über der Tauchplatte auch kleinere Höhen zu untersuchen, weil vermutet wurde, daß dies für die oberen Strukturen gefährlicher sein könnte. Je kleiner das Fluidniveau über der Platte, desto weniger findet eine turbulente Vermischung statt und damit wird weniger Energie dissipiert. Zwei verschiedene Wasserhöhen wurden untersucht, die nominelle Höhe und der Grenzwert Höhe gleich Null, d.h. das Wasser steht genau so hoch wie die perforierte Platte.
- c) die Anzahl der Bohrungen in der Tauchplatte: da das Modell nur die Einheitszelle um eine Bohrung in der Tauchplatte nachbildet, werden bei den Versuchen mit Einzellochplatten alle Wechselwirkungen zwischen den Wasserstrahlen, die aus nebeneinanderliegenden Bohrungen austreten, vernachlässigt. Um die Wechselwirkung mehrerer nebeneinanderströmender Wasserstrahlen zu untersuchen, wurden deshalb auch Versuche mit Platten mit 7 Bohrungen in dreieckiger Anordnung durchgeführt (s. auch Abschnitt A-2.2).
- d) Geschwindigkeit und Beschleunigung: aus SIMMER-Rechnungen waren nur die maximale Geschwindigkeit im Natriumpool unterhalb der Tauchplatte und die Anstiegszeit (d.h. die mittlere Beschleunigung) bekannt. Der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit während der Störfalltransiente war nicht festgelegt, da dieser von Fall zu Fall verschieden sein kann. Deswegen wurde festgelegt, mindestens zwei qualitativ verschiedene Formen des Geschwindigkeits- und Beschleunigungsverlaufes zu untersuchen.

Zwei verschiedene Beschleunigungsvorrichtungen wurden realisiert durch:

- ein Vollhub-Sicherheitsventil mit besonders schneller Öffnungszeit
und
- eine Vorrichtung mit Explosionsmutter.

Diese Vorrichtungen sind schematisch in Abb. 5.1 bzw. 5.2 dargestellt.

Bei der ersten Vorrichtung wird der Kolben mit Preßluft beschleunigt, die durch das Sicherheitsventil V aus den Druckkammern K_1 und K_2 strömt. Bei der zweiten wird vor dem Versuch ein hoher Druck in der Kammer unterhalb des Kolbens erzeugt (bis 200 bar) und der Kolben wird durch eine Stange und eine Explosionsmutter gehalten. Beim Versuchsbeginn wird die Mutter durch die Zündung von 2 Ladungen in 2 Teile gespalten, die sich in radialer Richtung voneinander entfernen (s. Abb. 5.3). Damit wird die Kolbenstange frei und der Kolben drückt das Wasser nach oben (s. auch Abschnitt A-2.3, A-2.4 und A-3).

5.1 Vergleich zwischen den beiden Beschleunigungsvorrichtungen

Das Verhalten der beiden Beschleunigungsvorrichtungen ist grundsätzlich verschieden: bei den Versuchen mit Ventil muß die Luft durch einen relativ engen Querschnitt in den Testzylinder hineinströmen, bei dem Prinzip mit Explosionsmutter befindet sich dagegen die ganze Luftmenge zu Versuchsbeginn bereits bei hohem Druck im Zylinder.

Qualitativ also ist bei den Ventilversuchen die Beschleunigung des Kolbens am Anfang gleich Null, nimmt allmählich bis auf einen Maximalwert zu, wenn die Luft in den Zylinder strömt, und nimmt danach ab. Bei den Versuchen mit Explosionsmutter ergibt sich dagegen die maximale Beschleunigung gleich zu Versuchsbeginn, danach nimmt die Beschleunigung allmählich wegen der Bewegung des Kolbens und der Abnahme des Drucks unter dem Kolben ab. Der zeitliche Verlauf der Beschleunigungstransienten für die beiden Vorrichtungen ist in Abb. 5.4 schematisch gezeigt.

Abb. 5.5 zeigt den Vergleich zwischen den Geschwindigkeitsverläufen bei einem Versuch mit Ventil (flache Kurve) und einem mit Explosionsmutter (spitze Kurve).

6. Versuchsstand

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen den Versuchsstand schematisch.

Die Teststrecke besteht aus einem unteren Stahlzylinder von 110 mm Innendurchmesser, aus einer perforierten Platte, die die Tauchplatte des Reaktors simuliert, aus einem oberen durchsichtigen Plexiglaszylinder, aus einem zweiten oberen Stahlzylinder und aus einer oberen Platte, die den Reaktordeckel simuliert. Der letzte obere Teil der Teststrecke mußte aus Stahl gebaut werden, wegen der hohen Drücke, die durch Wasserhammereffekte beim Auftreffen des Wasserstrahls auf die obere Platte entstehen können. Innerhalb des unteren Zylinders befindet sich ein Kolben, der die Wassersäule, die das Kühlmittel simuliert, durch die Tauchplatte beschleunigen soll. Zum Abdichten des Kolbens wurde eine Spezialdichtung verwendet, die sowohl für hohe Drücke (bis 200 bar) als auch für hohe Geschwindigkeiten (bis $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) geeignet ist: Luft konnte dadurch nicht ins Wasser eintreten. Die Reibungskraft des Kolbens war vernachlässigbar gegenüber den hohen Kräften, die vom Luftdruck erzeugt wurden.

Wie man in Abb. 5.1 sehen kann, ist die obere Teststrecke offen durch einen Spalt, der den Plexiglaszylinder vom oberen Stahlzylinder trennt. Der Druck im oberen Teil der Teststrecke ist also Umgebungsdruck. Die obere Teststrecke wurde auf Umgebungsdruck gehalten, weil zu befürchten war, daß der Plexiglaszylinder wegen der hohen Drücke, die in einer geschlossenen Teststrecke entstehen, zerstört werden könnte.

Im Reaktor ist das obere Schutzgasvolumen, das Argon bei etwa Umgebungsdruck enthält, geschlossen, so daß das Gas während eines Störfalles durch die Bewegung des Kühlmittels komprimiert werden kann. Man kann jedoch annehmen, daß nicht alle Fluidstrahlen, die durch die Tauchplatte herausströmen, den Reaktordeckel gleichzeitig erreichen. Wegen der sphärischen Form der "HCDA"-Blase sind die Strahlen, die in der Plattenmitte erzeugt werden, wahrscheinlich schneller als die anderen. Damit kann das Gas in radialer Richtung abströmen ohne stark komprimiert zu werden, wenn diese Zentralstrahlen den Reaktordeckel erreichen. Deswegen scheint die "offene" Lösung nicht stark von der Wirklichkeit abzuweichen.

6.1 Gemessene Größen

Folgende Größen wurden während aller Versuche gemessen:

- 1) der Druck an 4 verschiedenen axialen Punkten (siehe Abb. 5.1)
- 2) die Kraft auf die Tauchplatte und auf die obere Platte (siehe Abb. 5.1)
- 3) die Geschwindigkeit des Kolbens.

Außerdem wurde die Strömung stromabwärts der Tauchplatte in einem etwa 700 mm langen Bereich des Testrohrs (durchsichtiges Plexiglasrohr) mit Hochgeschwindigkeitskameras gefilmt.

Sämtliche Details der Instrumentierung sind in Kapitel A-5 angegeben.

6.2 Geschwindigkeitsmessung

Es ist sehr wichtig, die Geschwindigkeit und die Beschleunigung des Fluids so genau wie möglich zu kennen. Bei jedem Versuch wurde deshalb der Kolbenweg mit der Vorrichtung, die in Abb. 6.1 schematisch dargestellt ist, direkt gemessen. Ein sehr dünner Stahlstab mit vielen kleinen Bohrungen (Lichtschranke) war fest mit dem Kolben verbunden. Eine Leuchtdiode erzeugte auf der einen Seite der Schranke einen Lichtstrahl, der sich durch die Bohrungen bis zu einer Photodiode auf der anderen Seite der Schranke übertrug. Bei der Bewegung der Schranke erzeugte die Photodiode ein Signal, wie qualitativ in Abb. 6.1 gezeigt ist.

Die Zeitintervalle Δt_1 , Δt_2 usw. sind umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit des Kolbens. Damit kann die Geschwindigkeit ziemlich genau berechnet werden, da der Abstand zwischen den Bohrungen bekannt ist. Auf diese Weise kann man punktweise den Weg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungsverlauf des Kolbens berechnen.

Eine indirekte Berechnung der Kolbengeschwindigkeit kann folgendermaßen durchgeführt werden. Die Druckdifferenz zwischen zwei verschiedenen axialen Querschnitten des unteren Zylinders, beispielsweise $p_2 - p_3$ (Abb. 5.1), wird sowohl von der Beschleunigung des Fluids als auch von der Reibung gegen die Wände des Testrohrs verursacht. Rechnungen zeigen, daß im Bereich der durchgeführten Versuche der Reibungsbeitrag zum Druckverlust vernachlässigbar (weniger als 1%) gegenüber dem Beschleunigungsbeitrag ist. Damit ist es vernünftig, anzunehmen, daß die Druckdifferenz $p_2 - p_3$ proportional zur Beschleunigung des Fluids ist. Mit diesem Verfahren wurden Beschleunigungs- und durch Integration Geschwindigkeits- und Wegverläufe gewonnen, die sehr gut mit den direkten Wegmessungen übereinstimmen.

Im Anhang (Kapitel A-6) werden die untersuchten Tauchplatten im Detail beschrieben. Danach wird im Kapitel A-7 das Versuchsverfahren erklärt und eine Liste der durchgeführten Versuche gegeben. Schließlich wird im Kapitel A-8 die Verarbeitung der Meßsignale diskutiert.

7. Beobachtung der Strömung

Die Abbildungen 7.1 bis 7.3 zeigen Filmbilder aus 3 Versuchen, die mit etwa dem gleichen Druck (ca. 80 bar) aber mit verschiedenen Wasserhöhen durchgeführt wurden, nämlich nominelle Wasserhöhe im ersten Versuch, ein Drittel der nominellen Wasserhöhe im zweiten Versuch und mit niedrigem Wasserstand im dritten Versuch. Die Platte hatte 7 Bohrungen.

Im ersten Versuch (Abb.7.1) kann man sehen, daß die Strahlen die Form von Pilzen hatten, d.h. der Strahlkopf war breiter als der nachkommende Teil. Der Strahlkopf war auch wesentlich breiter als die Bohrung in der Tauchplatte; z.B. hatte der mittlere Strahlkopf im ersten Bild in Abb. 7.1 einen Durchmesser von ca. 30 mm. während der Durchmesser der Bohrung nur 12.8 mm betrug. Das ist damit zu erklären, daß das aus den Bohrungen herausströmende Wasser einen torusförmigen Wirbel am Rande des Strahlkopfes erzeugt, der sich immer weiter aufrollt.

Die Breite des Strahlkopfes wächst, bis die nebeneinander liegenden Strahlen sich berühren. Bei der Durchbohrung der Wasseroberfläche kann man die Einzelstrahlen kaum noch erkennen. Im zweiten Bild in Abb.7.1 kann man sehen, daß der Strahldurchmesser hinter dem dicken "Kopf" nicht konstant ist, sondern Schwingungen auftreten.

In Abb. 7.2 sieht man, daß bei einer Reduzierung der Wasserhöhe auf ein Drittel das Verhalten grundsätzlich unverändert bleibt. Insbesondere ist die Pilzform der Strahlköpfe noch deutlich zu erkennen. Bei der Durchbohrung der Wasseroberfläche kann man hier die einzelnen Strahlen besser erkennen als im vorigen Versuch.

Schließlich sind in Abb.7.3 die Filmbilder des dritten Versuchs gezeigt, der mit niedrigem Wasserstand durchgeführt wurde. Man sieht, daß die Strahlköpfe wieder die Form von Pilzen hatten, obwohl kein Wasser auf der Platte lag. Dies ist aufgrund der Beschleunigung der Strahlen zu erklären.

Im Anhang (Kapitel A-9) werden alle Einzelheiten über die Beobachtung der Strömung gegeben.

7.1 Filmauswertung

Die Filme von insgesamt 45 Versuchen, davon 10 mit Ventil und 35 mit Explosionsmutter, wurden ausgewertet. Folgende Größen wurden als Funktion der Zeit gemessen:

- a) bei den Versuchen mit hohem Wasserstand: die Bewegung des höchsten Punktes der Wasseroberfläche d_s und die Bewegung des höchsten Punktes des turbulenten (dunklen) Strahls d_{jh} (siehe z.B. Abb. 7.1)
- b) bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand: die Bewegung des höchsten Punktes des Wasserstrahls d_{j1} (siehe z.B. Abb. 7.3)

In Abb. 7.4 sind als Beispiel die Ergebnisse der Filmauswertung vom Versuch Nr. 41 gezeigt. Der Nullpunkt der Zeitskala (x-Achse) wurde bei der ersten beobachteten Bewegung der Wasseroberfläche, der Nullpunkt der Wege (y-Achse) an der oberen Tauchplattenoberfläche festgelegt. Man sieht, daß etwa 14 ms nach der ersten Bewegung der Wasseroberfläche der turbulente aus der Tauchplatte herausströmende Wasserstrahl (Zeichen x) die Wasseroberfläche (Zeichen \odot) durchbricht. Danach zeigen die Punkte die Bewegung des Wasserstrahls. Weitere Beispiele werden im Anhang (Kapitel A-10) gegeben.

Es ist interessant, die Bewegung der Wasseroberfläche bzw. des Wasserstrahls mit der Kolbenbewegung zu vergleichen, die die gleichmäßige Bewegung des Wassers in einem von der Tauchplatte ungestörten Bereich unterhalb der Tauchplatte darstellt. Man sieht, daß die Bewegung der Wasseroberfläche und des Wasserstrahls viel schneller als die des Kolbens ist. Schließlich ist ganz oben die Kraft, die auf die obere Platte wirkt, dargestellt.

Es ist interessant, die Bewegung der Wasseroberfläche und der Wasserstrahlen von verschiedenen Versuchen zu vergleichen. In Abb. 7.5 sind die Ergebnisse für einige Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand gezeigt. Die Abszisse stellt den dimensionslosen Kolbenweg d_p/D (D =Durchmesser des Testrohrs = 110 mm), die Ordinate den dimensionslosen Weg der Wasseroberfläche d_s/D dar, wobei d_s vom Anfangsort der Wasseroberfläche aus gemessen ist.

Die Werte bei verschiedenen Versuchen stimmen bis zu etwa $d_p/D = 1.4$ gut überein. Danach durchbricht der Wasserstrahl die Wasseroberfläche, deswegen nimmt die Streuung der Meßpunkte plötzlich zu. Für kleine Werte von d_p/D ($d_p/D < 0.4$ ca.) ist der Weg der Oberfläche kleiner als der Kolbenweg. Dies kann nicht nur durch die begrenzte Auflösung bei der Filmauswertung erklärt werden, sondern muß sowohl auf die begrenzte Schallgeschwindigkeit im Wasser als vor allem auch auf die Anwesenheit von mikroskopischen und makroskopischen Luftblasen im Wasser zurückgeführt werden.

Für größere Werte von d_p/D ($0.4 < d_p/D < 1.4$ ca.), bis zum Strahldurchbruch wird der Weg der Oberfläche größer als der Kolbenweg. Da die Wasseroberfläche noch eben und waagrecht ist (aus den Filmen) bedeutet dies, daß zwischen der Tauchplatte und der Wasseroberfläche ein gewisses Dampfvolumen oder Kavitationsvolumen entsteht. In Abb. 7.5 kann man zum Beispiel sehen, daß bei $d_p/D = 1.2$, d_s/D ca. 2.2 beträgt: das bedeutet, daß sich ein Kavitationsvolumen gebildet hat, das etwa das 1.2-fache des oberhalb der Tauchplatte liegenden Wasservolumens beträgt oder daß die mittlere Dichte des Zweiphasengemisches oberhalb der Tauchplatte nur $1/2.2 = 0.45$ der Wasserdichte beträgt.

Es wurden analytische empirische Kurven der Form:

$$(7.1) \quad y = a \cdot x^b$$

an die Meßdaten angepaßt. Die Koeffizienten a und b sind für die verschiedenen Fälle in Tabelle 7.1 zusammen mit den Gültigkeitsbereichen aufgelistet.

T A B E L L E 7.1

Koeffizienten für Versuche mit Ventil

x	y	x_{\min}	x_{\max}	a	b
d_p/D	d_s/D	0.00	1.40	1.632	1.582
d_p/D	d_{j1}/D	0.25	1.20	5.947	1.400
d_p/D	d_{jh}/D	0.40	1.40	3.712	1.219
Gültigkeitsbereich : $3.61 \times 10^5 < Re_{\max} < 4.16 \times 10^5$ $1.19 < Str < 1.37$					

Die damit gewonnene Kurve ist als durchgezogene Linie in Abb. 7.5 eingetragen.

Diese Ergebnisse gelten im Reynolds- und Strouhalzahlbereich der 4 ausgewerteten Versuche, nämlich für Versuche mit der Anfangsgeschwindigkeit gleich Null, bei denen die Kolbengeschwindigkeit allmählich bis zu einer maximalen Reynoldszahl zunimmt:

$$(7.2) \quad 3.61 \times 10^5 < Re_{max} = \frac{v_{max} \cdot D}{\nu} < 4.16 \times 10^5$$

Die Strouhalzahl beträgt:

$$(7.3) \quad 1.19 < Str = \frac{v_{max} \cdot t}{D} < 1.37$$

In Abb. 7.6 werden die gleichen Meßergebnisse für Versuche mit Explosionsmutter wie in Abb. 7.5 für Versuche mit Ventil dargestellt. Die Daten sind aus den Filmen von 35 verschiedenen Versuchen mit Explosionsmutter ausgewertet worden. Man kann sehen, daß sich die Meßdaten hauptsächlich auf 3 verschiedene Kurven befinden, eine für jedes Perforationsverhältnis.

Die Streuung ist größer als bei den Versuchen mit Ventil, aus verschiedenen Gründen. Erstens wurden für jedes Perforationsverhältnis Versuche mit sehr unterschiedlichen Anfangsdrücken, von 40 bis 160 bar oder mehr, und deswegen mit sehr unterschiedlichen maximalen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen, durchgeführt. Zweitens sind die Wassergeschwindigkeiten wesentlich höher (im Durchschnitt ca. 3-fach höher) als bei den Versuchen mit Ventil, während die Filmgeschwindigkeit nur maximal 50% höher ist. Deswegen sind die Fehler bei der Filmauswertung größer. Man kann trotzdem feststellen, daß der Hauptparameter das Perforationsverhältnis ist und daß andere Parameter, wie z.B. die Geschwindigkeit und die Beschleunigung eine viel kleinere Rolle spielen, zumindest im Reynolds- und Strouhalzahlbereich der 35 ausgewerteten Versuche.

Wie schon für die Versuche mit Ventil wurden analytische empirische Kurven der Form (7.1) an die Meßdaten angepaßt. Die Koeffizienten a und b sind in Tabelle 7.2 zusammen mit den jeweiligen Gültigkeitsbereichen (x_{min} ; x_{max}) angegeben. Die Anpassungskurven sind in Abbildung 7.6 als ausgezogene Linien eingetragen.

Um die Ergebnisse, die bei den untersuchten Perforationsverhältnissen (nämlich 12.0%, 17.1% und 25.0%) gewonnen worden sind, bei anderen Werten des Perforationsverhältnisses anwenden zu können, wurden die Koeffizienten a und b von Gl. (7.1) als Funktion des Perforationsverhältnisses r_p , für die Versuche mit Explosionsmutter mit Kurven des Typs:

$$(7.4) \quad a = K^1 \cdot r_p^{K^2}$$

$$(7.5) \quad b = K^3 \cdot r_p^{K^4}$$

oder (nur in einem Fall)

$$(7.6) \quad b = C^1 + C^2 \cdot r_p + C^3 \cdot r_p^2$$

angepaßt. Die Funktionen (7.4) und (7.5) haben nur zwei Parameter, deswegen wurden die Koeffizienten mit der Methode des kleinsten quadratischen Fehlers bestimmt. Sie sind in Tab. 7.3 gelistet.

Im Anhang werden Ergebnisse über den Strahldurchbruch bei den Versuchen mit hohem Wasserstand (Abschn. A-10.4) und über die asymptotische Bewegung der Wasserstrahlen (Abschnitt A-10.5) gegeben. Im Kapitel A-11 sind einige der wichtigsten Meßergebnisse in tabellarischer Form dargestellt, im Kapitel A-12 wird die Meßdatenverarbeitung beschrieben.

T A B E L L E 7.2

Koeffizienten für Versuche mit Explosionsmutter

r_p	x	y	x_{\min}	x_{\max}	a	b
0.120	d_p/D	d_s/D	0.00	1.00	5.714	2.830
	d_p/D	d_{j1}/D	0.00	0.80	11.01	1.668
	d_p/D	d_{jh}/D	0.00	0.90	7.672	1.749
Maximale Reynoldszahlen: $6.05 \times 10^5 < Re_{\max} < 12.9 \times 10^5$ Strouhalzahlen bei der max. Geschwindigkeit : $0.30 < Str < 0.32$						
0.171	d_p/D	d_s/D	0.00	1.40	2.368	2.212
	d_p/D	d_{j1}/D	0.00	1.20	5.893	1.645
	d_p/D	d_{jh}/D	0.00	1.40	4.012	1.803
Maximale Reynoldszahlen (Hoher Wasserstand) : $5.83 \times 10^5 < Re_{\max} < 1.76 \times 10^6$ (Niedriger Wasserstand): $8.47 \times 10^5 < Re_{\max} < 1.66 \times 10^6$ Strouhalzahlen bei der max. Geschwindigkeit (Hoher Wasserstand) : $0.44 < Str < 0.46$ (Niedriger Wasserstand): $0.41 < Str < 0.42$						
0.250	d_p/D	d_s/D	0.00	2.00	1.362	1.993
	d_p/D	d_{j1}/D	0.00	1.80	3.371	1.569
	d_p/D	d_{jh}/D	0.00	2.00	2.203	1.723
Maximale Reynoldszahlen: $11.2 \times 10^5 < Re_{\max} < 16.3 \times 10^5$ Strouhalzahlen bei der max. Geschwindigkeit : $0.84 < Str < 0.85$						

T A B E L L E 7.3

Koeffizienten für Gl. (7.4), (7.5) und (7.6)

Funkt.	K1	K2	K3	K4	C1	C2	C3
d_s/D	0.08621	-1.947	1.007	-0.4746	-	-	-
d_{j1}/D	0.3552	-1.611	1.403	-0.08428	-	-	-
d_{jh}/D	0.2060	-1.699	-	-	1.296	5.678	-15.88

8. Gemessene Widerstandskoeffizienten

Die Definition und der Stand der Kenntnisse über die Widerstandskoeffizienten bei stationärer und instationärer Strömung durch die Tauchplatte sind im Kapitel 4 gegeben worden. Hier werden die Ergebnisse der Experimente dargestellt.

8.1 Effekte der Beschleunigung auf den Widerstandskoeffizienten

In Abb. 8.1 ist als Beispiel für einen Versuch mit Explosionsmutter der Druckverlust durch die Tauchplatte $p_3 - p_4$ als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit v dargestellt, wobei die Meßpunkte linear miteinander verbunden wurden, um den zeitlichen Verlauf erkennen zu können. Die Meßpunkte wurden mit verschiedenen Symbolen dargestellt, je nach Beschleunigung, wobei die Beschleunigungsbereiche für jedes Symbol in der Tabelle in Abb. 8.1 angegeben sind.

Verbindet man einen beliebigen Meßpunkt P auf dem Diagramm mit dem Koordinatenursprung, dann ist die Steigung der Verbindungsgerade wegen Gleichung (4.1) proportional zum Widerstandskoeffizienten, denn:

$$(8.1) \quad \frac{\Delta p}{v^2} = \frac{\rho}{2} \xi$$

Folgt man den Meßpunkten, dann erkennt man, daß der Widerstandskoeffizient am Versuchsanfang bei starker Beschleunigung sehr hoch ist, danach allmählich abnimmt bis auf ein Minimum (erstes Y Symbol), obwohl die Beschleunigung noch immer positiv ist (die Geschwindigkeit wächst weiter), dann wieder zunimmt bis die Maximalgeschwindigkeit erreicht wird (letztes \boxtimes Symbol). Danach wird die Beschleunigung negativ aber absolut gesehen nur schwach: der Widerstandskoeffizient stabilisiert sich, zwar mit kleinen Schwingungen, auf einen fast konstanten Wert und die Geschwindigkeit nimmt bis zum Versuchsende ab.

Das Diagramm in Abb. 8.1 ist qualitativ richtig, aber daraus können keine quantitativen Werte des Widerstandskoeffizienten gewonnen werden, weil die auf dem Diagramm eingetragene Druckdifferenz nicht genau die Druckdifferenz an der Tauchplatte ist.^{*)} Es wäre technisch sehr schwierig gewesen, den Druck unmittelbar vor und nach der Tauchplatte zu messen: in der Tat (siehe auch Abb. 5.1) mißt der Aufnehmer p_3 den Druck bei einem Abstand von etwa 1.5 Zylinderdurchmessern vor der Tauchplatte, und der Aufnehmer p_4 den Druck etwa .65 Zylinderdurchmesser nach der Platte.

Bei einer gewissen Beschleunigung entspricht diese Druckdifferenz nicht also nur dem Druckverlust an der Platte, sondern in der Druckdifferenz ist auch der Beschleunigungsdruckverlust der Wassermasse enthalten, die sich zwischen den beiden Aufnehmern befindet, so daß man diesen zweiten Beitrag vom Gesamtdruckverlust subtrahieren müßte, um den gewünschten Druckverlust zu erhalten.

Es ist jedoch leider nicht klar, wie man die betroffene Wassermasse genau bestimmen kann: ob man die ganze Masse nehmen muß (jedoch bildet sich bald nach Versuchsanfang oberhalb der Tauchplatte ein Kavitationsvolumen), oder ob nur ein eventuell sich verändernder Teil davon zu berücksichtigen ist.

Die Schwierigkeit der Korrektur der Druckdifferenz $p_3 - p_4$ und der Abschätzung der beschleunigten Wassermasse wurde vermieden, indem direkt die gemessene Kraft auf die Tauchplatte anstatt der Druckdifferenz berücksichtigt wurde. Sie ist als Funktion des Geschwindigkeitsquadrats in Abb. 8.2 für den selben Versuch dargestellt.

Nimmt man an, daß der Druck in erster Näherung gleichmäßig auf die Tauchplatte verteilt ist,^{**)} so ergibt sich aus Gleichung (4.1):

$$(8.2) \quad \zeta = \frac{\Delta p}{\rho \frac{v^2}{2}} = \frac{\frac{F_d}{S_e}}{\rho \frac{v^2}{2}}$$

wobei F_d die Kraft auf die Tauchplatte und S_e die effektive Tauchplattenoberfläche, d.h. Gesamtoberfläche der Tauchplatte minus der Fläche der Bohrung, bedeutet.

*) s. auch Abschn. A-13.1

**) dies wurde bei den Ergebnissen in Abschn. A-12.3 bestätigt.

Beim Vergleich zwischen den Abbildungen 8.2 und 8.1 sieht man, daß die Meßpunkte, bei denen eine starke Beschleunigung auftritt, relativ weniger im Kraftdiagramm 8.2 als im Druckdifferenzendiagramm 8.1 von den fast stationären Meßpunkten abweichen, da der Beitrag der beschleunigten Wassermasse zwischen den beiden Druckaufnehmer 'automatisch' subtrahiert wird. Qualitativ ist der Verlauf gleich.

Abb. 8.3 zeigt die Beziehung zwischen der Kraft auf die Tauchplatte und dem Druckverlust $p_3 - p_4$. Man erkennt, daß bei einer gewissen konstanten Kraft F_d auf die Platte für die erste Meßpunkte, die einer sehr starken Beschleunigung entsprechen, tatsächlich eine höhere Druckdifferenz als für die quasi-stationären Punkte (* Symbole) auftritt. Dann aber gibt es einige Meßpunkte (Z und Y Symbole), die trotz ihrer (kleinen) positiven Beschleunigung, möglicherweise wegen des Meßfehlers bei den Versuchen mit Explosionsmutter (Welleneffekte), einen geringfügig kleineren Druckverlust aufweisen.

8.2 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den Versuchen mit Ventil

In den Abbildungen 8.4 und 8.5 sind die experimentellen Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung durch eine perforierte Platte für die Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand dargestellt (s. auch Abschn. A-13.2)

Auf der Abszisse ist der dimensionslose Beschleunigungsparameter Γ (siehe Gl. 4.16), auf der Ordinate das Verhältnis zwischen dem instationären und dem stationären Widerstandskoeffizienten aufgetragen.

Die Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten von der Reynoldszahl wird nicht ausgewertet, weil bei praktisch allen Meßpunkten, die sich auf diesen Diagrammen befinden, die Reynoldszahl größer als 10^5 war. Aus den experimentellen Ergebnissen für stationäre Strömung /5/ ergibt sich, daß für:

$$(8.3) \quad Re > 10^5$$

der Widerstandskoeffizient von der Reynoldszahl praktisch unabhängig ist, d.h.:

$$(8.4) \quad \frac{\partial \zeta_s}{\partial Re} = 0, \quad Re > 10^5$$

Außerdem hängt der Widerstandskoeffizient im Bereich $10^4 < Re < 10^5$ nur sehr schwach von der Reynoldszahl ab.

Bei diesen Versuchen kann man auch bei instationärer Strömung keine Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten ζ_u von der Reynoldszahl bei so hohen Reynoldswerten erkennen, d.h. der Widerstandskoeffizient hängt nur vom Beschleunigungsparameter ab:

$$(8.5) \quad \zeta_u = \zeta_u(\Gamma), \quad Re > 10^5$$

Bei diesen Versuchen, entspricht $Re=10^5$ einer Kolbengeschwindigkeit von $0.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und $Re=10^4$ einer Kolbengeschwindigkeit von $0.09 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ für eine mittlere kinematische Zähigkeit des Wassers von $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$.

In Abbildung 8.4 hat nur der erste Meßpunkt jedes Versuchs (Punkt mit dem höchsten Γ) eine Reynoldszahl, die kleiner als 10^5 , aber größer als 3×10^4 , in den meisten Fällen etwa 8×10^4 , ist. Der zweite Meßpunkt hat schon eine Reynoldszahl, die größer als 10^5 ist.

Bei den Versuchen 15 bis 16 (Abb. 8.6) stieg die Geschwindigkeit besonders langsam an: hier haben die ersten 3 bis 5 Meßpunkte eine Reynoldszahl, die zwischen 2.5×10^4 und 10^5 liegt. Bei den Versuchen mit Explosionsmutter sind die Geschwindigkeiten höher, deswegen entsprechen praktisch alle Meßpunkte Reynoldszahlen, die größer als 10^5 sind.

Sowohl bei der Berechnung der Γ -Werte (Gl.4.16) als auch der Werte ζ_u/ζ_s ist es erforderlich, den Widerstandskoeffizienten für stationäre Strömung ζ_s zu kennen. Da es technisch unmöglich war, im verwendeten Versuchsstand Versuche bei stationärer Strömung durchzuführen, wurden die stationären Werte aus den instationären Versuchen geschätzt, und zwar aus den Meßwerten mit den kleinsten positiven bzw. negativen Beschleunigungen.

8.2.1 Versuche mit hohem Wasserstand bei hohen Reynoldszahlen
.....

Für die Meßdaten in Abb. 8.4 und in Abbildung 8.5, die eine Vergrößerung der Abb. 8.4 für kleine Γ -Werte ist, wurde z.B. der Wert:

$$(8.6) \quad \zeta_s = 82.8$$

für den stationären ($\Gamma=0$) Widerstandskoeffizienten geschätzt. Dieser Wert ist auch in den Kommentaren in den Abbildungen angegeben.

Aus Gleichung (4.10) ergibt sich zwischen dem Kontraktionskoeffizienten c_c eines freien kontrahierten Strahls aus einer runden Mündung und dessen Widerstandskoeffizienten ζ_s folgende Beziehung:

$$(8.7) \quad c_c = \frac{1}{r_p} \sqrt{\frac{1}{\zeta_s + 1}} .$$

Hier ist $r_p=0.171$, $\zeta_s=82.8$, damit ergibt sich aus Gl. (8.7):

$$(8.8) \quad c_c = 0.639$$

der dem Wert aus der Literatur /12/ entspricht.

Dies bestätigt die Tatsache, daß die Strömung nach einer gewissen Anfangstransiente für die maximale Reynoldszahlen, die bei diesen Versuchen erreicht werden, und zwar zwischen 3.7×10^5 und 4.3×10^5 , praktisch die eines freien kontrahierten Strahls ist.

In Abb. 8.5,^{*)} die eine Vergrößerung der Abb. 8.4 ist, sieht man, daß bei manchen Messungen spiralförmige Kurven um den theoretischen Punkt für stationäre Strömung ($\Gamma=0$, $\zeta_u/\zeta_s=1$) auftreten. Dies ist damit zu erklären, daß bei diesen Versuchen nicht nur ein Geschwindigkeitsmaximum erreicht wird, sondern mehrere d.h. die Geschwindigkeit schwingt um den maximalen Wert (s. Abb. A-12.21).

*) s. auch Abb. A-13.18

Folgende Beziehungen werden für den Widerstandskoeffizienten aufgrund dieser Versuche vorgeschlagen:

$$(8.9) \quad \begin{array}{ll} 0.00 < \Gamma \leq 0.02 & \xi_u / \xi_s = 1 - 20 \cdot \Gamma + 500 \cdot \Gamma^2 \\ 0.02 < \Gamma \leq 0.15 & \xi_u / \xi_s = \frac{93}{120} + \frac{5}{6} \Gamma + \frac{125}{6} \Gamma^2 \\ 0.15 < \Gamma \leq 1.00 & \xi_u / \xi_s = \frac{327}{680} + \frac{805}{136} \Gamma \end{array}$$

Diese Funktionen sind als durchgehende Linien in den Abbildungen 8.4 und 8.5 dargestellt.

Für negative Γ -Werte ist keine Anpassung an die vorhandenen Meßdaten möglich. Gleichung (8.9) ist gültig für Versuche mit hohem Anfangswasserstand (die Wasserhöhe über der Platte war die nominelle Höhe und betrug also das 2.2-fache des Zylinderdurchmessers D), bei maximalen Reynoldszahlen von ca. 4×10^5 und Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit von 1.2 bis 3.15.

8.2.2 Versuche mit hohem Wasserstand bei niedrigen Reynoldszahlen

Die Abbildung 8.6 und deren Vergrößerung Abb. 8.7^{*)} zeigen Ergebnisse bei 3 Versuchen mit Ventil bei hohem Wasserstand,^{**)} bei denen die Beschleunigung 3 bis 7 mal kleiner war als in den Versuchen der Abbildungen 8.4 und 8.5. Die Maximalgeschwindigkeit war ebenfalls kleiner, aber nur in zwei der 3 Versuche.

Zur Berechnung der Γ -Werte und der Werte ξ_u / ξ_s in den Abbildungen 8.6 und 8.7 wurde der gleiche Wert für den stationären Widerstandskoeffizienten wie für die vorigen Versuche verwendet, nämlich $\xi_s = 82.8$. Die ersten Punkte (Punkte mit hohem Γ), bis zu $\Gamma > 0.07$ ca. stimmen sehr gut mit den entsprechenden Punkten der vorigen Versuche (Abb. 8.4) überein.

*) s. auch Abb. A-13.19

**) Versuche Nr. 15, 15' und 16

Für kleinere Γ -Werte (Abbildung 8.7) ergibt sich, daß die ζ_u/ζ_s Werte etwas kleiner als bei den Versuchen mit den hohen Reynoldszahlen sind. Obwohl die Punkte hier eine sehr große Streuung zeigen, erkennt man, daß der stationäre Wert von ζ_s zu groß ist, da in der Nähe von $\Gamma=0$ fast alle Meßpunkte tiefer als $\zeta_u/\zeta_s=1$ liegen.

Um eine bessere Übereinstimmung dieser Punkte mit den entsprechenden ζ_u/ζ_s Werten der Versuchen mit höheren Reynoldszahlen zu erhalten, müßte ein kleinerer Wert für den Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung gewählt werden (etwa 20% kleiner): dann würden aber die ersten Punkte, für $\Gamma > 0.07$, nicht mehr übereinstimmen.

Aus den Filmen sieht man, daß sich bei den Versuchen mit höheren Reynoldszahlen ein großes Kavitationsvolumen oberhalb der Tauchplatte bildet.^{*)} Wenn die Wasserfront z.B. das Ende des transparenten Testrohrs nach einer Bewegung von ca. 51 cm erreicht, hat sich der Kolben nur um etwa 19 cm bewegt. Dies bedeutet, daß sich die Strömung in Form eines Freistrahls entwickelt.

Bei den "langsamen" Versuchen (Abb. 8.6, 8.7) dagegen ergibt sich ein Kolbenweg von ca. 41 cm beim Austritt des Wassers aus dem Testrohr (51 cm Wasserbewegung), d.h. ein viel kleineres Kavitationsvolumen. Hier ist die Strömung ähnlicher der eines "sich ausbreitenden" Strahls, mit entsprechend kleinerem Widerstandskoeffizient (Gl. 4.14). Aus (4.14) ergibt sich für diesen Fall:

$$(8.10) \quad \xi_{se} = 66.5$$

wobei in erster Näherung der gleiche Kontraktionskoeffizient wie beim Freistrahls angenommen wurde ($c_c=0.639$). Dieser Wert ist ungefähr 20% kleiner als der, der in den Abbildungen 8.6 und 8.7 angenommen wurde und stimmt gut mit dem aus diesen Abbildungen geschätzten Wert des Widerstandskoeffizienten für stationäre Strömung überein.

Die Tatsache, daß die ersten Meßpunkte ($\Gamma > 0.07$) genau den gleichen Wert des Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung wie bei den Versuchen mit höheren Reynoldszahlen aufweisen, ist damit zu erklären, daß die beiden Strömungen am Anfang praktisch gleich sind, weil der Ausgangszustand gleich ist.

*) Kap. 7, Abb. 7.5

Erst nach einer gewissen Bewegung bildet sich im ersten Fall ein relativ großes Kavitationsvolumen, im zweiten aber nicht, und die Strömungen beginnen sich wesentlich zu unterscheiden und in zwei ziemlich verschiedenen Strömungsformen zu entwickeln, die deswegen verschiedene Widerstandskoeffizienten für stationäre Strömung haben.

Diese Überlegungen zeigen, wie schwierig es ist, allgemeine Gesetze für die Berechnung der Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung zu gewinnen. Der Widerstandskoeffizient ist eigentlich von der vorausgegangenen Geschichte der Strömung abhängig, so daß man die experimentellen Bedingungen, bei denen diese Koeffizienten gewonnen worden sind (die maximalen Reynolds- und Strouhalzahlen, und auch die Geschwindigkeitsgeschichte), immer so genau wie möglich zusammen mit den Ergebnissen angeben muß.

Bei der üblichen Darstellung der Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung in $\Gamma - \zeta_u/\zeta_s$ Diagrammen hängen diese Koeffizienten eigentlich wegen der notwendigen Ermittlung des Werts bei stationärer Strömung ζ_s auch von der zukünftigen Strömungsgeschichte ab, eben durch die zukünftige, durch ζ_s charakterisierte stationäre Strömung.

Im Anhang (Abschn. A-13.2.2) werden die Ergebnisse der Versuche mit Ventil mit niedrigem Wasserstand gegeben.

8.3 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den Versuchen mit Explosionsmutter

Abbildung 8.8 zeigt als Beispiel die experimentellen Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung durch eine perforierte Platte für die Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1% Perforationsverhältnis und hohem Wasserstand (14 Versuche). Beim Vergleich mit den entsprechenden Ventilversuchen (Abbildung 8.5) sieht man, daß es bei den Versuchen mit Explosionsmutter eine viel größere Streuung gibt. Dies ist damit zu erklären, daß sich bei dieser Versuchsart starke Druckschwingungen in der stark beschleunigten Anfangsphase ergeben: man kann diese Schwingungen z.B. bei den größten Γ -Werten in Abbildung 8.8 sehen.

Qualitativ stimmen diese Diagrammen mit denen der Ventilversuche überein. Am Versuchsanfang ergeben sich sehr hohe Γ -Werte wegen der großen Anfangsbeschleunigung und der kleinen Anfangsgeschwindigkeit, aber die Streuung ist sehr groß. In Abbildung 8.8 ist zum Vergleich die vorgeschlagene Beziehung für die Versuche mit Ventil (Gl. 8.9) als ausgezogene Linie eingetragen.

Der Wert des Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung, der für die Abbildung 8.8 verwendet wurde ist:

$$(8.11) \quad \xi_s = 90.1$$

also 9% höher als der entsprechende Wert bei den Ventilversuchen (Gl. 8.6).

Die maximale Reynoldszahlen lagen zwischen 3.54×10^5 und 18.9×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.452 und 0.691.

Sämtliche Details über die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter werden im Abschnitt A-13.3 im Anhang gegeben.

9. Analyse der Druckwellen bei den Versuchen mit Explosionsmutter

Bei den Versuchen mit Explosionsmutter ergaben sich bei den gemessenen Druck- und Kraftsignalen am Versuchsanfang stets ziemlich starke Schwingungen, wie schon erwähnt worden ist (s. z.B. Abschn. A-13.3, Abb. A-13.2).

Da der Verdacht bestand, daß solche Schwingungen eine direkte Folge der Zündung und Spaltung der Explosionsmutter sein könnten, z.B. wegen mechanischer Schwingungen, die sich durch die Versuchsstandstrukturen auf Druck- und Kraftaufnehmer übertragen, wurde ein besonderer Versuch durchgeführt, (Nr.74) um diesen Punkt zu klären (s. auch Kap. A-14).

Bei diesem Versuch lag der Wasserstand am Anfang etwa 16 cm niedriger als die Tauchplatte. Damit konnten sich während der ersten Bewegung des Wassers bis zum Erreichen der Platte durch die Wassersäule keine Druckwellen bis zur Tauchplatte übertragen, sondern nur durch die Strukturen.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Kraftaufnehmer an der Tauchplatte und auch der Druckaufnehmer p_3 (siehe Abb.5.1) keine Schwingungen aufweisen, solange das Wasser die Tauchplatte nicht erreicht. Das beweist, daß mechanische Schwingungen, die durch die Zündung der Explosionsmutter erzeugt werden, die Messung der Druck- und Kraftaufnehmer praktisch nicht stören können. Die Schwingungen haben also eine andere Ursache, die darauf zurückgeführt werden muß, daß das Wasser bis zur Tauchplatte steht.

Um die Ursache der Schwingungen besser zu verstehen, muß man die Art, wie die Kraft bei den Versuchen mit Explosionsmutter auf das Wasser übertragen wird, analysieren. Vor dem Schuß wirkt eine Kraft auf den Kolben, die durch die Kolbenstange bis zur Mutter übertragen wird (siehe Abb. 5.2): die Kolbenstange steht also unter Zugspannung. Wenn die Mutter gesprengt wird, wird die Kolbenstange plötzlich am unteren Ende freigelassen und die mechanische Spannung wird freigesetzt. Wenn die Entlastungswelle den Kolben erreicht, wirken auf den Kolben zwei Kräfte, die theoretisch gleich sind, und die den Kolben nach oben drücken: die Kraft, die vom Druck in der Kammer erzeugt wird, und die Kraft durch die freigesetzte Zugspannung der Kolbenstange.

Diese gesamte Kraft wird durch den Kolben übertragen und kommt nach sehr kurzer Zeit an die Wassersäule. Da die Schallgeschwindigkeit im Wasser (etwa $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) viel kleiner als im Stahl oder Hartaluminium (Kolben) ist, wird nur ein Teil der Kraftwelle auf das Wasser übertragen, der Rest wird im Kolben reflektiert.

Die Druckwelle bewegt sich in der Wassersäule nach oben und erreicht nach etwa 0.3 ms (da der Abstand zwischen Kolben und Tauchplatte etwa 0.5 m beträgt) die Tauchplatte. An der Tauchplatte wird ein Teil der Druckwelle wegen der Versperrung wieder nach unten reflektiert und addiert sich zur Druckwelle, die sich von unten nach oben bewegt.

Es gibt also Wellen, die durch die plötzliche Freisetzung der Kolbenstange entstehen und die sich im Versuchsstand hauptsächlich durch die Wassersäule (wie der besondere Versuch mit Wasserstand niedriger als die Platte bewiesen hat) bis zur Tauchplatte ausbreiten, dort teilweise reflektiert werden und wieder bis zum Kolben gelangen usw.

Bei den Versuchen mit Ventil wird dagegen die Kraft allmählich auf den Kolben und die Wassersäule übertragen, da der Druck unter dem Kolben allmählich zunimmt: damit entstehen keine oder wesentlich schwächere Druckwellen.

Wie diese starken Druckwellen den Ausfluß des Wasser durch die perforierte Platte, und besonders den Widerstandskoeffizienten beeinflussen, ist unbekannt. Es wäre theoretisch sinnvoll und interessant, die Effekte der Druckwellen auf den Widerstandskoeffizienten von denen der (mittleren) Beschleunigung des Fluids zu trennen. Man muß dabei mittlere Beschleunigung betrachten, weil in einer Wassersäule, die von starken Druckwellen beeinflusst wird, die Beschleunigung von Ort zu Ort verschieden sein kann.

Um die Effekte der Wellen und deren Übertragungen und Reflektionen in der Teststrecke besser zu verstehen, wurde ein Versuch mit Explosionsmutter (Versuch Nr. 54) mit einem einfachen Rechenmodell simuliert. Das Modell /13/ ist ein eindimensionales dynamisches Finite-Element Modell das ein explizites Zeitintegrationsverfahren verwendet. Die Anwesenheit der Tauchplatte wird durch die Randbedingung:

$$(9.1) \quad F_{\text{ext}} = \zeta_s \cdot \rho \cdot S \cdot \frac{v^2}{2}$$

simuliert, wobei F_{ext} die Kraft die von der Tauchplatte zur Wassersäule übertragen wird, ζ_s der stationäre Widerstandskoeffizient, ρ die Dichte des Wassers, S der Querschnitt des Testrohrs und v die Geschwindigkeit ist.

Abb. 9.1 zeigt das berechnete Drucksignal p_2 (siehe Abb. 5.1) in den ersten 2 ms: man sieht, daß ziemlich starken Druckspitzen entstehen, die den gemessenen qualitativ ähnlich sind. Das gemessene Drucksignal p_2 ist in Abb. 9.2 dargestellt: hier sind die Druckspitzen am Anfang des Versuchs noch stärker als die berechneten.

Das berechnete Beispiel ist natürlich nur eine grobe (eindimensionale) Annäherung der Phänomene, die bei dieser Versuchsart entstehen können, aber es zeigt deutlich, daß die gemessenen Druckwellen physikalisch mit der schlagartigen Übertragung der Kraft auf das Fluid erklärt werden können.

Die Untersuchung der Widerstandskoeffizienten bei stark beschleunigten Strömungen durch perforierte Platten wird also durch das Entstehen solcher Druckwellen stark kompliziert: es ist technisch sehr schwierig, das Fluid stark und trotzdem allmählich zu beschleunigen, um die Wellenprobleme zu beseitigen.

10. Kräfte auf den Reaktordeckel

10.1 Versuche mit Ventil

Der Maximalwert der Kraft, die auf den Reaktordeckel wirkt, und des Zeitintegrals dieser Kraft (Impuls) sind zwei wichtige Parameter bei der Analyse der Widerstandsfähigkeit der oberen Strukturen des Reaktors während eines hypothetischen Störfalls.

Es ist interessant, die Kraft auf die obere Platte mit derjenigen auf die Tauchplatte zu vergleichen, um die Verteilung der Belastung zwischen den beiden Strukturen zu analysieren. Abb. 10.1 zeigt für jeden Versuch das Verhältnis zwischen der maximalen Kraft auf die obere Platte F_{um} und der maximalen Kraft auf die Tauchplatte F_{dm} , Abb. 10.2 das Verhältnis zwischen den Gesamtimpulsen I_{ut} und I_{dt} . Verschiedene Symbole kennzeichnen die verschiedenen Perforationsverhältnisse, die Größe der Symbole bestimmt die Wasserhöhe: große Symbole bedeutet hoher Wasserstand, kleine Symbole niedriger (Null) Wasserstand. Diese Darstellungsweise gilt auch für die folgenden Abbildung.

Auf der Abszisse wurde der maximal gemessene Druck p_{2m} im Zylinder aufgetragen, der normalerweise dem maximalen Druck im Fluid aufwärts der perforierten Platte entspricht. Die Meßpunkte, bei denen der Druck kleiner als 10 bar ist, entsprechen den Ventilversuchen, alle anderen entsprechen den Versuchen mit Explosionsmutter.

Man sieht, daß bei den Ventilversuchen mit hohem Wasserstand (große Symbole) der Impuls auf die obere Platte sehr klein gegenüber dem anderen ist: bei manchen Versuchen, bei den kleinsten Drücken und Geschwindigkeiten, wurde sogar keine Kraft an der oberen Platte gemessen, da das Wasser praktisch ohne Strahlbildung in den oberen Zylinder hineinströmt. Bei den Ventilversuchen mit niedrigem Wasserstand aber, wenn sich stets ein Freistrahл bildete, wurden (relativ) viel größere maximale Kräfte und Impulse gemessen.

Bei den typischen Reynoldszahlen (zwischen 2.59×10^5 und 4.34×10^5) und Strouhalzahlen (1.7 bis 4.1) dieser Versuche kann es also zwei ganz unterschiedliche Verhalten geben. Bei hohem Wasserstand ergibt sich eine wirksame Mischung des Fluids stromabwärts der Tauchplatte, die einen Teil der Energie dissipiert und, was noch wichtiger ist, Kavitation und Turbulenz im Wasser erzeugt, so daß der Stoß gegen die obere Platte relativ gering ist. Bei niedrigem Wasserstand dagegen bildet sich praktisch ohne Mischung und Kavitation ein schneller Freistrahls aus, der einen deutlich höheren Impuls auf die obere Platte ausübt (s. auch Abschn. A-15.1).

Abb. 10.3 stellt die Zeitverzögerung der Kraft auf die obere Platte dar, ab der ersten Änderung im Lichtschrankensignal (die ungefähr der ersten Bewegung des Kolbens entspricht) gemessen. Die Meßpunkte der Ventilversuche sind die, die einem Druck p_{2m} kleiner als 10 bar entsprechen. Man sieht, daß die Zeitverzögerung bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand stets kleiner ist als bei den entsprechenden Versuchen mit hohem Wasserstand.

10.2 Versuche mit Explosionsmutter

Wenn man in den Abbildungen 10.1 und 10.2 die Meßpunkte der Versuche mit Explosionsmutter betrachtet (Punkte mit Druck $p_{2m} > 10$ bar), sieht man, daß die Kraft auf die obere Platte oder der Impuls gegenüber der Kraft bzw. dem Impuls auf die Tauchplatte umso größer wird, je größer das Perforationsverhältnis, d.h. je größer die Bohrung ist (s. auch Abschn. A-15.2).

Bei konstantem Perforationsverhältnis (17.1%) wird die Kraft und der Impuls auf die obere Platte umso kleiner, je größer die Anzahl der Bohrungen ist. Man vergleiche die Versuche an Platten mit 7 Bohrungen (Kennzeichen +) mit den entsprechenden Versuchen mit Einzelloch (Kennzeichen Achteck). Das liegt wahrscheinlich an der besseren Mischung, die bei mehreren Bohrungen stattfinden kann.

Die Zunahme des Drucks, und damit die Maximalgeschwindigkeit und Reynolds-
zahlen, hat keinen großen Einfluß auf Kräfte- oder Impulsverhältnisse. Nur
bei den Versuchen mit größerem Perforationsverhältnis ergibt sich eine
größere Abweichung. Das Verhältnis zwischen den maximalen Kräften (Abb.10.1)
ist immer größer als das zwischen den Impulsen (Abb. 10.2), da die Kraft auf
die obere Platte mehr Spitzen als die Kraft auf die Tauchplatte aufweist.

In erster Näherung kann man annehmen, daß für Drücke größer als ca. 20 bar
oder für Reynoldszahlen größer als etwa 6×10^5 das Verhältnis zwischen den
Gesamtimpulsen I_{ut}/I_{dt} und, wenn auch mit größerer Abweichung, das Verhältnis
zwischen den maximalen Kräften F_{um}/F_{dm} , konstant bleibt und nur eine Funktion
des Perforationsverhältnisses ist, d.h.:

$$(10.1) \quad \frac{I_{u,t}}{I_{d,t}} = f_1(r_p) \quad ; \quad Re > 6 \times 10^5$$

$$(10.2) \quad \frac{F_{u,m}}{F_{d,m}} = f_2(r_p) \quad ; \quad Re > 6 \times 10^5$$

In Tabelle 10.1 sind geschätzte Werte dieser Verhältnisse, als Funktion des
Perforationsverhältnisses für Einzellochplatten angegeben:

T A B E L L E 10.1

Impuls- und Kraftverhältnis

r_p	I_{ut}/I_{dt}	F_{um}/F_{dm}
0.120	0.18	0.28
0.171	0.30	0.55
0.250	(0.5 ÷ 0.6)	(0.9 ÷ 2.2)
bei $6 \times 10^5 < Re < 18 \times 10^5$		

Der Einfluß der Wasserhöhe über der Tauchplatte läßt sich aufgrund der in Abb. 10.2 dargestellten Meßdaten auswerten: beim kleinsten Perforationsverhältnis sind Kraft und Impuls bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand etwas größer als beim hohen Wasserstand, besonders bei den kleinsten Drücken, also bei den kleinsten Reynoldszahlen. Beim mittleren (nominellen) Perforationsverhältnis ergibt sich bei den höheren Drücken praktisch kein Unterschied zwischen den Ergebnissen mit verschiedenem Wasserstand. Bei den niedrigsten Drücken ergibt sich die gleiche Tendenz wie bei den Versuchen mit Ventil, d.h. Kräfte und Impulse sind bei niedrigem Wasserstand höher. Bei den Versuchen mit dem größten Perforationsverhältnis aber, bei denen jedoch Meßergebnisse nur bis etwa 50 bar vorhanden sind, ergibt sich die umgekehrte Tendenz: Kräfte und Impulse sind höher bei hohem Wasserstand, besonders bei den höchsten Drücken.

Nicht nur die maximalen Kräfte und die Gesamtimpulse sind interessant bei der Analyse der Belastung der oberen Reaktorstrukturen, sondern ein wichtiger Parameter ist dabei auch die Zeitverzögerung der Kraft auf die obere Platte, wie schon in der Einleitung erwähnt wurde.

In Abb. 10.3 werden die Zeitverzögerungen dargestellt: je größer der Druck und damit die Reynoldszahl ist, desto kleiner ist die Verzögerung. Die Punkte, bei denen sich eine Verzögerung größer als 45 ms ergibt, entsprechen den Ventilversuchen, alle andere sind Versuche mit Explosionsmutter.

Man kann sehen, daß die Verzögerung bei allen Versuchen mit hohem Wasserstand (große Symbole) größer ist als bei den entsprechenden Versuchen mit niedrigem Wasserstand. Das Perforationsverhältnis scheint keine große Rolle zu spielen. Dies ergibt sich, weil die Meßpunkte als Funktion des Drucks dargestellt wurden. Bei konstantem Druck unterscheiden sich aber die Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Perforationsverhältnis. Zum Beispiel wächst bei konstantem Druck mit dem Perforationsverhältnis die Kolbengeschwindigkeit, aber auch der Strahlquerschnitt, so daß sich ungefähr immer die gleiche Strahlgeschwindigkeit und deswegen die gleiche Verzögerung der Kraft auf die obere Platte ergibt.

11. Schlußfolgerungen

Um die Anwendung der Untersuchungsergebnisse zu erleichtern, werden die Hauptergebnisse und die abgeleiteten empirischen Beziehungen zusammengefaßt.

Aus der Filmauswertung ergab sich folgendes:

- a) Die Strömung abwärts der Tauchplatte hängt sehr stark vom Wasserstand ab. Bei hohem (nominellen) Wasserstand findet eine starke Vermischung statt, zumindest am Anfang der Bewegung. Danach bildet sich, besonders bei den Versuchen mit den höchsten Reynoldszahlen, ein Freistrahл aus. Bei niedrigem Wasserstand (kein Wasser über der Platte) bildet sich sofort ein Freistrahл mit einem breiten 'Kopf' aus.
- b) Die Geschwindigkeit der Strahlfront ist bei niedrigem Wasserstand höher als bei hohem Wasserstand, deswegen findet auch der Aufschlag gegen die obere Platte früher statt.
- c) Bei hohem Wasserstand bildet sich am Anfang der Bewegung wegen der starken Vermischung ein großes Kavitationsvolumen aus. Die mittlere Dichte des Zweiphasengemisches kann bis zu 60% geringer als die des flüssigen Wassers sein. Bei den höchsten untersuchten Reynoldszahlen ist das Kavitationsvolumen etwas größer als bei den kleinsten Reynoldszahlen.
- d) Nach einem gewissen Weg durchbricht der turbulente Strahl manchmal die Wasseroberfläche. Je kleiner das Perforationsverhältnis ist, desto schneller sind die Wasserstrahlen und desto früher findet der Durchbruch statt. Je größer die maximalen Reynoldszahlen sind, desto später findet der Durchbruch statt.

Die Bewegung der Wasseroberfläche und der Wasserstrahlen wird auf die Wasserbewegung stromaufwärts der Tauchplatte bezogen. Die Ergebnisse sind in den Abb. 7.5 und 7.6^{*)} dargestellt. Die Meßdaten werden durch analytische Beziehungen vom Typ (s. Gl. 7.1):

*) s. auch Abschn. A-10, Abb. A-10.9 bis A-10.18

$$(11.1) \quad y = a \cdot x^b$$

beschrieben, wobei x der bezogene Kolbenweg (Verhältnis von Kolbenweg zum Kolbendurchmesser) und y der bezogene Oberflächen- bzw. Strahlweg ist. Die Koeffizienten a und b sind in Tab. 7.1 für die kleinsten Reynoldszahlen (nur für das nominelle Perforationsverhältnis) bzw. Tabelle 7.2 für die größten Reynoldszahlen (3 Perforationsverhältnisse) angegeben.

Eine Korrelation der Koeffizienten zur Anwendung der empirischen Beziehungen auf andere Perforationsverhältnisse ist in Gl. (7.4) bis (7.6) angegeben.

Aus der Messung der Kräfte, die auf die Tauchplatte wirken, ergab sich folgendes:

Die Kraft F_d , die auf die Tauchplatte wirkt, kann mit:

$$(11.2) \quad F_d = \Delta p \cdot S_e$$

berechnet werden, wobei Δp die Druckdifferenz bei der Strömung durch die Platte, S_e die effektive Oberfläche der Platte (Fläche ohne Bohrungen) ist. Die Druckdifferenz wird mit der Beziehung (s. Gl. 4.1):

$$(11.3) \quad \Delta p = \zeta_u \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2}$$

berechnet, wobei ρ die Dichte und v die Geschwindigkeit des Fluids stromaufwärts der perforierten Platte ist. Der Koeffizient ζ_u ist der Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung, der von der Reynoldszahl und einer zweiten dimensionslosen Größe, Γ , abhängt, die die Beschleunigung der Strömung berücksichtigt (s. Gl. 4.17):

$$(11.4) \quad \zeta_u = \zeta_u (Re, \Gamma)$$

wobei Γ folgendermaßen definiert wird (s. Gl. 4.16):

$$(11.5) \quad \Gamma = \frac{D \cdot a}{\zeta_s \cdot v^2}.$$

Hierbei ist D der äquivalente Durchmesser der Einheitszelle (Zelle um eine Bohrung in der Tauchplatte), a die Beschleunigung des Fluids stromaufwärts der Tauchplatte und ζ_s der Widerstandskoeffizient bei stationärer Strömung durch die Tauchplatte.

Bei stationärer und auch bei instationärer Strömung ist der Widerstandskoeffizient für Reynoldszahlen größer als 10^5 im Bereich der durchgeführten Versuche praktisch unabhängig von der Reynoldszahl. Deshalb ergibt sich aus Gl. (11.4):

$$(11.6) \quad \zeta_u = \zeta_u(\Gamma) \quad ; \quad Re > 10^5$$

Normalerweise werden in der Literatur die Ergebnisse als Verhältnis der Widerstandskoeffizienten bei instationärer und stationärer Strömung in Abhängigkeit vom Beschleunigungsparameter Γ angegeben:

$$(11.7) \quad \frac{\zeta_u}{\zeta_s} = \frac{\zeta_u}{\zeta_s}(\Gamma)$$

In der bekannten Literatur /6,7/ sind nur Meßergebnisse für instationäre Strömung durch eine perforierte Platte mit relativ großem Perforationsverhältnis ($r_p \geq 0.3$) angegeben, wobei die Teststrecke auch stromabwärts der Platte mit Flüssigkeit gefüllt (keine freie Oberfläche) und jede Kavitationsmöglichkeit ausgeschlossen ist, da die Teststrecken unter einem gewissen statischen Druck standen. Außerdem ist der untersuchte Γ -Bereich relativ klein (bis $\Gamma \simeq 0.1$ für $r_p = 0.3$) wegen der sehr kleinen maximalen Beschleunigungen ($a \leq 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$).

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit sind:

- a) Bei starken positiven Beschleunigungen am Versuchsanfang ist der Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung größer als bei stationärer Strömung ($\zeta_u/\zeta_s > 1$). Danach nimmt dieser Koeffizient wegen der Abnahme der Beschleunigung ab, wird kleiner als der stationäre

Wert, erreicht ein Minimum^{*)} und nähert sich schließlich mit Erreichen der Maximalgeschwindigkeit ($a=0, \Gamma=0$) den stationären Wert (s. z.B. Abb. 8.4). Bei negativer Beschleunigung wurden nur kleine Werte von Γ erreicht (bis ca. $\Gamma=-0.01$). Dabei ist der Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung kleiner als bei stationärer Strömung besonders bei den Versuchen mit den höchsten Reynoldszahlen.

- b) Sehr wichtig dabei ist die Berechnung des Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung ζ_s . Die ermittelten Werte sind für die verschiedenen Fälle in Tab. 11.1 zusammengefaßt. Die theoretischen Werte für einen Freistrahл und einen 'ausgebreiteten' Strahl sind ebenfalls angegeben (bezogen auf einen Kontraktionskoeffizienten von 0.639). Beim nominellen Perforationsverhältnis entsprechen die Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung bei den kleinsten Reynoldszahlen denen für einen 'ausgebreiteten' Strahl, bei den höchsten Reynoldszahlen denen für einen Freistrahл.

Bei den anderen Perforationsverhältnissen wurden nur Strömungen bei relativ hohen Reynoldszahlen untersucht. Die Widerstandskoeffizienten entsprechen denen für einen Freistrahл mit einem etwas kleineren Kontraktionskoeffizienten als 0.639, mit dem die theoretischen Werte in Tabelle 11.1 berechnet wurden.

- c) Die Meßwerte können durch Näherungsfunktionen der Form:

$$(11.8) \quad \frac{\zeta_{\text{inst}}}{\zeta_s} = a + b \cdot \Gamma + c \cdot \Gamma^2$$

beschrieben werden. Die Koeffizienten in Gl. (11.8) sind zusammen mit der Reynolds- und Strouhalzahlbereichen und den ζ_s -Werten in Tabelle 11.2 angegeben.

^{*)} s. Abschn. A-16.1

d) Es muß jedoch angemerkt werden, daß die zeitabhängigen Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung ζ_u sehr stark von der vorausgegangenen Geschichte der Strömung abhängen. Die in Tab. 11.2 angegebenen Beziehungen dürfen deshalb nur für die gleichen Randbedingungen (Verlauf der Geschwindigkeitskurve) verwendet werden, für die sie gewonnen wurden. Die Versuche mit Explosionsmutter zeichnen sich durch eine hohe Anfangsbeschleunigung, die mit der Zeit rasch abklingt, und Strouhalzahlen kleiner als 1 aus. Die Versuche mit Ventil weisen dagegen eine Anfangsbeschleunigung, die mit der Zeit relativ langsam von Null ansteigt, und Strouhalzahlen größer als 1 auf.

Außer der Kraft auf die Tauchplatte ist die Kraft auf die obere Platte besonders wichtig. Interessant ist, die Kraft oder der Impuls (Zeitintegral der Kraft) auf die obere Platte mit der Kraft bzw. dem Impuls auf die Tauchplatte zu vergleichen (s. auch Abb. 10.1, 10.2). Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- a) Die Kraft F_u bzw. der Impuls I_u auf die obere Platte hängen stark vom Perforationsverhältnis r_p ab. Je höher r_p ist, desto größer sind Kraft bzw. Impuls auf die obere Platte gegenüber Kraft bzw. Impuls auf die Tauchplatte (F_d, I_d).
- b) Für $Re > 6 \times 10^5$ hängt das Verhältnis der Impulse I_u/I_d praktisch nur vom Perforationsverhältnis ab. Die ermittelten Werte sind in Tab. 11.3 angegeben. Die Vermutung, daß die Kräfte bei niedrigem Wasserstand wesentlich größer als bei hohem Wasserstand sein könnten, wurde nicht bestätigt. Die Kräfte sind nur geringfügig höher beim kleinsten, praktisch gleich beim mittleren und etwas kleiner beim größten Perforationsverhältnis (s. Abb. 10.2).
- c) Bei den Versuchen mit 7 Bohrungen ergaben sich kleinere Kräfte und Impulse auf die obere Platte als bei den entsprechenden Versuchen mit Einzelbohrung. Dies kann durch die stärkere Vermischung bei mehreren Strahlen erklärt werden.
- d) Die Verzögerung zwischen dem Anfang der Wasserbewegung und dem Belastungsbeginn auf die obere Platte ist ebenfalls wichtig. Je größer die Reynoldszahl ist, d.h. je größer der Druck stromaufwärts der Tauchplatte ist, desto

kürzer ist die Verzögerung (s. Abb. 10.3). Eine große Rolle spielt dabei die Anfangshöhe des Wasserspiegels: je niedriger der Wasserspiegel ist, desto größer ist die Geschwindigkeit des Strahls und desto kürzer ist die Verzögerung.

T A B E L L E 11.1

Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung durch die Tauchplatte. Erklärung der Nummern in Klammern am Ende der Tabelle.

Versuchsart	Maximale Reynoldszahl	Strouhalzahl bei der Maximalgeschwindigkeit	ζ_s	$\zeta_{s,f}$	$\zeta_{s,e}$	
r_p	E W - a V s s (1) (2)	5 x 10	(3)	(4)	(5)	
17.1	h	2.6 - 3.8	2.0 - 4.1	66	83	66
	V h	3.7 - 4.3	1.2 - 3.15	83	83	66
	n	3.8 - 4.1	1.7 - 3.2	75	83	66
	h	3.5 - 18.9	0.45 - 0.69	90	83	66
	E n	8.4 - 17.8	0.45 - 0.58	90	83	66
17.1 (6)	E h	9.4 - 18.5	0.43 - 0.52	90	83	66
25.0	h	11.4 - 16.9	0.76 - 0.92	40	38	28
	E n	11.5 - 17.2	0.87 - 0.97	40	38	28
12.0	h	6.3 - 14.5	0.32 - 0.44	185	169	145
	E n	6.3 - 13.6	0.30 - 0.35	185	169	145
Erklärungen :						
(1) : V = Ventil ; E = Explosionsmutter						
(2) : Wasserhöhe : h=hoch, n=niedrig						
(3) : ermittelter Wert						
(4) : theoretischer Wert für einen Freistrahл, Kontraktionskoeffizient = 0.639						
(5) : theoretischer Wert für einen 'ausgebreiteten' Strahl, Kontraktionskoeff. = 0.639						
(6) : Platte mit 7 Bohrungen						

TABELLE 11.2

Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung durch die Tauchplatte.
Erklärung der Nummern in Klammern : siehe Ende der Tabelle 11.1

Versuchsart	Maximale Reynoldszahl	Strouhalzahl bei der Maximalgeschwindigkeit	ζ_s	Vorgeschlagene Anpassung
r_p % (1)(2)	$\times 10^5$		(3)	
17.1 V	h 2.6 - 3.8	2.0 - 4.1	66	—
	h 3.7 - 4.3	1.2 - 3.15	83	$0.00 < \Gamma \leq 0.02, \zeta_u / \zeta_s = 1 - 20\Gamma + 500\Gamma^2$ $0.02 < \Gamma \leq 0.15, \zeta_u / \zeta_s = \frac{93}{120} + \frac{5}{6}\Gamma + \frac{125}{6}\Gamma^2$ $0.15 < \Gamma \leq 1.00, \zeta_u / \zeta_s = \frac{327}{680} + \frac{805}{136}\Gamma$
	n 3.8 - 4.1	1.7 - 3.2	75	$0.00 < \Gamma \leq 0.04, \zeta_u / \zeta_s = 1 - 10\Gamma + 125\Gamma^2$ $0.04 < \Gamma \leq 0.15, \zeta_u / \zeta_s = \frac{17}{20} - \frac{5}{2}\Gamma + \frac{125}{4}\Gamma^2$
17.1 E	h 3.5 - 18.9	0.45 - 0.69	90	—
	n 8.4 - 17.8	0.45 - 0.58	90	—
17.1 E (6)	h 9.4 - 18.5	0.43 - 0.52	90	—
25.0 E	h 11.4 - 16.9	0.76 - 0.92	40	$0.00 < \Gamma \leq 0.25, \zeta_u / \zeta_s = 1 - \frac{24}{5}\Gamma + \frac{96}{5}\Gamma^2$ $0.25 < \Gamma \leq 1.00, \zeta_u / \zeta_s = -\frac{12}{13} + \frac{100}{13}\Gamma$
	n 11.5 - 17.2	0.87 - 0.97	40	$0.00 < \Gamma \leq 0.25, \zeta_u / \zeta_s = 1 - \frac{16}{5}\Gamma + \frac{64}{5}\Gamma^2$ $0.25 < \Gamma \leq 0.60, \zeta_u / \zeta_s = -\frac{1}{14} + \frac{30}{7}\Gamma$
12.0 E	h 6.3 - 14.5	0.32 - 0.44	185	—
	n 6.3 - 13.6	0.30 - 0.35	185	—

T A B E L L E 11.3

Kräfte und Impulse auf die obere Platte. Erklärung der Nummern in Klammern : s. Ende der Tab. 11.1.

r_p %	W a s. (2)	Maximale Reynolds- zahl	I_u/I_d	F_{um}/F_{dm}
17.1	h	$< 6 \times 10^5$	0 - 0.3	0 - 0.55
		$> 6 \times 10^5$	0.30	0.55
	n	$< 6 \times 10^5$	0.30	0.55
		$> 6 \times 10^5$	0.30	0.55
17.1 (6)	h+n	$> 6 \times 10^5$	0.2	0.4
12.0	h	$> 6 \times 10^5$	< 0.18	0.28
	n		> 0.18	0.28
25.0	h	$> 6 \times 10^5$	0.5 - 0.6	1.0 - 2.2
	n		0.5	0.9 - 1.0

12. Diskussion der gewonnenen Ergebnisse

Über die Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung durch die Tauchplatte ξ_u sind folgende Bemerkungen zu machen:

- Die Tatsache, daß ξ_u bei hohen positiven Werten des Beschleunigungsparameters $\Gamma \left(= \frac{a \cdot D}{\xi_s \cdot v^2} \right)$ größer als der stationäre Wert ξ_s ist, kann theoretisch durch das Entstehen eines Wirbels an den Kanten der Tauchplattenbohrungen erklärt werden, wie von Smolderen et al. (siehe Abb. 4.4 und 4.5 aus /9,10/) gezeigt worden ist.
- Die Versuche sind bei einer unterschiedlichen Geometrie (runde Bohrungen statt Reihen von eindimensionalen Öffnungen, dicke Platte statt dünne, freie Oberfläche statt ohne freie Oberfläche) durchgeführt worden. Außerdem wurde bei den Versuchen eine starke Kavitation stromabwärts der Tauchplatte beobachtet, die das theoretische Modell /9,10/ nicht beschreiben kann. Trotzdem stimmen die Ergebnisse qualitativ mit der Theorie überein (siehe Abb. 8.5).
- Der Widerstandskoeffizient wird nach der Theorie von Smolderen et al. etwas kleiner als der stationäre Wert (siehe Abb. 4.5) sofort nachdem die Maximalgeschwindigkeit erreicht worden ist. Daily et al. /6/ fanden auch, daß der Widerstandskoeffizient kleiner als der stationäre Wert wird, aber nicht nach dem Erreichen der Maximalgeschwindigkeit sondern etwas früher, d.h. für kleine positive Γ -Werte (Abb.4.3). Dies wird von den Ergebnissen dieser Arbeit bestätigt (siehe Abb. 8.5). Leider kann das nicht mit einfachen theoretischen Überlegungen erklärt werden. Man kann nur bemerken, daß die instationäre Strömung sich mit Strömungsformen entwickelt, die bei stationärer Strömung nicht auftreten (siehe Abb. 4.4 qualitativ). Deswegen ist es möglich, daß zu einem gewissen Zeitpunkt die Strömung eine Form hat, die einem kleineren Widerstandskoeffizienten entspricht als bei der entsprechenden stationären Strömung. So könnte man sich vorstellen, daß sich der Widerstandskoeffizient am Anfang der Bewegung als Summe von 2 Beiträgen ergibt: erstens aus der Wirbelbildung, die den Widerstand erhöht, und zweitens aus dem Kontraktionskoeffizienten, der am Anfang gleich 1 ist (kleiner Widerstand) und allmählich kleiner wird (der Widerstand erhöht sich). Am Anfang ist der erste Effekt sicherlich größer als der zweite. Dann nimmt der Effekt durch die Wirbelbildung allmählich ab, während der

zweite Beitrag anwächst. Dabei kommt man an einen gewissen Punkt, an dem der zweite Effekt größer als der erste ist und der Widerstandskoeffizient wird kleiner als der stationäre Wert. Der gewählte Referenzwert des Widerstandskoeffizienten ξ_s in Abb. 8.5 ist konstant und entspricht dem für voll entwickelte (stationäre) Strömung.

- Wie schon von Smith /11/ bemerkt wurde, ist es deswegen erforderlich, die Widerstandskoeffizienten nicht nur als Funktion der augenblicklichen Strömungsparameter (Geschwindigkeit, Beschleunigung) zu berechnen, sondern man muß den Entwicklungsgrad des Wirbels betrachten, d.h. man muß die Strömungsgeschichte (den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeit) kennen. Deswegen können die experimentellen Ergebnisse nur zur Berechnung von Transienten verwendet werden, bei denen der zeitliche Verlauf der Fluidgeschwindigkeit oder des Drucks unterhalb der Platte als Randbedingung vorgegeben ist.
- Bei den Versuchen mit Ventil (kleinere Beschleunigung) wurden relativ gute Anpassungen der experimentellen Ergebnisse nur als Funktion des Γ -Parameters (die Reynoldszahl hat keinen Einfluß für $Re > 10^5$) für bestimmte Strouhalzahlbereiche gewonnen (siehe Abb. 8.5). Bei den Versuchen mit Explosionsmutter ergaben sich stets, wegen der größeren Anfangsbeschleunigung, starke Druckwellen am Anfang der Versuche, die eine stärkere Streuung der Meßpunkte in diesem Bereich verursachen (siehe Abb. 8.8). In diesem Fall spielen auch Kompressibilitätseffekte eine Rolle, deswegen muß bei der Dimensionsanalyse (siehe Abschnitt 4.3) eine weitere physikalische Größe ($\frac{\partial p}{\partial p}$) betrachtet werden. Die Ergebnisse hängen dann nicht nur von Γ ab, sondern auch von einer zusätzlichen Kennzahl. Dies erklärt qualitativ die größere Streuung der Punkte in Abb.8.8.

Zur Anwendung der gewonnenen Ergebnisse bei der Berechnung eines Störfalles in einem SNR-typischen Reaktor kann folgendes angemerkt werden:

- Die Widerstandskoeffizienten für die Strömung durch die Tauchplatte und damit die Kräfte auf die Tauchplatte können mit den Beziehungen in Tab. 11.2 berechnet werden. Dabei sind der vorgesehene Reynoldszahl- und Strouhalzahlbereich, sowie das Perforationsverhältnis und die Fluidhöhe zu wählen.

- Da das verwendete Modell eindimensional war, können nur axiale Geschwindigkeitskomponenten durch die Tauchplatte berücksichtigt werden.

- Die Bewegung der Fluidoberfläche und der Fluidstrahlen kann mit der Gl. (11.1) (Koeffizienten in den Tabellen 7.1 und 7.2) für die verschiedene Reynolds- und Strouhalzahlbereiche und für die verschiedene Perforationsverhältnisse und Fluidhöhen berechnet werden. Für andere Perforationsverhältnisse als die untersuchten, können die Gl. (7.4) bis (7.6) (Koeffizienten in Tab. 7.3) verwendet werden. Da diese Beziehungen die Bewegung des Fluids bis in die Nähe des Reaktordeckels beschreiben (etwa 2/3 des Gesamtabstandes zwischen Tauchplatte und Reaktordeckel) wird empfohlen, diese Funktionen zu extrapolieren, um den Zeitpunkt des Stoßes gegen den oberen Deckel (Zeitverzögerung) zu berechnen.

- Die Kraft oder der Impuls auf den Reaktordeckel können mit den Beziehungen in Tab. 11.3 (nur die Mittelwerte sind angegeben) berechnet werden.

13. Zusammenfassung

Bei der Berechnung eines hypothetischen Störfalls mit Kernzerstörung in einem natriumgekühlten Reaktor des Loop-Typs ist es sehr wichtig, die Belastung der Reaktorstrukturen, insbesondere des oberen Deckels zu kennen. Eine perforierte Tauchplatte soll den direkten Aufschlag des flüssigen Kühlmittels gegen den Reaktordeckel vermeiden.

Rechenprogramme zur Simulation des Störfalls, wie z.B. SIMMER, können die Tauchplatte nur grob simulieren. Es ist deshalb wichtig, die Strömung des Kühlmittels durch die Tauchplatte im Detail zu untersuchen und die Kräfte zu messen, die auf die Tauchplatte und auf den Reaktordeckel wirken.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde ein eindimensionales Modell des oberen Reaktorbereichs eines natriumgekühlten Loop-Reaktors von 300 MWe einschließlich der Tauchplatte hergestellt. Die instationäre Strömung des Kühlmittels wurde mit Wasser simuliert. Drei verschiedene Perforationsverhältnisse (0.120, 0.171, 0.250) und der Einfluß der Höhe des Flüssigkeitsspiegels über der Tauchplatte wurden untersucht.

Die Geschwindigkeit und die Beschleunigung der Strömung wurden variiert: maximale Reynoldszahlen bis etwa 1.8×10^6 und Strouhalzahlen zwischen 0.3 und 4 wurden erreicht. Die maximalen Geschwindigkeiten des Wassers stromaufwärts der Tauchplatte betragen etwa $16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, die maximalen Beschleunigungen etwa $10^4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ (1000 g). Die Druckverluste an der Tauchplatte und die Kräfte auf Tauchplatte und oberen Deckel wurden gemessen. Die Strömung stromaufwärts der Tauchplatte wurde mit Hochgeschwindigkeitskameras gefilmt.

Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- die Strömung abwärts der Tauchplatte ist stark von der Fluidhöhe abhängig, zumindest am Anfang der Bewegung. Bei hohem Wasserstand findet eine starke Vermischung statt und es bildet sich ein großes Kavitationsvolumen aus, bei niedrigem Wasserstand bildet sich sofort ein Freistrahls aus,

- bei hohem Wasserstand durchbricht der turbulente Wasserstrahl die Wasseroberfläche umso früher, je kleiner das Perforationsverhältnis und die maximale Reynoldszahl sind,
- für die Wege von Wasseroberfläche und Wasserstrahlen wurden empirische Beziehungen in Abhängigkeit von der Bewegung des Wassers stromaufwärts der Tauchplatte entwickelt,
- der Widerstandskoeffizient für instationäre Strömung durch die Tauchplatte ist größer als bei stationärer Strömung für große positive Werte des Beschleunigungsparameters Γ , und bis zu 20% kleiner für kleine positive Γ -Werte,
- die Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung hängen sehr stark von der vorausgegangenen Geschichte der Strömung ab,
- die Widerstandskoeffizienten sowohl für stationäre als auch für instationäre Strömung wurden bei verschiedenen Perforationsverhältnissen, Wasserhöhen und maximalen Reynoldszahlen und Strouhalzahlen untersucht. Empirische Beziehungen für den Widerstandskoeffizienten in Abhängigkeit vom Beschleunigungsparameter Γ wurden entwickelt,
- die Kräfte bzw. Impulse auf den Reaktordeckel sind sehr hoch, und hängen bei hohen Reynoldszahlen praktisch nur vom Perforationsverhältnis r_p ab: je höher r_p ist, desto größer sind die Kräfte; dabei spielt die Fluidhöhe über der Tauchplatte nur eine untergeordnete Rolle,
- bei den Versuchen mit 7 Bohrungen in der Tauchplatte ergaben sich wegen der stärkeren Vermischung wesentlich kleinere Kräfte auf den Reaktordeckel als bei den Versuchen mit Einzelbohrung,
- Hauptparameter für die Zeitverzögerung zwischen der Belastung von Tauchplatte und obere Platte ist die Wasserhöhe. Je kleiner die Wasserhöhe ist, desto früher beginnt die Belastung des oberen Deckels.

Mit den dargestellten Ergebnissen über die instationäre Strömung des Kühlmittels durch die Tauchplatte und über die Belastungen, die die Tauchplatte selbst und die oberen Reaktorstrukturen erfahren, ist es möglich, die Auswirkungen eines hypothetischen Störfalls mit Kernzerstörung hinsichtlich der Widerstandsfähigkeit von Tauchplatte und oberer Reaktorstrukturen zuverlässig vorzuberechnen.

Danksagung

Herrn Dr.-Ing. G. Keßler danke ich dafür, daß ich diese Arbeit am Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik durchführen konnte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. M. Dalle Donne für die Anregung und die Betreuung der Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptreferates.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. D. Smidt für die Übernahme des Korreferates und Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Zierrep für sein Interesse an dieser Arbeit.

Der Kommission der Europäischen Gemeinschaft und insbesondere Herrn Dr. F.W. Laske bin ich dankbar, daß ich mit einem Euratom-Stipendium die Möglichkeit hatte, in Deutschland zu promovieren.

Außerdem möchte ich danken:

- Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. K. Rehme für die Hilfe bei der deutschen Fassung der Arbeit,
- Herrn Ing. J. Marek für die Planung des Versuchsstandes,
- Herrn R. Eggmann und allen Mitarbeitern des Elektroniklabors des INR für die Entwicklung des Meßgeräts für die Kolbengeschwindigkeit sowie anderer elektronischer Steuergeräte,
- Herrn R. Streibel und allen Mitarbeitern der INR-Werkstatt für die Erstellung zahlreicher mechanischer Teile
- Herrn M. Kirstahler und Herrn H. Zimmermann für die Hilfe beim Aufbau des Versuchsstandes und bei der Durchführung der Versuche,
- Herrn Dr.-Ing. W. Väth und Herrn Ing. H. Massier für die Hilfe bei der Digitalisierung und die Beratung über die Meßdatenverarbeitung,
- Herrn Ing. H. Will und Herrn Ing. P. Menzenhauer des IRE für die Hilfe und Beratung zur Filmaufnahmetechnik,
- Frau M. Stassen für das sorgfältige Schreiben der Arbeit.

Nomenklatur

1. Lateinische Buchstaben

a		Koeffizient
a	(m·s ⁻²)	Beschleunigung
b		Exponent, Koeffizient
c		Koeffizient
c _c	(-)	Kontraktionskoeffizient
C1	(-)	Koeffizient
C2	(-)	Koeffizient
C3	(-)	Koeffizient
d	(m)	Bohrungsdurchmesser
d _{j1}	(m)	Wasserstrahlweg bei niedrigem Wasserstand
d _{jh}	(m)	Wasserstrahlweg bei hohem Wasserstand
d _p	(m)	Kolbenweg
d _s	(m)	Wasseroberflächenweg
D	(m)	Durchmesser
D _{H2O}	(m)	Äquivalenter Durchmesser der Einheitszelle, die einer Bohrung in der Tauchplatte (im Modell) entspricht
D _{Na}	(m)	Äquivalenter Durchmesser der Einheitszelle, die einer Bohrung in der Tauchplatte (im Reaktor) entspricht
F	(N)	Kraft
F _d	(N)	Kraft auf die Tauchplatte
F _u	(N)	Kraft auf die obere Platte
g	(m·s ⁻²)	Erdbeschleunigung
h	(m)	Höhe des Fluidspiegels über der Tauchplatte
H	(m)	Abstand zwischen Tauchplatte und oberer Platte
I _d	(N·s)	Impuls auf die Tauchplatte
I _u	(N·s)	Impuls auf die obere Platte
K1	(-)	Koeffizient
K2	(-)	Koeffizient
K3	(-)	Koeffizient
K4	(-)	Koeffizient
p	(N·m ⁻²)	Druck
P ₀	(N·m ⁻²)	Öffnungsdruck des Sicherheitsventils
P ₁	(N·m ⁻²)	Druck unterhalb des Kolbens

p_2	$(\text{N} \cdot \text{m}^{-2})$	Druck oberhalb des Kolbens
p_3	$(\text{N} \cdot \text{m}^{-2})$	Druck stromaufwärts der Tauchplatte
p_4	$(\text{N} \cdot \text{m}^{-2})$	Druck stromabwärts der Tauchplatte
r	(-)	Verhältnis
r_p	(-)	Perforationsverhältnis (Verhältnis zwischen der Fläche der Bohrungen und der Gesamtfläche der Tauchplatte)
r_s	(-)	Bezogener Wasseroberflächenweg
Re	(-)	$\frac{v \cdot D}{\nu}$, Reynoldszahl
S	(m^2)	Fläche, Querschnitt
Str	(-)	$\frac{v \cdot t}{D}$, Strouhalzahl
t	(s)	Zeit
v	$(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	Geschwindigkeit
x		Abszisse
y		Ordinate

2. Griechische Buchstaben

Γ	(-)	$\frac{D \cdot a}{\zeta_s \cdot v^2}$, Beschleunigungsparameter
θ	(m)	Dicke der Tauchplatte
ν	$(\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	Kinematische Zähigkeit
ρ	$(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	Dichte
ζ	(-)	Widerstandskoeffizient
ζ_s	(-)	Widerstandskoeffizient bei stationärer Strömung
ζ_u	(-)	Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung

3. Indizes

asympt.	Asymptoter Wert
c	Kontraktion
d	auf die Tauchplatte
e	eines 'sich ausbreitenden' Strahls; effektiv
f	vom Freistrah
H_2O	vom Wasser; im Modell
j	vom Strahl

jh	Wasserstrahl, bei hohem Wasserstand
jl	Wasserstrahl, bei niedrigem Wasserstand
m	Maximalwert
max.	Maximalwert
min.	Minimalwert
Na	vom Natrium; im Reaktor
p	vom Kolben
s	Wasseroberfläche; bei stationärer Strömung
t	Gesamtwert
u	bei instationärer Strömung; auf die obere Platte
0	Anfangswert; Grenzwert
2	Wert der Position 2

Literatur:

- /1/ L.L. Smith
SIMMER-II: A Computer Program for LMFBR Disrupted Core Analysis,
NUREG/CR-0453, LA-7515-M, Rev. (1980)
- /2/ P. Schmuck
The Postdisassembly Phase in LMFBR-s: SIMMER Results and their
Evaluation. International Topical Meeting on LMFBR Safety and
related Design and Operational Aspects. Lyon, July 19-23, 1982.
- /3/ P. Schmuck
persönliche Mitteilung, 1980
- /4/ A.A. Gukhman
Introduction to the Theory of Similarity. Academic Press, New York
(1965)
- /5/ I.E. Idel'chik
Handbook of Hydraulic Resistance. Coefficients of Local Resistance
and of Friction. AEC-TR-6630 (1960)
- /6/ J.W. Daily, W.L. Hankey, Jr., R.W. Olive and J.M. Jordaan, Jr.
Resistance Coefficients for Accelerated and Decelerated Flows
through Smooth Tubes and Orifices. Trans. ASME No.9, 78 (1956)
- /7/ E.K. Kalinin and G.A. Dreitser
Unsteady Convective Heat Transfer and Hydrodynamics in Channels,
in Advances in Heat Transfer, Ed. by J.P. Hartnett and T.F. Irvine,
Jr., Vol. 6, Academic Press, New York 1970.
- /8/ N.A. Panchurin
Hydraulic Resistance in a Transient Turbulent Flow in Tubes.
Tr. LIVT 13, 43-56 (1961) (in Russisch).

- /9/ J. Smolderen, F. Bouton, G. Liebecq
Ecoulement a travers des plaques perforées en regime instationnaire.
Institut von Karman de Dynamique des Fluides, Rhode Saint Genèse
Belgium, Test Report 129, Mai 1977.
- /10/ J. Smolderen, W. Kallman, G. Liebecq
Institut von Karman de Dynamique des Fluides, Rhode Saint Genèse Belgium
Test Report 157, November 1978.
- /11/ B.L. Smith
Transient Fluid Flow through Flexible Perforated Structures. Lecture
Notes, Course on Computation of Transient Fluid-Structure Problems.
JRC-Ispra Oct. 13-17, 1980
- /12/ J. Weisbach
Die Experimental-Hydraulik. Verlag Engelhardt, Freiberg, 1855.
- /13/ J.P. Halleux, Euratom, CCR, Ispra, Italien
persönliche Mitteilung (1982)
- /14/ H.A. Rohrbacher
persönliche Mitteilung, 1980
- /15/ H. Massier
NOASYS, ein System zur on-line Analyse von Rauschsignalen.
KfK 2585, Juli 1978.
- /16/ W. Vâth
persönliche Mitteilung, 1982

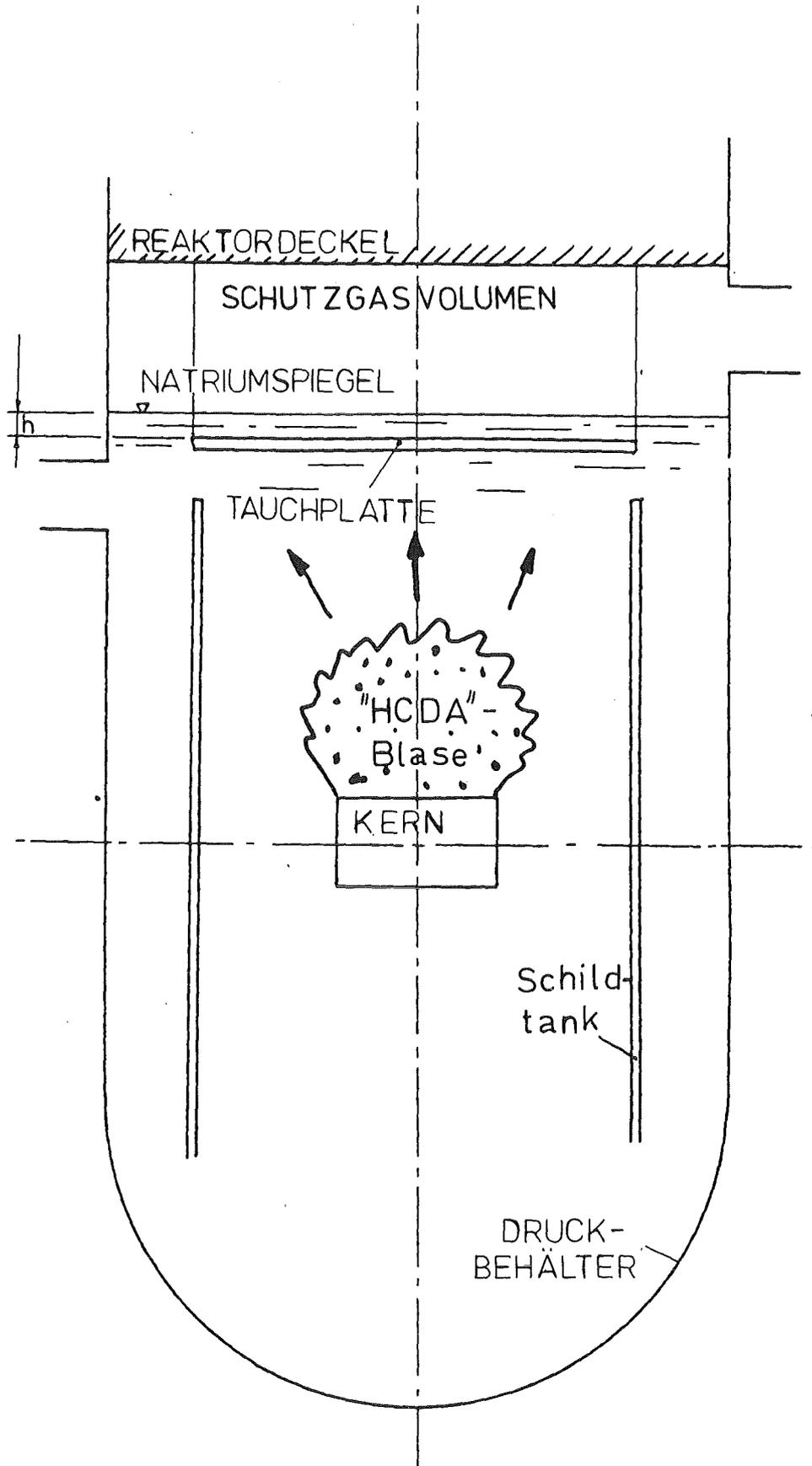


Abb. 1.1: Schematische Darstellung eines 300-MWe Reaktors vom Loop-Typ .

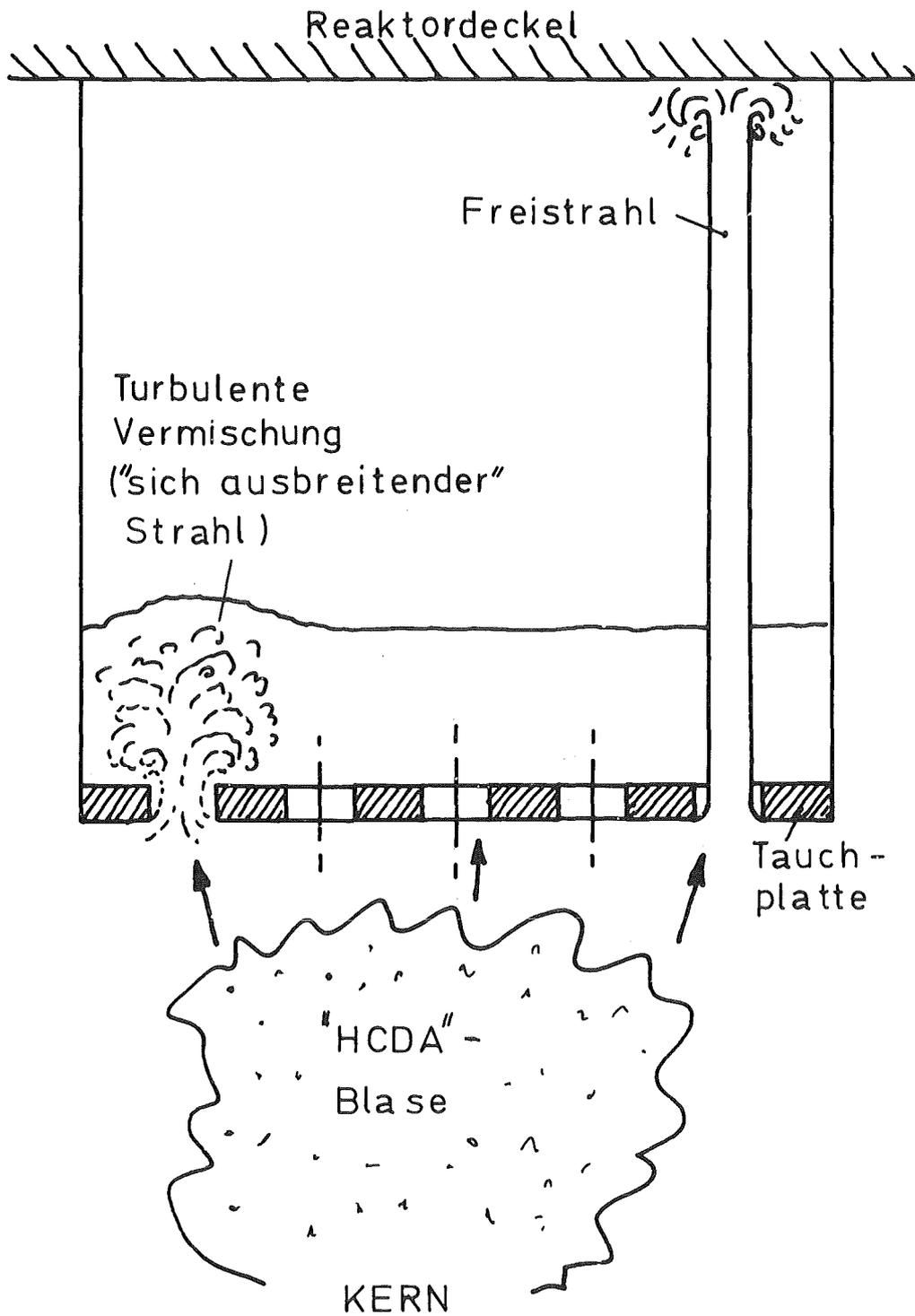


Abb. 1.2: Zwei mögliche Strömungsarten an der Tauchplatte: "sich ausbreitender Strahl" und Freistrahl.

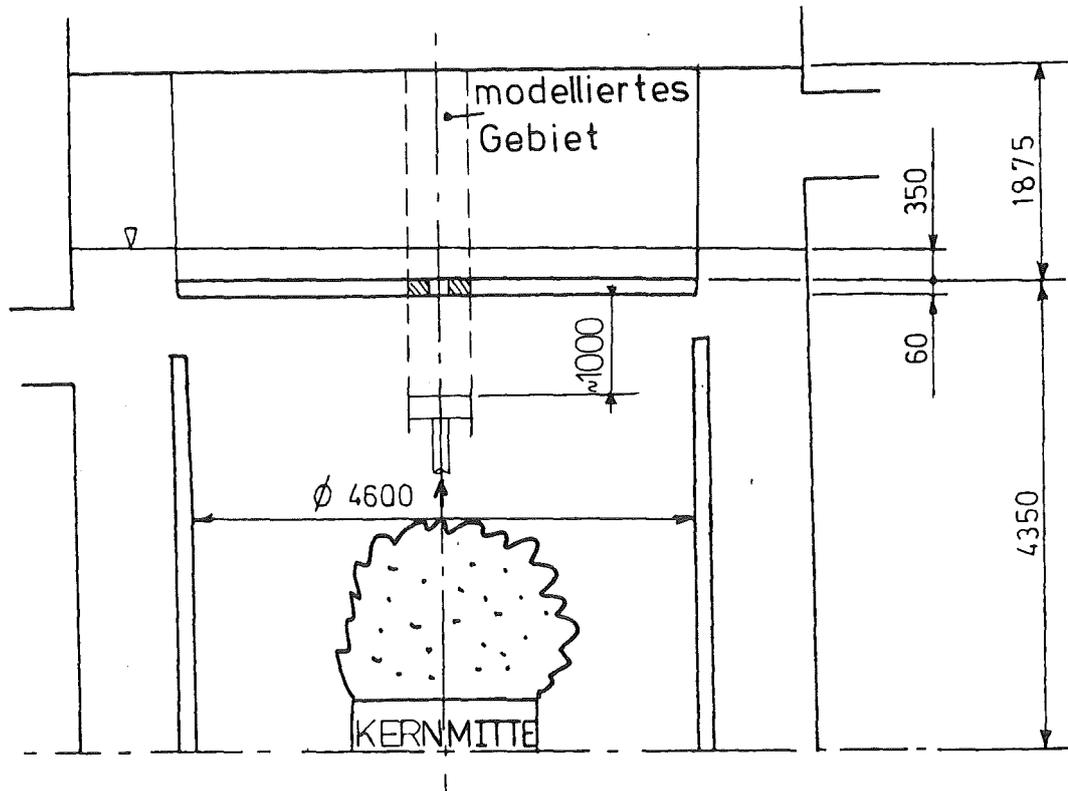


Abb. 3.1: Oberer Teil des Reaktors und modelliertes Gebiet.

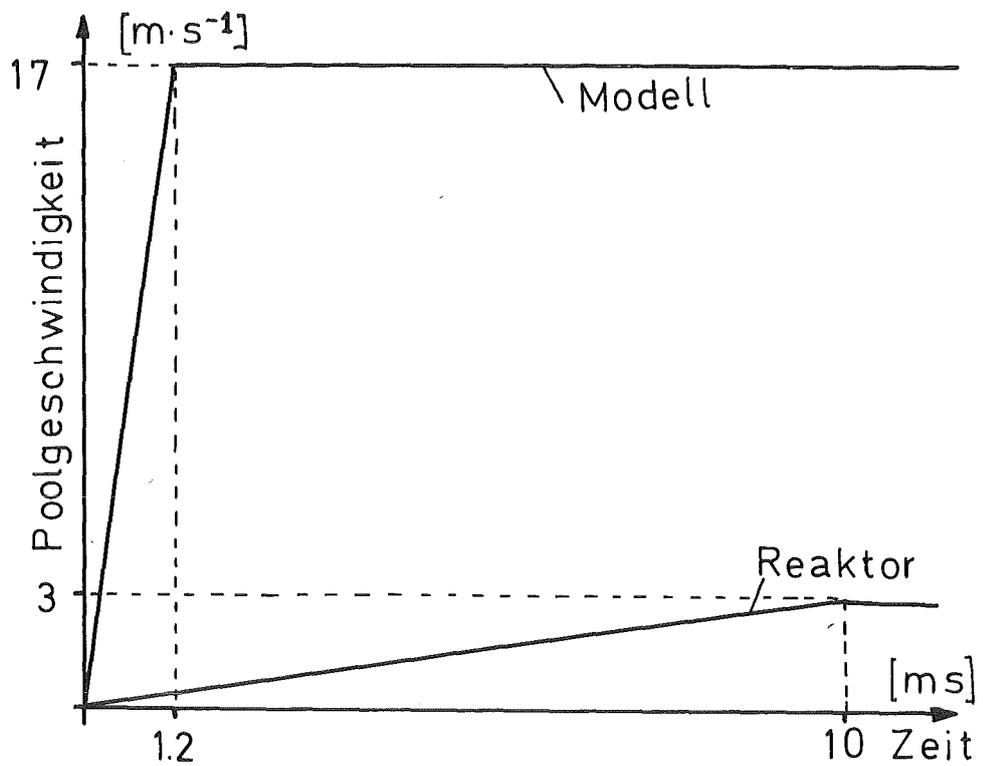


Abb. 3.2: Vergleich zwischen den Geschwindigkeitskurven im Modell und im Reaktor

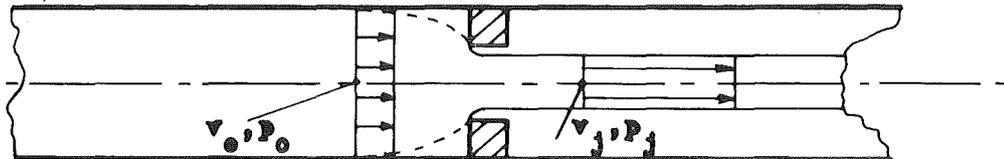


Abb. 4.1: Freistrah.

$$\Delta p_f = p_0 - p_j = \frac{1}{2} \rho (v_j^2 - v_0^2)$$

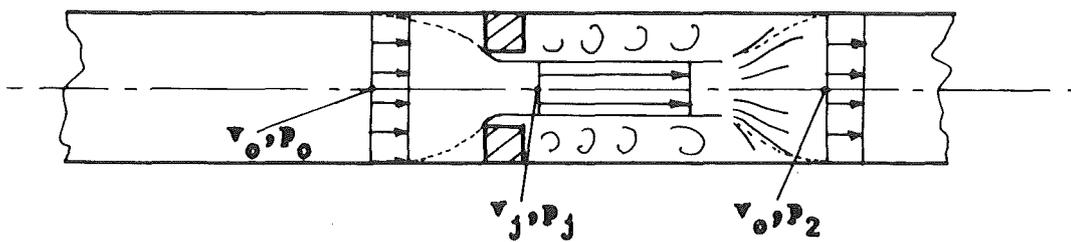


Abb. 4.2: "sich ausbreitender" Strahl.

$$\Delta p_e = p_0 - p_2 = \frac{1}{2} \rho (v_j - v_0)^2 < \Delta p_f$$

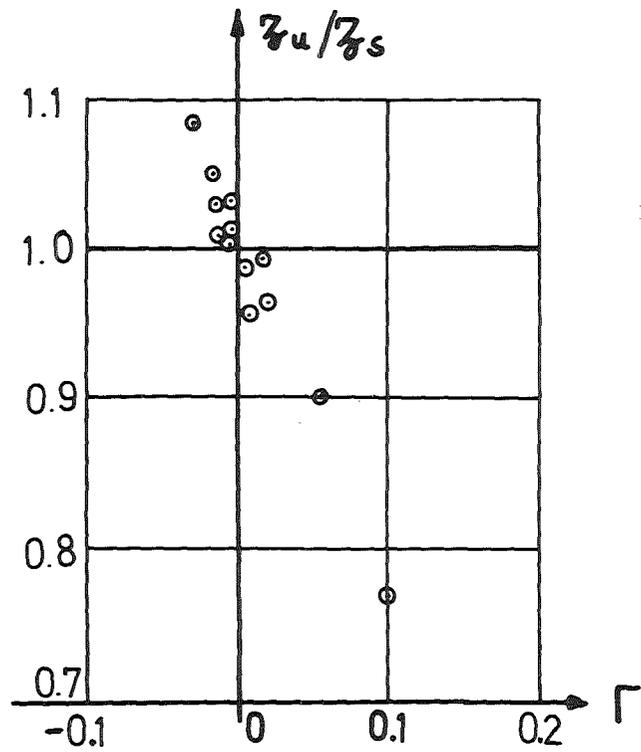


Abb. 4.3: Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung durch eine perforierte Platte nach Daily et al. /6/ (Perforationsverhältnis = 0.3)

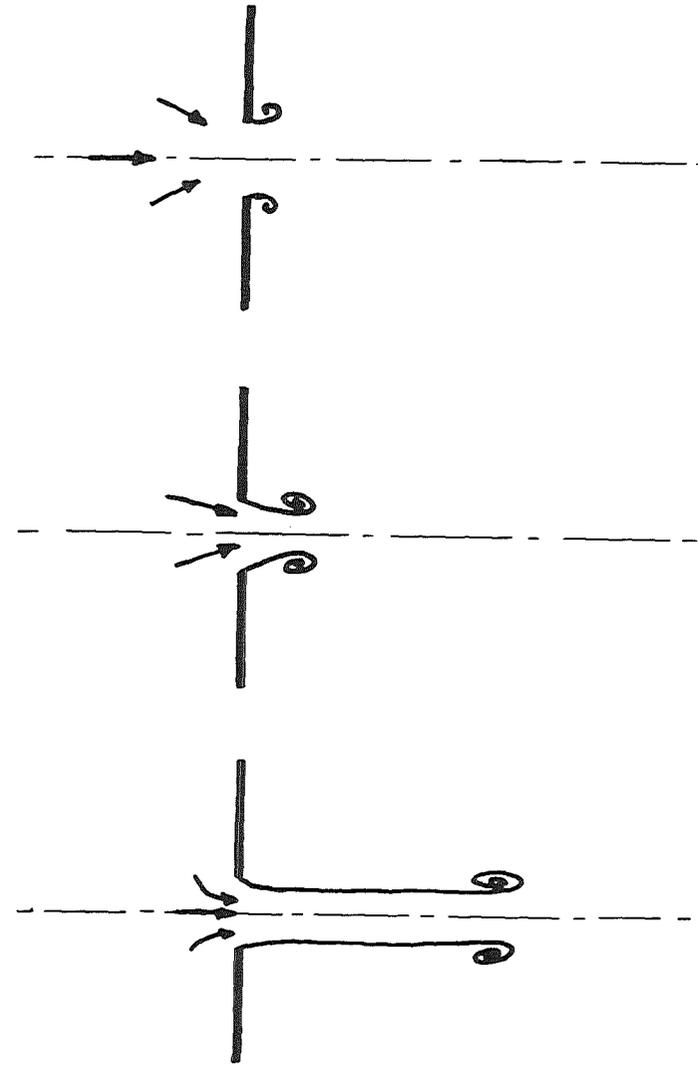


Abb. 4.4: Theoretisches Modell für die Strömung durch eine Öffnung in einer dünnen Platte nach Smolderen et al. /9,10/

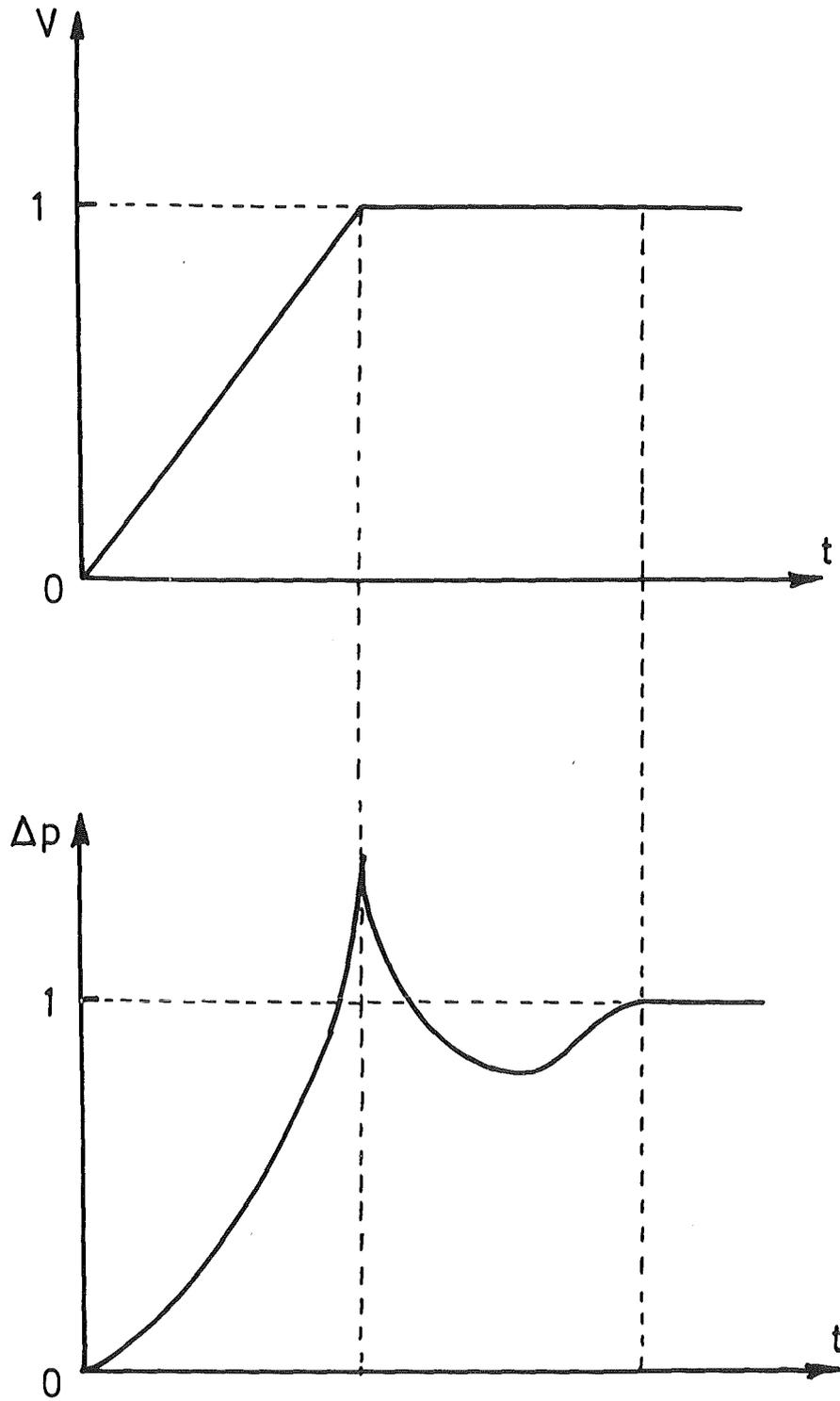


Abb. 4.5: Geschwindigkeits- und Druckverlustskurven (normiert) für die Strömung durch eine perforierte Platte, nach Smolderen et al. /9,10/. (Lineare Geschwindigkeitstransiente)

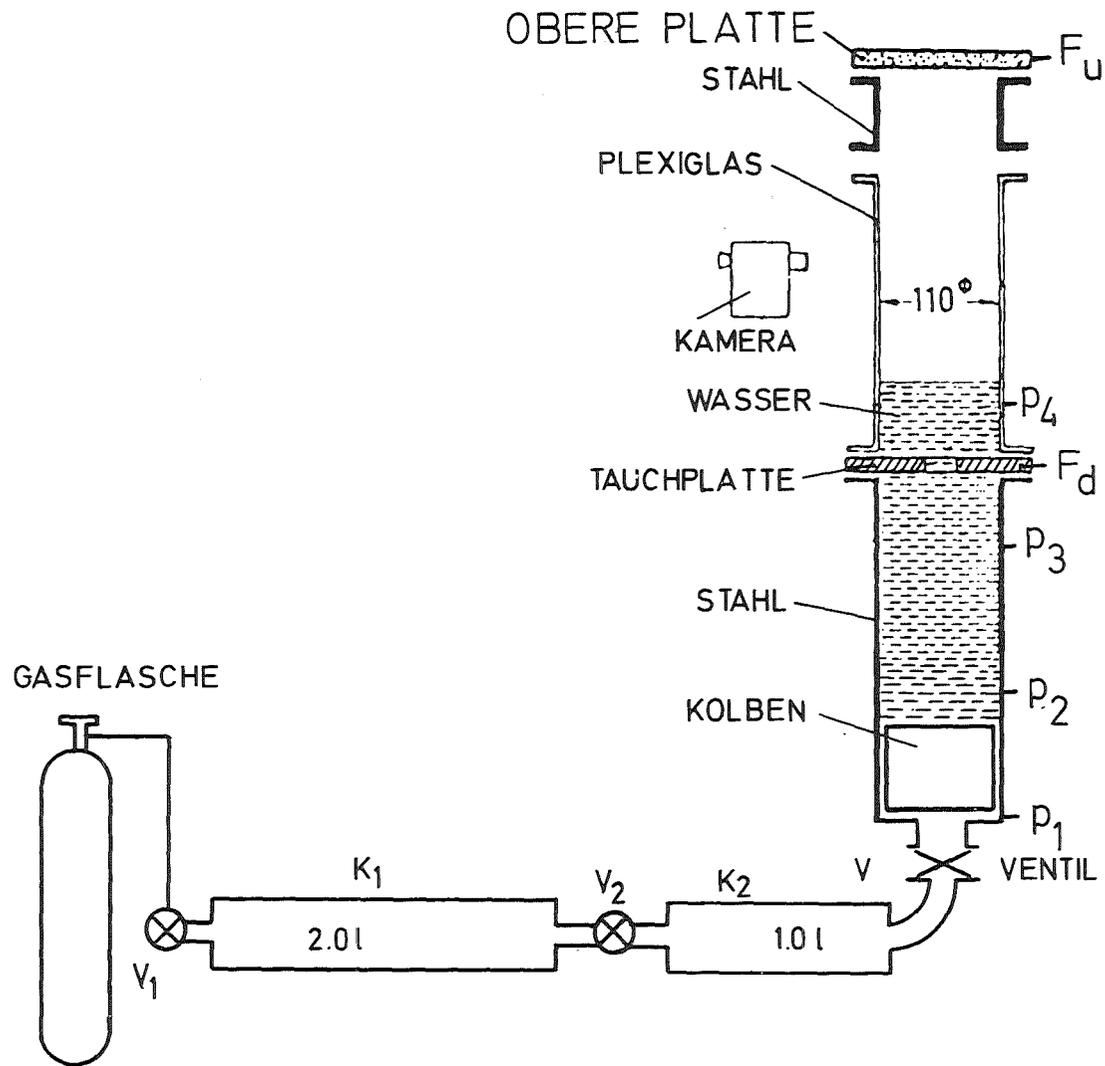


Abb. 5.1: Schematische Darstellung der Testanlage mit Beschleunigungsvorrichtung Sicherheitsventil.

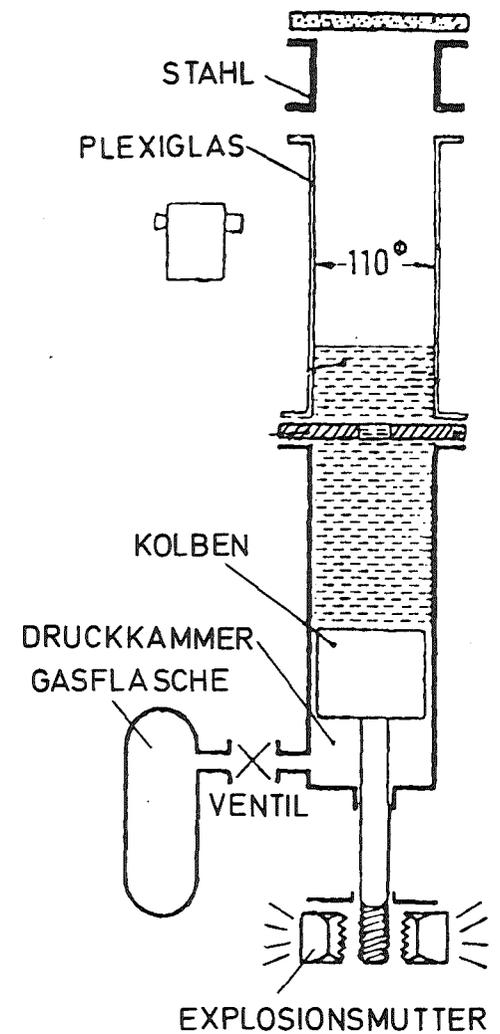
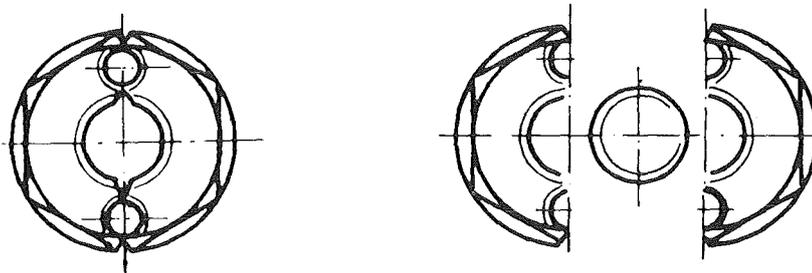
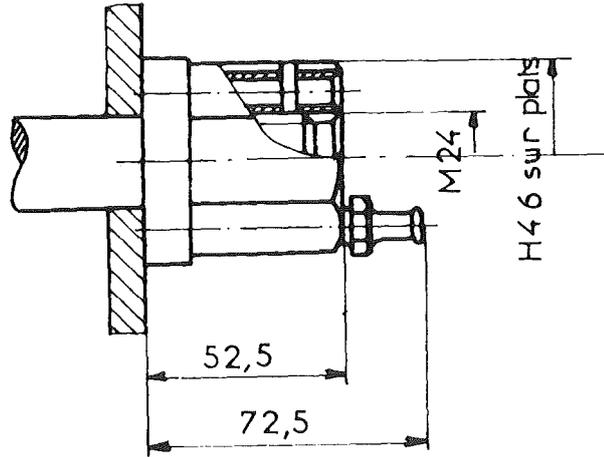


Abb. 5.2: Schematische Darstellung der Testanlage mit Beschleunigungsvorrichtung Explosionsmutter.



vor dem Sprengen Nach dem Sprengen

Abb. 5.3: Funktionsprinzip der Explosionsmutter.

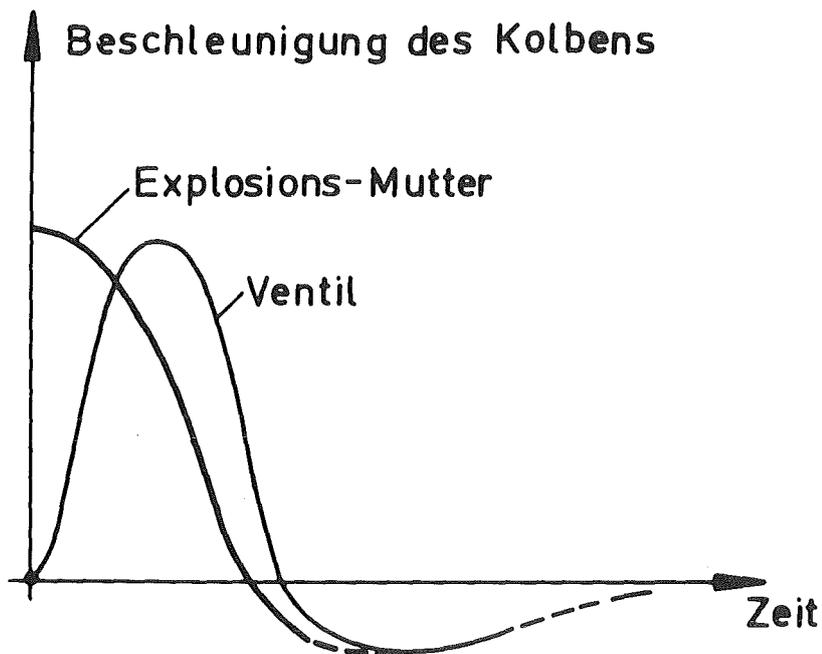


Abb. 5.4: Qualitativer Vergleich der Beschleunigungskurven mit Ventil und mit Explosionsmutter.

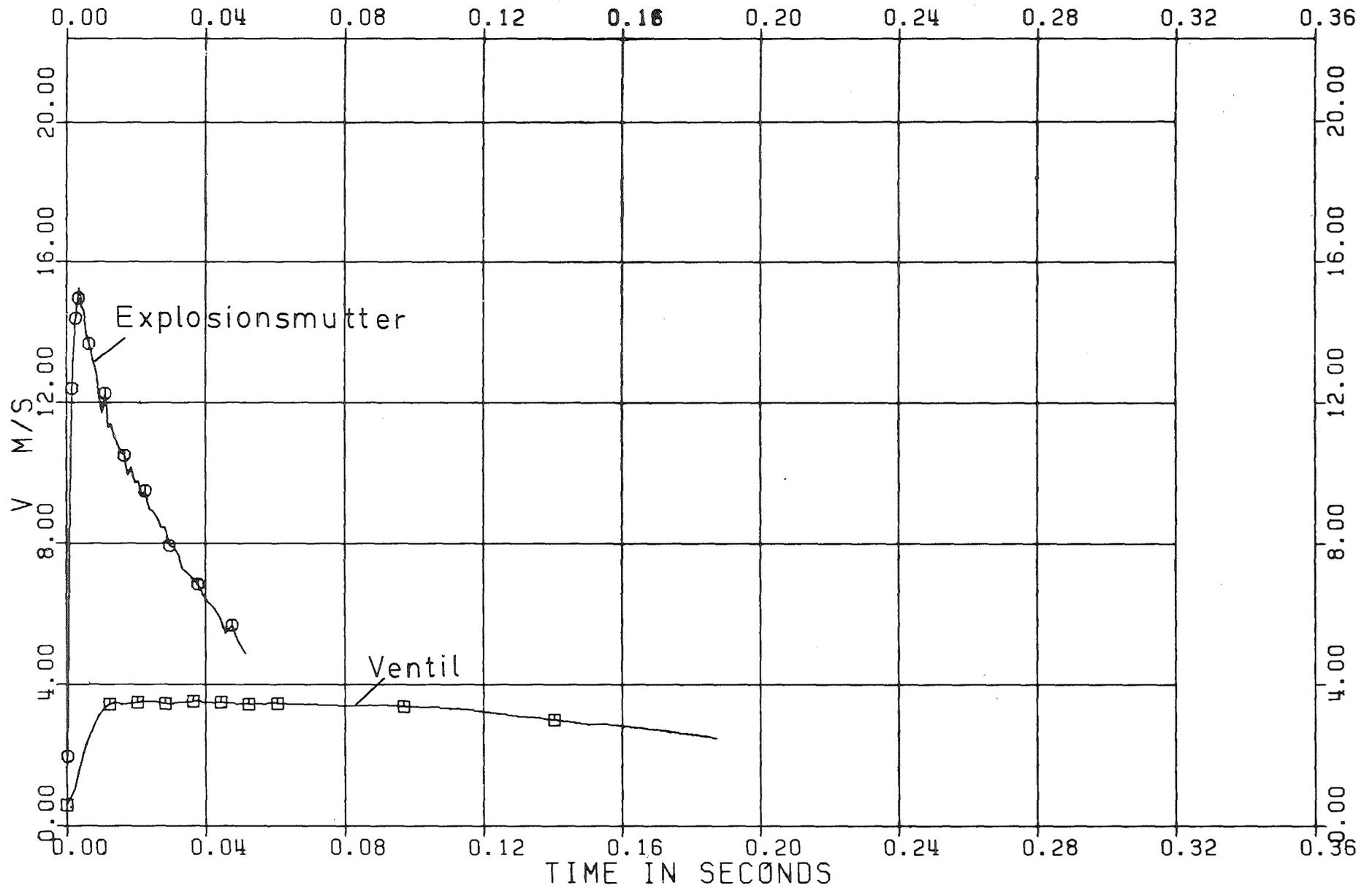


Abb. 5.5: Vergleich zwischen den Kolbengeschwindigkeitskurven eines Versuchs mit Ventil und eines mit Explosionsmutter.

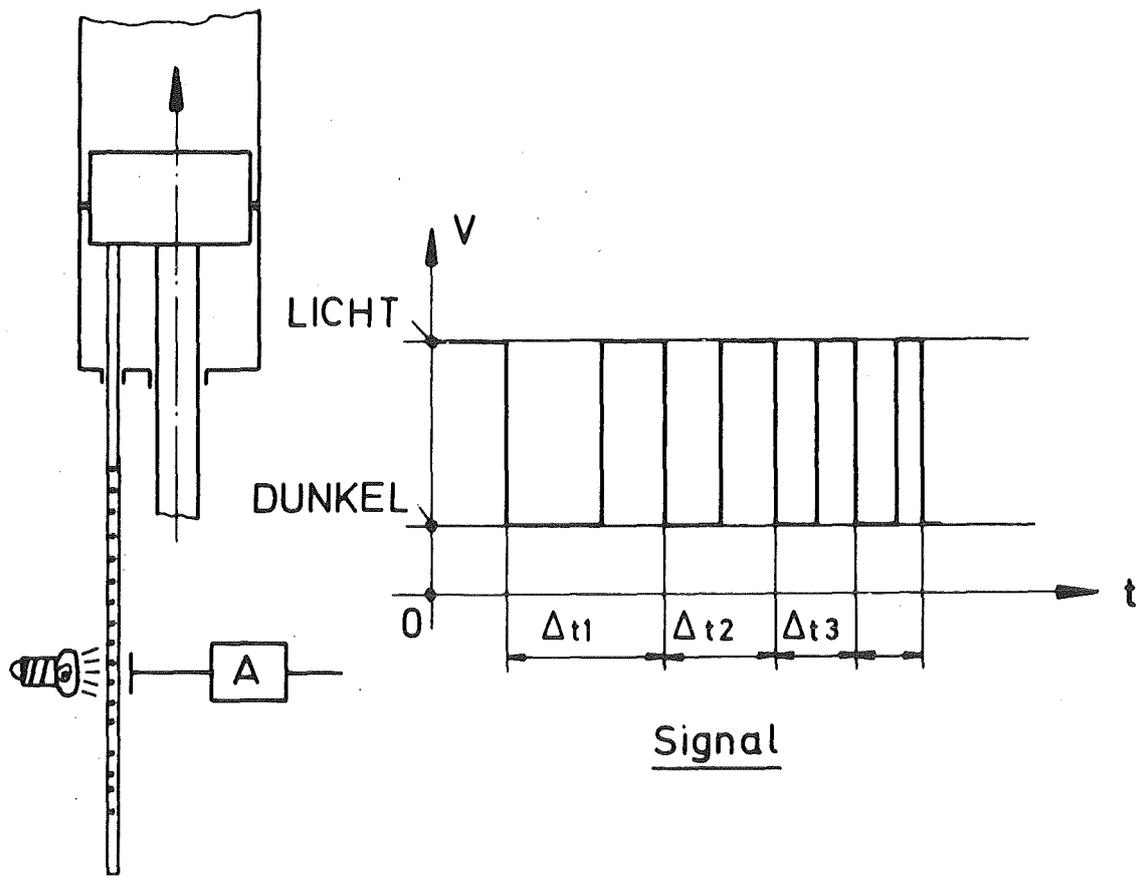


Abb. 6.1: Schematische Darstellung der Lichtschrankenvorrichtung zur Messung des Kolbenwegs.

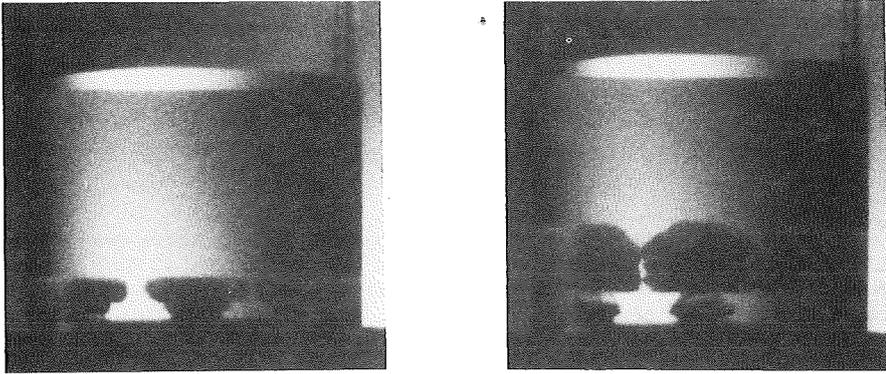


Abb. 7.1: Strahlen bei dem Versuch mit nominellem Wasserstand

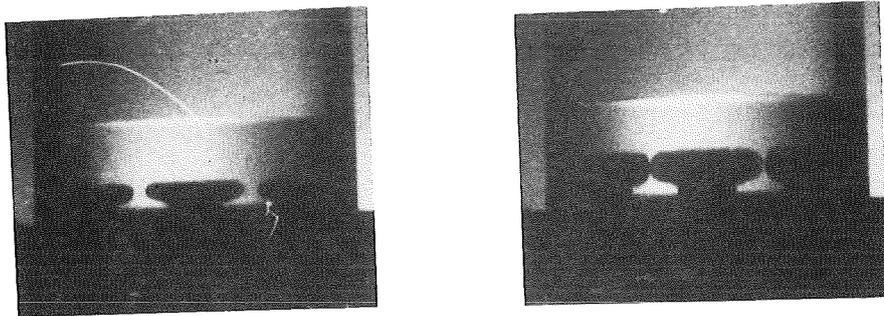


Abb. 7.2: Strahlen bei dem Versuch mit $1/3$ des nominellen Wasserstands

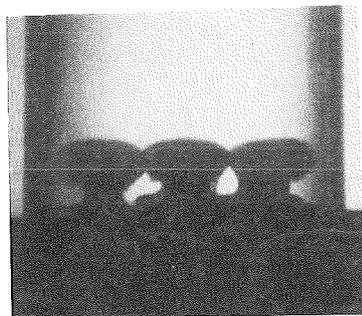


Abb. 7.3: Strahlen bei dem Versuch mit Wasserstand $= 0$.

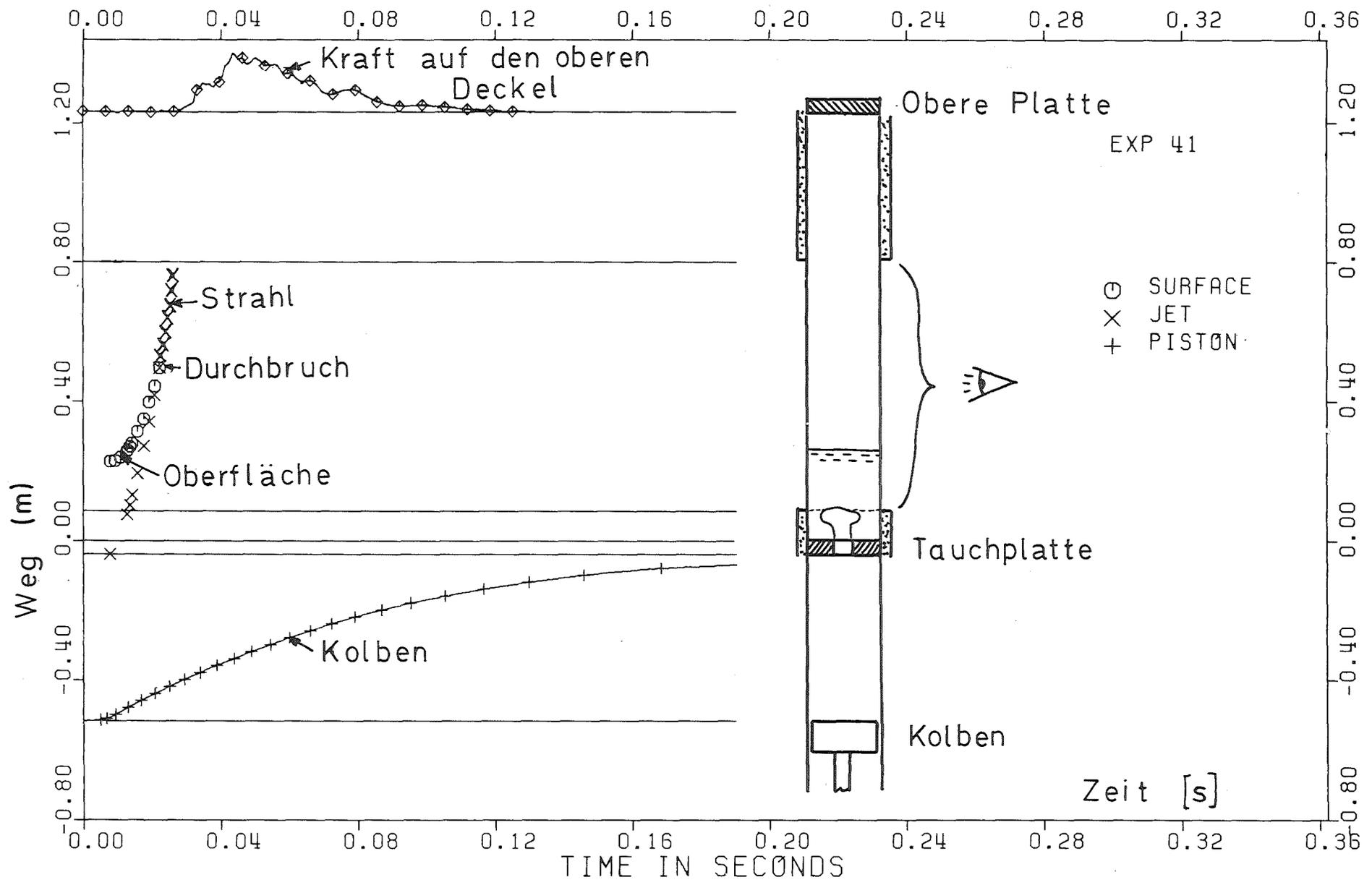


Abb. 7.4 : Versuch Nr. 41 - Wasseroberflächen-, Wasserstrahl- und Kolbenweg.

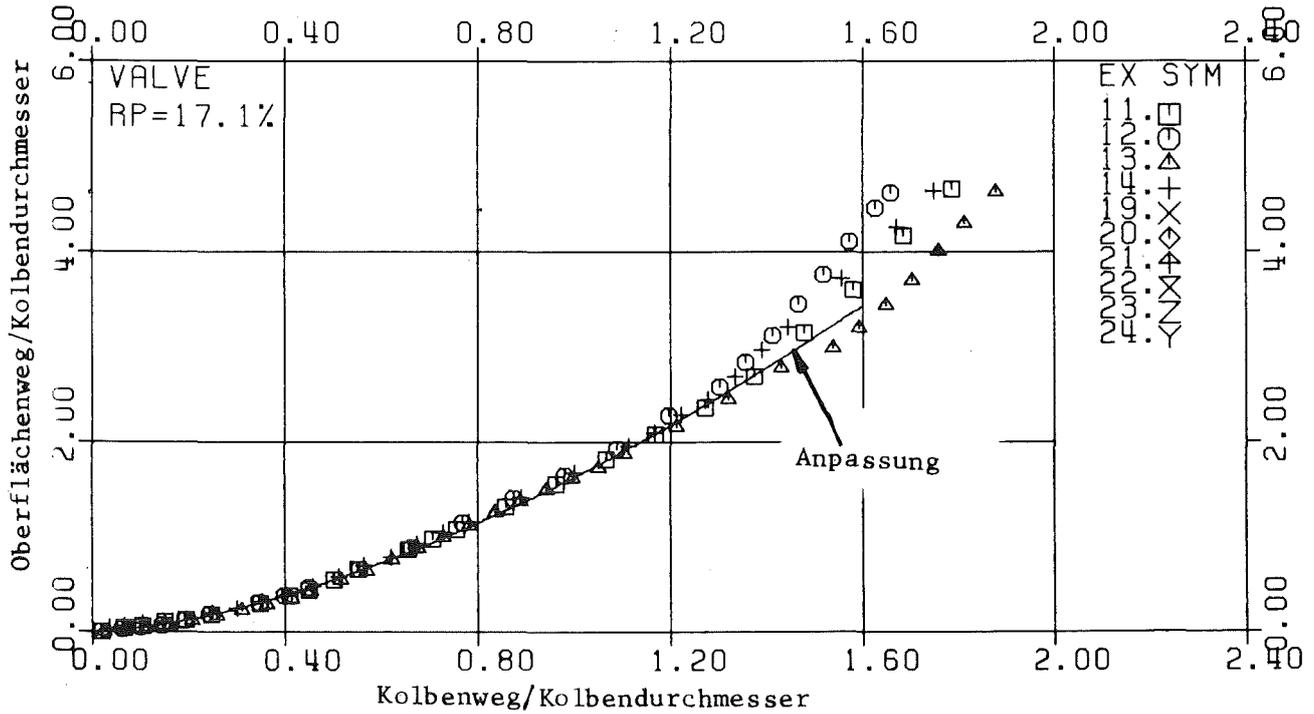


Abb. 7.5 : Versuche mit Ventil. Hoher Wasserstand. Wasseroberflächenweg.

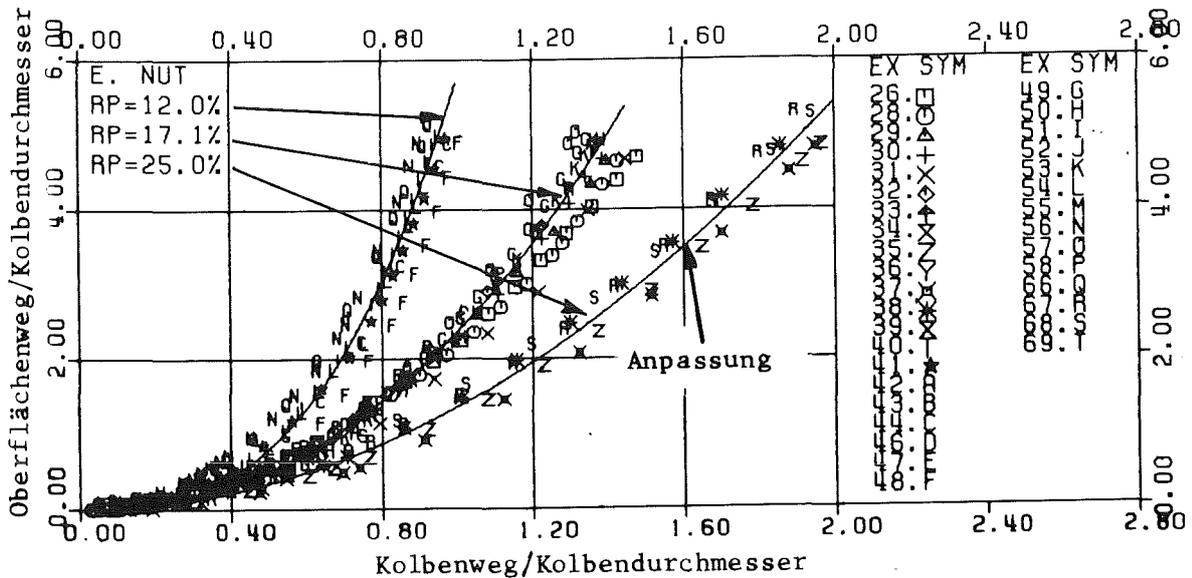


Abb. 7.6 : Versuche mit Explosionsmutter. Hoher Wasserstand. Wasseroberflächenweg.

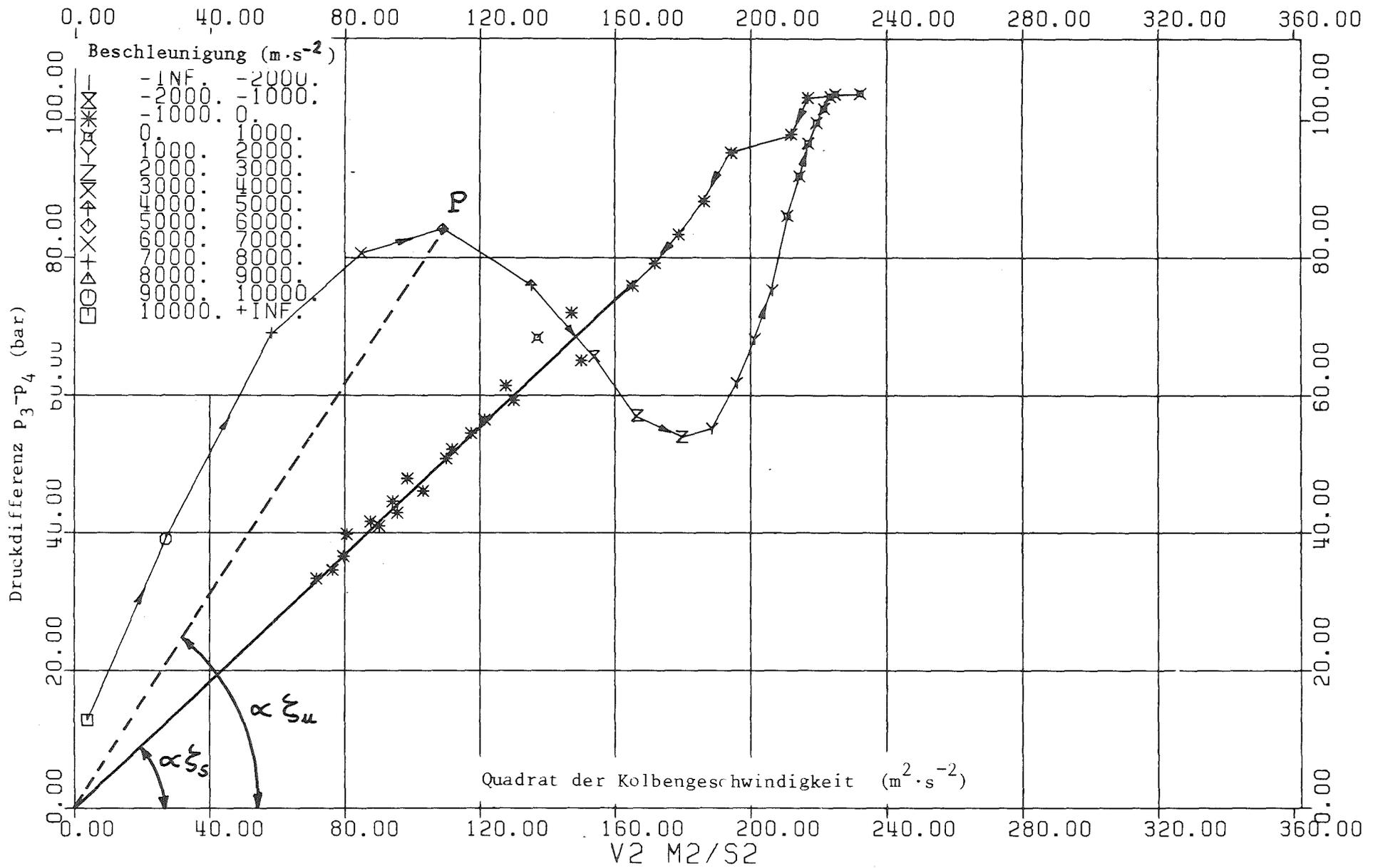


Abb. 8.1: Versuch mit Explosionsmutter (Nr.50). Druckdifferenz $p_3 - p_4$ als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

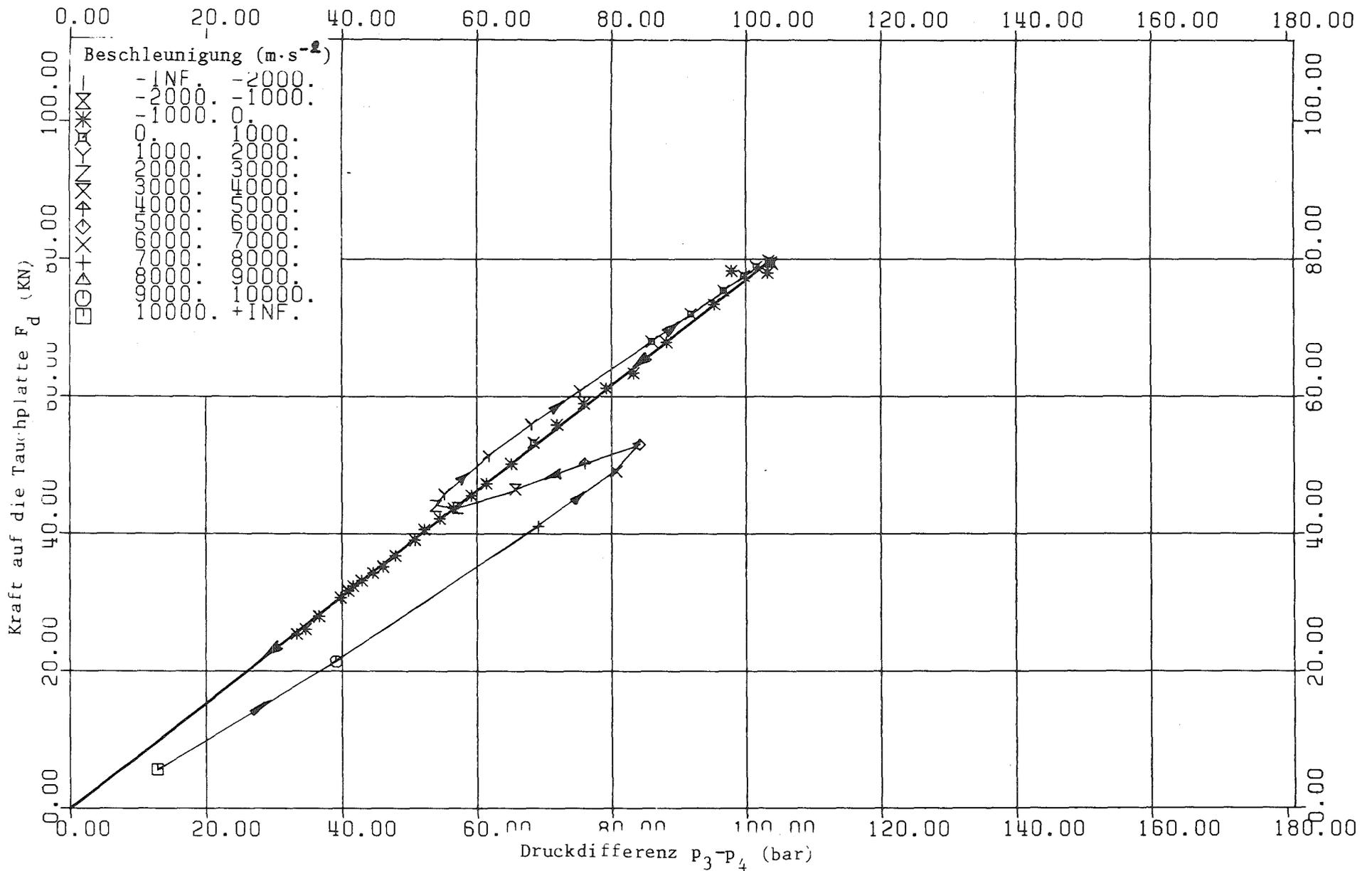


Abb. 8.3: Versuch Nr. 50 - Kraft auf die Tauchplatte als Funktion der Druckdifferenz $p_3 - p_4$.

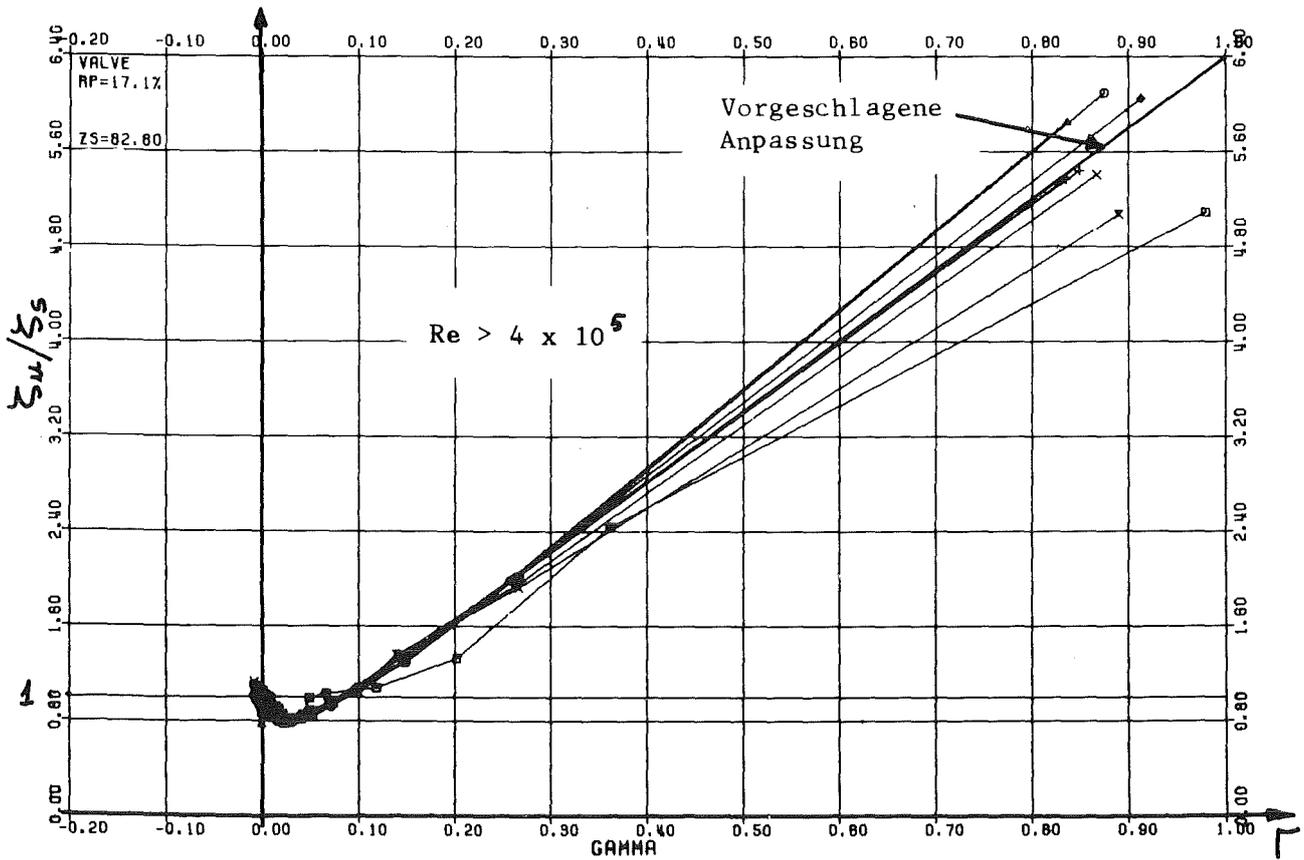


Abb. 8.4 : Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 7 bis 14. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

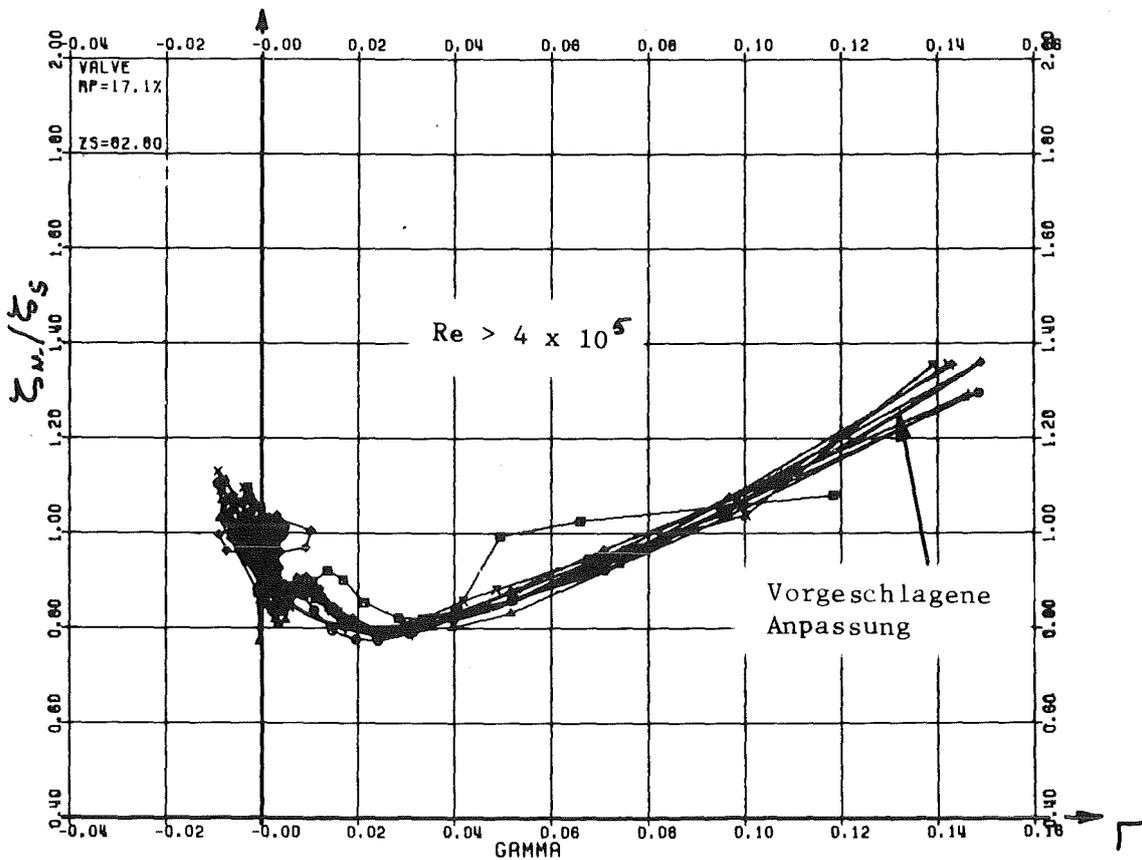


Abb. 8.5 : Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 7 bis 14. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

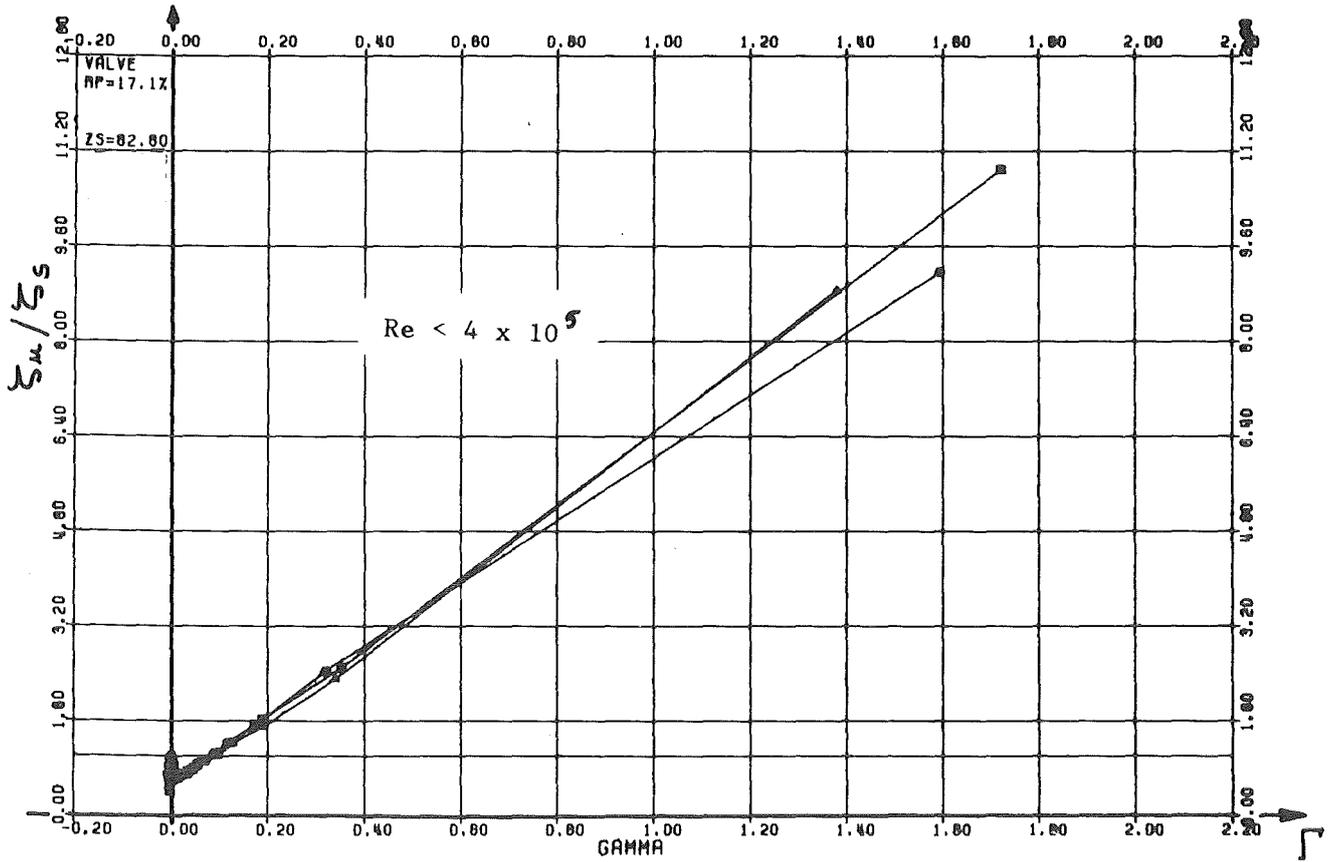


Abb. 8.6: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 15 bis 16. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

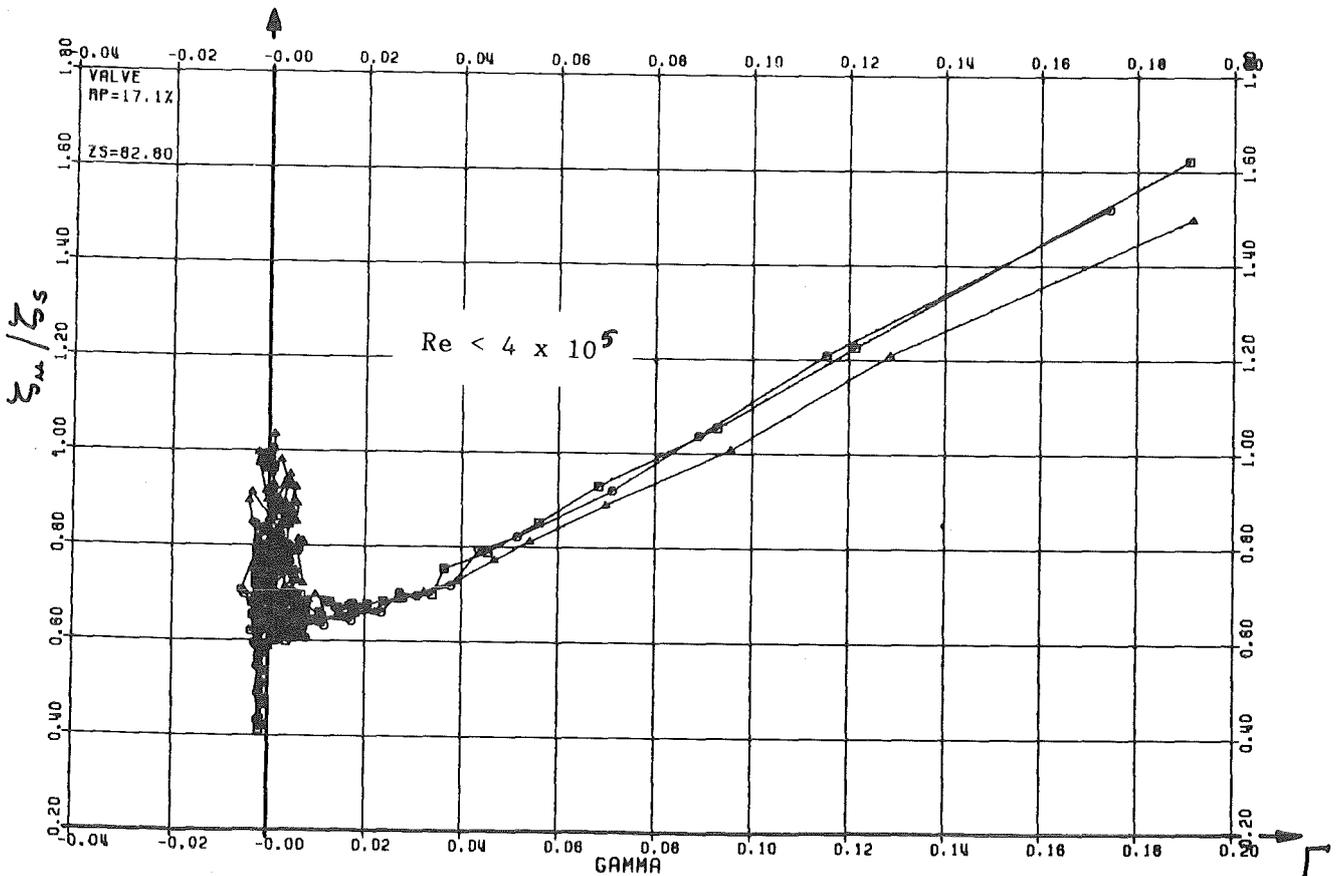


Abb. 8.7: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 15 bis 16. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

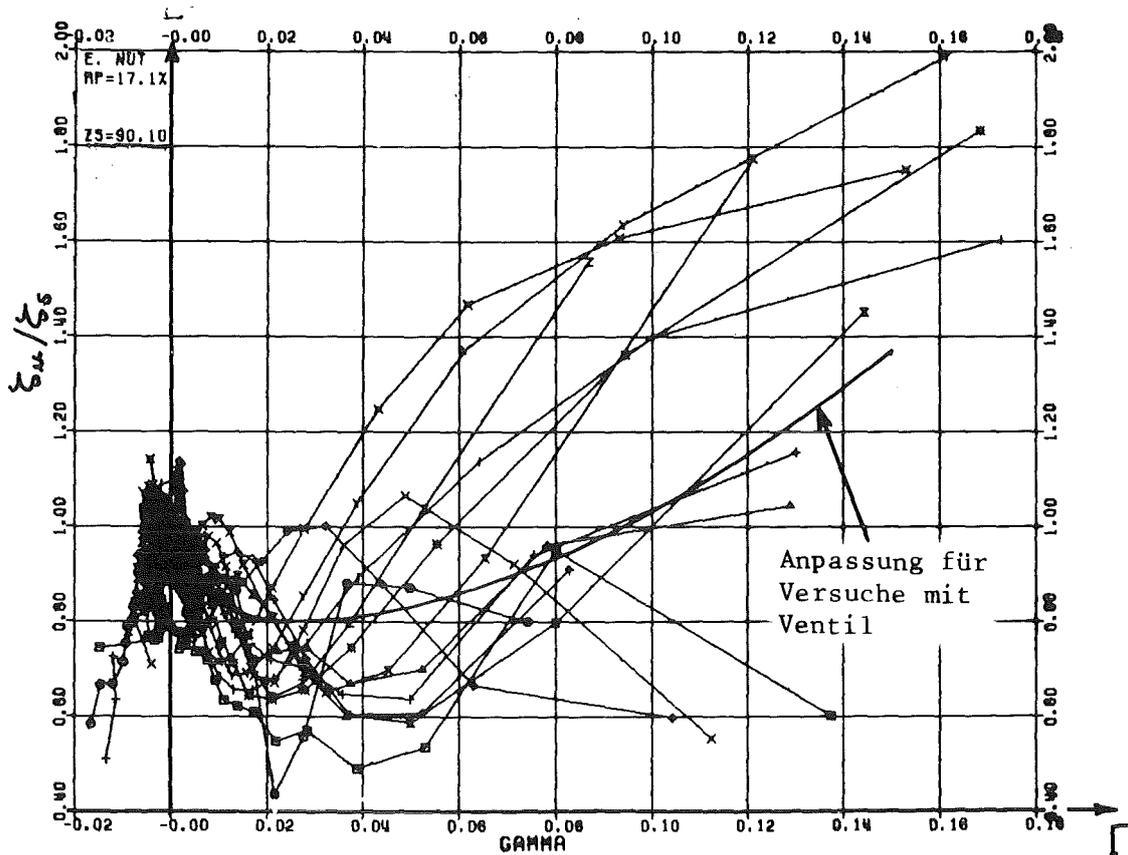


Abb. 8.8: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

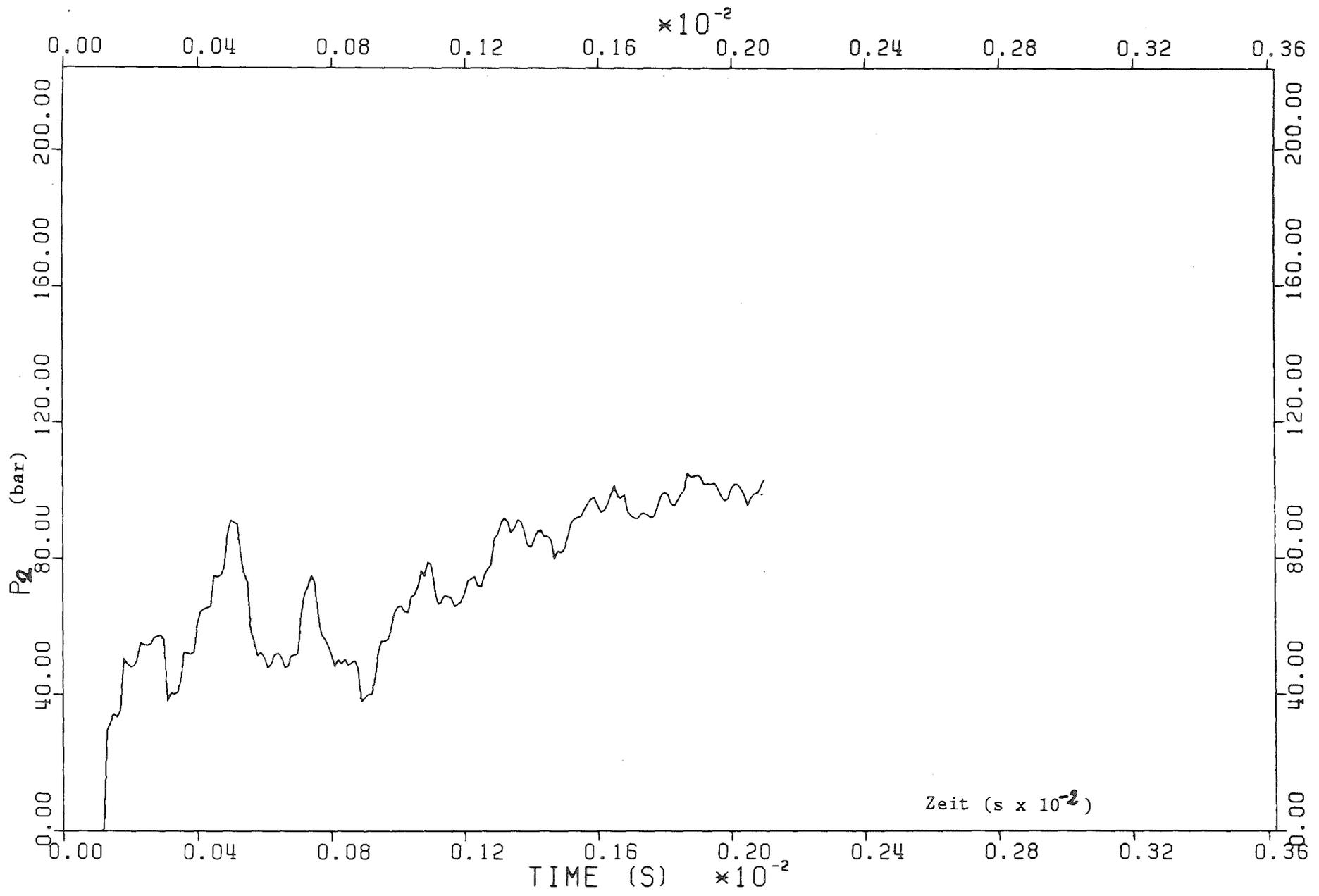


Abb. 9.1 : Berechnete Druckkurve P_2 . Simulation von Versuch Nr. 54.

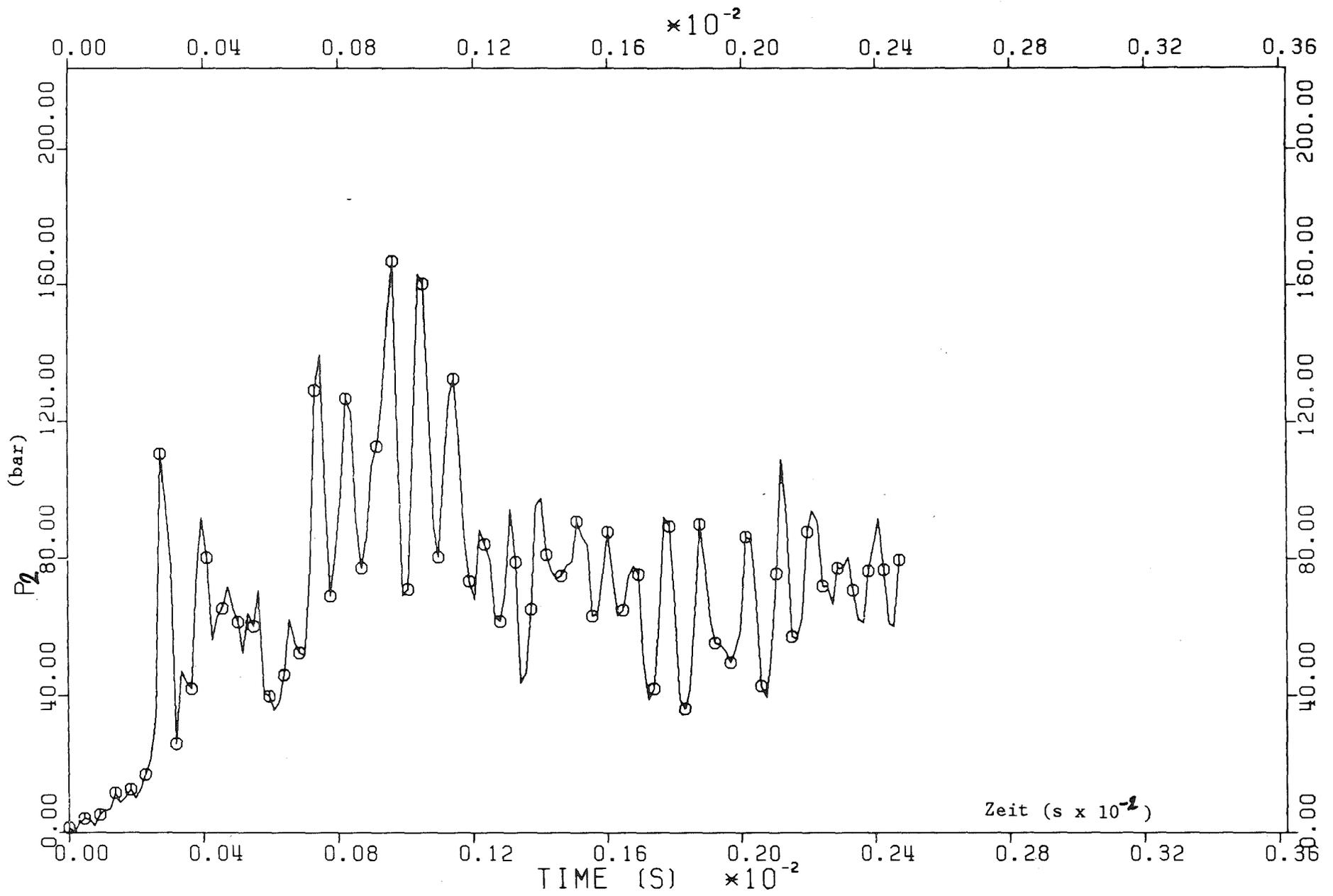


Abb. 9.2: Experimentelle Druckkurve P_2 .

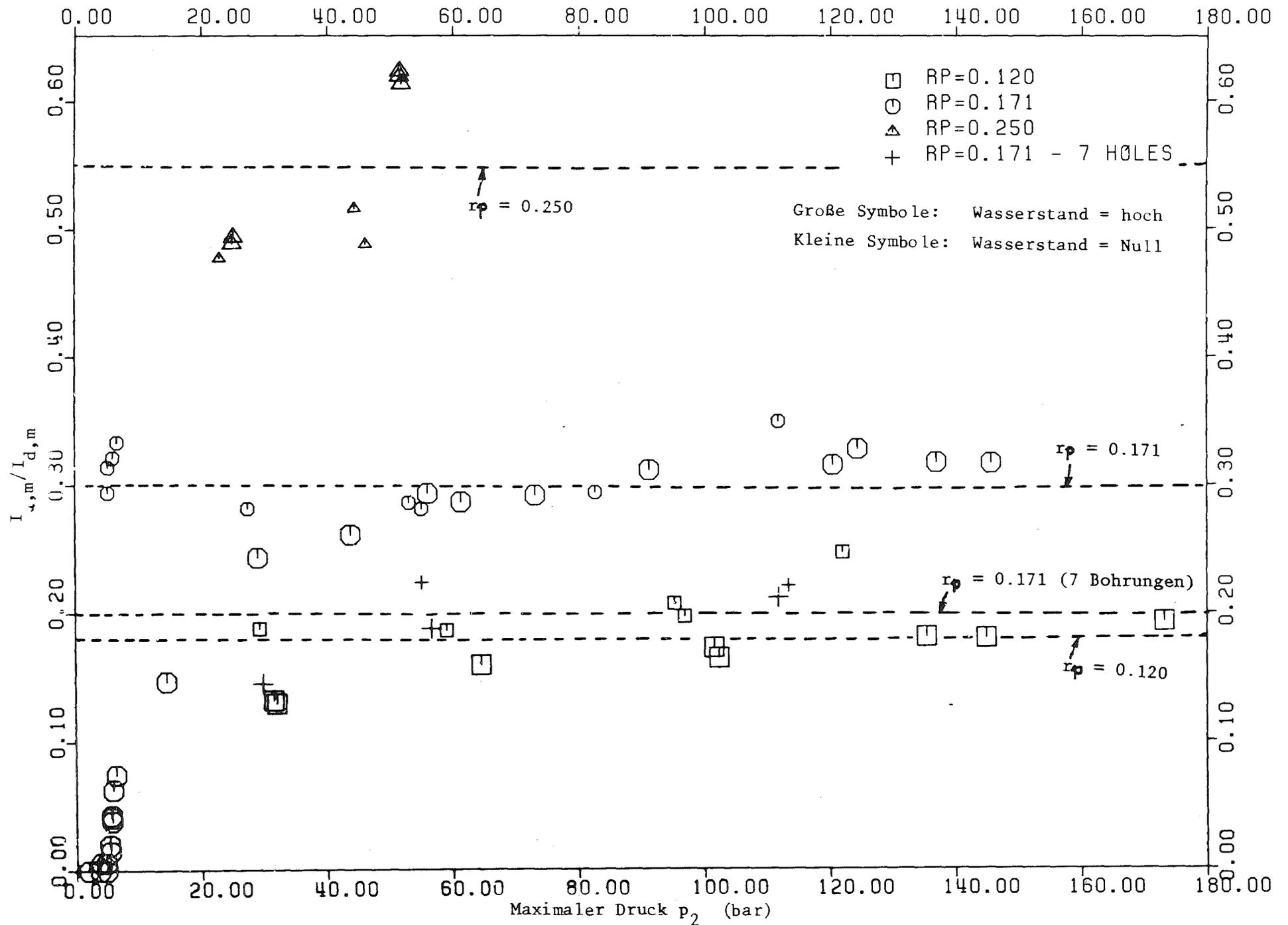


Abb. 10.2: Verhältnis zwischen dem Gesamtimpuls auf die obere Platte
 und dem Gesamtimpuls auf die Tauchplatte.

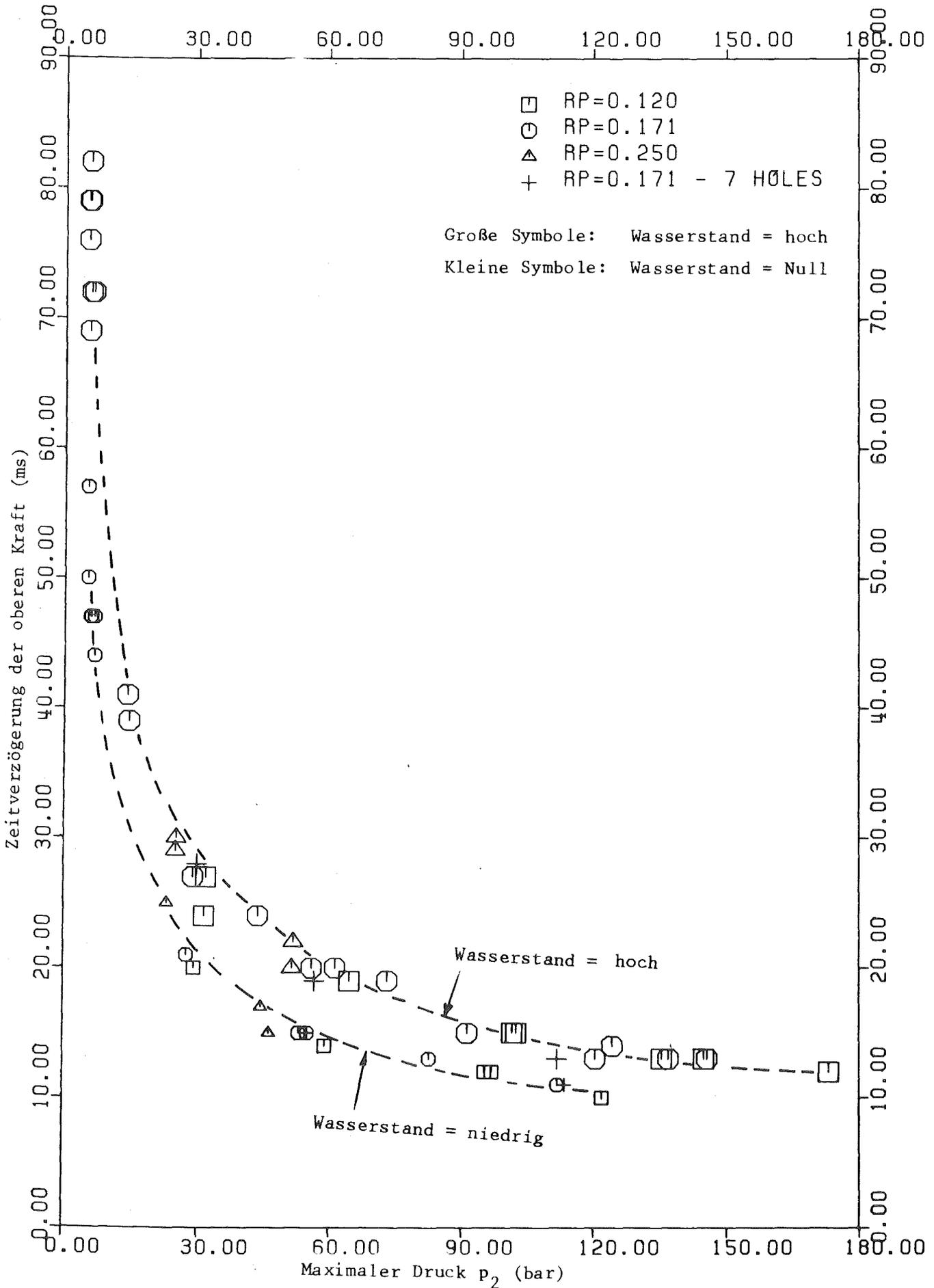


Abb. 10.3: Zeitverzögerung der Kraft auf die obere Platte von der ersten Änderung im Lichtschrankensignal aus gemessen.

A N H A N G

A.1 Modellierung

A.1.1 Ähnlichkeit der Strömung

Die Ähnlichkeitsbedingungen Gl.(3.1),(3.2) können folgendermaßen geschrieben werden:

$$(A-1.1) \quad v_{H_2O} = \frac{D_{Na}}{D_{H_2O}} \cdot \frac{v_{H_2O}}{v_{Na}} \cdot v_{Na}$$

$$(A-1.2) \quad t_{H_2O} = \frac{D_{H_2O}}{D_{Na}} \cdot \frac{v_{Na}}{v_{H_2O}} \cdot t_{Na}$$

wobei der Index H₂O dem Modell und Na dem Original entspricht.

In Abb. A-1.1 ist die kinematische Zähigkeit von Wasser als Funktion der Temperatur dargestellt. Man sieht, daß Wasser bei Raumtemperatur (20°C) etwa 3.67-fach zäher als Natrium bei nomineller Betriebstemperatur im Reaktor (546°C) ist, d.h.:

$$(A-1.3) \quad \frac{v_{H_2O, 20^\circ C}}{v_{Na, 546^\circ C}} = 3.67$$

Aus Gl.(A-1.3) ergibt sich, daß die Geschwindigkeit im Modell wegen der höheren kinematischen Zähigkeit des Wassers größer sein muß als im Reaktor. Bei Verwendung von Wasser bei höherer Temperatur (50 bis 60°C) wäre das Verhältnis der Zähigkeiten günstiger, aber das wäre technisch schwieriger zu realisieren.

Da das Modell aus Sicherheitsgründen innerhalb eines Schutzraums, der nur eine begrenzte Höhe hat, aufgebaut werden mußte, ergab sich für den Maßstabsfaktor folgender Wert:

$$(A-1.4) \quad \frac{D_{H_2O}}{D_{Na}} \leq \frac{1}{1.54}$$

Da der Druckverlust durch die Platte dem Geschwindigkeitsquadrat proportional ist und die Geschwindigkeit, die erreicht werden soll, linear mit abnehmender Größe des Modells zunimmt, ergibt sich auf Gl.(A-1.1), daß der größte mögliche Maßstabsfaktor D_{H_2O}/D_{Na} wünschenswert wäre.

Schließlich, wurde gemäß Gl. (A-1.4) der Maßstabsfaktor zu

$$(A-1.5) \quad \frac{D_{H_2O}}{D_{Na}} = \frac{1}{1.54} = 0.65$$

festgelegt.

Aus den Gleichungen (A-1.1), (A-1.3), (A-1.5) sieht man, daß die Geschwindigkeit im Modell 5.65-fach höher als im Reaktor sein muß, um die gleiche Reynoldszahl wie im Reaktor zu erreichen. Außerdem ergibt sich aus Gl. (A-1.2), daß die maximale Anstiegszeit (die Zeit, bei der die Maximalgeschwindigkeit erreicht wird) im Modell 8.7 Mal kleiner als im Reaktor sein muß. Um eine transiente Strömung im Reaktor auf eine Geschwindigkeit von $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ in 10 ms zu simulieren, muß eine Kolbengeschwindigkeit von etwa $17 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ in etwa 1.15 ms im Modell erreicht werden.

Die maximale Reynoldszahl, bezogen auf den Durchmesser D_{Na} (äquivalenter Durchmesser der Einheitszelle, die einer Bohrung in der Tauchplatte entspricht; s. Abschnitt A-1.2 und Abb. A-1.3), beträgt:

$$(A-1.6) \quad Re_{\max} = 3 \times 0.1693 / 0.275 \times 10^{-6} = 1.874 \times 10^6$$

und die Strouhálzahl beim Erreichen der maximalen Geschwindigkeit, ebenfalls auf D_{Na} bezogen:

$$(A-1.7) \quad Str = 3 \times 10^{-2} / 0.1693 = 0.177$$

A.1.2 Geometrie der Tauchplatte

Abb. A-1.2 zeigt schematisch die Geometrie des Gebietes um eine Bohrung in der Tauchplatte. Die Dicke der Platte θ (6 cm), das nominelle Perforationsverhältnis r_p (17.1%) und der nominelle Durchmesser der Bohrungen d_{Na} (7 cm) sind bekannt. Nimmt man eine dreieckige Anordnung der Bohrungen an, ergibt sich für den Abstand p :

$$(A-1.8) \quad p = \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot r_p \cdot \cos 30^\circ}} \cdot d$$

Für das nominelle Perforationsverhältnis, $r_p=0.171$, ergibt Gl (A-1.8)

$$(A-1.9) \quad p = 2.303 d$$

also :

$$(A-1.10) \quad p_{Na} = 2.303 d_{Na} = 2.303 \times 0.07 \text{ m} = 0.161 \text{ m}$$

Die Fläche der Einheitszelle pro Bohrung in der Tauchplatte A_{Na} ist :

$$(A-1.11) \quad A_{Na} = \frac{1}{r_p} \pi \frac{d_{Na}^2}{4}$$

und der äquivalente Durchmesser D_{Na} ist :

$$(A-1.12) \quad D_{Na} = \sqrt{\frac{4}{\pi} A_{Na}} = \sqrt{\frac{1}{r_p}} \cdot d_{Na}$$

Beim nominellen Perforationsverhältnis, $r_p=0.171$, ergibt sich aus Gl. (A-1.12):

$$(A-1.13) \quad D_{Na} = \sqrt{\frac{1}{0.171}} \cdot 0.07 \text{ m} = 0.1693 \text{ m}$$

Der nominelle Durchmesser des Modells D_{H_2O} wurde zu :

$$(A-1.14) \quad D_{H_2O} = 0.1100 \text{ m}$$

gewählt. Damit ergibt sich der Maßstabsfaktor zu :

$$(A-1.15) \quad \frac{D_{H_2O}}{D_{Na}} = \frac{1}{1.54} = 0.650$$

Abb. A-1.3 zeigt eine schematische Darstellung des Modells, auf den Maßstabsfaktor Gl.(A-1.15), bezogen, mit einer Platte mit nominellem (17,1%) Perforationsverhältnis. Aus Gl.(A-1.15) ergibt sich:

$$(A-1.16) \quad \begin{aligned} d_{H_2O} &= 0.65 \times d_{Na} = 0.65 \times 0.070 = 0.0455 \text{ m} \\ \varnothing_{H_2O} &= 0.65 \times \varnothing_{Na} = 0.65 \times 0.060 = 0.039 \text{ m} \\ h_{H_2O} &= 0.65 \times h_{Na} = 0.65 \times 0.350 = 0.227 \text{ m} \\ H_{H_2O} &= 0.65 \times H_{Na} = 0.65 \times 1.875 = 1.219 \text{ m} \end{aligned}$$

wobei h die Höhe des Fluidspiegels oberhalb der Tauchplatte und H der Abstand zwischen der Tauchplatte und der oberen Platte ist.

A.2 Parameter der Experimentellen Untersuchung

A.2.1 Perforationsverhältnis

Es wurde festgelegt, insgesamt 3 verschiedene Perforationsverhältnisse, und zwar den nominellen Wert und zwei zusätzlichen Werte, einen kleiner und den anderen größer als den nominellen Wert, zu untersuchen.

Für eine dreieckige Anordnung von kreisförmigen Bohrungen in einer Platte gilt folgende Beziehung zwischen dem Perforationsverhältnis r_p und dem Verhältnis zwischen dem Abstand p und dem Durchmesser d der Bohrungen :

$$(A-2.1) \quad p/d = \sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{3}} \frac{1}{r_p}} ,$$

so daß sich für den nominellen Wert $r_p = 0.171$ ergibt :

$$(A-2.2) \quad p/d = 2.303$$

Die Wahl der zu untersuchenden Perforationsverhältnisse wurde nicht auf die r_p -Werte bezogen sondern auf die Verhältnisse p/d , die häufiger in der Literatur verwendet werden. Zwei Werte von p/d etwa im gleichen Abstand vom nominellen Wert wurden gewählt, nämlich 2.749 und 1.905. Damit ergeben sich zwei Perforationsverhältnisse von $r_p=0.120$ und $r_p=0.250$; die gewählten Werte von p/d und die Perforationsverhältnisse sind in Tabelle A-2.1 zusammengefaßt.

T A B E L L E A-2.1

p/d	r_p
2.749	0.120
2.303	0.171
1.905	0.250

A.2.2 Anzahl der Bohrungen

Da das Modell nur die Einheitszelle um eine Bohrung in der Tauchplatte nachbildet, werden bei den Versuchen mit Einzellochplatten alle Wechselwirkungen zwischen den Wasserstrahlen, die aus nebeneinanderliegenden Bohrungen austreten, vernachlässigt. Außerdem verursachen die Seitenwände des Modells Reibung am Rande des Strahls, die tatsächlich nicht vorhanden ist.

Um die Wechselwirkung mehrerer nebeneinanderströmender Wasserstrahlen zu untersuchen, wurden deshalb auch Versuche mit Platten mit 7 Bohrungen in dreieckiger Anordnung durchgeführt. Da aber der Gesamtdurchmesser der Teststrecke festlag, mußten Löcher von kleinerem Durchmesser bei den Platten mit 7 Bohrungen verwendet werden. Um das nominelle Verhältnis zwischen Plattendicke und Durchmesser der Bohrungen einzuhalten, wurde die Dicke dieser Platten kleiner als die der Einzellochplatten gewählt.

Leider konnte die Höhe der Teststrecke (Abstand zwischen Tauchplatte und oberer Platte), die für Untersuchungen an Einzellochplatten festgelegt wurde, nicht gleichzeitig geändert werden, so daß dieser Abstand bei den Versuchen an Platten mit mehreren Bohrungen nicht mehr geometrisch ähnlich war. Deswegen können die Versuche an Platten mit mehreren Bohrungen nur Ergebnisse über die Wechselwirkung zwischen mehreren Strahlen und deren Effekte auf die Belastung der Tauchplatte liefern, nicht aber über die Kräfte auf die obere Platte, da der Abstand zwischen Tauchplatte und oberer Platte bei diesen Versuchen nicht richtig skaliert werden konnte.

A.2.3 Beschleunigungsvorrichtung mit Sicherheitsventil

Bei dieser Versuchsart (s. Abb. 5.1) befindet sich der Kolben am Versuchsanfang am unteren Ende des Stahlzylinders. Der Öffnungsdruck p_0 des Sicherheitsventils V (normalerweise 40 bar) kann vor dem Versuch eingestellt werden. Das Ventil V wird geschlossen. Dann wird die Kammer zwischen

dem Magnetventil V2 und dem Sicherheitsventil V, die einen Inhalt von etwa 1.0 Liter hat, mit Pressluft bei einem Druck etwas kleiner als p_0 gefüllt. Danach wird das Ventil V2 geschlossen, die Druckkammer zwischen den Magnetventilen V1 und V2, die einen Inhalt von etwa 2.0 Liter hat, wird mit Pressluft bei einem höheren Druck als p_0 (bis 200 bar) gefüllt, und das Ventil V1 wird geschlossen.

Der Versuch wird durch einen elektrischen Impuls, der die Öffnung des Magnetventils V2 steuert, gestartet. Die Öffnungszeit des Ventils V2 ist relativ groß, aber das wirkt sich nicht auf das Experiment aus, da nur die Öffnungszeit des Sicherheitsventils wichtig ist. Die Luft strömt in die kleinere Druckkammer und sobald die Druckfront das Sicherheitsventil erreicht, öffnet dieses Ventil in einer sehr kurzen Zeit und die Luft kann in den Testzylinder strömen. Sobald aber der Druck im Testzylinder den Wert p_0 erreicht oder der Druck vor dem Ventil unter p_0 sinkt, schließt das Sicherheitsventil. Dadurch kann nur ein Teil der Luftmenge, die ursprünglich in den beiden Druckkammern enthalten war, in den Zylinder strömen.

Abb. A-2.1 zeigt die Beschleunigungsvorrichtung mit Sicherheitsventil im Detail und Abb. A-2.2 das bei den Versuchen verwendete Sicherheitsventil.

A.2.4 Beschleunigungsvorrichtung mit Explosionsmutter

Bei den Versuchen mit Explosionsmutter (s. Abb. 5.2) befindet sich der Kolben vor Versuchsbeginn etwas 200 mm über dem Boden des Stahlzylinders. Der Raum, der damit unter dem Kolben frei wird (Inhalt etwa 1.69 Liter) wird mit Preßluft (bis 200 bar) gefüllt. Dieser statische Druck ist konstant und kann ziemlich genau gemessen werden. Der Kolben wird durch eine Stange, die durch den unteren Flansch des Testzylinders durchgeführt ist, mit einer Explosionsmutter festgehalten,

Der Versuch wird durch die Zündung der Ladungen in der Sprengmutter gestartet: dadurch wird die Mutter in zwei Teile gespalten, die sich in radialer Richtung voneinander entfernen, so daß die Kraft, die von der Explosion in axialer Richtung zur Kolbenstange übertragen wird, vernachlässigbar ist. Sobald sich die zwei Mutterfragmente etwa 2 mm

voneinander entfernt haben, wird das Gewinde der Kolbenstange freigelassen und der Kolben kann das Wasser beschleunigen.

In den Abbildungen A-2.3 und A-4.6 ist die Beschleunigungsvorrichtung mit Explosionsmutter detailliert dargestellt. Abb. 5.3 zeigt eine schematische Darstellung des Funktionprinzips der Explosionsmutter.

A.3 Vorausrechnung der Versuche

Um den Entwurf der Versuchsanlage zu verbessern und um die Durchführbarkeit der auszuführenden Versuche festzustellen, wurden Vorausrechnungen durchgeführt. Zunächst wurden durch analytische Näherungsrechnungen Werte der maximalen, bei technisch möglichen Drücken erreichbaren Kolbengeschwindigkeiten abgeschätzt.

Danach wurden genauere numerische Rechnungen mit einem "lumped parameter" Modell der Versuchsanlage durchgeführt. Mit diesem Modell konnten alle Haupteigenschaften der Versuche simuliert werden. Die größte Unsicherheit war die Annahme über den Druckverlust an der Tauchplatte, dessen Untersuchung zu den Zielen der Experimente gehört. Theoretische Gesetze für stationäre Strömung wurden für einen Freistrah und einen sich ausbreitenden Strahl (siehe auch Abschnitt 4.1) angenommen. Dadurch wurden Grenzwerte der maximal erreichbaren Geschwindigkeiten und Beschleunigungen gewonnen. Ein numerisches Rechenprogramm wurde zur Durchführung der Rechnungen entwickelt.

Die Hauptergebnisse dieser Rechnungen waren :

- a) die qualitativen Beschleunigungskurven der Abb. 5.4 wurden bestätigt,
- b) die berechneten maximalen Kolbenbeschleunigungen betragen etwa $4000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ für die Versuche mit Ventil bei einem Druck von 200 bar in der ersten Druckkammer und etwa $17000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ für die mit Explosionsmutter, ebenfalls bei 200 bar,
- c) die berechneten maximalen Kolbengeschwindigkeiten betragen etwa $14 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ für die Versuche mit Ventil, und etwa $21 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ für die mit Explosionsmutter.

Wegen der notwendigen Näherungen im mathematischen Modell entsprechen die berechneten Werte nur in der Größenordnung den experimentellen Ergebnissen, besonders für Versuche mit Ventil, bei denen das Verhalten der Ventilverrichtung nur sehr ungenau simuliert werden konnte. Trotzdem waren diese vorläufigen Rechenergebnisse sehr nützlich bei der detaillierten Planung der Versuchsanlage.

A.4 Versuchsstand

Die Abbildungen A-4.1 bis A-4.7 stellen detaillierte Zeichnungen und Fotos des Versuchsstandes dar.

In Abb. A-4.4 kann man den 800 mm langen unteren Stahlzylinder sehen. Der Kolben war aus PVC bei den Versuchen mit Ventil, aus Hartaluminium bei denen mit Explosionsmutter. Abb. A-4.5 stellt den oberen durchsichtigen Plexiglaszylinder dar.

In Abb. A-4.3 kann man den zweiten oberen Stahlzylinder mit der oberen Platte sehen.

Rund um den Spalt zwischen den beiden oberen Zylindern sieht man auch die Plexiglaswanne, die aus Spritzwasser, das während der Versuche durch den Spalt austritt, auffangen soll.

A.5 Gemessene Größen

A.5.1 Druckaufnehmer

In den Tabellen A-5.1 und A-5.2 sind die Positionen der Druckaufnehmer im unteren und oberen Zylinder für die Versuche mit Ventil bzw. mit Explosionsmutter angegeben (siehe auch Abb. A-4.1)

T A B E L L E A-5.1

Position der Druckaufnehmer bei den Versuchen mit Ventil

Signal	Pos. im Zylinder Nr.	Abstand vom unteren Ende des Zylinders (mm)	Abstand von der unteren Tauchplattenoberfläche (mm)
P ₁	1	100	-700
P ₂	2	225	-575
P ₃	5	635	-165
P ₄	6	910	110

T A B E L L E A-5.2

Position der Druckaufnehmer bei den Versuchen mit Explosionsmutter

Signal	Pos. im Zylinder Nr.	Abstand vom unteren Ende des Zylinders (mm)	Abstand von der unteren Tauchplattenoberfläche (mm)
P ₁	1	100	-700
P ₂	4	475	-325
P ₃	5	635	-165
P ₄	6	910	110

Die Druckmessungen wurden folgendermaßen verteilt:

- P_1 : Druck unter dem Kolben. Bei den Versuchen mit Explosionsmutter ist dies der Druck, der in der Kammer unter dem Kolben herrscht. Bei den Versuchen mit Ventil befindet sich der Kolben am Versuchsanfang ganz unten im Zylinder, dadurch kann der P_1 -Aufnehmer den Druck unter dem Kolben erst nach einem Kolbenweg von etwa 100 mm messen (siehe Abb. A-4.1)
- P_2 : Druck oberhalb des Kolbens. Bei den Versuchen mit Ventil befand sich dieser Aufnehmer an Position 2 (siehe Abb. A-4.1), so daß er den Druck oberhalb des Kolbens bis zu einem Kolbenweg von etwa 108 mm messen konnte. Bei den Versuchen mit Explosionsmutter befand sich dieser Aufnehmer an Position 4, so daß er den Druck oberhalb des Kolbens bis zu einem Kolbenweg von etwa 152 mm messen konnte.
- P_3 : Druck unterhalb der Tauchplatte: dieser Druckaufnehmer befand sich immer an Position 5 (siehe Abb. A-4.1), d.h. etwa 165 mm oder 1.5 Zylinderdurchmesser von der unteren Tauchplattenoberfläche (bei normalen Einzellochplatten, siehe Tabelle A-6.1) entfernt. Es wäre technisch sehr schwierig gewesen, einen Druckaufnehmer unmittelbar vor der Tauchplatte einzubauen.
- P_4 : Druck oberhalb der Tauchplatte: dieser Aufnehmer befand sich immer an Position 6, d.h. etwa 71 mm oder 0.65 Zylinderdurchmesser oberhalb der oberen Tauchplattenoberfläche (bei normalen Einzellochplatten).

Die piezoresistiven Druckaufnehmer sind im Detail in Abb. A-4.2, Detail "F", dargestellt. Die Aufnehmer wurden so eingebaut, daß ihre aktive Membran in einer kleinen Kammer liegt, die mit dem Zylinder durch 5 kleine Bohrungen (1 mm Durchmesser) in Verbindung ist. Eine kleine Bohrung, die während des Versuchs mit einer Schraube geschlossen wurde, ermöglicht die Entlüftung der Kammer vor jedem Versuch.

A.5.2 Kraftaufnehmer

Die Kräfte wurden mit piezoelektrischen Meßunterlagscheiben gemessen, die zwischen den Meßplatten und der Struktur eingebaut wurden, wie man in Abb. A-4.2, Details "E" und "H", sehen kann. Dünne, lange Schrauben wurden zur Verbindung der Meßplatten mit der Struktur verwendet. Diese Schrauben üben eine sehr kleine Kraft auf die Kraftaufnehmer aus, die die Kraftmessung nicht verfälschen, weil die Kraftaufnehmer so starr sind, daß die Kraft praktisch ohne Bewegung der Meßplatten gemessen werden kann. Deswegen war die kleine Kraft der Schraubchen praktisch konstant und konnte vor jedem Versuch bei der Eichung des Nullpunkts am Signalverstärker kompensiert werden.

A.5.3 Hochgeschwindigkeitsfilme

Um die Strömung abwärts der Tauchplatte zu beobachten, wurden bei jedem Versuch 16-mm Filme durch den oberen Plexiglaszylinder bei Filmgeschwindigkeiten bis etwa $9000 \text{ Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$ aufgenommen. Die Belichtung wurde von 6 Lampen zu je 1 kW geliefert. Es war notwendig, eine Mattscheibe zwischen Lampen und Testrohr zu verwenden. Verschiedenen Arten von Mattscheiben (Kunststofffolien, mattes Plexiglas, mattes Glas, Milchgas usw.) wurden getestet. Die besten Ergebnisse wurden mit Kunststofffolien des Typs "Ultraphan" erzielt.

Die Aufnahmen wurden aus einem Abstand von etwa 1.80 m vom Testrohr, mit einem NIKKOR 25 mm, 1:1.4 Objektiv bei Blenden 4 und 5.6 gemacht. Bei den Versuchen wurden gleichzeitig 2 Filme gedreht, der zusätzliche Film näher am Testrohr, um die Struktur der Wasserstrahlen besser beobachten zu können. Die Hochgeschwindigkeitskameras waren 16-mm NAC 16-HD Kameras.

A.5.4 Instrumentierung

Abb. A-5.1 stellt die perforierte Lichtschranke im Detail dar. Ein Schema der Instrumentierung ist in Abb. A-5.2 dargestellt. Die 4 Drucksignale (P_1 bis P_4) und die zwei Kraftsignale (F_5 und F_6) wurden verstärkt (A) und danach auf ein Analogband aufgenommen (Kanäle 2 bis 7). Das Lichtschrankensignal (V) wurde direkt aufgenommen (Kanal 1).

Eine Digitaluhr erzeugte ein codiertes Signal (siehe Abb. A-5.3) aus dem die wirkliche Zeit in Stunden, Minuten, Sekunden und Zehnteln von Sekunde ermittelt werden konnte/14/. Das Signal wurde sowohl auf Band (Kanal 8) aufgenommen als auch auf einen Rand des Films in der Hochgeschwindigkeitskamera geschrieben. Dies ermöglicht die Synchronisierung zwischen registrierten Signalen (Drücke, Kräfte) und Filmbildern bei der Auswertung der Meßdaten. Außerdem war die Kamera mit einem 1000-Hz Oszillator verbunden, dessen Signal (1 Lichtpunkt je Millisekunde) auf den anderen Rand des Films geschrieben wurde : damit konnte die Filmgeschwindigkeit ($\text{Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$) ziemlich genau gemessen werden.

Der Versuch wurde durch eine Steuereinheit gestartet, die die Öffnung des Magnetventils bzw. die Zündung der Explosionsmutter betätigte. Zuerst mußte das Magnetband bis zur gewünschten Geschwindigkeit ($120 \text{ Zoll} \cdot \text{s}^{-1}$) beschleunigt werden. Durch Drücken eines Knopfes auf der Steuereinheit wurde der Versuch (nach einer gewissen Zeitverzögerung) gestartet. Da die Hochgeschwindigkeitskamera eine gewisse Zeit zum Erreichen der eingestellten Filmgeschwindigkeit braucht, gab es in der Steuereinheit eine einstellbare Zeitverzögerungsvorrichtung, die für die gewünschte Verzögerung zwischen dem Augenblick der Betätigung des Startknopfes und dem tatsächlichen Versuchsbeginn (Sendung des elektrischen Impulses, der das Ventil öffnet bzw. die Mutter zündet) sorgte.

Das elektrische Startsignal wurde auf Band registriert (Kanal 9) und auch zu einem Blitzgerät geschickt, so daß der Anfangspunkt auch auf dem Film registriert wurde. Damit wurde die Synchronisierung zwischen den auf Band registrierten Signalen und den Filmaufnahmen sichergestellt.

Eine Liste der wichtigsten Meßinstrumente, die bei den Versuchen verwendet worden sind, ist in Tabelle A-5.3 angegeben.

T A B E L L E A-5.3

Instrumentierung

Gemessene Größe	Bereich	Typ	(*)	Merkmale
Druck	0 - 200 bar	KISTLER 4041 A	1	Piezoresistiv
Druck	0 - 50 bar	KISTLER 4041 A	2	Piezoresistiv
Druck	0 - 20 bar	KISTLER 4041 A	1	Piezoresistiv
Druck	0 - 10 bar	KISTLER 4041 A	2	Piezoresistiv
Druck	0 - 250 bar	KISTLER 6001	1	Piezoelektrisch
Druck	0 -1000 bar	KISTLER 601 H	1	Piezoelektrisch
Kraft	0 -60000 N	KISTLER 9031	8	Piezoelektrisch
Kraft	0 -15000 N	KISTLER 9011	8	Piezoelektrisch
Piezoresistiver Verstärker		KISTLER 4601	4	Für piezoresistive Druckaufnehmer
Ladungs- verstärker		KISTLER	2	Für piezoelektrische Kraftaufnehmer
Ladungs- Verstärker		KISTLER 5007	2	Für piezoelektrische Kraftaufnehmer
Hochgeschwindig- keitskamera		NAC 16 HD	2	
Digitaluhr	ROC (Realtime-online-clock)			
Registriergerät	SE-7000 A			
Schreibgerät	SIEMENS Oszillomink-8			

(*) : Anzahl der verwendeten Geräte

A-6 Tauchplatten

In Tabelle A-6.1 ist eine Liste der untersuchten Tauchplatten und deren geometrischen Einzelheiten angegeben. Die Standard-Tauchplatte (Platte Nr. 1, mit einem Perforationsverhältnis von 17.1 %), die sich bei der Modellierung des Gebiets um nur eine Bohrung in der Reaktortauchplatte mit einem Maßstabfaktor von 0.650 ergibt, ist schematisch in Abb. A-6.1 dargestellt.

Da der Einfluß des Perforationsverhältnisses auf die Strömung und die Kräfte, die auf die Strukturen übertragen werden, erforscht werden sollte, wurden zwei weitere Einzellochplatten, mit Perforationsverhältnissen von 25.0 % (Platte Nr. 2) bzw. 12.0 % (Platte Nr. 3) untersucht (siehe auch die Abschnitte A-1.2 und A-2.1): Außerdem wurden Platten mit 7 Bohrungen verwendet : zunächst eine Platte mit nominellem (17.1 %) Perforationsverhältnis (Platte Nr. 4), die in Abb. A-6.2 schematisch dargestellt ist. Dann wurde auch eine Platte mit 7 Bohrungen und 12.0 % Perforationsverhältnis (Platte Nr. 5), die in Abb. A-6.3 dargestellt ist, untersucht. Diese Platte ermöglichte eine detaillierte Beobachtung der Form der Wasserstrahlen nahe den Bohrungen.

Mit den normalen Platten (Nr. 1 bis 4) war es nicht möglich, die Strahlen unmittelbar an der Platte zu beobachten, da der durchsichtige Bereich des Testrohrs (dünnwandiges Plexiglasrohr) erst etwa 86 mm oberhalb der Oberfläche der normalen Platten beginnt. Beim Entwurf des Versuchsstandes wurde befürchtet, daß unmittelbar oberhalb der Tauchplatte bei den Versuchen mit hohem Wasserstand hohe Drücke entstehen könnten aufgrund der starken Beschleunigung des Wassers. Tatsächlich wurden bei den Versuchen oberhalb der Tauchplatte Drücke bis etwa 40 bar gemessen). Hohe Drücke hätten für das dünnwandige Plexiglasrohr gefährlich sein können. Deswegen wurde das Rohr in diesem Bereich verstärkt, und auf die Durchsichtigkeit dieses Teils des Testrohrs verzichtet. Später aber, nachdem das Testrohr die Versuche, selbst bei den höchsten Drücken, ohne Zerstörung bestanden hatte, wurden einige spezielle Versuche zur Beobachtung der Strahlen unmittelbar an der Tauchplatte geplant und durchgeführt.

Diese besonderen Versuche mit der Platte Nr. 5 konnten jedoch die im

Reaktor auf die Tauchplatte entstehenden Kräfte nicht richtig simulieren, weil der Innendurchmesser der Tauchplatte kleiner als der des Zylinders war (98 mm statt 110 mm), wie man in Abb. A-6.3 sehen kann. Das Perforationsverhältnis und der Durchmesser der Bohrungen wurden auf diesen kleineren Durchmesser bezogen. Die schlagartige Verkleinerung des Rohrdurchmessers kann nach einer gewissen Bewegung des Wassers die Strömung beeinflussen, jedoch nicht die Anfangsform oder -bewegung der Strahlen, die beobachtet werden sollte.

Nachdem bereits einige Versuche durchgeführt waren, wurde ein Fehler in der Planung der Teststrecke entdeckt : wie man in Abb. A-4.2, Detail "E", sehen kann, hatte die O-Ring Dichtung der Tauchplatte (bei den Platten Nr. 1 bis 5) einen effektiven Durchmesser (etwa 120 mm), der größer als der Zylinderdurchmesser (110 mm) war. Damit konnte der Druck auf die Tauchplatte auf eine Fläche wirken, die größer als die nominelle Fläche war. Die gemessene Kraft wurde deswegen überschätzt. Der relative Fehler auf die Gesamtfläche der Platte (die Fläche der Bohrungen eingeschlossen) beträgt :

$$(A-6.1) \quad (0.120^2 - 0.110^2) / 0.110^2 = 0.190$$

Der Fehler auf die gemessene Kraft war vom Perforationsverhältnis und von der Druckverteilung auf der Tauchplatte abhängig. Man kann jedoch abschätzen, daß in erster Näherung auch dieser Fehler bis etwa 20 % betragen konnte.

Um diesen Fehler zu beseitigen wurden Untersuchungen an 3 zusätzlichen Tauchplatten (Platten Nr. 6 bis 8) durchgeführt. Diese Platten entsprechen den Platten Nr. 3, 1 und 2 in dieser Reihenfolge. Die Form dieser Platten ist in Abb. A-6.4 dargestellt. Die untere Oberfläche lag etwa 1 cm tiefer im Zylinder, damit konnte eine Dichtung mit dem richtigen Durchmesser (110 mm) eingebaut werden. Die obere Tauchplattenoberfläche lag auch etwa 1 cm tiefer, um die Dicke der Platte beizubehalten. Zehn Versuche wurden mit diesen Platten durchgeführt und die Ergebnisse wurden zur Korrektur der Kräfte verwendet, die bei den Versuchen mit den Platten Nr. 1 bis 5 gemessen worden waren.

TABELLE A-6.1

Tauchplatten

Nr.	Anzahl der Bohrun- gen	Perfo- rations- verh. (%)	Durch- messer der Bohr. (mm)	Dicke (mm)	Gesamt- durch- messer (mm)	p/d
1	1	17.1	45.5	38.8	110.	2.303
2	1	25.0	55.0	38.8	110.	1.905
3	1	12.0	38.1	38.8	110.	2.749
4	7	17.1	17.2	14.7	110.	2.303
5	7	12.0	12.8	13.1	98.	2.749
6	1	12.0	38.1	38.8	110.	2.749
7	1	17.1	45.5	38.8	110.	2.303
8	1	25.0	55.0	38.8	110.	1.905

A-7 Beschreibung der Versuche

Eine Liste aller Versuche ist in Tabelle A-7.1 angegeben. Mit dem Aufbau des Versuchsstandes wurde Oktober 1980 begonnen, als die ersten mechanischen Teile (Zylinder, Platten) geliefert waren. Der erste Testversuch wurde am 18. November 1980 durchgeführt. Insgesamt 6 vorläufige Versuche wurden bis zum 12. Dezember 1980 durchgeführt, um die verschiedenen Teile des Versuchsstandes, alle Meßinstrumente und die Filmkameras zu testen. Alle Versuche wurden mit der Beschleunigungsvorrichtung mit Ventil durchgeführt.

Mit den eigentlichen Meßversuchen wurde am 20. Januar 1981 begonnen, als Versuch Nr. 7 durchgeführt wurde. Danach wurden 17 weitere Versuche mit Ventil (bis Nr. 24) durchgeführt. Während dieser Phase wurde die Filmaufnahmetechnik entwickelt. Deswegen wurden verschiedene Versuche zur Feststellung der geeigneten Mattscheiben, der besten Belichtung und der optimalen Blendöffnungen wiederholt.

Die Versuche Nr. 15 bis 18 wurden mit einem besonderem Verfahren durchgeführt, das sich von den anderen Versuchen mit Ventil unterscheidet. Es wurde nämlich bei den Versuchen bis Nr. 14 festgestellt, daß die maximalen im Zylinder gemessenen Drücke sehr klein (maximal 6.4 bar) gegenüber den maximalen Drücken der Luft in den Druckkammern K1 und K2 (siehe Abb.5.1) waren, die bis 120 bzw. 40 bar betragen. Außerdem waren die gemessenen Drücke und Kräfte nur schwach vom Anfangsdruck in der Kammer K1 abhängig : Unterschiede von nur einigen Prozent wurden bei Versuchen mit 60 bzw. 120 bar gemessen.

Es wurde vermutet, daß die Ursache dieser kleinen Unterschiede von der Öffnung des Sicherheitsventil abhängig sein könnte. Um dies zu untersuchen, wurde daher bei den Versuchen 15, 15' und 16 die Kammer K2 auf den Umgebungsdruck (statt wie üblich auf 40 bar) vor Versuchsbeginn eingestellt. Die sich ergebenden Drücke, Kräfte und Geschwindigkeiten waren aber noch kleiner als in den vorausgegangenen Versuchen.

Danach wurden 2 Versuche (Nr. 17 und 18) durchgeführt, bei denen die Kammern K1 und K2 auf den gleichen Druck (40 bar) wie vorher eingestellt wurden und das Sicherheitsventil wurde von Hand geöffnet (s. Abb. A-2.2). Es wurde nämlich vermutet, daß die gemessenen Drücke so klein waren, weil sich das Ventil sofort nach Öffnung wieder schließt, oder weil das Ventil nicht voll öffnet. Bei Handbetätigung hätten diese Schwierigkeiten beiseitigt werden können. Leider war aber die Öffnung des Ventils von Hand viel zu langsam, so daß sich sogar kleinere Drücken im Zylinder und kleinere Kräfte an der Tauchplatte als beim normalen Verfahren ergaben.

Alle Versuche bis Nr. 18 wurden mit der Tauchplatte Nr. 1 (1 Bohrung, 17.1 % Perforationsverhältnis) und mit nominellem Wasserstand durchgeführt (d.h. die Höhe des Wassers entsprach der nominellen Höhe des Kühlmittels auf der Tauchplatte im Reaktor). Danach wurden 6 weitere Versuche (Nr. 19 bis 24) mit der Ventilvorrichtung mit normalem Verfahren (automatische Öffnung des Ventils) und mit der gleichen Tauchplatte, aber bei niedrigem Wasserstand (Wasserhöhe auf der Platte gleich Null) durchgeführt.

Dann wurde die Beschleunigungsvorrichtung mit Explosionsmutter aufgebaut und 50 Versuche (bis Nr. 74) wurden durchgeführt mit allen Tauchplatten, sowohl bei hohem als auch bei niedrigem Wasserstand und für verschiedene Anfangsdrücke im Zylinder, zwischen etwa 10 und 200 bar.

Die Versuche Nr. 70 bis 73 hatten die Beobachtung der Strahlen, die aus der Platte mit 7 Bohrungen (Platte Nr. 5) ausströmen, zum Ziel. Zwei Filme wurden dazu bei jedem Versuch gedreht : einer vom normalen (etwa 1.80 m) Abstand zur Aufnahme des ganzen Plexiglasrohrs wie üblich, der zweite mit der Kamera ganz in der Nähe des Testrohrs, um Einzelheiten der Strömung zu beobachten. Beim Versuch Nr. 74 lag der Wasserspiegel bei Versuchsbeginn unterhalb der Tauchplatte. Dieser Versuch wurde zur Untersuchung der Druckwellen durchgeführt, die im Testzylinder entstehen. Die Versuche Nr. 75 und 76 waren Wiederholungen des Versuchs Nr. 74 mit Ventil.

Tabelle A-7.1 gibt eine Aufstellung der durchgeführten Versuche. Für die Versuche mit Ventil werden zwei Druckwerte angegeben, der erste ist der Anfangsdruck in der Kammer K1 (siehe Abb. 5.1), der zweite der Anfangsdruck in der Kammer K2.

Bei einigen Versuchen fehlten einige Signale oder Daten von den Meßinstrumenten. Hier ist eine Liste der wichtigsten Fehler :

- a) beim Versuch Nr. 45 fehlt die Messung des Kolbenwegs
- b) beim Versuch Nr. 27 fehlt der Film
- c) beim Versuch Nr. 58 fehlt der Blitz auf dem Film
- d) bei den Versuchen Nr. 59 bis 63 fehlen sowohl der Blitz als auch die 1000 Hz Zeitmarken auf dem Film
- e) bei den Versuchen Nr. 64 und 65 fehlen die 1000 Hz Zeitmarken auf dem Film
- f) bei den Versuchen Nr. 59 bis 63 und Nr. 71 fehlt das "realtime online clock" (ROC) codierte Zeitsignal auf dem Film
- g) bei den Versuchen Nr. 74 und 75 ist die Qualität des Films sehr schlecht

Die Fehler c) bis f) wurden erst nach der Entwicklung der Filme der Versuchsreihe Nr. 58 bis 65 entdeckt. Wegen der teilweise redundanten Instrumentierung und der Wiederholung einiger Versuche, waren diese Fehler für die Auswertung und Interpretierung der Ergebnisse ohne Bedeutung.

T A B E L L E A-7.1

Liste der Versuche

Erklärung der Nummern in Klammern am Ende der Tabelle.

V e r s. N r.	Datum	E - V	Druck (bar) nominell	P l a t e	Was- ser- höhe (mm) (1)	Gesch wind. (2)	Film (3)	IP (4)	ROC (5)	Temp. des Wass. °C (10)	Temp. der Luft °C (11)
1	18.11.80	V	60-40	1	247	nein	nein	nein	nein	-	-
2	03.12.80	V	60-40	1	247	nein	nein	nein	nein	-	-
3	04.12.80	V	60-40	1	247	nein	ja	nein	nein	-	-
4	04.12.80	V	60-40	1	247	nein	ja	nein	nein	-	-
5	16.12.80	V	60-40	1	247	ja	nein	nein	nein	-	-
6	17.12.80	V	80-40	1	247	ja	nein	nein	nein	-	-
7	20.01.81	V	60-40	1	247	ja	ja	ja	nein	18.50	-
8	20.01.81	V	60-40	1	247	ja	ja	ja	nein	20.00	-
9	20.01.81	V	80-40	1	247	ja	ja	ja	nein	20.50	-
10	20.01.81	V	80-40	1	247	ja	ja	ja	nein	20.75	-
11	06.02.81	V	60-40	1	247	ja	ja	ja	nein	19.50	-
12	06.02.81	V	80-40	1	247	ja	ja	ja	nein	20.00	-
13	06.02.81	V	100-40	1	247	ja	ja	ja	nein	20.50	-
14	06.02.81	V	120-40	1	247	ja	ja	ja	nein	20.50	-
15	12.02.81	V	60-0	1	247	ja	ja	ja	nein	19.75	-
15 ¹	12.02.81	V	60-0	1	247	ja	ja	ja	nein	19.75	-
16	12.02.81	V	120-0	1	247	ja	ja	ja	nein	19.75	-
17	24.02.81	V	40-40	1	247	ja	ja	ja	nein	17.50	-
18	24.02.81	V	40-40	1	247	ja	ja	ja	nein	18.00	-
19	05.03.81	V	120-40	1	0	ja	ja	ja	ja	19.25	-
20	05.03.81	V	90-40	1	0	ja	ja	ja	ja	19.75	-

Tabelle A-7.1 (Fortsetzung)

V e r s. N r.	Datum	E - V (12)	Druck (bar) nominell	P l a t e	Was- ser- hohe (mm) (1)	Gesch wind. (2)	Film (3)	IP (4)	ROC (5)	Temp. des Wass. °C (10)	Temp. der Luft °C (11)
21	05.03.81	V	90-40	1	0	ja	ja	ja	ja	20.00	-
22	05.03.81	V	60-40	1	0	ja	ja	ja	ja	20.25	-
23	05.03.81	V	60-40	1	0	ja	ja	ja	ja	20.25	-
24	05.03.81	V	120-40	1	0	ja	ja	ja	ja	20.25	-
25	20.03.81	E	10	1	247	ja	ja	ja	ja	18.00	-
26	27.03.81	E	20	1	247	ja	ja	ja	ja	19.25	-
27	27.03.81	E	20	1	247	ja	nein	ja	ja	19.50 ^ψ	-
28	31.03.81	E	20	1	247	ja	ja	ja	ja	19.75	-
29	31.03.81	E	40	1	247	ja	ja	ja	ja	20.25	-
30	01.04.81	E	60	1	247	ja	ja	ja	ja	19.25	20.7
31	07.04.81	E	80	1	247	ja	ja	ja	ja	20.00	21.4
32	30.04.81	E	100	1	227	ja	ja	ja	ja	18.75	18.8
33	30.04.81	E	80	1	0	ja	ja	ja	ja	19.00	20.8
34	04.05.81	E	40	1	0	ja	ja	ja	ja	19.75	20.2
35	05.05.81	E	40	2	227	ja	ja	ja	ja	19.75	20.5
36	05.05.81	E	40	2	0	ja	ja	ja	ja	20.00	19.5
37	06.05.81	E	80	2	227	ja	ja	ja	ja	20.00	21.6
38	06.05.81	E	80	2	227	ja	ja	ja	ja	20.75	21.7
39	06.05.81	E	80	2	0	ja	ja	ja	ja	21.25	21.5
40	07.05.81	E	80	3	227	ja	ja	ja	ja	20.50	21.2
41	12.05.81	E	40	3	227	ja	ja	ja	ja	21.50	21.2
42	12.05.81	E	40	3	0	ja	ja	ja	ja	22.50	23.2

Tabelle A-7.1 (Fortsetzung)

V e r s. N r.	Datum	E - V (12)	Druck (bar) nomine	P l a t e	Was- ser- hohe (mm) (1)	Gesch wind. (2)	Film (3)	IP (4)	ROC (5)	Temp. des Wass. °C (10)	Temp. der Luft °C (11)
43	14.05.81	E	80	3	0	ja	ja	ja	ja	23.50	23.2
44	20.05.81	E	120	3	227	ja	ja	ja	ja	23.50	24.0
45	20.05.81	E	160	3	227	nein	ja	ja	ja	24.50	24.3
46	21.05.81	E	160	3	0	ja	ja	ja	ja	24.50	24.6
47	21.05.81	E	120	3	0	ja	ja	ja	ja	25.25	25.7
48	22.05.81	E	200	3	227	ja	ja	ja	ja	25.25	24.4
49	26.05.81	E	120	1	227	ja	ja	ja	ja	20.75	20.0
50	26.05.81	E	160	1	227	ja	ja	ja	ja	21.75	20.2
51	02.06.81	E	160	1	0	ja	ja	ja	ja	22.75	24.4
52	03.06.81	E	120	1	0	ja	ja	ja	ja	25.25	24.7
53	04.06.81	E	190	1	227	ja	ja	ja	ja	-	21.5
54	29.07.81	E	120	6	227	ja	ja	ja	ja	22.50	22.2
55	30.07.81	E	120	6	0	ja	ja	ja	ja	23.00	23.4
56	30.07.81	E	40	6	227	ja	ja	ja	ja	23.25	23.3
57	10.08.81	E	160	7	227	ja	ja	ja	ja	25.50	24.0
58	10.08.81	E	80	7	247	ja	ja	(6)	ja	24.25	24.1
59	11.08.81	E	80	7	0	ja	ja	(7)	(8)	22.75	22.8
60	12.08.81	E	190	7	227	ja	ja	(7)	(8)	23.25	22.5
61	13.08.81	E	160	4	86	ja	ja	(7)	(8)	24.00	23.7
62	14.08.81	E	160	4	0	ja	ja	(7)	(8)	24.00	23.4

Tabelle A-7.1 (Fortsetzung)

V e r s. N r.	Datum	E - V (12)	Druck (bar) nominell	P l a t e	Was- ser- hohe (mm) (1)	Gesch wind. (2)	Film (3)	IP (4)	ROC (5)	Temp. des Wass. °C (10)	Temp. der Luft °C (11)
63	14.08.81	E	80	4	86	ja	ja	(7)	(8)	24.50	24.0
64	14.08.81	E	80	4	0	ja	ja	(9)	ja	24.75	24.3
65	17.08.81	E	40	4	86	ja	ja	(9)	ja	23.75	22.7
66	26.08.81	E	160	3	227	ja	ja	ja	ja	21.25	20.0
67	27.08.81	E	80	8	227	ja	ja	ja	ja	21.50	20.2
68	27.08.81	E	40	8	227	ja	ja	ja	ja	22.00	21.0
69	27.08.81	E	80	8	0	ja	ja	ja	ja	22.25	22.4
70	10.09.81	E	40	5	77	ja	ja	ja	ja	23.00	22.8
71	11.09.81	E	80	5	77	ja	2xja	ja	(8)	23.25	23.9
72	17.09.81	E	80	5	26	ja	2xja	ja	ja	21.50	20.0
73	22.09.81	E	80	5	0	ja	2xja	ja	ja	22.00	20.6
74	09.12.81	E	30	8	-187	ja	nein	nein	nein	-	20.5
75	10.12.81	V	100-40	8	-160	ja	nein	nein	nein	-	20.9
76	14.12.81	V	100-25	8	-160	ja	ja	ja	ja	-	-
77	05.02.82	E	60	c	0	ja	nein	ja	ja	-	-
78	10.02.82	E	40	c	0	ja	nein	ja	ja	-	18.7

- Erklärungen :
- 1) Wasserniveau ab der oberen Tauchplattenoberfläche gemessen
 - 2) Kolbengeschwindigkeit gemessen mit der Lichtschranke
 - 3) Hochgeschwindigkeitsfilm
 - 4) Anfangsspitze auf Band und Blitz auf dem Film
 - 5) Codiertes Zeitsignal (ROC) auf Band und Film
 - 6) Blitz auf dem Film fehlt
 - 7) Blitz und 1000 Hz Zeitsignal auf dem Film fehlen
 - 8) ROC Codiertes Zeitsignal auf dem Film fehlt
 - 9) 1000 Hz Zeitsignal auf dem Film fehlt
 - 10) gemessen an Pos. 3 im unteren Zylinder (s. Abb. A-4.1)
 - 11) gemessen in der Umgebung des Versuchsstandes
 - 12) E = Explosionsmutter ; V = Ventil

A-8 Signalverarbeitung

Bei jedem Versuch wurden normalerweise 9 verschiedene Signale auf ein Magnetband in FM-Technik bei einer Aufnahmegeschwindigkeit von $120 \text{ Zoll} \cdot \text{s}^{-1}$ aufgenommen, und zwar 4 Drucksignale (P_1 bis P_4), 2 Kraftsignale (F_5 und F_6), das Lichtschrankensignal (Bewegung des Kolbens), das codierte Zeitsignal, und das Anfangssignal, d. h. die Spannungsspitze die den Versuchsanfang kennzeichnet.

Unmittelbar nach dem Experiment ist es möglich, diese Signale schnell zu kontrollieren mittels eines Oszillomink-8-Schreibers, der bis zu 8 Kanäle gleichzeitig plotten kann (siehe Tabelle A-5.3)

Die Genauigkeit der auf diese Weise erzeugten Graphiken ist sehr gut für die x-Achse (Zeitachse) aber mangelhaft für die y-Achsen.

Die maximale Breite jeder Signalspur beträgt nur etwa 5 cm und bei einer genauen Untersuchung des Geräts ergab sich, daß die Linearität sehr schlecht ist.

A-8.1 Digitalisierung

Aus diesen Gründen wurde entschieden, die aufgezeichneten Analogsignale in Digitalsignale umzuwandeln : die Digitalisierung wurde mit NOASYS /15/ durchgeführt.

Die digitalisierten Daten wurden auf ein 7-Spur Digitalband gespeichert und danach auf der Großrechenanlage weiterverarbeitet. Die Wiedergabegeschwindigkeit betrug bei allen Digitalisierungen $15/16 \text{ Zoll} \cdot \text{s}^{-1}$, damit ergibt sich ein "speed down" Faktor von 128. Alle folgende Angaben in diesem Kapitel sind schon auf Echtzeit korrigiert, d.h. berücksichtigen den "speed down" Faktor.

Bei der Digitalisierung und Speicherung der Daten wurden trotz des "speed-down" Faktors von 128 die Grenzen von NOASYS bezüglich Geschwin-

digkeit und Speicherplatz erreicht. Einerseits war die Schreibgeschwindigkeit der Digitalbandmaschine zu niedrig, um alle (9) Signale so schnell abzutasten, daß auch das Signal mit den höchsten Frequenzen genügend aufgelöst wird. Andererseits war der Speicherplatz im Kleinrechner bzw. in einem Magnetplattenspeicher zu klein, um die Daten eines ganzen Versuchs zu speichern. Daher wurden je nach Zweck unterschiedlich viele Signale bei verschiedenen Abtastraten digitalisiert.

Normalerweise wurden für jeden Versuch alle 9 Signale mit einer Abtastfrequenz von 2^{14} Hz (16.4 kHz) parallel digitalisiert, so daß etwa 16 Digitalwerte pro Millisekunde vorlagen. Vor der Digitalisierung wurden die 4 Drucksignale und die 2 Kraftsignale mit Tiefpaßfiltern, deren Grenzfrequenz bei 640 Hz lag, gefiltert (siehe Abschnitt A-8.2)

Die Abtastfrequenz von 16384 Hz war genügend hoch, um alle Druck- und Kraftsignale, selbst bei den Versuchen mit den schnellsten Transienten, gut zu beschreiben. Das Lichtschrankensignal wurde dagegen bei den Versuchen mit den höchsten Kolbengeschwindigkeiten, nicht gut beschrieben.

Da der kleinste Abstand zwischen 2 aufeinanderfolgenden Löchern in der Schranke 2×10^{-3} m beträgt, ergibt sich bei einer Kolbengeschwindigkeit von $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ eine Periode im Lichtschrankensignal von :

$$(A-8.1) \quad t = 2 \times 10^{-3} \text{ m} / 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 1.33 \times 10^{-4} \text{ s}$$

Bei einer Abtastfrequenz von 16384 Hz erhält man in der Zeit t nur

$$(A-8.2) \quad n = t \times 16384 = 2.2$$

Werte, so daß daraus die Zeitpunkte nicht genau bestimmt werden können.

Deshalb wurden alle Lichtschrankensignale für jeden Versuch zusätzlich als Einzelkanal mit einer Abtastfrequenz von 2^{17} Hz (131.1 kHz)

digitalisiert. Dies ermöglicht eine genauere Berechnung des Kolbenwegs und der Kolbengeschwindigkeit. Der maximale Fehler, der durch die Digitalisierung auftreten kann, beträgt :

$$(A-8.3) \quad 1 / 131072 \text{ s}^{-1} = 7.6 \times 10^{-6} \text{ s}$$

Das mit höherer Frequenz digitalisierte Lichtschrankensignal wurde dann mit den mit niedrigerer Abtastfrequenz digitalisierten Druck- und Kraftsignalen synchronisiert, indem die erste Änderung im Lichtschrankensignal synchronisiert wurde. Der maximale Synchronisierungsfehler, der dadurch auftreten kann, beträgt :

$$(A-8.4) \quad 1 / 16384 \text{ s}^{-1} = 6.1 \times 10^{-5} \text{ s}$$

Um die Wirkung der Filter zu untersuchen, wurden die Signale von 13 Versuchen zusätzlich ohne Filter digitalisiert, ebenfalls bei einer Abtastfrequenz von 16384 Hz. Die Ergebnisse werden im Abschnitt A-8.2 dargestellt.

Schließlich wurden die Signale von 19 Versuchen zusätzlich auch ohne Filter und bei einer Abtastfrequenz von 2^{16} Hz (65.5 kHz) digitalisiert, aber nur 5 Kanäle (Lichtschrankensignal, P_2, P_3, P_4, F_5) parallel. Ziel dabei war eine genauere Untersuchung der stark beschleunigten Anfangsphase bis zur Erreichung der maximalen Kolbengeschwindigkeit, die besonders bei den Versuchen mit Explosionsmutter von sehr schnellen Schwingungen beeinflusst werden.

A-8.2 Tiefpaßfilter

Bei allen Versuchen wurden die Druck- und Kraftsignale bei der Digitalisierung von allen 9 Kanälen parallel mit der Abtastrate von 16.4 kHz, vor der Digitalisierung gefiltert. Dazu wurden 6-polige Tiefpaßfilter mit Butterworth Charakteristik bei einer Grenzfrequenz von 640 Hz (Echtzeit) verwendet.

In Abb. A-8.1 werden die gefilterten Signale vom Versuch Nr. 60 mit den ungefilterten verglichen. Die Synchronisierung der beiden Serien von Signalen ist durch die erste Änderung des Lichtschrankensignals gegeben. Man kann sehen, daß sich das gefilterte Signal dem Durchschnittswert des ungefilterten annähert, allerdings mit einer gewissen Zeitverzögerung.

Bei der späteren Auswertung der Meßdaten müssen die gefilterten (also verzögerten) Druck- und Kraftsignale auf das Geschwindigkeitssignal bezogen werden, das aus dem Lichtschrankensignal numerisch gewonnen wird. Da aber das Lichtschrankensignal nicht gefiltert wurde, und die Geschwindigkeit numerisch berechnet wird, ist das Geschwindigkeitssignal nicht verzögert. Im Prinzip sollte also dieses Signal auch wie die anderen gefiltert werden, es liegt jedoch nicht als Analogsignal vor.

Da aber die Geschwindigkeitssignale nur kleine Frequenzen (relativ zur nominellen Grenzfrequenz des Filters $f_0 = 640$ Hz) enthalten (siehe Abb. 5.5), ist es möglich diese Filterung durch eine reine Zeitverzögerung des Signals zu ersetzen. Für Frequenzen :

$$(A-8.5) \quad f < 0.5 f_0$$

kann die Charakteristik der verwendeten Filter ausreichend genau durch eine reine Zeitverschiebung des Signals um :

$$(A-8.6) \quad t_0 = 0.61/f_0$$

ersetzt werden /16/. Für die Grenzfrequenz ergibt sich eine Verschiebung von etwa 0.95 ms, um diese Zeit müßte also das Geschwindigkeitssignal verzögert werden. Statt dessen wurden die gefilterten Signale bei allen weiteren Auswertungen der Daten um 16 Abtastschritte (ca. 0.977 ms) nach links verschoben.

In Abb. A-8.2 werden die Signale von Abb. A-8.1, aber mit den gefilterten und um 16 Abtastschritten verschobenen Signalen, gezeigt. Man sieht,

daß das gefilterte Signal etwa dem mittleren Verlauf des ungefilterten entspricht.

A-8.3 Korrektur und Umwandlung der Signale

Bei der Eichung der Bandeinheit wurde festgestellt, daß bei Aufnahme und Wiedergabe eines Signals ein gewisser Fehler auftritt, der auch durch eine möglichst genaue Kalibrierung des Geräts nicht beseitigt werden kann. Außerdem kann sich der Fehler von Tag zu Tag verändern, möglicherweise in Abhängigkeit vom Umgebungsdruck und von der Temperatur.

Um diese Fehler, die 5 % oder mehr betragen können, zu beseitigen, wurde vor jedem Versuch eine Kalibrierkurve für jeden Kanal des Bandgeräts aufgenommen, auf dem Druck- oder Kraftsignale (für die die Amplitude sehr wichtig ist) gemessen werden sollten, wie in Abb. A-8.3 schematisch dargestellt ist.

Am Eingang jedes Kanals wurde eine genau gemessene konstante Spannung aufgelegt, die stufenweise von 0 bis 140 % des nominellen Spannungsbereichs des Kanals (abhängig von der Verstärkung) betrug. Normalerweise waren es acht Spannungswerte mit gleichem Abstand. Die entstehenden Ausgangsspannungen wurden gemessen und damit wurde eine Kurve gewonnen, wie in Abb. A-8.3 gestrichelt dargestellt. Als durchgezogene Linie ist die theoretische (fehlerlose) Ausgangsspannung dargestellt.

Mittels dieser Fehlerkurve ist es möglich, den durch die Aufnahme auftretenden Fehler zu korrigieren. Die Korrektur wurde an die digitalisierten Daten angebracht. Erst danach wurden die gemessenen Spannungen (V) in Drücke ($\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$) bzw Kräfte (N) umgewandelt. Die Umwandlungsfaktoren wurden durch die verschiedenen Verstärkungsfaktoren in der Meßkette bestimmt. Normalerweise ergab sich eine erste Verstärkung beim Aufnehmer, eine zweite im Registriergerät und eine dritte bei der Digitalisierung.

In Abb.A-8.4 sind die experimentellen Signale vom Versuch Nr. 51 nach Digitalisierung, in Abb. A-8.5 die selben Signale nach Korrektur und Umwandlung dargestellt.

Schließlich wurden die digitalisierten Signale auf ihre Gültigkeit geprüft, d.h. nur diejenigen Signalteile wurden zur späteren Auswertung der zu untersuchenden physikalischen Prozesse benutzt, die physikalisch sinnvoll waren.

Ein Anfangspunkt wurde festgelegt, der für alle Signale eines Versuchs galt. Es war unbekannt, wann genau die Bewegung des Kolbens begann (die Lichtschranke kann die Bewegung des Kolbens erst nach einem gewissen Weg aufnehmen, im Mittel 0.5 mm), deshalb wurde ein willkürlicher Anfangspunkt festgelegt : 5 Millisekunden vor der ersten Änderung des Lichtschrankensignals. Alle Daten, die vor diesem Punkt lagen, wurden gelöscht.

Der Endpunkt eines Signals unterscheidet sich von Signal zu Signal : die Drucksignale P_1 und P_4 und das Kraftsignal F_5 auf die Tauchplatte wurden dort verfälscht, wo sich der Kolben während seiner Bewegung in einem Abstand von $1/2$ Zylinderdurchmesser vor der Tauchplatte befand. Danach beeinflußt die Anwesenheit des Kolbens die Kräfte, die auf die Tauchplatte wirken (bei vielen Versuchen zeigte das Kraftsignal F_5 sogar einen kräftigen Stoß des Kolbens gegen die Tauchplatte. Die Drucksignale P_2 und P_3 waren solange gültig, bis der Kolben die entsprechenden Druckaufnehmer erreichte (siehe Tabellen A-5.1 und A-5.2).

Schließlich wurde das Kraftsignal F_6 bis zum Verschwinden berücksichtigt. Wegen des Abstands zwischen der Tauchplatte und der oberen Platte und wegen der begrenzten Geschwindigkeit der Strahlen, wirkte bei vielen Versuchen noch immer eine gewisse Kraft auf die obere Platte, wenn die Kraft auf die Tauchplatte schon verschwunden war. In Abb.A-8.6 sind als Beispiel die gültigen Signale vom Versuch Nr. 51 dargestellt.

A-9 Beobachtung der Strömung

A-9.1 Versuche mit hohem Wasserstand

In Abb. A-9.1 sind einige Bilder aus dem Hochgeschwindigkeitsfilm vom Versuch Nr. 41 dargestellt. Dieser Versuch wurde mit einer Platte mit Einelloch mit 12.0 % Perforationsverhältnis und hohem (nominellem) Wasserstand durchgeführt. Der Druck im Zylinder am Versuchsanfang betrug 40.2 bar (siehe Tabelle A-11.1).

Die Filmgeschwindigkeit konnte ziemlich genau festgestellt werden, entweder durch die codierten ROC-Zeitsignale am Rande des Films oder durch die Zeitmarkierung (Punkte) die ebenfalls am Filmrand mit einer Frequenz von 1000 Hz geschrieben wurde. Beim Versuch Nr. 41 betrug die Filmgeschwindigkeit $3003 \text{ Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$, also rund 3 Bilder je Millisekunde.

In Abb. A-9.1 wird als erstes ein Bild gezeigt, das mit Nr. 1 als Referenz für die folgende Bilder gekennzeichnet wird : auf diesem Bild sieht man das Wasser noch im Ruhezustand. Der Blitz auf dem Film befindet sich 41 Bilder, also ungefähr 13.65 ms früher. Da der Blitz gleichzeitig mit dem Stromsignal zu den Sprengladungen in der Sprengmutter betätigt wurde, ist die Zeit von 13.65 ms erforderlich, die Sprengladungen zu zünden und die zwei Teile der Mutter genügend voneinander zu entfernen, um die Kolbenstange frei zu geben, damit die Kolbenbewegung beginnen kann. Erst 13.65 ms (41 Bilder) nach dem Blitz kann man auf dem Film die erste Bewegung der Wasseroberfläche sehen.

Beim Vergleich der Filmdaten mit den Daten, die mit dem Bandgerät aufgenommen wurden, ergab sich, daß der Blitzanfang auf dem Film mit der Spannungsspitze, die auf Kanal 9 am Bandgerät registriert wurde, (Anfangspunkt) nicht übereinstimmt.

Diese Spannungsspitze kommt immer früher als der Blitz auf dem Film, und zwar zwischen 3.6 und 5.9 ms (Minimal- und Maximalwert aus 47

Versuchen), in den meisten Fällen ca. 4 ms früher. Diese Verzögerung konnte sehr gut gemessen werden durch Vergleich der ROC codierten Zeitsignale auf dem Band mit denen am Rande des Films. Die Ursache dieser Verzögerung könnte sein, daß der Blitz eine gewisse Zeit zum Funktionieren braucht, sie könnte auch in der Elektronik der Steuereinheit liegen (siehe Abb.A-5.2). Wenn aber die codierten ROC-Zeitsignale sowohl auf dem Band als auch auf dem Film vorhanden sind, kann die Synchronisierung aufgrund dieser Signale erfolgen, und die obengenannte Blitzverzögerung spielt keine Rolle. Deswegen wurde das Problem nicht weiter untersucht.

In Abb.A-9.1 wird nach dem Bild Nr. 1 eine Reihe von 42 Bildern gezeigt, von Nr. 16 bis Nr. 57 (die Numerierung ist auf Bild Nr. 1 bezogen). Wenn Bild Nr. 1 als Zeitanfang betrachtet wird, zeigen die Bilder 16 bis 57 die Strömung in der Zeit zwischen 5.00 ms und 18.65 ms, denn eine Millisekunde entspricht rund 3 Bildern.

In der Zeit zwischen 0 und 5 ms (Bilder 2 bis 15) steigt die Wasseroberfläche und bleibt waagrecht und eben. Erst beim Bild Nr. 16 kann man die Spitze des aus dem Plattenloch heraustretenden Wasserstrahls sehen, der viel dunkler erscheint als das umgebende, noch relativ bewegungslose Wasser. Der Transparenzunterschied läßt sich durch die hohe Turbulenz, die im Wasser entsteht, das durch die Plattenbohrung herausströmt, und durch Kavitationsphänomene erklären.

Auf dem Film ist es nicht möglich, den Strahl unmittelbar oberhalb der Tauchplatte zu beobachten, wie schon im Kapitel 8 erwähnt wurde. Erst nach einem Weg von ca. 80 mm von der oberen Oberfläche der Tauchplatte (Bild Nr. 17, drittes Bild in der ersten Bildreihe) ist es möglich, den Strahl zu sehen.

Es ist zu beachten, daß beim Sichtbarwerden des Strahls, d.h. etwa 80 mm oder 0.7 Testrohrdurchmesser abwärts von der Tauchplatte der Strahl schon so breit wie das Testrohr ist, obwohl der Bohrungsdurchmesser in der Tauchplatte nur 35 % des Rohrdurchmessers beträgt. Die Strahlspitze ist sehr flach.

In den folgenden Bildern sieht man, wie der Strahl sich nach oben bewegt und wie sich die Turbulenz allmählich zum transparenten, ursprünglich oberhalb der Tauchplatte liegenden Wasser, verbreitert. Die Geschwindigkeit der Strahlspitze ist also größer als die der Wasseroberfläche. Bei manchen Bildern, wie z. B. bei Nr. 22 und 23 (die letzten zwei Bilder der ersten Bildreihe), wird die Strahlspitze undeutlich. Die Turbulenz oder die Kavitation an der Strahlspitze scheint abzunehmen, möglicherweise durch die Mischung mit dem ruhigen darüberliegenden Wasser.

Die Strahlspitze setzt ihre Bewegung fort und beim Bild Nr. 44, also 14.32 ms nach Beginn der Wasserbewegung, erreicht sie die Wasseroberfläche, bei einem Weg von ca 43 cm (4.0 Testrohrdurchmesser) von der Tauchplatte. Man sieht, dass die Wasseroberfläche während ihrer Bewegung praktisch waagrecht und eben bleibt bis unmittelbar vor der Durchbohrung des Strahls. Erst 3 Bilder (1 ms) vor der Durchbohrung biegt sich die Wasseroberfläche praktisch kugelförmig. In den letzten Bildern sieht man, wie der Strahl die Wasseroberfläche durchbricht. Der Strahl ist sehr unregelmäßig, allerdings breiter als die Bohrung in der Tauchplatte.

In Abb.A-9.2 werden die gemessenen Druck- und Kraftsignale des Versuchs Nr. 41 zum Vergleich mit den Filmbildern wiedergegeben. Das unterste Signal ist das Lichtschrankensignal. Da die Amplitude dieses Signals keine Rolle spielt, wurde es einfach zusammen mit dem Signal P_4 gezeichnet. Die erste Signaländerung, d.h. die erste registrierte Bewegung des Kolbens, wurde bei 5 ms in der Zeitskala willkürlich festgelegt.

In Abb.A-9.3 werden dieselben Signale, aber nur für die ersten 30 ms in einer vergrößerten Zeitskala gezeigt : hier wurde der Nullpunkt bei 2 ms vor der ersten Änderung des Lichtschrankensignals statt bei 5 ms festgelegt.

Beim Vergleich zwischen Filmdaten und Meßsignalen (das ROC codierte

Zeitsignal wurde verwendet) ergibt sich, daß die erste Änderung im Lichtschrankensignal 2.53 ms vor der ersten Bewegung der Wasseroberfläche (Bild Nr. 1, Abb. A-9.1) entsteht. Diese Verzögerung der Wasserbewegung auf dem Film lässt sich nicht oder nicht nur durch Beobachtungsfehler erklären (es ist in der Tat sehr schwierig, genau festzustellen, bei welchem Bild die erste geringe Bewegung der Wasseroberfläche auftritt), denn dieser Fehler könnte höchstens 1 oder 2 Bilder betragen, nicht 8 Bilder (2.53 ms).

Ein Grund für die Verzögerung ist die Zeit, die eine mechanische Welle braucht, die bei der plötzlichen Freilassung des Kolbens entsteht, um sich vom Kolben bis zur Wasseroberfläche zu bewegen. Der Abstand zwischen Kolben und Wasseroberfläche beträgt bei hohem Wasserstand ca. 743 mm. Bei einer Schallgeschwindigkeit im Wasser von ca. $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ergibt sich eine Zeitverzögerung von :

$$(A-9.1) \quad t = 0.743/1500 = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$$

also zu wenig im Vergleich zu den gemessenen 2.5 ms.

Die Wanddicke des unteren Zylinders ist so groß (2 cm), daß die Deformationsfähigkeit des Rohres, die sowohl eine Erhöhung des Zylinderumfangs als auch eine Erniedrigung der Schallgeschwindigkeit verursachen könnte, praktisch vernachlässigbar ist.

Der einzige Grund, der eine so große Zeitverzögerung erklären kann, ist die Anwesenheit von Luft im Wasser, sowohl in Form mikroskopischer als auch, möglicherweise, makroskopischer Luftblasen. Relativ Große Luftmengen könnten am Rande oder an der unteren Oberfläche der Tauchplatte beim Wassereingießen vor jedem Versuch eingeschlossen bleiben (siehe auch Abb. A-6.4). Die Druckaufnehmerkammern wurden dagegen unmittelbar vor jedem Versuch mittels kleiner Entlüftungsschrauben (Abb. A-4.2, Detail "F") entlüftet.

Infolge der obengenannten Zeitverzögerung können die Zeitskalen von Abb. A-9.2 und A-9.3 zur Zeitskala der Filmaufnahmen in Abb. A-9.1

(Bild 1 : $t=0$) richtig synchronisiert werden, indem

$$(A-9.2) \quad 5.00 + 2.53 = 7.53 \text{ ms}$$

von der Zeitskala in Abb. A-9.2 bzw.

$$(A-9.3) \quad 2.00 + 2.53 = 4.53 \text{ ms}$$

von der Zeitskala in Abb. A-9.3 subtrahiert wird.

In Abb. A-9.3 sind einige charakteristische Ereignisse, die aus den Filmbildern entnommen wurden, gekennzeichnet, und zwar :

- a) Bild Nr 1, $t = 0.00 \text{ ms}$ in Abb. A-9.1 Anfang der Bewegung der Wasseroberfläche auf dem Film.
- b) Bild Nr 16, $t = 5.00 \text{ ms}$ in Abb. A-9.1
- c) Bild Nr 44, $t = 14.32 \text{ ms}$ in Abb. A-9.1. Der Strahl durchbohrt die Wasseroberfläche.
- d) Bild Nr 57, $t = 18.65 \text{ ms}$ in Abb. A-9.1. Die Strahlspitze erreicht das Ende des durchsichtigen Plexiglasrohres.

Interessant ist, daß das Signal P_4 am Versuchsanfang während der ersten 7 Millisekunden stark positiv ist. Dies ist damit zu erklären, daß die am Versuchsanfang oberhalb der Tauchplatte liegende Wassersäule beschleunigt wird, so daß der Druckaufnehmer P_4 , der sich in einer Höhe von ca 70 mm (oder 65 % des Testrohrdurchmessers) befindet, einen positiven Druck meldet. Ab Punkt "b" in Abb. A-9.3 aber wird das Signal P_4 negativ, d.h. der Aufnehmer registriert einen Sog, dessen Betrag rund -1.0 bar ist. Diesem Zeitpunkt entspricht im Film Bild Nr. 16 oder 17, wo der Strahl in einer Höhe von ca. 80 mm über der Tauchplatte im dünnwandigen Plexiglasrohr erscheint.

In Abb. A-9.2 sieht man, daß sich der negative Druck oder Sog fortsetzt, solange sich der Kolben nach oben bewegt und sich ein Strahl durch die Tauchplatte bildet. Die kleinen Spitzen im Signal P_4 bei 65 und 95 ms sind damit zu erklären, dass der Wasserstrahl die obere

Platte schon erreicht hat (siehe Signal F_6) und ein Teil des Wassers bereits zurückfließt. Dieses Verhalten ist typisch für die Versuche mit hohem Wasserstand.

Abb. A-9.4 zeigt die Bilder eines anderen Versuchs bei hohem Wasserstand (Nr. 49), der aber mit einer Platte mit nominellem Perforationsverhältnis (17.1 %) und bei einem Druck von 122.8 bar im Zylinder bei Versuchsbeginn durchgeführt wurde. Gezeigt sind die Bilder Nr. 1 und Nr. 12 bis 47, wobei Bild Nr. 1 dem Bewegungsbeginn der Wasseroberfläche entspricht. Die Filmgeschwindigkeit betrug 4289 Bilder·s⁻¹. Die Gesamtdauer der gezeigten Bilder beträgt also 10.73 ms.

Man sieht, daß das Verhalten grundsätzlich dem Versuch Nr. 41 gleicht, obwohl beide Versuche bei verschiedenen Perforationsverhältnissen und Drücken (also auch verschiedenen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen) durchgeführt wurden.

Der Hauptunterschied ist, daß im Versuch Nr. 49 die Durchbohrung der Wasseroberfläche erst am Ende des transparenten Testrohrs stattfindet, bei einem Weg von ca. 62 cm (oder 5.7 Testrohrdurchmesser) statt bei 43 cm (Versuch Nr. 41). Dies ist durch das höhere Perforationsverhältnis von 17.1 % gegenüber 12.0 % zu erklären.

In den Abbildungen A-9.5 und A-9.6 sind die Meßsignale des Versuchs Nr. 49 gezeigt. Die mit "a" und "d" gekennzeichneten Zeitpunkte entsprechen den Bildern 1 bzw. 47 in Abb. A-9.4, während "b" dem Auftreten des Strahls im dünnwandigen Testrohr (Bild 12, zweites Bild der ersten Reihe, Abb. A-9.4 entspricht, wobei das Signal P_4 negativ wird (Sog).

A-9.2 Versuche mit niedrigem Wasserstand

In Abb. A-9.7 werden einige Bilder aus dem Hochgeschwindigkeitsfilm vom Versuch Nr. 42 gezeigt. Dieser Versuch wurde mit der gleichen Platte und ungefähr gleichem Druck im Zylinder, nämlich 41.3 bar, wie Versuch Nr. 41, durchgeführt. Der einzige Unterschied war die Wasserhöhe : am Beginn des Versuchs Nr. 42 war das Wasser nur so hoch wie die

Tauchplatte. Es werden 35 aufeinanderfolgende Bilder gezeigt. Wie üblich werden die Bilder mit Nr. 1 bis 35 bezeichnet und der Anfang der Zeitskala ($t=0$) wird beim ersten Bild festgelegt.

Bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand ist es nicht möglich, den Beginn der Wasserbewegung auf dem Film zu sehen, weil der Strahl erst dann beobachtet werden kann, wenn er eine Höhe von ca. 80 mm über der Tauchplatte erreicht hat. Deswegen wird der Anfang der Zeitskala (Bild Nr. 1) beim Erscheinen der Strahlspitze im dünnwandigen Testrohr festgelegt. Die Filmgeschwindigkeit betrug bei diesem Versuch $2791 \text{ Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$, also etwas weniger als im vorigen Versuch. Die Reihe der 35 Bilder hat also eine Gesamtdauer von 12.18 ms.

Beim Auftreten im dünnwandigen Testrohr ist der Strahlkopf ziemlich flach, mit Ausnahme einer kleinen Spitze in der Mitte. Sein Durchmesser ist größer als die Bohrung in der Tauchplatte, aber kleiner als das Testrohr. Am Rande sind die Effekte der Reibung gegen die Luft zu erkennen.

Der Strahlkopf verbreitert sich allmählich bei der Bewegung nach oben, bis er so breit wie das Testrohr wird und die Rohrwände berührt (Bild Nr. 9). Zu diesem Zeitpunkt sieht man, daß der Strahlteil der sich unmittelbar hinter dem dicken 'Kopf' befindet, dünner als der Kopf ist, und zwar ungefähr so groß wie die Bohrung in der Tauchplatte. Zwei Gründe tragen zur Verbreiterung des Strahlkopfes bei: erstens die Reibung des Strahls gegen die Luft und zweitens die Beschleunigung des Strahls, der aus der Tauchplatte herausströmt und der den weniger schnellen Strahlkopf nach oben und zur Seite schiebt.

Die mehr und mehr ansteigende Geschwindigkeit des Strahls verursacht zuerst die Ausbreitung des Strahlkopfes, und später, wenn der Strahlkopf durch die Reibung an den Testrohrwänden wesentlich gebremst wird, die Durchbohrung des schnelleren Strahls durch den alten Strahlkopf. Dieses Phänomen kann in den Bildern 26 bis 35 beobachtet werden.

In Abb. A-9.8, A-9.9 sind die Meßsignale des Versuchs Nr.42 zum Vergleich

mit den Filmdaten dargestellt. Der größte Unterschied zwischen diesen Signalen und denen des Versuchs Nr. 41 (Abb.A-9.2, A-9.3) liegt im Drucksignal P_4 und in der Kraft auf der oberen Platte (F_6). Da hier kein Wasser oberhalb der Tauchplatte am Versuchsanfang steht, mißt der Aufnehmer P_4 keinen positiven Druck, sondern nur einen Sog, der aber schwächer ist (-0.6 bar) als beim Versuch mit hohem Wasserstand (-1.0 bar). Später wird zwar ein positiver Druck gemessen, der aber durch das Zurückfallen des Wassers entsteht. Man sieht auch, daß die Kraftspitze auf die obere Platte größer ist (ungefähr doppelt so groß) als beim Versuch mit hohem Wasserstand, und daß diese Kraft früher auftritt, da der Strahl schneller ist.

Beim Vergleich der codierten ROC-Zeitsignale auf dem Band und am Filmrand ergibt sich, daß das Auftreten des Wasserstrahls (Bild 1, Abb. A-9.7) etwa 5 ms später kommt als die erste Änderung im Lichtschranksignal. Dieses Ereignis ist mit "a" in Abb.A-9.9 gekennzeichnet; "b" entspricht Bild Nr. 35 (der Strahl erreicht das Ende des transparenten Testrohrs).

In den Abbildungen A-9.10 bis A-9.12 sind die Filmbilder und die Signale des Versuchs Nr. 51 gezeigt, der ebenfalls mit niedrigem Wasserstand, aber mit einer Platte mit nominellem Perforationsverhältnis (17.1 %) und bei einem Druck von 163.1 bar durchgeführt wurde. Es werden die Bilder Nr. 1 bis Nr. 29 und Bild Nr. 46 gezeigt, wobei Bild Nr 1 wie üblich dem Auftreten des Strahlkopfes im dünnwandigen Testrohr entspricht. Die Filmgeschwindigkeit betrug $4406 \text{ Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$. Die Gesamtdauer der dargestellten Bilder bis zum Bild Nr. 46 beträgt also 10.21 ms.

Man kann sehen, daß das Verhalten grundsätzlich dem des Versuchs Nr. 42 (Abbildungen A-9.4 bis A-9.6) gleicht, obwohl beide Versuche bei verschiedenen Perforationsverhältnissen und Drücken (und deswegen verschiedenen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen) gefahren wurden.

Der Durchmesser des Freistrahls, der im letzten Bild der Abb. A-9.10 gesehen werden kann, ist größer als im Versuch 42 (Abb.A-9.4), wegen des größeren Perforationsverhältnisses (17.1 % statt 12.0 %). Außer-

dem kann man beim Versuch 51 keine Durchbohrung des Strahlkopfes wie beim Versuch 42 beobachten.

Die mit den Zeichen "a", "b" und "c" in den Abb. A-9.11 und A-9.12 kennzeichneten Zeitpunkte entsprechen den Bildern Nr 1, 29 bzw. 46 in Abb. A-9.10.

A-9.3 Versuche zur Beobachtung der Strahlbildung

Die bisher diskutierten Versuche haben den Nachteil, daß die entstehenden Wasserstrahlen erst nach einem gewissen Weg, also nicht unmittelbar bei ihrer Entstehung an der Tauchplatte, beobachtet werden können. Deswegen wurden einige Versuche, Nr. 70 bis 73, mit einer besonderen Tauchplatte (Platte Nr. 5, Abb. 8.3 und Tab. 8.1) durchgeführt, die höher als die anderen im dünnwandigen Bereich des Testrohrs lag und damit die Beobachtung der Strahlen unmittelbar an der Tauchplatte ermöglichte.

Die Abbildungen A-9.13 bis A-9.15 zeigen Filmbilder aus den Versuchen Nr. 71 bis 73, in dieser Reihenfolge. Die Versuche wurden mit etwa dem gleichen Druck (ca. 80 bar) aber mit verschiedenen Wasserhöhen durchgeführt, nämlich nominelle Wasserhöhe im Versuch Nr. 71, ein Drittel der nominellen Wasserhöhe im Versuch Nr. 72 und mit niedrigem Wasserstand im Versuch Nr. 73. Die Platte hatte 7 Bohrungen und ein Perforationsverhältnis von 12.0 %, bezogen auf einen Durchmesser von nur 98 mm statt 110 mm (siehe Abb. A-6.3)

Die Filme wurden aus einer geringeren Entfernung vom Testrohr als bei den normalen Versuchen mittels einer zweiten Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen, um die Strahlen besser beobachten zu können. Dadurch war aber nur der untere Teil des Testrohrs im Blickfeld der Kamera.

Im Versuch Nr. 71 betrug die Bildgeschwindigkeit $8891 \text{ Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$, damit beträgt der Gesamtdauer der Bilder 3.82 ms. Die Filmbilder dieses Versuchs sind in Abb. A-9.13 dargestellt. Man kann sehen, daß die

Strahlen die Form von Pilzen hatten, d.h. der Strahlkopf war breiter als der nachkommende Teil. Der Strahlkopf war auch wesentlich breiter als die Bohrung in der Tauchplatte ; z.B. hatte der mittlere Strahlkopf im Bild Nr. 6 einen Durchmesser von ca. 30 mm, während der Durchmesser der Bohrung nur 12.8 mm betrug. Das ist damit zu erklären, daß das aus den Bohrungen herausströmende Wasser einen Torusförmigen Wirbel am Rande des Strahlkopfes erzeugt, der sich immer weiter aufrollt.

Die Breite des Strahlkopfes wächst, bis die nebeneinander liegenden Strahlen sich berühren (Bild Nr. 15 ca., d.h. 1.575 ms). Bei der Durchbohrung der Wasseroberfläche (Bild 35) kann man die Einzelstrahlen kaum noch erkennen. In den Bildern 8 bis 13 kann man sehen, daß der Strahldurchmesser hinter dem dicken "Kopf" nicht konstant ist, sondern Schwingungen auftreten.

In Abb. A-9.14 sieht man, daß bei einer Reduzierung der Wasserhöhe auf ein Drittel das Verhalten grundsätzlich unverändert bleibt. Insbesondere ist die Pilzform der Strahlköpfe noch deutlich zu erkennen. Die Kamerageschwindigkeit betrug $8546 \text{ Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$, so daß die gesamte Bildreihe 3.798 ms umfaßt. Bei der Durchbohrung der Wasseroberfläche kann man hier die einzelnen Strahlen besser erkennen (Bilder 21 bis 26) als im vorigen Versuch.

Schließlich sind in Abb. A-9.15 die Filmbilder des Versuchs Nr. 73 gezeigt, der mit niedrigem Wasserstand durchgeführt wurde. Die Filmgeschwindigkeit betrug $8480 \text{ Bilder} \cdot \text{s}^{-1}$. Man sieht, daß die Strahlköpfe wieder die Form von Pilzen hatten, obwohl kein Wasser auf der Platte lag. Dies ist aufgrund der Beschleunigung der Strahlen zu erklären.

A-10. Filmauswertung

A-10.1 Bewegung der Wasseroberfläche und der Wasserstrahlen

Als Zeitskala werden die ROC-Zeitsignale auf dem Film benutzt.

In Abb. A-10.1 sind als Beispiel die Ergebnisse der Filmauswertung vom Versuch Nr. 41 gezeigt (man siehe zum Vergleich die Filmbilder in Abb. A-9.1). Der Nullpunkt der Zeitskala (x-Achse) wurde bei der ersten beobachteten Bewegung der Wasseroberfläche, der Nullpunkt der Wege (y-Achse) an der oberen Tauchplattenoberfläche festgelegt. Man sieht, daß etwa 14 ms nach der ersten Bewegung der Wasseroberfläche der turbulente aus der Tauchplatte herausströmende Wasserstrahl (Zeichen x) die Wasseroberfläche (Zeichen \odot) durchbricht. Danach zeigen die Punkte die Bewegung des Wasserstrahls.

In Abb. A-10.2 sind die Ergebnisse eines Versuchs mit niedrigem Wasserstand (Versuch Nr.42, siehe auch Abb. A-9.7) dargestellt. Hier wurde der Nullpunkt der Zeitskala beim Auftreten des Wasserstrahls im durchsichtigen Testrohrbereich festgelegt. Abb. A-10.3 zeigt die Ergebnisse eines zweiten Versuchs mit hohem Wasserstand (Versuch Nr. 49, siehe Abb. A-9.4), bei dem die Durchbohrung des Wasserstrahls erst am Ende des transparenten Testrohrs stattfand.

Abb. A-10.4 zeigt schließlich die Ergebnisse vom Versuch Nr. 51 (niedriger Wasserstand, zum Vergleich siehe Abb. A-9.10). Aus den Filmbildern kann man sehen, daß der Strahlkopf zum Teil undeutlich wird, deswegen gibt es in Abb. A-10.4 weniger Meßpunkte als z.B. in Abb. A-10.2.

Es ist interessant, die Bewegung der Wasseroberfläche bzw. des Wasserstrahls mit der Kolbenbewegung zu vergleichen, die die gleichmäßige Bewegung des Wassers in einem von der Tauchplatte ungestörten Bereich unterhalb der Tauchplatte darstellt.

Die Abbildungen A-10.5 bis A-10.8 zeigen diesen Vergleich für die Versuche Nr. 41, 42,49,51, in dieser Reihenfolge. Der Nullpunkt der Zeitskala (x-Achse) ist willkürlich 5 ms vor dem ersten Meßpunkt der Kolbenbewegung, d.h. vor der ersten Änderung im Lichtschrankensignal, festgelegt worden. Der Nullpunkt der y-Achse ist die obere Tauchplattenoberfläche.

Die 6 horizontalen mit "a" bis "f" gekennzeichneten Linien in Abb. A-10.5 stellen folgendes dar:

- a) Ort des Kolbens am Versuchsanfang
- b) untere Tauchplattenoberfläche
- c) obere Tauchplattenoberfläche
- d) Wasserspiegel am Versuchsanfang bei den Versuchen mit hohem Wasserstand
- e) Ende des durchsichtigen Teils des oberen Testrohrs
- f) Ort der oberen Platte, die den Reaktordeckel simuliert.

In diesen Abbildungen sind sowohl die aus den Filmen ausgewerteten Wasseroberflächen- und/oder Wasserstrahlbewegung als auch der aus dem Lichtschrankensignal gewonnene Kolbenweg dargestellt. Man sieht, daß die Bewegung der Wasseroberfläche und des Wasserstrahls viel schneller als die des Kolbens ist.

Außerdem sind im Bereich zwischen der Linien "e" und "f" folgende Größe geplottet:

$$(A-10.1) \quad r_s = \frac{\text{Weg der Wasseroberfläche}}{\text{Weg des Kolbens}} = d_s/d_p$$

$$(A-10.2) \quad r_{jh} = \frac{\text{Weg des Strahls (hoher Wasserstand)}}{\text{Weg des Kolbens}} = d_{jh}/d_p$$

$$(A-10.3) \quad r_{jl} = \frac{\text{Weg des Strahls (niedriger Wasserstand)}}{\text{Weg des Kolbens}} = d_{jl}/d_p$$

Die zusätzliche entsprechende Skala ist seitlich neben der Wegskala dargestellt. Schließlich ist ganz oben die Kraft, die auf die obere Platte wirkt (Signal F_6) dargestellt. Die Skala dieser Kraft wird nicht gezeigt: stattdessen ist der Maximalwert der Kraft (F_{6MAX}) in N angegeben.

A-10.2 Versuche mit Ventil

In Abb. 7.5 sind die Ergebnisse für einige Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand, nämlich für die Versuche Nr. 11 bis 14, gezeigt. Die relativ gute Übereinstimmung liegt daran, daß sich die im Zylinder ergebenden maximalen Drücke und die Kolbengeschwindigkeiten kaum unterscheiden (siehe Tabelle A-11.1), wie bereits im Kapitel A-7 erwähnt, obwohl die Versuche mit verschiedenen Drücken vor dem Ventil durchgeführt worden sind.

Für kleine Werte von d_p/D ($d_p/D < 0.4$ ca.) ist der Weg der Oberfläche kleiner als der Kolbenweg (siehe auch Abb. A-10.11). Dies kann nicht nur durch die begrenzte Auflösung bei der Filmauswertung erklärt werden, sondern muß sowohl auf die begrenzte Schallgeschwindigkeit im Wasser als vor allem auch auf die Anwesenheit von mikroskopischen und makroskopischen Luftblasen im Wasser zurückgeführt werden, wie bereits im Abschnitt A-9.1 erwähnt.

Abb. A-10.9 zeigt die gleichen Meßergebnisse für 5 Versuche mit Ventil bei niedrigem Wasserstand, nämlich für die Versuche Nr. 19 bis 24. Die Ordinate stellt hier den dimensionslosen Weg des höchsten Strahlpunktes d_{j1}/D dar, wobei d_{j1} von der unteren Tauchplattenoberfläche aus gemessen ist. Der Weg des Freistrahls in den Versuchen mit niedrigem Wasserstand ist viel größer als der der Wasseroberfläche bei den Versuchen mit hohem Wasserstand, er beträgt z.B. bei $d_p/D = 1.2$ das 3.5-fache.

Schließlich zeigt Abb. A-10.10 den dimensionslosen Weg des turbulenten Wasserstrahls d_{jh}/D , wobei d_{jh} von der unteren Tauchplattenoberfläche aus gemessen ist, bis zum Durchbruch durch die Wasseroberfläche, für die Versuche mit Ventil und mit hohem Wasserstand (Versuch Nr. 11 bis 14). Der Weg des Strahls ist größer als der der Wasseroberfläche (z.B. etwas das 2.1-fache bei $d_p/D = 1.2$), aber kleiner als der des Freistrahls bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand.

Um das Verhältnis zwischen Wasseroberflächen- oder Strahlbewegung und Kolbenbewegung besser auswerten zu können, wurden die Meßdaten der Abbildungen 7.5 und A-10.9 bis A-10.10 nochmals dargestellt, jetzt sind aber die auf der Oberseite eingetragenen Oberflächen- und Strahlwege durch die Kolbenwege statt durch den Zylinderdurchmesser dividiert worden.

So ergibt sich Abb. A-10.11 für den dimensionslosen Weg der Oberfläche bei hohem Wasserstand r_s (siehe Gleichung A-10.1), Abb. A-10.12 für den dimensionslosen Strahlweg bei niedrigem Wasserstand r_{j1} (siehe Gleichung A-10.9) und Abb. A-10.13 für den dimensionslosen Strahlweg bei hohem Wasserstand r_{jh} (siehe Gleichung A-10.3).

Die Daten der Abbildungen A-10.11 bis A-10.13 können mit Beziehungen der Form:

$$(A-10.4) \quad y' = a \cdot x^{b-1}$$

angepaßt werden, wobei die Koeffizienten a und b von Gl.(A-10.4) und Gl. (7.1) gleich sind. In der Tat ergibt sich z.B. aus Gl.(7.1)

$$(A-10.5) \quad r_s = d_s/dp = (d_s/D)(D/dp) = a \cdot (dp/D)^b \cdot (D/dp) = a \cdot (dp/D)^{b-1}$$

Die Koeffizienten a und b sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.

Die damit gewonnenen Kurven sind als durchgezogene Linien in den Abbildungen A-10.11 bis A-10.13 eingetragen.

Diese Ergebnisse gelten im Reynolds- und Strouhalzahlbereich der 10 ausgewerteten Versuche, nämlich für Versuche mit der Anfangsgeschwindigkeit gleich Null, bei denen die Kolbengeschwindigkeit allmählich bis zu einer maximalen Reynoldszahl zunimmt:

$$(A-10.6) \quad 3.61 \times 10^5 < Re_{\max} = (v_{\max} \cdot D)/\nu < 4.16 \times 10^5$$

Die Strouhalzahl beträgt:

$$(A-10.7) \quad 1.19 < Str = (v_{\max} \cdot t)/D < 1.37$$

Diese Werte sind bezogen auf maximale Geschwindigkeiten von 3.28 bis 3.78 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, die sich bei den Versuchen mit Ventil Nr.11 bis 14 und Nr. 19 bis 24 bei etwa 40 ms ergeben. Dieser Zeit (40 ms) entspricht praktisch bei allen diesen Versuchen ein Kolbenweg von 0.13 m (siehe Abb. A-12.20), also

$$(A-10.8) \quad dp/D = 0.130/0.110 = 1.2,$$

was wiederum etwa dem maximalen Wert von dp/D bei der Filmauswertung (Abb. 7.5 und A-10.9 bis A-10.13) entspricht.

A-10.3 Versuche mit Explosionsmutter

In den Abbildungen A-10.14 bis A-10.18 werden die gleichen Meßergebnisse für Versuche mit Explosionsmutter wie in den Abbildungen A-10.9 bis A-10.13 für Versuche mit Ventil in dieser Reihenfolge dargestellt. Die Daten sind aus den Filmen von 35 verschiedenen Versuchen mit Explosionsmutter ausgewertet worden.

In allen Abbildungen kann man sehen, daß sich die Meßdaten hauptsächlich auf 3 verschiedenen Kurven befinden, eine für jedes Perforationsverhältnis. Wie schon im Abschnitt 7.1 erwähnt, ist die Streuung größer als bei den Versuchen mit Ventil.

Diese Fehlerbetrachtung soll an einem Beispiel, den Daten von Abb. 7.6, erläutert werden. Alle Daten sind auf die erste beobachtete Bewegung der Wasseroberfläche bezogen. Bei einer mittleren Filmgeschwindigkeit von 4000 $\text{Bilder}\cdot\text{s}^{-1}$ bedeutet eine Abweichung von nur einem Bild in der Abschätzung dieses Anfangspunktes eine Änderung von 0.25 ms in der Zeitachse. Bei einer mittleren Kolbengeschwindigkeit von 10 ms ergibt sich eine Strahlgeschwindigkeit (die im Mittel etwa 5 mal größer als die des Kolbens ist) von etwa 50 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Also beträgt der Fehler auf den Kolbenweg dp :

$$(A-10.9) \quad 0.25 \times 10^{-3} \times 10 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}$$

und auf den bezogenen Kolbenweg d_p/D :

$$(A-10.10) \quad 2.5 \times 10^{-3} / 110 \times 10^{-3} = 2.3 \times 10^{-2}$$

Der Fehler auf den Strahlweg d_j beträgt

$$(A-10.11) \quad 0.25 \times 10^{-3} \times 50 = 12.5 \times 10^{-3} \text{ m}$$

und auf den bezogenen Strahlweg d_j/D

$$(A-10.12) \quad 12.5 \times 10^{-3} / 110 \times 10^{-3} = 12.4 \times 10^{-2}$$

Aufgrund dieser Fehler ist es nicht möglich, aus den Abb. 7.6 und A-10.14 bis A-10.15 den Effekt des Anfangsdrucks, d.h. der Geschwindigkeit und der Beschleunigung auszuwerten. Man kann trotzdem feststellen, daß der Hauptparameter das Perforationsverhältnis ist und daß andere Parameter, wie z.B. die Geschwindigkeit und die Beschleunigung eine viel kleinere Rolle spielen, zumindest im Reynolds- und Strouhalzahlbereich der 35 ausgewerteten Versuche.

Wie schon für die Versuche mit Ventil (siehe Abschnitt A-10.2) wurden analytische empirische Kurven der Form (7.1) und (A-10.4) an die Meßdaten angepaßt. Die Koeffizienten a und b sind in Tabelle 7.2 zusammen mit den jeweiligen Gültigkeitsbereichen ($x_{min.}$; $x_{max.}$) angegeben. Die Anpassungskurven sind in den Abbildungen 7.6 und A-10.14 bis A-10.15 als ausgezogene Linien eingetragen.

Diese Ergebnisse gelten für die Reynolds- und Strouhalzahlbereiche der 35 ausgewerteten Versuche. Die maximale Reynoldszahlen betragen :

$$6.05 \times 10^5 < Re_{max.} < 1.29 \times 10^6 \quad \text{für } \eta_p = 0.120$$

$$5.83 \times 10^5 < Re_{max.} < 1.76 \times 10^6 \quad \text{für } r_p = 0.171, \text{ Wasserst. hoch}$$

$$8.47 \times 10^5 < Re_{max.} < 1.66 \times 10^6 \quad \text{für } r_p = 0.171, \text{ Wasserst. niedrig}$$

$$1.12 \times 10^6 < Re_{max.} < 1.63 \times 10^6 \quad \text{für } r_p = 0.250$$

Die Strouhalzahlen beim Erreichen der maximalen Geschwindigkeit betragen :

$$0.30 < Str < 0.32 \quad \text{für } r_p = 0.120$$

$$0.44 < Str < 0.46 \quad \text{für } r_p = 0.171, \text{ Wasserst. hoch}$$

$$0.41 < Str < 0.42 \quad \text{für } r_p = 0.171, \text{ Wasserst. niedrig}$$

$$0.84 < Str < 0.85 \quad \text{für } r_p = 0.250$$

Die Ergebnisse der Anpassungen Gl.(7.4) bis (7.6) sind in den Abbildungen A-10.19 bis A-10.21 für die Funktionen d_s/D oder r_s , d_{j1}/D oder r_{j1} und d_{jh}/D oder r_{jh} in dieser Reihenfolge dargestellt. Die Anpassungskurven sind in den Abb. A-10.19 bis A-10.21 gestrichelt dargestellt.

A-10.4 Strahldurchbruch bei den Versuchen mit hohem Wasserstand

Bei den Versuchen mit hohem Wasserstand brach der turbulente aus der Tauchplattenbohrung herausströmende Strahl manchmal durch die Wasseroberfläche noch im durchsichtigen Bereich des Testrohrs durch, manchmal nicht.

Um dieses Phänomen zu untersuchen, wurde in Tabelle A-10.1 für 33 Versuche die von der Tauchplatte aus gemessene Höhe eingetragen, bei der der Strahldurchbruch stattfindet. Bei allen anderen Versuchen war entweder der Wasserstand niedrig (kein Durchbruch), der Film nicht auswertbar, oder handelte es sich um Versuche an Platten mit 7 Bohrungen. Konnte der Durchbruch nicht im durchsichtigen Testrohrbereich beobachtet werden, wird die Durchbruchshöhe mit : ">h" oder ">> h" angegeben, wobei h die von der Tauchplatte aus gemessene Höhe des höchsten sichtbaren Punktes bedeutet.

In Abb. A-10.22 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt: auf der Abszisse ist der Anfangsdruck für die Versuche mit Explosionsmutter bzw. der maximale unterhalb des Kolbens gemessene Druck bei Versuchen mit Ventil, auf der Ordinate die Höhe des Durchbruchs über der Tauchplatte eingetragen. Die mit "a" und "b" gekennzeichneten Linien stellen das Anfangsniveau des Wassers bzw. das Ende des durchsichtigen Testrohbereiches dar. Die Punkte, die unter der Linie b) liegen, stellen die beobachteten Durchbrüche dar.

Bei den Versuchen, in denen der Durchbruch außerhalb des durchsichtigen Testrohbereiches stattfindet, wurde ein Punkt unmittelbar oberhalb der Linie "b" eingetragen, da die genaue Höhe des Durchbruchs unbekannt ist.

Die Streuung ist sehr groß, trotzdem können einige Schlüsse gezogen werden. Erstens: je größer das Perforationsverhältnis ist (je größer die Bohrung), desto später oder weiter von der Tauchplatte entfernt findet der Durchbruch statt. Bei den Versuchen mit 25% Perforationsverhältnis konnte der Durchbruch nie im durchsichtigen Testrohbereich beobachtet werden. Zweitens: je höher der Anfangsdruck, d.h. je höher die Geschwindigkeit und die Beschleunigung sind, desto später oder weiter von der Tauchplatte entfernt findet der Durchbruch statt, wenn man vom Versuch Nr.48 als Ausnahme absieht.

A-10.5 Asymptotische Bewegung der Wasserstrahlen

Die Bewegung der Wasserstrahlen bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand nähert sich nach einer Anfangstransienten dem aus einer Bohrung in einem dünnwandigen Behälter herausströmenden stationären Strahl an.

Das theoretische Verhältnis zwischen Strahlweg und Kolbenweg hängt bei stationärer Strömung vom Kontraktionskoeffizienten c_c des Strahls ab, und wird durch:

$$(A-10.13) \quad (d_{j1}/dp)_{\text{asympt.}} = 1/(r_p \cdot c_c)$$

ausgedrückt. In der Literatur wird für eine kreisrunde Mündung in einer dünnen Wand der Wert $/12/$:

$$(A-10.14) \quad c_c = 0.639$$

angegeben.

Damit können folgende theoretische Werte für die Asymptote d_{j1}/dp berechnet werden:

$$(A-10.15) \quad \begin{array}{ll} r_p = 0.120 & d_{j1}/dp = 13.04 \\ r_p = 0.171 & d_{j1}/dp = 9.15 \\ r_p = 0.250 & d_{j1}/dp = 6.26 \end{array}$$

Man kann in Abb. A-10.17 sehen, daß die gemessenen Werte in der Anfangstransiente für Versuche mit Explosionsmutter kleiner als die theoretischen asymptotischen Werte sind, wegen der Ausbreitung des Strahlkopfes. Am Ende des durchsichtigen Teiles des Testrohrs (Ende der Kurven in Abb. A-10.17) betrug aber das Wegverhältnis für alle Perforationsverhältnisse schon zwischen 70% und 75% des theoretischen Wertes.

Die Ergebnisse der Ventilversuche (siehe Abb. A-10.12) stimmen gut mit denen mit Explosionsmutter (mit gleichem Perforationsverhältnis von 17.1%) überein.

TABELLE A-10.1

Durchbruchshöhe bei den Versuchen mit hohem Wasserstand

Vers. Nr.	Platte	n_p (%)	Druck (bar)	Wasser (mm)	Durchbruchshöhe (mm)
08	1	17.1	60-40	247.	516.
10	1	17.1	80-40	247.	516.
11	1	17.1	60-40	247.	504.
12	1	17.1	80-40	247.	528.
13	1	17.1	100-40	247.	551.
14	1	17.1	120-40	247.	496.
15	1	17.1	60-0	247.	409.
25	1	17.1	8.2	247.	524.
26	1	17.1	>14.	247.	760.
28	1	17.1	19.8	247.	634.
29	1	17.1	40.6	247.	>> 756.
30	1	17.1	60.6	247.	693.
31	1	17.1	82.7	247.	> 760.
32	1	17.1	101.6	227.	> 760.
35	2	25.0	40.9	227.	>> 760.
37	2	25.0	81.1	227.	>> 760.
38	2	25.0	80.3	227.	>> 760.
40	3	12.0	81.1	227.	528.
41	3	12.0	40.2	227.	496.
44	3	12.0	121.3	227.	575.
45	3	12.0	163.8	227.	583.
48	3	12.0	198.4	227.	520.
49	1	17.1	122.8	227.	740.
50	1	17.1	166.9	227.	760.

Tabelle A-10.1 (Fortsetzung)

Vers. Nr.	Platte	rp (%)	Druck (bar)	Wasser (mm)	Durchbruchshöhe (mm)
53	1	17.1	191.6	227.	> 760.
54	6	12.0	123.9	227.	575.
56	6	12.0	41.5	227.	472.
57	7	17.1	166.3	227.	> 776.
58	7	17.1	81.6	247.	>> 772.
60	7	17.1	187.6	227.	> 799.
66	3	12.0	162.4	227.	646.
67	8	25.0	84.3	227.	>> 799.
68	8	25.0	40.6	227.	>> 795.

A-11 Meßergebnisse

In Tabelle A-11.1 sind einige der wichtigsten Meßergebnisse aufgelistet, und zwar :

- a) maximaler gemessener Druck P_1 .
- b) maximaler gemessener Druck P_2 .
- c) maximaler gemessener Druck P_3 .
- d) maximaler gemessener Druck P_4 .
- e) maximale gemessene Kraft auf die Tauchplatte F_5 .
- f) maximale gemessene Kraft auf die obere Platte F_6 .
- g) maximale Druckdifferenz $P_2 - P_3$.
- h) maximale Druckdifferenz $P_3 - P_4$.
- i) Gesamtdauer der Versuche, vom Anfang bis zum Ende des Lichtschrankensignals, das die Kolbenbewegung darstellt.

Die maximalen Werte a) bis h) wurden aus den gefilterten und mit einer Abtastfrequenz von 16384 Hz parallel digitalisierten Signalen gewonnen. In Tabelle A-11.2 sind weitere Ergebnisse aufgelistet:

- j) maximale Kolbengeschwindigkeit, aus dem Lichtschrankensignal ausgewertet.
- k) maximale Kolbenbeschleunigung : für die Ventilversuche handelt es sich um den Maximalwert, der sich aus der Anpassung der Lichtschrankendaten an die aus den Signalen $P_2 - P_3$ direkt gemessene Wasserbeschleunigung (siehe Abschnitt A-12.1) ergibt. Für die Versuche mit Explosionsmutter ist der maximale theoretische Wert angegeben, der durch den Anfangsdruck und die Kolben- und Wassermasse bestimmt wird (siehe Abschnitt A-12.2).
- l) maximaler Kolbenweg, mit dem Lichtschrankensignal gemessen.
- m) mittlere Kolbengeschwindigkeit in den ersten 200 mm der Kolbenbewegung, aus dem Lichtschrankensignal ausgewertet.
- n) mittlere Kolbengeschwindigkeit der gesamten Kolbenbewegung, bis zum Ende des Lichtschrankensignals.
- o) Zeitintegral der auf die Tauchplatte wirkenden Kraft F , oder Gesamtimpuls auf die Tauchplatte. Dieser wird aus den gültigen Signalen

len ausgewertet (siehe Abschnitt A-8.3), d.h. nur bis zum Zeitpunkt an dem der Kolben den Abstand von ca. einen halben Zylinderdurchmesser von der Tauchplatte entfernt ist.

- p) Zeitintegral der auf die obere Platte wirkenden Kraft F_6 , oder Gesamtimpuls auf die obere Platte. Dieser wird aus den gültigen Signalen ausgewertet (siehe Abschnitt A-8.3), d.h. bis zum Verschwinden der Kraft auf die obere Platte.
- q) Zeitverzögerung der Kraft auf die obere Platte. Dies ist die Zeit von der ersten gemessenen Kolbenbewegung (erste Änderung im Lichtschrankensignal) bis zum Zeitpunkt, an dem eine Kraft auf die obere Platte (F_6) wirkt. Bei manchen Versuchen wächst die Kraft sehr langsam, dann ist die Bestimmung dieser Zeitverzögerung relativ ungenau.

Am Ende der beiden Tabellen werden wichtige Merkmale gegeben, die die Bedeutung der in den Tabellen aufgelisteten Daten besser erklären. Schließlich werden in der Tabelle A-11.3 folgende Daten aufgelistet:

- r) Nominelle Temperatur des Wassers, sowohl in °C als auch in K.
- s) Wasserdichte.
- t) Dynamische Zähigkeit des Wassers.
- u) Kinematische Zähigkeit des Wassers.
- v) Maximale Reynoldszahl, gebildet mit dem Testzylinderdurchmesser von 110 mm und der maximalen Kolbengeschwindigkeit.
- w) Strouhalzahl bei der Erreichung der maximalen Kolbengeschwindigkeit. Für die meisten Ventilversuche ist die Kolbengeschwindigkeitskurve (siehe Abb.A-12.21) sehr flach, deswegen ist es schwierig, genau die Zeit zu bestimmen, bei der die Maximalgeschwindigkeit erreicht wird. Es kann sogar mehrere Maximalgeschwindigkeiten bei einem Versuch geben. Deswegen ist bei den Ventilversuchen die Strouhalzahl ungenau.

T A B E L L E A-11.1

Experimentelle Ergebnisse

Die Erklärung der Nummern in Klammern am Ende der Tabelle

V	E	Druck	P	W	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	F ₅	F ₆	P ₂	P ₃	Z
er	-		l	a	max.	max.	max.	max.	max.	max.	-	-	e
s.	V	(1)	t	s	(4)	(4)	(4)	(4)	(2)		P ₃	P ₄	i
			t	e					(4)		max.	max.	t
N.	bar		e	r	bar	bar	bar	bar	kN	kN	bar	bar	ms
			r										
7	V	60-40	1	247	5.8	5.3	5.3	1.1	4.2	0.20	1.7	6.0	194
8	V	60-40	1	247	5.4	5.4	5.7	0.7	4.1	0.17	1.4	6.0	193
9	V	80-40	1	247	5.7	5.6	5.7	0.9	4.3	0.57	1.5	6.3	180
10	V	80-40	1	247	5.7	5.7	6.0	0.9	4.4	0.47	1.6	6.5	179
11	V	60-40	1	247	5.5	5.3	5.6	0.7	4.2	0.35	1.5	6.0	193
12	V	80-40	1	247	5.8	5.6	5.8	0.8	4.3	0.68	1.5	6.5	180
13	V	100-40	1	247	5.9	5.9	6.1	0.8	4.7	0.75	1.5	6.7	173
14	V	120-40	1	247	6.4	6.4	6.2	0.9	5.0	1.15	1.5	7.1	167
15	V	60- 0	1	247	1.9	1.9	2.0	0.1	1.8	0	0.3	2.6	308
15 ¹	V	60- 0	1	247	1.8	1.8	1.7	0.1	1.7	0	0.2	2.0	302
16	V	120- 0	1	247	4.7	4.7	4.5	0.2	3.8	0.08	0.4	5.4	216
17	V	40-40	1	247	4.1	3.9	4.2	0.4	2.8	0.03	0.8	4.7	255
18	V	40-40	1	247	3.7	3.7	3.7	0.1	2.8	0	0.3	4.5	232
19	V	120-40	1	0	6.7	6.7	6.5	-	4.1	>1.5	1.8	6.5	176
20	V	90-40	1	0	6.0	5.9	5.8	-	3.7	>1.5	1.9	5.7	185
21	V	90-40	1	0	6.1	6.0	5.7	-	3.7	2.1	1.8	5.8	186
22	V	60-40	1	0	5.3	5.2	5.0	-	3.3	1.9	1.7	4.4	207
23	V	60-40	1	0	5.6	5.2	5.0	-	3.5	1.8	1.3	5.4	205
24	V	120-40	1	0	6.7	6.7	6.5	-	4.4	2.1	1.8	6.5	176
25	E	10	1	247	8.2	4.8	4.7	1.3	3.4	0	1.4	5.3	153

Tabelle A-11.1 (Fortsetzung)

V	E	Druck	P	W	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	F ₅	F ₆	P ₂	P ₃	Z
e	-		l	a	max.	max.	max.	max.	max.	max.	-	-	e
r	V		a	s	(4)	(4)	(4)	(4)	(2)		P ₃	P ₄	i
s.		(1)	t	s					(4)		max.	max.	t
			t	e							(4)	(4)	(3)
			e	r									
N.		bar	N.	mm	bar	bar	bar	bar	kN	kN	bar	bar	ms
26	E	20	1	247	>14.	>13.4	>13.4	>2.6	9.6	2.0	2.4	14.0	150
27	E	20	1	247	20.0	14.2	14.2	3.3	10.4	2.4	1.5	14.2	56
28	E	20	1	247	19.8	14.5	14.5	3.5	10.0	2.0	2.3	14.6	141
29	E	40	1	247	40.6	29.0	28.3	6.3	20.7	9.3	4.7	28.7	112
30	E	60	1	247	60.6	43.8	44.1	12.1	32.5	18.0	5.0	42.2	89
31	E	80	1	247	82.7	61.4	56.7	18.3	41.6	24.2	7.5	57.5	76
32	E	100	1	227	101.6	73.2	69.3	20.5	53.7	31.8	22.8	70.1	68
33	E	80	1		0	81.1	55.1	55.1	-	42.3	19.4	11.5	55.1
34	E	40	1		0	41.3	27.4	27.4	-	21.1	10.2	5.5	28.0
35	E	40	2	227	40.9	25.0	25.0	6.3	16.3	15.8	4.6	23.6	68
36	E	40	2		0	40.0	23.0	22.8	-	15.3	13.4	5.0	18.4
37	E	80	2	227	81.1	51.6	48.4	16.2	30.2	42.2	8.0	45.7	48
38	E	80	2	227	80.3	51.6	50.0	15.7	30.4	54.7	7.5	46.9	48
39	E	80	2		0	80.3	44.5	44.5	-	30.6	31.8	9.4	45.3
40	E	80	3	227	81.1	64.6	63.0	15.9	48.5	14.0	7.8	59.1	118
41	E	40	3	227	40.2	31.5	30.6	7.8	22.7	4.1	4.4	29.9	188
42	E	40	3		0	41.3	29.3	29.3	-	22.5	8.6	5.8	29.3
43	E	80	3		0	82.7	59.1	59.1	-	47.9	13.2	10.2	59.1
44	E	120	3	227	121.3	101.6	99.2	25.2	69.9	20.5	11.5	88.2	99
45	E	160	3	227	163.8	144.9	143.3	34.6	95.8	34.6	?	?	84

Tabelle A-11,1 (Fortsetzung)

V	E	Druck	P	W	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	F ₅	F ₆	P ₂	P ₃	Z
e	-		l	a	max.	max.	max.	max.	max.	max.			e
r	V		a	s	(4)	(4)	(4)	(4)	(2)		P ₃	P ₄	i
s.		(1)	t	s					(4)		max.	max.	t
			e	r							(4)	(4)	(3)
N.		bar	N.	mm	bar	bar	bar	bar	kN	kN	bar	bar	ms
46	E	160	3	0	162.2	122.0	122.0	-	99.7	29.6	14.0	122.8	80
47	E	120	3	0	124.4	95.3	96.1	-	76.4	19.8	11.2	96.1	93
48	E	200	3	227	198.4	173.2	166.9	39.1	113.9	32.4	16.7	149.6	77
49	E	120	1	227	122.8	91.3	86.6	25.8	61.5	34.6	14.3	81.1	62
50	E	160	1	227	166.9	124.4	118.1	33.7	80.0	37.2	15.0	105.5	53
51	E	160	1	0	163.1	111.8	111.0	-	83.8	48.8	15.2	111.0	54
52	E	120	1	0	123.9	82.7	82.7	-	63.4	32.4	16.0	82.7	61
53	E	190	1	227	191.6	145.7	139.4	fehlt	91.1	65.0	15.0	fehlt	49
54	E	120	6	227	123.9	102.4	99.2	22.8	71.7	23.8	8.5	85.8	95
55	E	120	6	0	127.1	96.9	96.9	-	76.4	24.5	14.2	97.2	90
56	E	40	6	227	41.5	32.0	31.8	7.4	24.3	4.3	5.0	30.6	181
57	E	160	7	227	166.3	120.5	113.4	31.2	78.7	44.7	18.0	105.5	52
58	E	80	7	247	81.6	56.1	54.5	16.1	39.7	24.9	8.9	55.1	73
59	E	80	7	0	81.6	53.1	53.3	-	40.5	22.1	11.0	53.3	75
60	E	190	7	227	187.6	137.0	129.1	34.6	88.2	42.8	16.7	115.0	49
61	E	160	4	86	163.9	111.8	109.4	5.6	82.2	35.3	21.6	105.5	59
62	E	160	4	0	165.5	113.4	111.8	-	85.1	27.2	26.1	111.8	56
63	E	80	4	86	83.9	56.7	56.7	7.6	42.3	20.0	10.0	56.9	79
64	E	80	4	0	83.1	55.1	55.1	-	41.6	15.4	11.0	55.5	83
65	E	40	4	86	40.9	29.8	29.9	2.6	21.1	5.7	4.9	29.6	122

Tabelle A-11.1 (Fortsetzung)

V	E	Druck	P	W	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	F ₅	F ₆	P ₂	P ₃	Z
e	-		l	a	max.	max.	max.	max.	max.	max.	-	-	e
r	V		a	s	(4)	(4)	(4)	(4)	(2)		P ₃	P ₄	i
s.		(1)	t	s					(4)		max.	max.	t
			t	e							(4)	(4)	(3)
			e	r									
N.	bar		N.	mm	bar	bar	bar	bar	kN	kN	bar	bar	ms
66	E	160	3	227	162.4	135.4	131.5	31.5	93.9	26.8	15.5	118.9	81
67	E	80	8	227	84.3	51.9	48.6	15.4	31.3	65.7	8.9	47.9	46
68	E	40	8	227	40.6	25.2	24.8	7.5	15.3	18.0	4.8	23.1	66
69	E	80	8	0	82.0	46.3	46.5	-	31.2	30.6	-	-	47
70	E	40	5	77	39.5	30.7	30.9	-	30.7	1.6	-	-	207
71	E	80	5	77	81.1	64.6	64.6	-	64.6	6.2	-	-	175
72	E	80	5	26	81.1	64.2	64.2	-	65.0	5.3	-	-	164
73	E	80	5	0	82.7	65.0	65.4	-	65.7	7.2	-	-	166
74	E	30	8	-187	30.9	fehlt	59.8	-	59.8	8.5	-	-	69
75	V	100-40	8	-160	4.5	9.3	18.3	-	26.6	2.8	-	-	137
76	V	100-25	8	-160	-	-	-	-	-	-	-	-	-
77	E	60	C1.	0	56.0	178.4	186.6	-	195.3	-	-	-	-
78	E	40	C1.	0	40.9	233.3	266.7	-	272.4	-	-	-	37
Erklärungen													
(1) - nomineller Druck													
(2) - Die Kräfte, die mit Platten mit fehlerhafter Dichtung gemessen wurden, sind korrigiert (siehe Abschnitt A-12.3)													
(3) - Dies ist die Gesamtzeit des Signals des perforierten Stabes. Bei den E-Exp. entspricht sie der gesamten Kolbenbewegung. Bei den V-Exp. wurden die letzten 9 cm der Kolbenbewegung nicht gemessen, weil der perforierte Stab zu kurz war.													
(4) - Dies ist der Maximalwert aus den gefilterten Signalen													

T A B E L L E A-11.2

Experimentelle Ergebnisse

Die Erklärung der Nummern in Klammern am Ende der Tabelle

V e r s. N.	E - V	Druck (1) bar	P l a t t e r N.	W a s s e r mm	v max. (4) $m \cdot s^{-1}$	a max. (4) $m \cdot s^{-2}$	d max. mm	v ₁ mitt. $m \cdot s^{-1}$	v ₂ mitt. $m \cdot s^{-1}$	I ₅ (2) (3) N · s	I ₆ (3) N · s	F ₆ Verzö- gerung ms
7	V	60-40	1	247	3.53	319	> 600	3.20	3.10	600	12	79
8	V	60-40	1	247	3.48	346	> 600	3.20	3.10	600	9	79
9	V	80-40	1	247	3.64	353	> 600	3.30	3.33	650	27	79
10	V	80-40	1	247	3.66	366	> 600	3.33	3.35	650	25	82
11	V	60-40	1	247	3.49	351	> 600	3.22	3.11	600	12	76
12	V	80-40	1	247	3.73	357	> 600	3.32	3.34	650	28	69
13	V	100-40	1	247	3.79	347	> 600	3.37	3.47	670	42	72
14	V	120-40	1	247	3.92	360	> 600	3.42	3.58	700	52	72
15	V	60- 0	1	247	2.60	54	> 600	1.75	1.95	270	0	-
15 ¹	V	60- 0	1	247	2.38	56	> 600	1.75	1.91	270	0	-
16	V	120- 0	1	247	3.46	92	> 600	2.21	2.78	530	3	176
17	V	40-40	1	247	3.15	181	> 600	2.60	2.35	350	2	(340)
18	V	40-40	1	247	3.07	78	450	2.25	2.59	200	0	-
19	V	120-40	1	0	3.78	410	> 600	3.35	3.42	590	>200	44
20	V	90-40	1	0	3.56	413	> 600	3.30	3.25	560	>160	47
21	V	90-40	1	0	3.55	404	> 600	3.25	3.33	560	180	47
22	V	60-40	1	0	3.40	380	> 600	3.11	2.90	510	160	50
23	V	60-40	1	0	3.46	316	> 600	3.13	2.93	510	150	57
24	V	120-40	1	0	3.75	405	> 600	3.35	3.40	600	200	47
25	E	10	1	247	3.40	496	320	2.91	2.09	210	0	-

Tabelle A-11.2 (Fortsetzung)

V	E	Druck	P	W	v	a	d	v ₁	v ₂	I ₅	I ₆	F ₆
er	-		l	a	max.	max.	max.	mitt.	mitt.	(2)	(3)	Verzögerung
s.	V	(1)	a	s	(4)	(4)						
			t	s								
			e	r								
N.	bar		N.	mm	m·s ⁻¹	m·s ⁻²	mm	m·s ⁻¹	m·s ⁻²	N·s	N·s	ms
26 E 20 1 247 5.33 1224 410 4.44 2.73 440 70 44												
27 E 20 1 247 5.35 1224 240 4.44 4.32 >330 66 41												
28 E 20 1 247 5.31 1211 410 4.47 2.92 450 66 39												
29 E 40 1 247 7.62 2494 470 6.39 4.18 740 180 27												
30 E 60 1 247 9.17 3727 470 7.81 5.26 920 240 24												
31 E 80 1 247 10.8 5090 470 8.77 6.16 1080 310 20												
32 E 100 1 227 11.7 6259 470 9.85 6.93 1200 350 19												
33 E 80 1 0 10.9 5946 470 9.01 6.11 1030 290 15												
34 E 40 1 0 7.73 3023 470 6.54 3.87 710 200 21												
35 E 40 2 227 10.4 2512 470 8.77 6.93 450 220 29												
36 E 40 2 0 10.5 2928 470 8.77 6.51 440 210 25												
37 E 80 2 227 14.5 4992 470 12.27 9.77 610 380 20												
38 E 80 2 227 14.7 4942 470 12.27 9.83 630 390 20												
39 E 80 2 0 14.7 5888 470 12.58 9.57 620 320 17												
40 E 80 3 227 7.81 4992 470 6.33 3.98 1570 250 19												
41 E 40 3 227 5.55 2469 450 4.50 2.40 1020 135 24												
42 E 40 3 0 5.44 3023 440 4.54 2.44 985 185 20												
43 E 80 3 0 7.85 6064 470 6.33 3.84 1530 285 14												
44 E 120 3 227 9.54 7471 470 7.72 4.74 1940 335 15												
45 E 160 3 227 fehlt fehlt fehlt 8.97 fehlt 2385 430 13												

Tabelle A-11.2 (Fortsetzung)

V	E	Druck	P	W	v	a	d	v ₁	v ₂	I ₅	I ₆	F ₆
e	-		l	a	max.	max.	max.	mitt.	mitt.	(2)	(3)	Verzö-
r	V	(1)	a	s	(4)	(4)						gerung
s.			t	s								
			e	r								
N.	bar	N.	mm	m·s ⁻¹	m·s ⁻²	mm	m·s ⁻¹	m·s ⁻¹	N·s	N·s	ms	
46 E 160 3 0 11.2 11902 470 8.77 5.85 2225 550 10												
47 E 120 3 0 9.78 9126 470 7.81 5.06 1930 400 12												
48 E 200 3 227 11.8 12225 470 9.71 6.11 2430 470 12												
49 E 120 1 227 13.0 7563 470 10.87 7.63 1300 405 15												
50 E 160 1 227 15.2 10283 470 12.58 8.85 1510 495 14												
51 E 160 1 0 15.2 11968 470 12.58 8.74 1460 510 11												
52 E 120 1 0 13.4 9090 470 11.05 7.67 1290 380 13												
53 E 190 1 227 16.0 11806 470 13.07 9.51 1640 520 13												
54 E 120 6 227 9.57 7631 460 7.60 4.83 1970 325 15												
55 E 120 6 0 9.71 9325 460 7.81 5.11 1950 385 12												
56 E 40 6 227 5.58 2549 450 4.64 2.49 1080 140 27												
57 E 160 7 227 15.1 10246 460 12.27 8.86 1490 470 13												
58 E 80 7 247 10.7 5022 460 8.77 6.27 1040 305 20												
59 E 80 7 0 10.6 5990 460 8.89 6.11 995 285 15												
60 E 190 7 227 16.0 11559 460 12.82 9.31 1575 500 13												
61 E 160 4 86 15.2 10098 490 12.27 8.33 1510 320 13												
62 E 160 4 0 15.4 12145 490 12.58 8.70 1535 340 11												
63 E 80 4 86 11.1 5164 490 9.13 6.17 1065 200 19												
64 E 80 4 0 10.9 6093 490 9.13 5.92 1050 235 15												
65 E 40 4 86 7.85 2512 490 6.60 4.01 735 107 28												

Tabelle A-11.2 (Fortsetzung)

V	E	Druck	P	W	v	a	d	v ₁	v ₂	I ₅	I ₆	F ₆
r	-		l	a	max.	max.	max.	mitt.	mitt.	(2)	(3)	Verzö-
s.	V	(1)	t	s	(4)	(4)				(2)	(3)	gerung
N.		bar	e	r	m·s ⁻¹	m·s ⁻²	mm	m·s ⁻¹	m·s ⁻¹	N·s	N·s	ms
			N.	mm								
66	E	160	3	227	11.0	10005	470	8.66	5.78	2290	415	13
67	E	80	8	227	14.9	5189	460	12.58	10.09	620	380	22
68	E	40	8	227	10.5	2494	460	8.89	7.01	435	215	30
69	E	80	8	0	14.9	6012	460	12.82	9.81	645	315	15
70	E	40	5	77	4.55	1200	400	3.66	1.93	1545	78	20
71	E	80	5	77	6.42	1800	480	5.15	2.75	2540	168	13
72	E	80	5	26	6.61	2400	470	5.15	2.86	2520	185	13
73	E	80	5	0	6.50	3200	470	5.21	2.83	2510	204	12
74	E	30	8	-187	21.7	2000	460	13.5	6.54	315	160	22
75	V	100-40	8	-160	9.69	700	600	5.61	4.34	540	78	42
76	V	100-25	8	-160	-	-	-	-	-	-	-	-
77	E	60	C1.	0	7.	-	> 8	-	-	-	-	-
78	E	40	C1.	0	10.	-	26	-	-	-	-	-

Erklärungen :

(1) - Nomineller Druck

(2) - Die Kraftintegrale (Impuls) die mit Platten mit fehlerhafter Dichtung gemessen wurden, sind korrigiert (siehe A-12.3)

(3) - Die Kraftintegrale (Impuls) werden bis zum Ende der gültigen Signale gemessen

(4) - Die maximalen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen wurden bei den V-Exp. mit der Näherung der experimentellen Daten aus dem Druckverlust $P_2 - P_3$ (siehe Abschn. A-12.1), bei den E-Exp. mit der Näherung der experimentellen Daten aus der theoretischen Lösung berechnet.

T A B E L L E A-11.3

Die physikalischen Eigenschaften sind auf einen Druck von $3 \times 10^5 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$ bezogen

V	E	Druck	P	W	Temp.	Temp.	Dyn.	Dichte	Kin.	Re	Str
er	-		l	a			Zäh.		Zäh.	max	(bei
s	V		a	s			$\text{Kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$		$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$		v=
			t	e			³		⁶	⁵	$v_{\text{max.}}$)
N.	bar	Nr.	r	r	°C	K	x 10	$\text{Kg}\cdot\text{m}^{-3}$	x 10	x 10	
7	V	60-40	1	247	18.50	291.66	1.042	998.62	1.044	3.72	1.20
8	V	60-40	1	247	20.00	293.16	1.004	998.32	1.006	3.81	1.44
9	V	80-40	1	247	20.50	293.66	0.992	998.22	0.994	4.02	1.92
10	V	80-40	1	247	20.75	293.91	0.986	998.16	0.988	4.07	1.92
11	V	60-40	1	247	19.50	292.66	1.017	998.42	1.018	3.77	1.20
12	V	80-40	1	247	20.00	293.16	1.004	998.32	1.006	4.08	1.90
13	V	100-40	1	247	20.50	293.66	0.992	998.22	0.994	4.20	2.85
14	V	120-40	1	247	20.50	293.66	0.992	998.22	0.994	4.34	3.15
15	V	60- 0	1	247	19.75	292.91	1.010	998.37	1.012	2.82	3.54
15 ⁴	V	60- 0	1	247	19.75	292.91	1.010	998.37	1.012	2.59	3.66
16	V	120- 0	1	247	19.75	292.91	1.010	998.37	1.012	3.76	4.14
17	V	40-40	1	247	17.50	290.66	1.069	998.80	1.070	3.23	2.04
18	V	40-40	1	247	18.00	291.16	1.055	998.71	1.057	3.19	2.15
19	V	120-40	1	0	19.25	292.41	1.023	998.47	1.025	4.06	3.23
20	V	90-40	1	0	19.75	292.91	1.010	998.37	1.012	3.87	1.85
21	V	90-40	1	0	20.00	293.16	1.004	998.32	1.006	3.88	3.15
22	V	60-40	1	0	20.25	293.41	0.998	998.27	1.000	3.74	1.75
23	V	60-40	1	0	20.25	293.41	0.998	998.27	1.000	3.81	.713
24	V	120-40	1	0	20.25	293.41	0.998	998.27	1.000	4.12	3.21
25	E	10	1	247	18.00	291.16	1.055	998.71	1.057	3.54	.530

Tabelle A-11.3 (Fortsetzung)

V	E	Druck	P	W	Temp.	Temp.	Dyn.	Dichte	Kin.	Re	Str
r	V		l	a			Zäh.		Zäh.	max	(bei
s			a	s			$\text{Kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$		$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$		v=
			t	e			³		⁶	⁵	$v_{\text{max.}}$)
N.	bar	Nr.	mm	°C	K	x 10	$\text{Kg}\cdot\text{m}^{-3}$	x 10	x 10		
26 E 20 1 247 19.25 292.41 1.023 998.47 1.025 5.72 .488											
27 E 20 1 247 19.50 292.66 1.017 998.42 1.018 5.78 .452											
28 E 20 1 247 19.75 292.91 1.010 998.37 1.012 5.77 .526											
29 E 40 1 247 20.25 293.41 0.998 998.27 1.000 8.38 .515											
30 E 60 1 247 19.25 292.41 1.023 998.47 1.025 9.84 .681											
31 E 80 1 247 20.00 293.16 1.004 998.32 1.006 11.9 .471											
32 E 100 1 227 18.75 291.91 1.036 998.57 1.037 12.4 .691											
33 E 80 1 0 19.00 292.16 1.029 998.52 1.031 11.7 .502											
34 E 40 1 0 19.75 292.91 1.010 998.37 1.012 8.40 .452											
35 E 40 2 227 19.75 292.91 1.010 998.37 1.012 11.4 .918											
36 E 40 2 0 20.00 293.16 1.004 998.32 1.006 11.5 .970											
37 E 80 2 227 20.00 293.16 1.004 998.32 1.006 15.8 .757											
38 E 80 2 227 20.75 293.91 0.986 998.16 0.988 16.4 .916											
39 E 80 2 0 21.25 294.41 0.974 998.05 0.976 16.6 .872											
40 E 80 3 227 20.50 293.66 0.992 998.22 0.994 8.64 .316											
41 E 40 3 227 21.50 294.66 0.968 998.00 0.970 6.30 .347											
42 E 40 3 0 22.50 295.66 0.945 997.77 0.947 6.31 .302											
43 E 80 3 0 23.50 296.66 0.923 997.53 0.926 9.33 .304											
44 E 120 3 227 23.50 296.66 0.923 997.53 0.926 11.3 .355											
45 E 160 3 227 24.50 297.66 0.902 997.29 0.904 - -											

Tabelle A-11.3 (Fortsetzung)

V e r s N.	E - V	Druck	P l a t t e Nr.	W a s s e r mm	Temp. °C	Temp. K	Dyn. Zäh. Kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹ x 10 ³	Dichte Kg·m ⁻³ x 10 ³	Kin. Zäh. m ² ·s ⁻¹ x 10 ⁶	Re max x 10 ⁵	Str (bei v= v _{max} .)
46	E	160	3	0	24.50	297.66	0.902	997.29	0.904	13.6	.354
47	E	120	3	0	25.25	298.41	0.887	997.09	0.889	12.1	.306
48	E	200	3	227	25.25	298.41	0.887	997.09	0.889	14.5	.346
49	E	120	1	227	20.75	293.91	0.986	998.16	0.988	14.5	.468
50	E	160	1	227	21.75	294.91	0.962	997.94	0.964	17.4	.501
51	E	160	1	0	22.75	295.91	0.940	997.71	0.942	17.8	.477
52	E	120	1	0	25.25	298.41	0.887	997.09	0.889	16.5	.480
53	E	190	1	227	21.50	294.66	0.968	998.00	0.970	18.1	.504
54	E	120	6	227	22.50	295.66	0.945	997.77	0.947	11.1	.363
55	E	120	6	0	23.00	296.16	0.934	997.65	0.936	11.4	.347
56	E	40	6	227	23.25	296.41	0.929	997.59	0.931	6.59	.435
57	E	160	7	227	25.50	298.66	0.881	997.03	0.884	18.8	.469
58	E	80	7	227	24.25	297.41	0.907	997.35	0.910	12.9	.470
59	E	80	7	0	22.75	295.91	0.940	997.71	0.942	12.3	.580
60	E	190	7	227	23.25	296.41	0.929	997.59	0.931	18.9	.467
61	E	160	4	86	24.00	297.16	0.913	997.41	0.915	18.2	.428
62	E	160	4	0	24.00	297.16	0.913	997.41	0.915	18.5	.478
63	E	80	4	86	24.50	297.66	0.902	997.29	0.904	13.5	.520
64	E	80	4	0	24.75	297.91	0.897	997.22	0.899	13.4	.492
65	E	40	4	86	23.75	296.91	0.918	997.47	0.920	9.38	.520

Tabelle A-11.3 (Fortsetzung)

V e r s N.	E - V bar	Druck	P l a t e r Nr.	W a s s e r mm	Temp. °C	Temp. K	Dyn. Zäh. Kg·m ⁻¹ ·s ⁻³ x 10 ³	Dichte Kg·m ⁻³ x 10 ³	Kin. Zäh. m ² ·s ⁻¹ x 10 ⁶	Re max x 10 ⁵	Str (bei v= v _{max} .)
66	E	160	3	227	21.25	294.41	0.974	998.05	0.976	12.4	.335
67	E	80	8	227	21.50	294.66	0.968	998.00	0.970	16.9	.812
68	E	40	8	227	22.00	295.16	0.957	997.89	0.959	12.0	.912
69	E	80	8	0	22.25	295.41	0.951	997.83	0.953	17.2	.876
70	E	40	5	77	23.00	296.16	0.934	997.65	0.936	-	-
71	E	80	5	77	23.25	296.41	0.929	997.59	0.931	-	-
72	E	80	5	26	21.50	294.66	0.968	998.00	0.970	-	-
73	E	80	5	0	22.00	295.16	0.957	997.89	0.959	-	-
74	E	30	8	-187	20.50	293.66	0.992	998.22	0.994	-	-
75	V	100-40	8	-160	21.00	294.16	0.980	998.11	0.982	-	-
76	V	100-25	8	-160	-	-	-	-	-	-	-
77	E	60	C1.	0	-	-	-	-	-	-	-
78	E	40	C1.	0	-	-	-	-	-	-	-

A-12 Meßdatenverarbeitung

A-12.1 Berechnung der Kolbengeschwindigkeit und -beschleunigung bei den Versuchen mit Ventil

Aus dem Lichtschrankensignal kann punktweise der Kolbenweg als Funktion der Zeit berechnet werden. Jede zweite Änderung im Signal bedeutet eine Bewegung des Kolbens von 2 mm für die ersten ca. 200 mm und danach eine Bewegung von 10 mm (siehe Abb. A-5.1).

Dabei tritt aber aus verschiedenen Gründen ein gewisser Fehler auf : erstens hat die Lichtschranke geometrische Fehler im Abstand der kleinen Bohrungen und zweitens tritt ein kleiner Fehler auch wegen der Digitalisierung der Daten auf. Der Gesamtfehler auf dem Kolbenweg ist klein, aber wenn man diese punktweise bekannte Funktion zweimal differenziert um zuerst die Kolbengeschwindigkeit und danach die Kolbenbeschleunigung zu berechnen, dann wird für diese Größen der Fehler größer, besonders in der Anfangsphase der Versuche, bei der große Beschleunigungen auftreten.

Abb. A-12.1 zeigt als Beispiel den Kolbenweg $d_p(t)$ vom Versuch Nr.7, der aus dem Lichtschrankensignal gewonnen wurde. Die Meßpunkte sind miteinander linear verbunden. Man kann aus diesen Daten die Kolbengeschwindigkeit mittels eines einfachen Algorithmus, z.B. :

$$(A-12.1) \quad v_p \left(\frac{t_i + t_{i+1}}{2} \right) = \frac{d_p(t_{i+1}) - d_p(t_i)}{t_{i+1} - t_i}$$

punktweise ableiten. Damit ergibt sich die Geschwindigkeitskurve in Abb. A-12.2. Hier sieht man bereits, daß die Kurve nicht mehr so glatt ist. Differenziert man nochmals mit einer entsprechenden Beziehung :

$$(A-12.2) \quad a_p \left(\frac{\tau_i + \tau_{i+1}}{2} \right) = \frac{v_p(\tau_{i+1}) - v_p(\tau_i)}{\tau_{i+1} - \tau_i}$$

mit

$$(A-12.3) \quad \tau_i = \frac{t_i + t_{i+1}}{2} ,$$

dann ergibt sich die in Abb. A-12.3 dargestellte Beschleunigungskurve, die noch grober als die Geschwindigkeitskurve aussieht.

Dabei wurden nicht alle d_p -Meßpunkte aus dem Lichtschrankensignal verwendet, sondern nur jeder fünfte (10 mm Kolbenweg), um den Fehler zu verringern. Würden alle Punkte verwendet, dann wären die Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurven noch unregelmäßiger. Besonders mangelhaft sind die auf diese Weise berechneten Daten am Anfang der Versuche, wo eine starke Beschleunigung auftritt.

Aus diesen Gründen und weil die Geschwindigkeits- und Beschleunigungswerte sehr wichtig sind für die spätere Auswertung der Meßdaten (s. Kapitel 8), wurde versucht, die Daten in der Anfangsphase der Versuche anzupassen.

Zunächst wurde versucht, die Kolbenwegdaten bei den Versuchen mit Ventil mit Polynomen oder auch anderen geeigneten analytischen Funktionen anzupassen, um dann Geschwindigkeit und Beschleunigung des Kolbens analytisch berechnen zu können. Die Ergebnisse waren aber aus verschiedenen Gründen nicht befriedigend. Schließlich wurde entschieden, die Kolbenbeschleunigung direkt aus der Druckdifferenz $P_2 - P_3$ zu berechnen.

Da der Reibungsbeitrag zum Druckverlust im Testzylinder gegenüber dem Beschleunigungsbeitrag praktisch vernachlässigbar ist, ergibt sich :

$$(A-12.4) \quad P_2 - P_3 = a \cdot \rho_{H_2O} \cdot l_{23}$$

wobei a die mittlere Wasserbeschleunigung zwischen den Druckmeßstellen 1 und 2 , und l_{23} der Abstand zwischen den beiden Meßstellen ist.

Da die Wasserbeschleunigung a in erster Näherung gleich der Kolbenbeschleunigung a_p ist (besonders bei den Ventilversuchen, wo die Beschleunigung relativ gering ist), ergibt sich :

$$(A-12.5) \quad a_p \cong a = (P_2 - P_3) / (\rho_{H_2O} \cdot l_{23})$$

Abb. A-12.4 zeigt die Differenz $P_2 - P_3$ des Versuchs Nr. 7, die wegen Gl. (A-12.5) proportional zur Kolbengeschleunigung ist. Diese Daten wurden zweimal numerisch integriert und dadurch die Geschwindigkeits- und Wegkurve (bis zum Ende der gültigen $P_2 - P_3$ Daten) berechnet. Also :

$$(A-12.6) \quad v_p(t) = \int_0^t a_p \cdot dt = \int_0^t \frac{P_2 - P_3}{\rho_{H_2O} \cdot l_{23}} \cdot dt$$

$$(A-12.7) \quad d_p(t) = \int_0^t v_p \cdot dt$$

Der auf diese Weise berechnete Kolbenweg wurde mit dem entsprechenden Wert aus dem Lichtschrankensignal verglichen. Da sich $P_2 - P_3$ als Differenz zwischen zwei Meßsignalen ergibt, sind die Werte mit einem Fehler behaftet, der doppelt so groß ist wie der Fehler der Einzelsignale P_2 und P_3 . Deswegen wurde ein relativ großer Fehler des aus Gl. (A-12.6) und (A-12.7) berechneten Kolbenweges erwartet. Erstaunlicherweise stimmen die Ergebnisse sehr gut mit denen aus dem Lichtschrankensignal überein. Für alle 19 Versuche mit Ventil, vom Versuch Nr. 7 bis zum Nr. 24, wurde der Kolbenweg nach Gl. (A-12.6) und (A-12.7) bestimmt. Der maximale Fehler auf den Kolbenweg betrug nur 7.9 %, in den meisten Fällen betrug der Fehler aber weniger als ca. 3 %.

Um diesen Fehler zu korrigieren, wurden einfach die nach Gl. (A-12.6) und (A-12.7) berechneten Werte mit dem Korrekturfaktor:

$$(A-12.8) \quad K = \frac{d_p, \text{ Lichtschanke}}{d_p, \text{ Integration}}$$

multipliziert.

Aus der Differenz $P_2 - P_3$ kann man aber nur den ersten Teil der Kolbenbewegung berechnen. Danach wurde der Weg aus dem Lichtschrankensignal verwendet. Um diese restlichen Daten, besonders die Geschwindigkeits- und Beschleunigungsdaten zu glätten, wurden sie mit der folgenden Prozedur bearbeitet :

- a) je 4 Wegpunkte wurden nach der Methode des kleinsten Fehlerquadrats durch ein Polynom zweiten Grades angenähert,
- b) die Prozedur a) wurde mehrmals wiederholt, normalerweise 10 Mal, dann wurden
- c) die Geschwindigkeits- und Beschleunigungswerte analytisch aus den Annäherungspolynomen berechnet.

In den Abbildungen A-12.5 bis A-12.7 werden die nach diesem Verfahren (Näherung durch die Differenz P_2-P_3 in der Anfangsphase plus Glättung der restlichen Daten) gewonnenen Weg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungsdaten (ausgezogene Linie) mit den entsprechenden aus dem Lichtschrankensignal mit Gl. (A-12.1) bis (A-12.3) berechneten Daten (Kreuze) verglichen. Die Abb. A-12.8 bis A-12.10 zeigen im Detail den Vergleich in der Anfangsphase.

A-12.2 Berechnung der Kolbengeschwindigkeit und -beschleunigung bei den Versuchen mit Explosionsmutter

Bei den Versuchen mit Explosionsmutter ergeben sich bei der Berechnung der Kolbengeschwindigkeit und -beschleunigung aus dem Lichtschrankensignal die gleichen Probleme wie bei den Ventilversuchen, die schon im Abschnitt A-12.1 erwähnt worden sind.

Es wurde versucht, auch bei diesen Versuchen die Beschleunigung mit der gleichen Prozedur, nämlich durch Näherung aus der Differenz P_2-P_3 , und durch Integration Geschwindigkeit und Weg zu berechnen. Der sich ergebende Fehler auf dem Kolbenweg war aber hierbei gegenüber den ziemlich genauen Wegdaten aus dem Lichtschrankensignal bei vielen Versuchen sehr groß. Der Grund dafür liegt in den starken mechanischen Wellen, die sich bei dieser Versuchsart durch die plötzliche Freilassung und die starke Anfangsbeschleunigung des Kolbens ergeben. Die Signale P_2 und P_3 werden sehr stark von diesen Schwingungen beeinflusst (z.B. Abb. A-8.2). Abb. (A-12.11) zeigt ein typisches P_2-P_3 Diagramm für einen Versuch mit Explosionsmutter (Versuch Nr. 51).

Da diese Methode wegen der großen Fehler praktisch unbrauchbar ist, wurden die aus dem Lichtschrankensignal berechneten Kolbenwegdaten durch eine analytische Funktion angepasst und die Kolbengeschwindigkeit daraus analytisch berechnet.

Die Form der Näherungsfunktion wurde durch folgende theoretische Überlegungen bestimmt. Ein Versuch mit Explosionsmutter kann in erster Näherung mit dem "lumped parameter" System in Abb. A-12.12 modelliert werden. Das Gleichgewicht der auf den Kolben wirkenden Kräften kann wie folgt geschrieben werden :

$$(A-12.9) \quad p_1 \cdot S = (m_p + m_w) \ddot{x} + \rho_{H_2O} \cdot S \cdot \Delta p_{\text{Platte}} + (m_p + m_w) \cdot g + F_f$$

wobei p_1 der Druck im Zylinder unter dem Kolben, m_p und m_w die Kolben- bzw. Wassermasse, x der Kolbenweg, S der Zylinderquerschnitt, g die Erdbeschleunigung, F_f die Reibungskraft des Kolbens und Δp_{Platte} der Druckverlust an der perforierten Platte bedeuten.

Es wird angenommen :

- a) daß bei kleinen Kolbenwegen ($x - x_0 \ll x_0$) der Druck p_1 praktisch konstant bleibt,
- b) daß die Wassermasse ebenfalls konstant bleibt und
- c) daß die Reibungskraft F_f vernachlässigbar ist.

Der Druckverlust an der perforierte Platte Δp_{Platte} ist unbekannt (er ist das eigentliche Ziel der Untersuchungen), aber man kann in erster Näherung annehmen, daß der Druckverlust proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit wie bei stationärer Strömung ist, d.h.

$$(A-12.10) \quad \Delta p_{\text{Platte}} = K \cdot \dot{x}^2$$

Die Differentialgleichung (A-12.9) läßt sich damit schreiben:

$$(A-12.11) \quad \ddot{x} + K_1 \cdot \dot{x}^2 + K_2 = 0$$

wobei :

$$(A-12.12) \quad K_1 = \frac{p_{H_2O} \cdot S}{(m_p + m_w)} \cdot K > 0$$

$$(A-12.13) \quad K_2 = g - \frac{p_1 \cdot S}{(m_p + m_w)} < 0$$

Die Differentialgleichung (A-12.11) kann integriert werden. Die Lösung ist

$$(A-12.14) \quad \dot{x} = v_p = K_3 \frac{(e^{2K_1 K_3 t} - 1)}{(e^{2K_1 K_3 t} + 1)}$$

mit

$$(A-12.15) \quad K_3 = \sqrt{\frac{K_2}{K_1}}$$

Bei nochmaliger Integration ergibt sich schließlich :

$$(A-12.16) \quad x - x_0 = d_p = \frac{1}{K_1} \ln \frac{(e^{2K_1 K_3 t} + 1)}{2} - K_3 \cdot t$$

Die Konstante K_3 ist die maximale (asymptotische) Kolbengeschwindigkeit, die Anfangsbeschleunigung (maximale Beschleunigung) beträgt $-K_2$.

Funktionen des Typs (A-12.16) wurden an die Kolbenwegdaten aus dem Lichtschrankensignal für alle Versuche mit Explosionsmutter angepaßt unter der Bedingung, daß die maximale Kolbengeschwindigkeit dem Wert aus dem Lichtschrankensignal entspricht. Dieser Wert wurde für jeden Versuch geschätzt, um die kleinen Schwingungen in der maximalen Kolbengeschwindigkeit aus dem Lichtschrankensignal zu beseitigen.

Bei der Anpassung ergibt sich aber folgendes Problem : aus dem Lichtschrankensignal, wie schon mehrmals erwähnt, ist es nicht möglich, den Anfangspunkt der Kolbenbewegung zu bestimmen, da die erste Änderung im Signal schon einem gewissen Kolbenweg entspricht (im Durchschnitt 0.5 mm), der klein aber nicht vernachlässigbar ist.

Deswegen wurde Gl.(A-12.16) für verschiedene Werte der Anfangszeit t_0 (bei der $x-x_0$ gleich Null ist) angepaßt, und dann derjenige Wert von t_0 als Anfangspunkt gewählt, der den minimalen quadratischen Fehler im Vergleich mit dem Kolbenweg aus dem Lichtschrankensignal ergibt.

Für die Bestimmung der zweiten Konstante K_2 , die der Anfangsbeschleunigung entspricht, muß man die Masse des zu beschleunigenden Wassers kennen. Um die Wassermasse zu bestimmen, wurde zunächst die Konstante K_2 bei der Anpassung von Gl.(A-12.16) an die Lichtschrankendaten freigelassen, d.h. es wurde ein Algorithmus verwendet, der die Anpassung bei verschiedenen Werten dieser Konstante durchführt und dann denjenigen Wert wählt, der den quadratischen Fehler minimalisiert, genau wie bei der Wahl des Anfangspunktes.

Aus den auf diese Weise gefundenen 'besten Werte' der Konstante K_2 für alle Versuche mit Explosionsmutter wurde dann die 'beste betroffene' Wassermasse berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle A-12.1 zusammengefaßt. Für jeden Versuch sind die beste gefundene Anfangsbeschleunigung a_{fit} und die entsprechende Wassermasse sowohl in Kg ($m_{w,fit}$) als auch als Wasserhöhe im Zylinder vom Kolben aus gemessen, angegeben.

In Abb.A-12.13 werden die ermittelten Wasserhöhen mit den tatsächlichen Wasserhöhen verglichen. Man sieht, daß die Abweichung um so größer ist, je höher der Druck am Versuchsanfang ist; das liegt an den starken mechanischen Wellen, die besonders bei höheren Drücken auftreten.

Bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand ist die Abweichung kleiner als bei hohem Wasserstand ; der Durchschnittswert der berechneten Wasserhöhen beträgt 475 mm. Dieser Wert stimmt mit der tatsächlichen Wasserhöhe (477 mm) vom Kolben bis zur unteren Tauchplattenoberfläche sehr gut überein. Bei den Versuchen mit hohem Wasserstand gibt es eine viel größere Abweichung : der berechnete Durchschnittswert beträgt 940 mm während der tatsächliche Wert nur etwa 710 mm beträgt.

Schließlich wurde festgelegt, für beide Versuchsarten, sowohl bei niedrigem als auch bei hohem Wasserstand, die tatsächliche gesamte Wassermenge zur Berechnung von K_2 zugrunde zu legen. Die Anpassung nach Gl. (A-12.16) wurde wiederholt, diesmal jedoch mit festgelegtem K_2 : es wurde nur bei der Wahl des besten Anfangspunktes iteriert.

Die Ergebnisse sind in Tabelle A-12.2 aufgelistet. In den Abbildungen A-12.14 bis A-12.16 werden die aufgrund der Anpassung berechneten Kolbenwege, -geschwindigkeiten und -beschleunigungen (ausgezogene Linien) mit den entsprechenden Daten aus dem Lichtschrankensignal (Gl. A-12.1 bis A-12.3) für den Versuch Nr. 51 verglichen.

Schließlich werden in Abb. A-12.17 bis A-12.37 die endgültige Weg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurven aller Versuche (von Nr. 7 bis zu Nr. 69) gezeigt. In den Abb. A-12.17 bis A-12.19 werden die Kurven eines typischen Versuchs mit Ventil (Versuch Nr. 7) mit denen eines typischen Versuchs mit Explosionsmutter (Versuch Nr. 50) verglichen.

A-12.3 Korrektur der Kräfte auf die Tauchplatte

Wie bereits im Kapitel A-6 erwähnt, wurden die ersten Versuche mit Tauchplatten durchgeführt, deren effektiver Durchmesser, d.h. der Durchmesser auf den der Druck tatsächlich wirken kann, größer als der nominelle Durchmesser (Testrohrdurchmesser) war. Damit wurden die Kräfte, die auf die Tauchplatte wirken, überschätzt.

Um diese Fehler zu korrigieren, wurden 3 weitere Tauchplatten mit Einzelloch und korrigierter Dichtung, eine für jedes Perforationsverhältnis, mit verschiedenen Anfangsdrücken und sowohl mit hohem als auch mit niedrigem Wasserstand untersucht.

In Tabelle A-12.3 werden die Ergebnisse dieser Versuche mit denen der entsprechenden Versuche mit zu großen Tauchplatten verglichen. Für jedes Versuchspaar wurden die Verhältnisse :

$$(A-12.17) \quad r_{F5}(t) = F_{5r}(t) / F_{5f}(t)$$

$$(A-12.18) \quad r_{I5}(t) = \int F_{5r}(t) \cdot dt / \int F_{5f}(t) \cdot dt$$

zwischen den richtigen (Unterzeichen "r") und den falschen (Unterzeichen "f") Kräften und Kraftintegralen (Impulsen) auf die Tauchplatte berechnet.

Die Abbildungen A-12.38 und A-12.39 zeigen diese Funktionen für das Versuchspaar Nr. 44 und Nr. 54. Man sieht, daß am Versuchsanfang r_{F5} stark abweicht. In der Zeit, bis eine gewisse Kraft entsteht (die erste Lichtschrankenspitze ist hier bei 5 ms), ist der relative Meßfehler bei so kleinen Kräften sehr groß. Es ergeben sich sogar Werte von r_{F5} größer als 1, die auf 1 gesetzt worden sind.

Danach aber, wenn die Kraft anwächst, stabilisiert sich die Kurve und bleibt ziemlich konstant für die größte Zeit des Versuchs. Nur am Versuchsende ergeben sich wieder Schwingungen, die aber kleiner sind als am Versuchsanfang. Das Verhältnis der Integrale r_{I5} (Abb. A-12.39) ist natürlich glatter und bleibt während des ganzen Versuchs fast konstant, mit Ausnahme des Versuchsanfangs.

Für jedes der 10 Versuchspaare wurde der mittlere Wert $r_{F5,m}$ für den Bereich bestimmt, in dem die Werte r_{F5} fast konstant bleiben. Außerdem wurde der Endwert aus den r_{I5} Daten bestimmt: $r_{I5,f}$. Diese Werte sind in Tabelle A-12.3 angegeben.

Da es technisch unmöglich war, die Wiederholungsversuche exakt beim gleichen Anfangsdruck wie die ursprünglichen durchzuführen, wurden die Werte $r_{I5,f}$ durch Multiplizieren mit den Faktor :

$$(A-12.19) \quad p_f / p_r$$

korrigiert, wobei p_f der Druck beim Versuch mit zu großer Tauchplatte und p_r der Druck beim Versuch mit richtiger Tauchplatte bedeuten. Die korrigierten Werte r_e sind ebenfalls in Tabelle A-12.3 angegeben. Diese Werte wurden zur Bestimmung der endgültigen Korrekturfaktoren verwendet, und nicht die Werte $r_{F5,m}$, die jedoch ebenfalls zum Vergleich in der Tabelle angegeben sind.

In Abb. A-12.40 sind die Werte r_c als Funktion des Anfangsdrucks für die 10 Versuchspaare dargestellt. Es ist nicht möglich, den Einfluß des Anfangsdrucks oder der Wasserhöhe festzustellen. Man kann nur sehen, daß die Werte r_c um so kleiner sind, je höher das Perforationsverhältnis, d.h. je größer die Bohrung ist.

Für jedes Perforationsverhältnis wurde der mittlere Wert von r_c $r_{c,m}$ berechnet und in Tabelle A-12.4 eingetragen.

Wäre der Druck auf die Tauchplattenoberfläche gleichmäßig verteilt, könnte man die Werte r_{ct} theoretisch berechnen, nämlich durch die Beziehung :

$$(A-12.20) \quad r_{ct} = \frac{\text{effektive Oberfläche der richtigen Tauchplatte}}{\text{effektive Oberfläche der zu großen Tauchplatte}}$$

wobei die effektive Oberfläche die Gesamtfläche der Tauchplatte bis zur O-Ring Dichtung ohne die Bohrungsfläche ist. Die theoretisch berechneten r_{ct} Werte sind in Tabelle A-12.4 neben den gemessenen für jedes Perforationsverhältnis angegeben und auch in Abb. A-12.39 als durchgezogene Linien dargestellt.

Für das kleinste Perforationsverhältnis (12.0 %) stimmen theoretische und gemessene Werte sehr gut überein : das bedeutet, daß der Druck auf der Tauchplatte praktisch gleichmäßig verteilt ist. Für das mittlere Perforationsverhältnis gibt es einen Unterschied von 3.1 % zwischen beiden Werten, und beim höchsten Perforationsverhältnis (25.0 %) einen relativen Unterschied von 2.8 %.

Schließlich wurde beschlossen, die theoretischen Werte r_{ct} , die nur eine Funktion des Perforationsverhältnisses sind, als endgültige Korrekturfaktoren für die Versuche mit zu großen Platten zu verwenden. Alle Daten der Tauchplattenkräfte bei Versuchen mit zu großen Tauchplatten wurden mit diesen Koeffizienten korrigiert. Die maximalen Kräfte auf die Tauchplatten und deren Integrale, die in den Tabellen A-11.1 und A-11.2 aufgelistet sind, wurden bereits mit diesen Koeffizienten korrigiert.

TABELLE A-12.1

Versuche mit Explosionsmutter : berechnete Wassermassen

V e r s N.	Druck bar	a fit,0 -2 ms	m w,fit Kg	h H20 mm	V e r s N.	Druck bar	a fit,0 -2 ms	m w,fit Kg	h H20 mm
25	8.2	420	9.58	1008	48	198.4	9873	10.06	1059
26	> 14.	1096	-	-	49	122.8	6061	10.21	1074
27	20.0	1061	9.00	947	50	166.9	7273	12.50	1316
28	19.8	1156	7.53	792	51	163.1	12294	4.23	445
29	40.6	2535	6.58	692	52	123.9	8877	4.82	507
30	60.6	4428	4.59	483	53	191.6	8367	12.46	1311
31	82.7	3888	11.07	1165	54	123.9	5232	13.13	1381
32	101.6	6857	5.56	584	55	127.1	11235	2.56	270
33	81.8	5557	5.37	564	56	41.5	2517	6.98	735
34	41.3	3047	4.48	471	57	166.3	7365	12.19	1283
35	40.9	2555	6.57	691	58	81.6	4151	9.69	1020
36	40.0	2749	5.33	561	59	81.6	6508	3.61	380
37	81.1	4846	7.19	757	60	187.6	7590	14.01	1474
38	80.3	5449	5.49	577	61	163.9	10134	6.71	706
39	80.3	6084	4.17	439	62	165.5	13305	3.52	371
40	81.1	3829	10.99	1157	63	83.9	5213	6.65	699
41	40.2	2209	8.44	889	64	83.1	6091	4.55	479
42	41.3	3033	4.53	476	65	40.9	3122	4.09	431
43	82.7	5689	5.32	559	66	162.4	6900	13.00	1368
44	121.3	4873	14.16	1490	67	84.3	5343	6.38	670
45	163.8	-	-	-	68	40.6	2761	5.46	574
46	162.2	11148	5.33	561	69	82.0	6417	3.81	402
47	124.4	8062	6.08	640					

T A B E L L E A-12.2

Versuche mit Explosionsmutter. Anpassung mit theoretischer Lösung.

V e r s Nr.	p 1,0 bar	a fix. -2 m·s	v max,f -1 m·s	Beste Verz. ms	K ₁ -1 m	K ₃ -1 m·s	Mittel- fehler pro Punkt mm
25	8.2	496.	3.404	0.872	41.5257	3.4557	0.303
26	20.0	1224.	5.329	0.085	41.2563	5.4459	0.291
27	20.0	1224.	5.351	0.105	40.0045	5.5305	0.270
28	19.8	1211.	5.307	0.048	41.7415	5.3868	0.276
29	40.6	2494.	7.620	0.477	40.7170	7.8263	0.137
30	60.6	3727.	9.072	0.280	45.0522	9.0958	0.447
31	82.7	5090.	10.832	0.091	41.2082	11.1142	0.495
32	101.6	6256.	11.704	0.396	44.9449	11.7978	0.380
33	81.1	5946.	10.790	0.275	49.7108	10.9370	0.157
34	41.3	3023.	7.733	0.658	49.1521	7.8428	0.077
35	40.9	2512.	10.446	0.211	22.0741	10.6686	0.344
36	40.0	2928.	10.446	0.194	25.9731	10.6173	0.299
37	81.1	4992.	14.484	0.238	21.7277	15.1569	0.311
38	80.3	4942.	14.487	0.350	22.5539	14.8030	0.400
39	80.3	5888.	14.727	0.421	26.3204	14.9561	0.150
40	81.1	4992.	7.803	0.302	80.7994	7.8599	0.355
41	40.2	2469.	5.473	0.349	81.2910	5.5114	0.218
42	41.3	3023.	5.439	0.683	101.730	5.4516	0.096
43	82.7	6064.	7.849	0.443	97.8724	7.8712	0.104
44	121.3	7471.	9.536	0.228	81.5511	9.5712	0.571
45	163.8	-	-	-	-	-	-

Tabelle A-12.2 (Fortsetzung)

V	p	a	v	Beste	K1	K3	Mittel-
e	1,0	fix.	max, f	Verz.			fehler
r							pro
s		-2	-1		-1	-1	Punkt
Nr.	bar	m s	m s	ms	m	m s	mm
46	162.2	11902.	11.109	0.292	95.8463	11.1437	0.142
47	124.4	9126.	9.782	0.271	94.7341	9.8151	0.187
48	198.4	12225.	11.758	0.332	87.9872	11.7875	0.381
49	122.8	7563.	13.042	0.302	42.4241	13.3520	0.434
50	166.9	10283.	14.984	0.190	44.2718	15.2403	0.645
51	163.1	11968.	15.154	0.258	50.4995	15.3948	0.177
52	123.9	9090.	13.308	0.289	50.2307	13.4520	0.124
53	191.6	11806.	15.984	0.223	44.9908	16.1991	0.685
54	123.9	7631.	9.500	0.217	84.0062	9.5309	0.501
55	127.1	9325.	9.709	0.421	97.6853	9.7701	0.184
56	41.5	2549.	5.558	0.279	81.7126	5.5857	0.226
57	166.3	10246.	15.066	0.200	43.1959	15.4011	0.595
58	81.6	5022.	10.700	0.270	41.7620	10.9664	0.361
59	81.6	5983.	10.615	0.418	51.8674	10.7402	0.156
60	187.6	11559.	15.984	0.144	43.2915	16.3405	0.756
61	163.9	10098.	15.154	0.277	40.8320	15.7258	0.225
62	165.5	12145.	15.331	0.287	50.6067	15.4914	0.247
63	83.9	5164.	11.012	0.247	40.3200	11.3173	0.188
64	83.1	6093.	11.016	0.344	48.0062	11.2661	0.062
65	40.9	2512.	7.849	0.870	38.2597	8.1036	0.332
66	162.4	10005.	10.978	0.269	82.2001	11.0326	0.481
67	84.3	5189.	14.729	0.298	22.2901	15.2575	0.273
68	40.6	2494.	10.363	0.645	21.9508	10.6591	0.372

Tabelle A-12.2 (Fortsetzung)

V	p	a	v	Beste	K1	K3	Mittel-
e	1,0	fix.	max, f	Verz.			fehler
r							pro
s		-2	-1		-1	-1	Punkt
Nr.	bar	m s	m s	ms	m	m s	mm
69	82.0	6012.	14.729	0.388	26.9350	14.9405	0.233
70	39.5	2564.	4.498	0.724	125.960	4.5155	0.147
71	81.1	5274.	6.364	0.382	129.540	6.3807	0.167
72	81.1	5479.	6.462	0.453	130.120	6.4891	0.125
73	82.7	5696.	6.458	0.450	134.910	6.4976	0.148

TABELLE A-12.3

Korrektur der Kräfte auf die Tauchplatte

MODIFIZIERTE PLATTE				ZU GROSSE PLATTE				
Vers. Nr.	Druck bar	Wasser mm	r_p %	Wied. vom Vers. Nr.	Druck bar	r_{F5m}	r_{I5f}	Faktor r_c
54	123.9	227	12.0	44	121.3	0.839	0.831	0.814
55	127.1	0	12.0	47	124.4	0.820	0.826	0.808
56	41.5	227	12.0	41	40.2	0.887	0.874	0.847
57	166.3	227	17.1	50	166.9	0.800	0.798	0.801
58	81.6	247	17.1	31	82.7	0.765	0.772	0.782
59	81.6	0	17.1	33	81.1	0.780	0.782	0.777
60	187.6	227	17.1	53	191.6	0.784	0.776	0.793
67	84.3	227	25.0	38	80.3	0.808	0.797	0.759
68	40.6	227	25.0	35	40.9	0.772	0.775	0.781
69	82.0	0	25.0	39	80.3	0.800	0.804	0.787

TABELLE A-12.4

Korrekturfaktoren für die Kräfte auf zu großen Tauchplatten

r_p	r_{cm}	$r_{ct} = r$
0.120	0.823	0.822
0.171	0.788	0.813
0.250	0.776	0.798

A-13 Widerstandskoeffizient

A-13.1 Effekte der Beschleunigung auf den Widerstandskoeffizienten

Einen zweiten Grund der quantitativen Ungenauigkeit bei starker Beschleunigung kann man im Diagramm 8.1 sehen, wenn man die gefilterten und ungefilterten Meßsignale eines Versuchs mit Explosionsmutter (Versuch Nr. 54) in Abb. A-15.1 bzw. A-13.2 berücksichtigt. Man sieht, daß die gefilterten Signale, aus denen das Diagramm 8.1 gewonnen wurde, den Mittelwert ziemlich starker Schwingungen darstellen. Hätte man die ungefilterten Signale zur Erstellung der Abb. 8.1 verwendet, so hätte die Kurve im stark beschleunigten Anfangsbereich viel unregelmäßiger ausgesehen. Eine Diskussion über die sehr starken mechanischen Schwingungen, die bei den Versuchen mit Explosionsmutter auftreten, findet man im Kapitel 9.

Von diesen zwei Schwierigkeiten, die bei der Auswertung der Widerstandskoeffizienten im beschleunigten Bereich auftreten, konnte man die erste voll beseitigen, die zweite tritt nur bei den Versuchen mit Explosionsmutter auf.

Die folgenden Abbildungen zeigen die gleichen Ergebnisse wie in den Abbildungen 8.1 (P_3-P_4 als Funktion vom Geschwindigkeitsquadrat), 8.2 (F_5 als Funktion vom Geschwindigkeitsquadrat) und 8.3 (F_5 als Funktion von P_3-P_4) in dieser Reihenfolge für mehreren Versuche: in den Abbildungen A-13.3 bis A-13.5 sind die Ergebnisse für die Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand von Nr. 7 bis Nr. 14, in den Abbildungen A-13.6 bis A-13.8 für die Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 15 bis 18, in den Abbildungen A-13.9 bis A-13.11 für die Versuche mit Ventil bei niedrigem Wasserstand, in den Abbildungen A-13.12 bis A-13.14 für die Versuche mit Explosionsmutter bei hohem Wasserstand und in den Abbildungen A-13.15 bis A-13.17 die Ergebnisse für die Versuche mit Explosionsmutter bei niedrigem Wasserstand dargestellt.

In den Abbildungen A-13.12, A-13.13, A-13.15 und A-13.16 kann man sehen, daß sich die Meßergebnisse hauptsächlich in 3 verschiedenen Gruppen einordnen, eine für jedes Perforationsverhältnis: je kleiner das Perforationsverhältnis ist (d.h. je kleiner die Bohrung ist), desto höher ist die Druckdifferenz und die Kraft auf die Tauchplatte.

A-13.2 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den
Versuchen mit Ventil

In den Abbildungen 8.4 bis 8.7 und A-13.18 bis A-13.22 sind die experimentellen Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung durch eine perforierte Platte für die Versuche mit Ventil dargestellt.

In Abbildung A-13.20 (Versuche Nr.19 bis 24) hat nur der erste Meßpunkt jedes Versuchs (Punkt mit dem höchsten r) eine Reynoldszahl, die kleiner als 10^5 , aber größer als 3×10^4 , in den meisten Fällen etwa 8×10^4 , ist. Der zweite Meßpunkt hat schon eine Reynoldszahl, die größer als 10^5 ist.

A-13.2.1 Versuche mit hohem Wasserstand bei niedrigen Reynoldszahlen
.....

Abbildung A-13.19, die eine Vergrößerung der Abb. 8.6 ist, zeigt Ergebnisse bei den 3 Versuchen Nr. 15, 15' und 16 mit Ventil bei hohem Wasserstand, bei denen die Beschleunigung 3 bis 7 mal kleiner war als in den Versuchen 7 bis 14 (Abbildung 8.4, 8.5 und A-13.18). Die Maximalgeschwindigkeit war ebenfalls kleiner, aber nur in den Versuchen 15 und 15'. Die Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve dieser Versuche sind in den Abbildungen A-12.21 bzw. A-12.22 zum Vergleich zusammen mit anderen Versuchen mit Ventil dargestellt.

A-13.2.2 Versuche mit niedrigem Wasserstand
.....

In den Abbildungen A-13.20 und in deren Vergrößerungen Abbildungen A-13.21 und A-13.22, sind die Ergebnisse für die Versuche mit Ventil bei niedrigem Wasserstand dargestellt. Hierfür wurde der Widerstandskoeffizient bei stationärer Strömung zu:

(A-13.1) $\zeta_s = 74.6$

geschätzt. Dadurch stimmen die Diagramme mit denen für die Versuche bei hohem Wasserstand (Nr.7 bis 14) in den Abbildungen 8.4, 8.5 und A-13.18 qualitativ überein. In beiden Fällen ergibt sich ein minimaler Wert von $\zeta_U/\zeta_S \approx 0.80$.

Die Punkte bei den höchsten Γ -Werten (Abb. A-13.20) streuen hierbei viel stärker als bei den Versuchen mit hohem Wasserstand (Abb. 8.4), außerdem haben einige Punkte bei den höchsten Γ -Werten sehr kleine (sogar negative) Werte ζ_U/ζ_S .

Der Grund dafür ist, daß bei den Versuchen mit Ventil bei niedrigem Wasserstand die Kraft auf die Tauchplatte immer später anwächst als bei den entsprechenden Versuchen mit hohem Wasserstand, deswegen ist diese Kraft, aus der ζ_U berechnet wird, bei den ersten Punkten sehr klein und ungenau.

Außerdem gibt es bei den Versuchen mit Ventil bei niedrigem Wasserstand am Versuchsanfang immer kleine Schwingungen der Kraft auf die Tauchplatte, die bei den entsprechenden Versuchen bei hohem Wasserstand nie auftreten: dies erklärt die größere Streuung der Punkte am Versuchsanfang.

Man kann diese Unterschiede z.B. beim Vergleich der Abbildungen A-13.23 (Versuch Nr.8, hoher Wasserstand) und A-13.24 (Versuch Nr.22, niedriger Wasserstand), Meßsignale von 2 Versuchen deren einziger Unterschied die Wasserhöhe ist, deutlich erkennen. Die Ursache dieser Unterschiede ist unbekannt: möglicherweise bilden sich am Anfang zwei unterschiedliche Strömungsformen aus.

Ebenfalls unbekannt ist, weshalb der Widerstandskoeffizient bei stationärer Strömung ζ_S , der aus den Diagrammen geschätzt werden kann (Gl. A-13.1) etwas kleiner als bei hohem Wasserstand (Gl.8.8) ist: beide Werte unterscheiden sich um etwa 10%.

Bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand ist die Strömung deutlich ein kontrahierter Freistrahls (Film). Deswegen sollte der Widerstandskoeffizient bei stationärer Strömung gleich oder eventuell etwas höher sein als bei den Versuchen mit hohem Wasserstand, bei denen sich auch, wie schon erwähnt wurde, die Strömung in Form eines Freistrahls entwickelt.

Folgende Beziehungen werden für die Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung bei niedrigem Wasserstand vorgeschlagen:

$$(A-13.2) \quad \begin{array}{ll} 0.00 < \Gamma \leq 0.04 : & \zeta_u/\zeta_s = 1 - 10\Gamma + 125\Gamma^2 \\ 0.04 < \Gamma \leq 0.15 : & \zeta_u/\zeta_s = \frac{17}{20} - \frac{5}{2}\Gamma + \frac{125}{4}\Gamma^2 \end{array}$$

Diese Funktionen sind als volle Linien in den Abbildungen A-13.21 und A-13.22 dargestellt.

Die maximale Reynoldszahlen bei den Ventilversuchen mit niedrigem Wasserstand lagen zwischen 3.8×10^5 und 4.1×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 1.7 und 3.2.

A-13.3 Widerstandskoeffizienten für instationäre Strömung bei den Versuchen mit Explosionsmutter

Die Abbildungen 8.8 und A-13.25 bis A-13.44 zeigen die experimentellen Widerstandskoeffizienten bei instationärer Strömung durch eine perforierte Platte für die Versuche mit Explosionsmutter.

A-13.3.1 Versuche mit nominellem Perforationsverhältnis und hohem Wasserstand

Betrachten wir zunächst die Versuche mit nominelle Perforationsverhältnis (17.1%) und hohem Wasserstand, Abb. A-13.25 und deren Vergrößerungen Abbildungen 8.8 und A-13.26. Die Daten auf diesen Bildern wurden aus den Versuchen Nr. 25 bis 32 und Nr. 49,50,53,57,58,60 gewonnen, also insgesamt 14 Versuche, die sehr unterschiedliche Anfangsdrücke haben.

Beim Vergleich mit den entsprechenden Ventilversuchen (Abbildungen 8.4, 8.5 und A-13.18) sieht man, daß es bei den Versuchen mit Explosionsmutter eine viel größere Streuung gibt, zumindest für große Γ -Werte. Dies ist damit zu erklären, daß sich bei dieser Versuchsart starke Druckschwingungen in der stark beschleunigten Anfangsphase ergeben: man kann diese Schwingungen z.B. bei den größten Γ -Werten in den Abbildungen 8.8 und A-13.26 sehen.

Qualitativ stimmen diese Diagramme mit denen der Ventilversuche überein. Am Versuchsanfang ergeben sich sehr hohe Γ -Werte wegen der großen Anfangsbeschleunigung und der kleinen Anfangsgeschwindigkeit, aber die Streuung ist sehr groß. In den Abbildungen 8.8 und A-13.26 sind zum Vergleich die vorgeschlagenen Beziehungen für die Versuche mit Ventil (Gl. 8.9) als ausgezogene Linien eingetragen.

Der Wert des Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung, der für die Abbildungen A-13.25, A-13.26 und 8.8 verwendet wurde ist:

$$(A-13.3) \quad \zeta_s = 90.1$$

also 9% höher als der entsprechende Wert bei den Ventilversuchen (Gl. 8.6).

Die maximalen Reynoldszahlen lagen zwischen 3.54×10^5 und 18.9×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.452 und 0.691. Die Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurven dieser Versuche sind in den Abbildungen A-12.27 bzw. A-12.28 dargestellt.

A-13.3.2 Versuche mit nominellem Perforationsverhältnis und niedrigem Wasserstand

Abb. A-13.27 und deren Vergrößerungen, Abbildungen A-13.28 und A-13.29, zeigen die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter mit nominellem (17.1%) Perforationsverhältnis und niedrigem Wasserstand: Versuche Nr. 33, 34, 51, 52, 59. Man kann hierfür den stationären Widerstandskoeffizienten etwas besser schätzen: der Wert nach Gl.(A-13.3) wurde mit Hilfe dieser Daten geschätzt.

Zum Vergleich sind die vorgeschlagenen Beziehungen für die entsprechenden Versuche mit Ventil Gl. (A-13.2) als durchgezogene Linie dargestellt. Die Abweichung ist relativ geringer als bei den Versuchen mit hohem Wasserstand, weil die sich ergebenden Druckwellen bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand schwächer sind. Die maximalen Reynoldszahlen lagen zwischen 8.40×10^5 und 17.8×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.452 und 0.580.

A-13.3.3 Versuche mit der Platte mit 7 Bohrungen

In Abb. A-13.30 und in den Vergrößerungen, Abbildungen A-13.31 und A-13.32 sind die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter mit nominellem (17.1%) Perforationsverhältnis, aber mit der Platte mit 7 Bohrungen (Platte Nr. 4, Tabelle A-6.1) bei hohem und niedrigem Wasserstand dargestellt: Versuche Nr. 61 bis 65.

Der gewählte Wert des Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung ist wieder der von Gl.(A-13.3). Als volle Linie ist die vorgeschlagene Beziehung aus den Versuchen mit Ventil und mit hohem Wasserstand Gl.(8.9), als gestrichelte Linie die Beziehung für die Versuche mit Ventil bei niedrigem Wasserstand, Gl. (A-13.2) dargestellt. Obwohl die charakteristischen Schwingungen bei allen Versuchen mit Explosionsmutter auftreten, stimmen die Ergebnisse für die dünne Platte mit 7 Bohrungen qualitativ gut mit den Ergebnissen für die Platten mit Einzelloch überein. Es gibt also keinen großen Einfluß aufgrund der Anzahl der Bohrungen. Die maximalen Reynoldszahlen (in Zylinder) lagen bei diesen Versuchen zwischen 9.38×10^5 und 18.5×10^5 , die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.428 und 0.520.

A-13.3.4 Versuche mit dem kleinsten Perforationsverhältnis

Die Abb. A-13.33 und deren Vergrößerungen Abbildungen A-13.34 und A-13.35 zeigen die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter für das kleinste (12.0%) Perforationsverhältnis und hohen Wasserstand: Versuch Nr. 40,41,44, 48,54,56. Hierfür wurde der Wert:

$$(A-13.4) \quad \zeta_s = 185.$$

für den Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung gewählt. Diesem Wert entspricht aufgrund von Gl. (8.7) ein Freistrahls mit dem Kontraktionskoeffizienten:

$$(A-13.5) \quad c_c = 0.611$$

Die Ergebnisse sind qualitativ ähnlich zu denen der anderen Versuche: die Anfangsgeschwindigkeiten sind hier aber wegen des kleineren Perforationsverhältnisses noch stärker. Wegen der starken Streuung kann keine Anpassung vorgenommen werden. Die maximalen Reynoldszahlen lagen zwischen 6.30×10^5 und 14.5×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.316 und 0.435.

Abb. A-13.36 und die Vergrößerungen Abbildungen A-13.37 und A-13.38 zeigen die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter beim kleinsten Perforationsverhältnis (12.0%) und niedrigem Wasserstand: Versuche Nr. 42,43,46,47,55. Der gewählte Wert des stationären Widerstandskoeffizienten ist der gleiche wie bei den entsprechenden Versuchen mit hohem Wasserstand Gl.(A-13.4). Die maximalen Reynoldszahlen lagen zwischen 6.31×10^5 und 13.6×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.302 und 0.354.

A-13.3.5 Versuche mit dem größten Perforationsverhältnis

Abb. A-13.39 und die Vergrößerungen Abbildungen A-13.40 und A-13.41 zeigen die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter beim größten Perforationsverhältnis (25.0%) und hohem Wasserstand: Versuche Nr. 35,37,38,67,68. Hierfür wurde:

$$(A-13.6) \quad \zeta_s = 39.8$$

für den Widerstandskoeffizienten bei stationärer Strömung gewählt. Diesem Wert entspricht nach Gl. (8.7) ein Freistrahls mit dem Kontraktionskoeffizienten:

$$(A-13.7) \quad c_c = 0.626$$

Die Schwingungen sind hier wegen des größten Perforationsverhältnisses schwächer als bei den anderen Versuchen, so daß eine Anpassung der Meßdaten vorgenommen werden kann:

$$(A-13.8) \quad \begin{array}{ll} 0.00 < \Gamma \leq 0.25 & : \quad \zeta_u/\zeta_s = 1 - \frac{24}{5}\Gamma + \frac{96}{5}\Gamma^2 \\ 0.25 < \Gamma \leq 1.00 & : \quad \zeta_u/\zeta_s = -\frac{12}{13} + \frac{100}{13}\Gamma \end{array}$$

Diese Funktionen werden in den Abbildungen A-13.40 und A-13.41 als ausgezogene Linien dargestellt. Die maximalen Reynoldszahlen lagen zwischen 11.4×10^5 und 16.9×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.757 und 0.918.

In Abb. A-13.42 und in den Vergrößerungen Abbildungen A-13.43 und A-13.44 sind die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter beim größten (25.0%) Perforationsverhältnis und niedrigem Wasserstand gezeigt: Versuche Nr. 36, 39, 69. Der gleiche Werte für ζ_s wie bei den entsprechenden Versuchen mit hohem Wasserstand Gl. (A-13.6) wurde angenommen. Die Ergebnisse können folgendermaßen beschrieben werden.

$$(A-13.9) \quad \begin{array}{ll} 0.00 < \Gamma \leq 0.25 & : \quad \zeta_u/\zeta_s = 1 - \frac{16}{5}\Gamma + \frac{64}{5}\Gamma^2 \\ 0.25 < \Gamma \leq 0.60 & : \quad \zeta_u/\zeta_s = -\frac{1}{14} + \frac{30}{7}\Gamma \end{array}$$

Diese Funktionen sind in den Abbildungen A-13.43 und A-13.44 als ausgezogene Linien dargestellt. Die maximalen Reynoldszahlen lagen zwischen 11.5×10^5 und 17.2×10^5 und die Strouhalzahlen beim Erreichen der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.872 und 0.970.

Die Ergebnisse der Versuche mit Explosionsmutter Abb. A-13.26, A-13.29, A-13.32, A-13.35, A-13.38, A-13.41 und A-13.44 zeigen teils deutlich, teils weniger deutlich, daß der Widerstandskoeffizient bei instationärer Strömung und negativen Γ -Werten kleiner als der Wert bei stationärer Strömung wird. Bei Ergebnissen der Versuche mit Ventil, Abb. A-13.18 und A-13.22 kann jedoch die umgekehrte Tendenz beobachtet werden.

Der Grund für diesen Unterschied ist unbekannt. Der größte qualitative Unterschied zwischen den beiden Versuchsarten liegt darin, daß bei den Versuchen mit Explosionsmutter die Geschwindigkeit eine scharfe Spitze aufweist (s. Abbildung A-12.18) während sich bei den Versuchen mit Ventil ein relativ langes Geschwindigkeitsplateau ergibt oder die Geschwindigkeit um einen Maximalwert schwingt.

A-14 Analyse der Druckwellen bei den Versuchen mit Explosionsmutter

Abb. A-14.1 zeigt die Ergebnisse des Versuchs Nr. 74: die Spitzen im Kraftsignal (F_5) und Drucksignal (P_3) entsprechen dem Zeitpunkt, an dem das Wasser mit einer Geschwindigkeit von mehr als 20 m/s (siehe Geschwindigkeitskurve in Abb. A-14.2) auf die perforierte Platte trifft. Abb. A-14.3 zeigt die Form des Freistrahls, der sich bei einem ähnlichen Versuch (Versuch Nr. 76) bei einem Anfangsniveau des Wassers ergab, das niedriger als die Platte ist. Da die Filmaufnahme beim Versuch Nr. 74 schlecht war, wurde der Versuch mit Ventilvorrichtung wiederholt, nur um den Strahl zu filmen. Merkwürdig sind die Schwingungen des Strahldurchmessers, die man bei den ersten Bildern beobachten kann.

In Abb. 16.1 kann man sehen, daß die Kraftaufnehmer an der Tauchplatte (Signal F_5) und auch der Druckaufnehmer P_3 keine Schwingungen aufweisen, solange das Wasser die Tauchplatte nicht erreicht. Das beweist, daß mechanische Schwingungen, die durch die Zündung der Explosionsmutter erzeugt werden, die Messung der Druck- und Kraftaufnehmer praktisch nicht stören können. Die Schwingungen haben also eine andere Ursache, die darauf zurückgeführt werden muß, daß das Wasser bis zur Tauchplatte steht.

A-15 Kräfte auf den Reaktordeckel

A-15.1 Versuche mit Ventil

Für jeden Versuch ist die maximale gemessene obere Kraft (F_G) und der Gesamtimpuls (I_G) in Tab. A-11.1, A-11.2 angegeben.

Die Abbildungen A-15.1 und A-15.2 zeigen die gemessenen Kräfte auf die obere Platte und die berechneten Impulse als Funktion der Zeit (der Nullpunkt der Zeit ist bei 5 ms vor der ersten Änderung im Lichtschrankensignal festgelegt worden) für die Versuche mit Ventil. Man sieht, daß bei den Versuchen mit hohem Wasserstand (Versuche Nr. 7 bis Nr. 14) die obere Kraft relativ klein ist und der Zeitverlauf der Kraft annähernd die Form eines Dreiecks hat; bei den Versuchen mit niedrigem Wasserstand ist die Kraft jedoch viel größer und unregelmäßiger, mit hohen Spitzen besonders am Anfang, also beim ersten Stoß des Strahls gegen die Platte. Man sieht auch, daß wegen der größeren Geschwindigkeit des Freistrahls die Kraft auf die obere Platte früher entsteht.

A-15.2 Versuche mit Explosionsmutter

In den Abbildungen A-15.3 bis A-15.12 sind die gemessenen Kräfte und die berechneten Impulse auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter dargestellt. Bei diesen Versuchen ist der Unterschied zwischen Versuchen mit hohem und niedrigem Wasserstand nicht mehr so deutlich wie bei den Versuchen mit Ventil, da mit der Explosionsmutter wesentlich größere Reynoldszahlen erreicht werden und sich damit die Strömung, auch bei den Versuchen mit hohem Wasserstand, einem Freistrahln annähert.

Schließlich ist in Abb. A-15.13 die Versuchsdauer, unter der die Gesamtdauer der Kolbenbewegung verstanden wird, als Funktion des Maximaldrucks im Fluid dargestellt. Bei den Versuchen mit Ventil entspricht das einem Kolbenweg von etwa 600 mm, bei denen mit Explosionsmutter aber nur einem Weg von etwa 470 mm. Hier spielt der Wasserstand keine große Rolle: der Hauptparameter ist das Perforationsverhältnis.

A-16. Schlußfolgerungen

Der Wert von Γ , bei dem das Verhältnis τ_u/τ_s gleich 1 wird, betrug:

$$(A-16.1) \quad \Gamma^* \approx 0.085$$

bei den Versuchen mit nominellem Perforationsverhältnis (17.1%) und hohem Wasserstand, und:

$$(A-16.2) \quad \Gamma^* \approx 0.12$$

bei Versuchen mit niedrigem Wasserstand. Für die Versuche mit dem höchsten Perforationsverhältnis (25.0%) ergab sich:

$$(A-16.3) \quad \Gamma^* \approx 0.25,$$

unabhängig vom Wasserstand. Für die Versuche mit dem kleinsten Perforationsverhältnis (12.0%) konnte kein genauer Wert von Γ^* ermittelt werden, jedenfalls scheint Γ^* etwas kleiner zu sein als beim nominellen Perforationsverhältnis.

Nomenklatur (Anhang)

1. Lateinische Buchstaben

A	(m ²)	Fläche
b	(-)	Exponent, Koeffizient
f	(Hz)	Frequenz
F ₅	(N)	Kraft auf die Tauchplatte
F ₆	(N)	Kraft auf die obere Platte
I ₅	(N·s)	Impuls auf die Tauchplatte
I ₆	(N·s)	Impuls auf die obere Platte
K ₁	(m ⁻¹)	Konstante
K ₂	(m·s ⁻²)	Konstante
K ₃	(m·s ⁻¹)	Konstante
l	(m)	Abstand
m	(kg)	Masse
n		Anzahl
p	(m)	Abstand der Bohrungen
r _{j1}	(-)	Bezogener Wasserstrahlweg bei niedrigem Wasserstand
r _{jh}	(-)	Bezogener Wasserstrahlweg bei hohem Wasserstand
ROC		Realtime-online-clock
x	(m)	Weg

2. Griechische Buchstaben

Γ*	(-)	Wert von Γ bei dem τ_u/τ_s gleich 1 wird
θ	(m)	Dicke der Tauchplatte

3. Indizes

c	korrigiert
f	Reibung; falscher Wert
fit	Näherungswert
m	Mittelwert
mitt.	Mittelwert
r	richtiger Wert
t	theoretischer Wert
w	vom Wasser
2-3	zwischen Position 2 und Position 3 im Zylinder

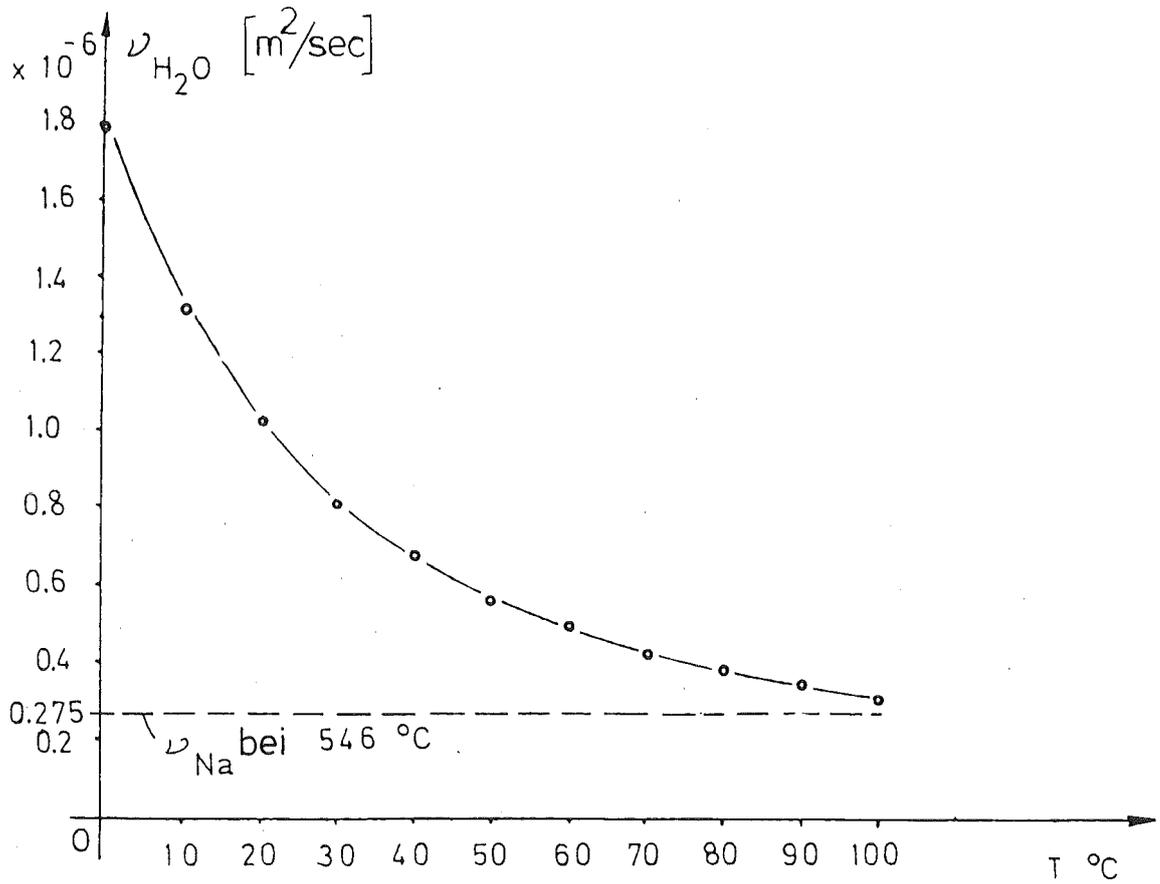


Abb.A-1.1: Kinematische Zähigkeit des Wassers als Funktion der Temperatur.

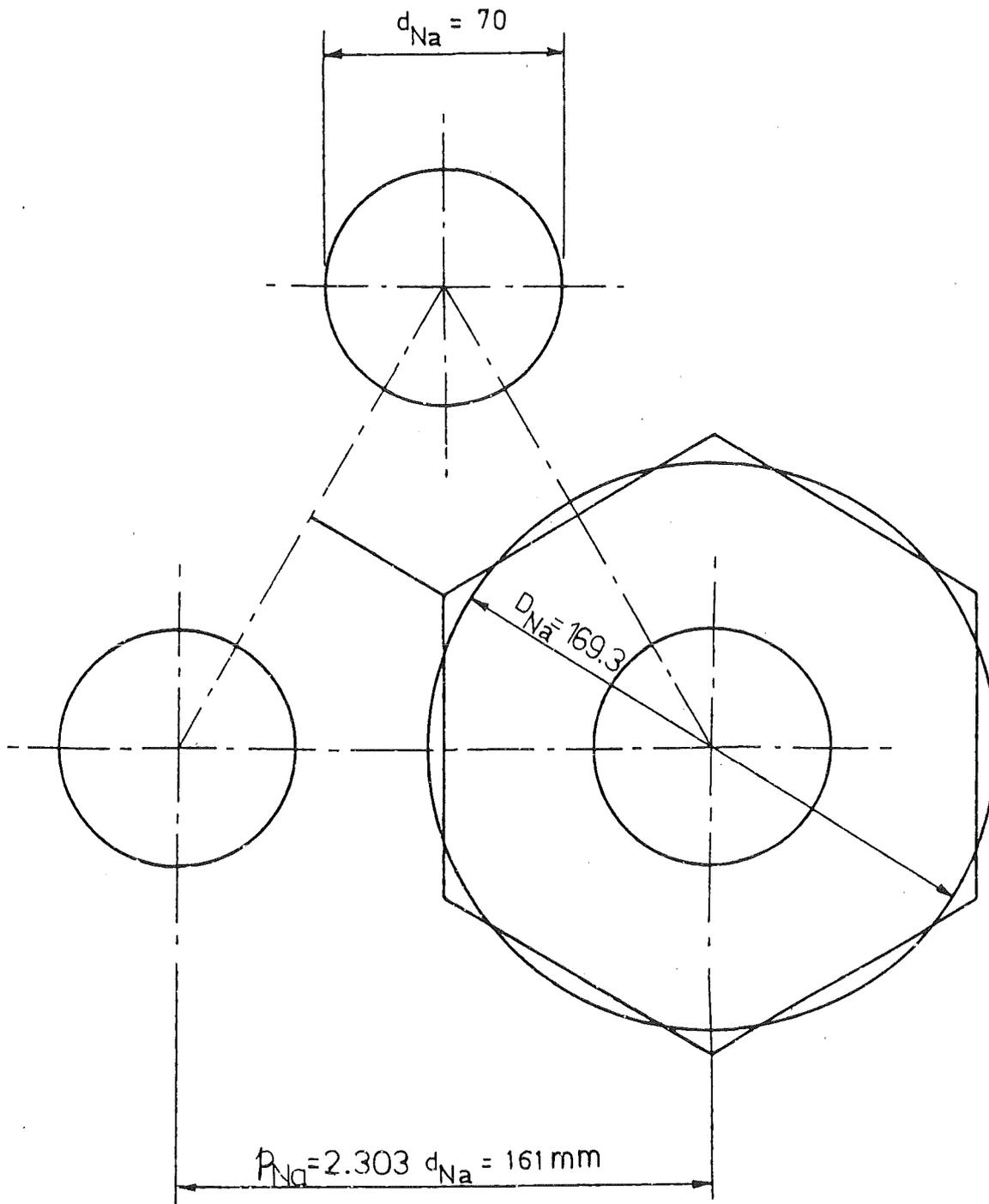


Abb. A-1.2: Geometrie der Bohrungen in der Reaktortauchplatte (dreieckige Anordnung)

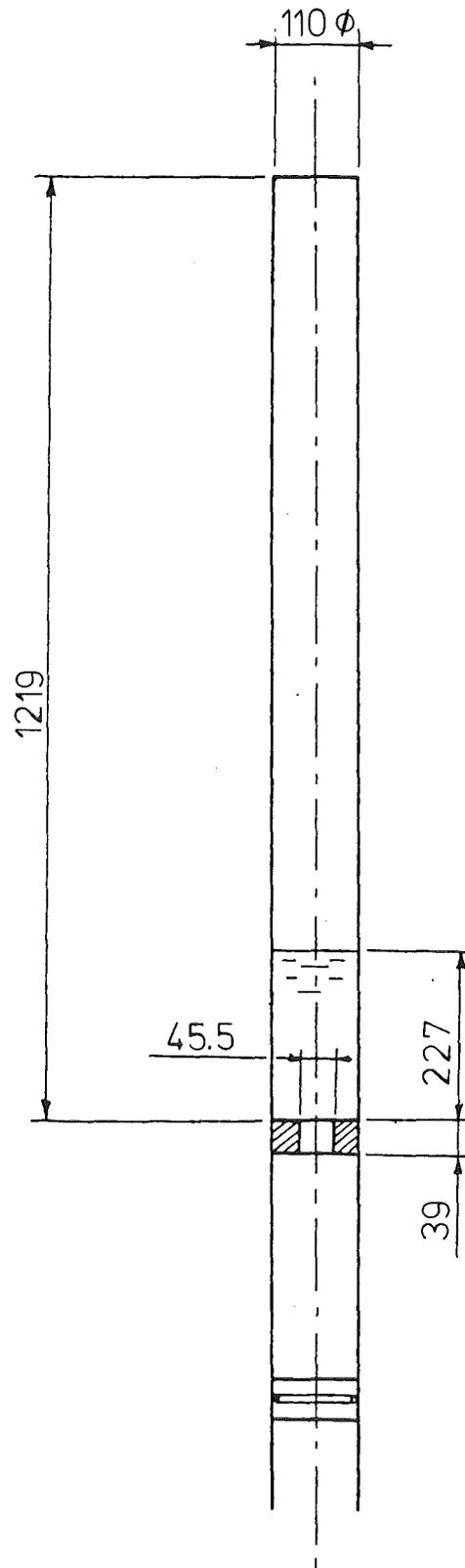


Abb. A-1.3: Schematische Darstellung des Modells (Maßstabsfaktor = 0.650)

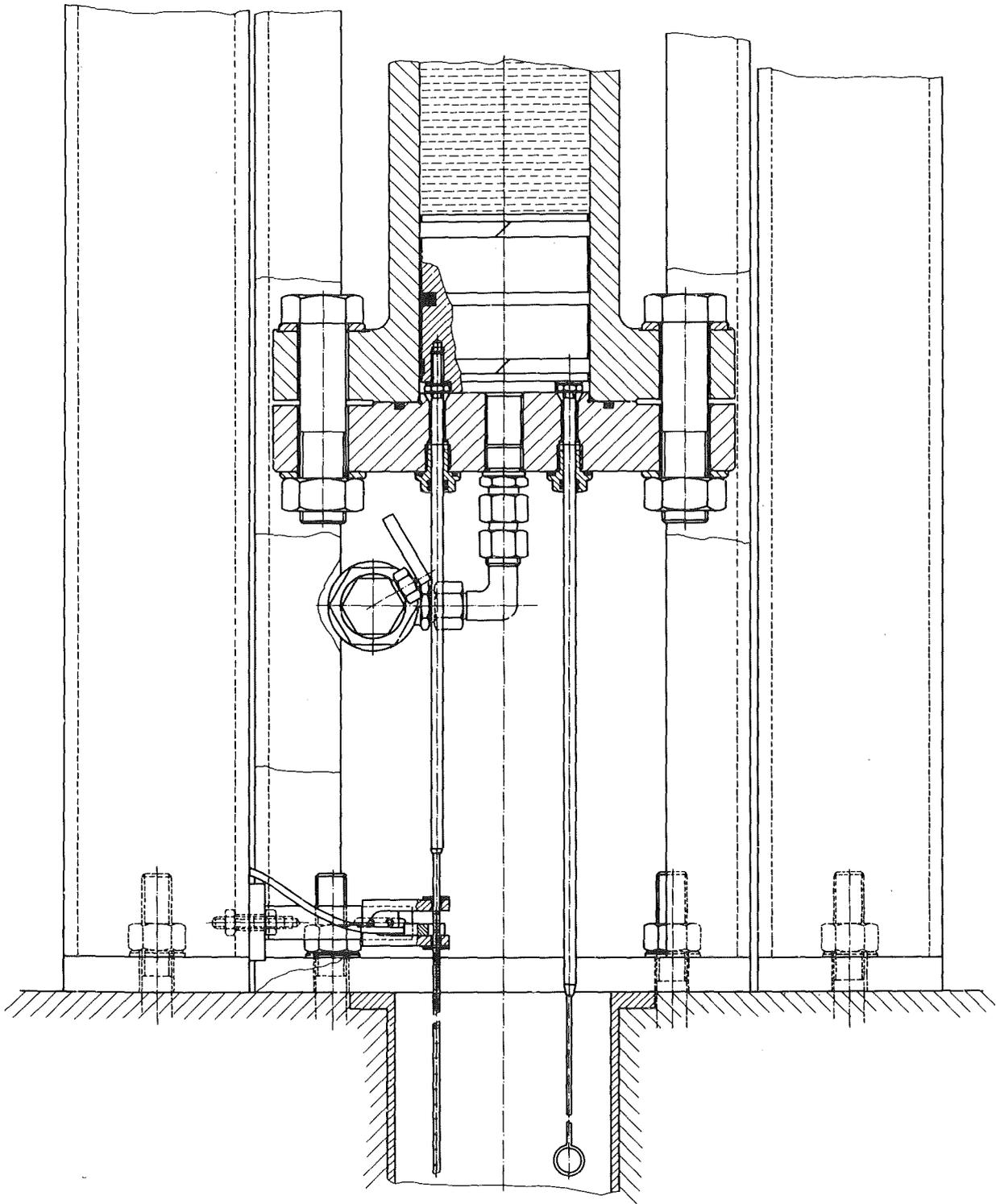


Abb. A-2.1: Beschleunigungsvorrichtung mit Sicherheitsventil.

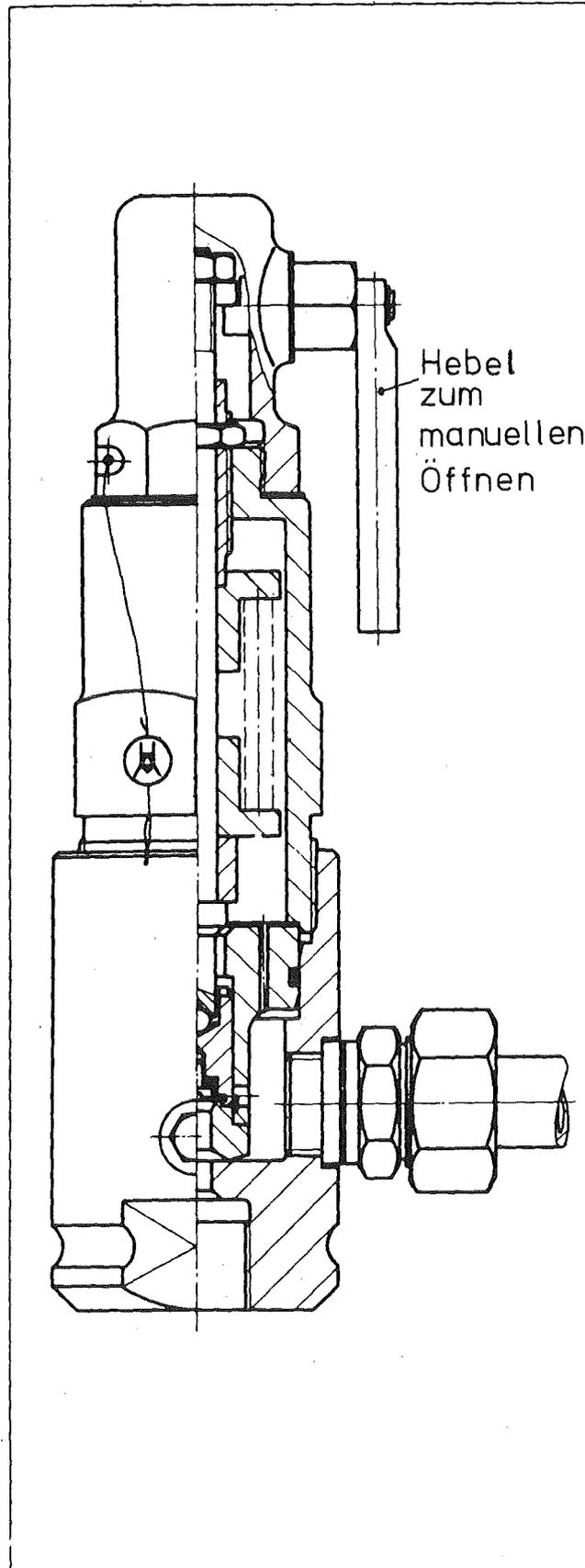


Abb. A-2.2: Sicherheitsventil

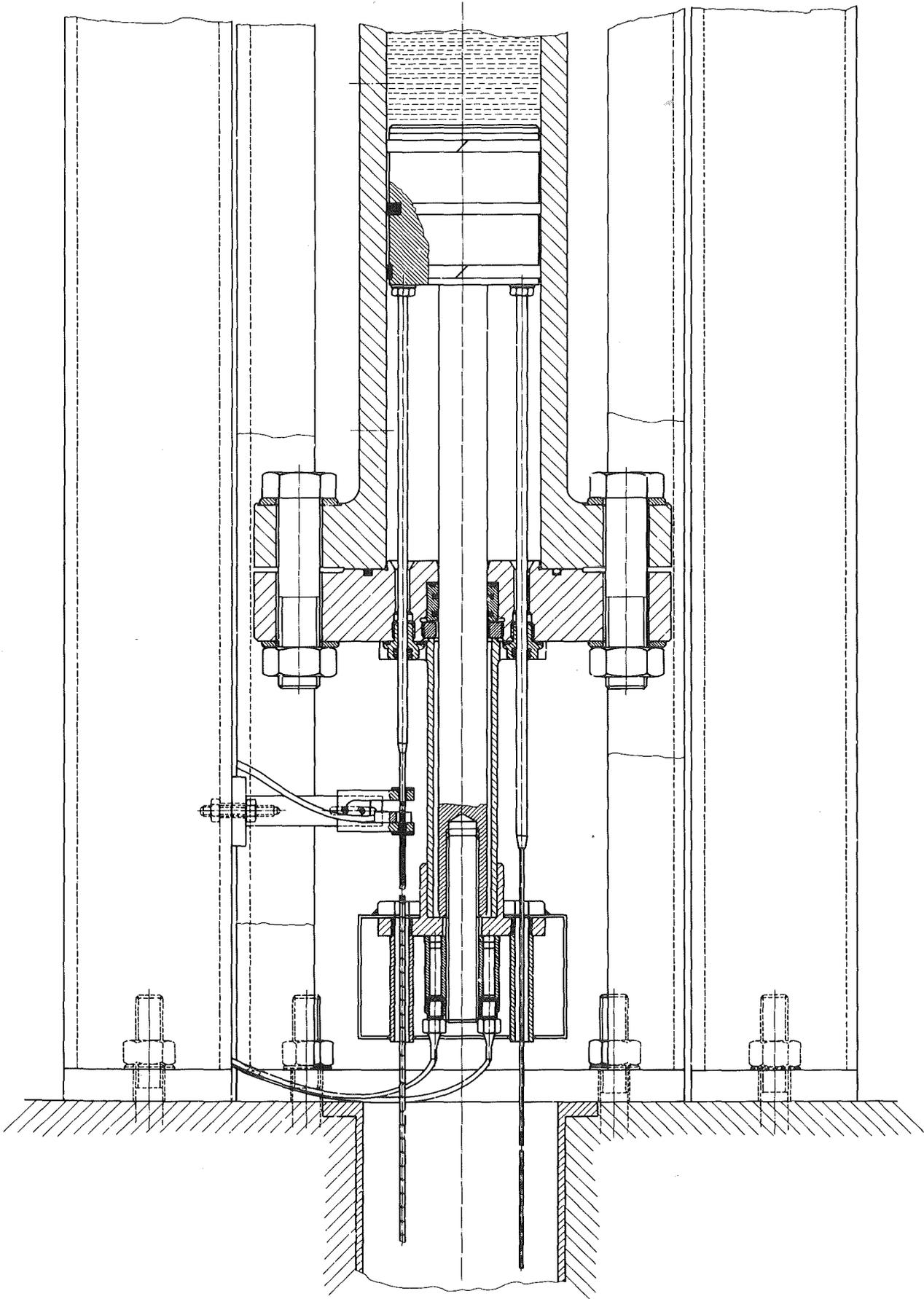


Abb. A-2.3: Beschleunigungsvorrichtung mit Explosionsmutter.

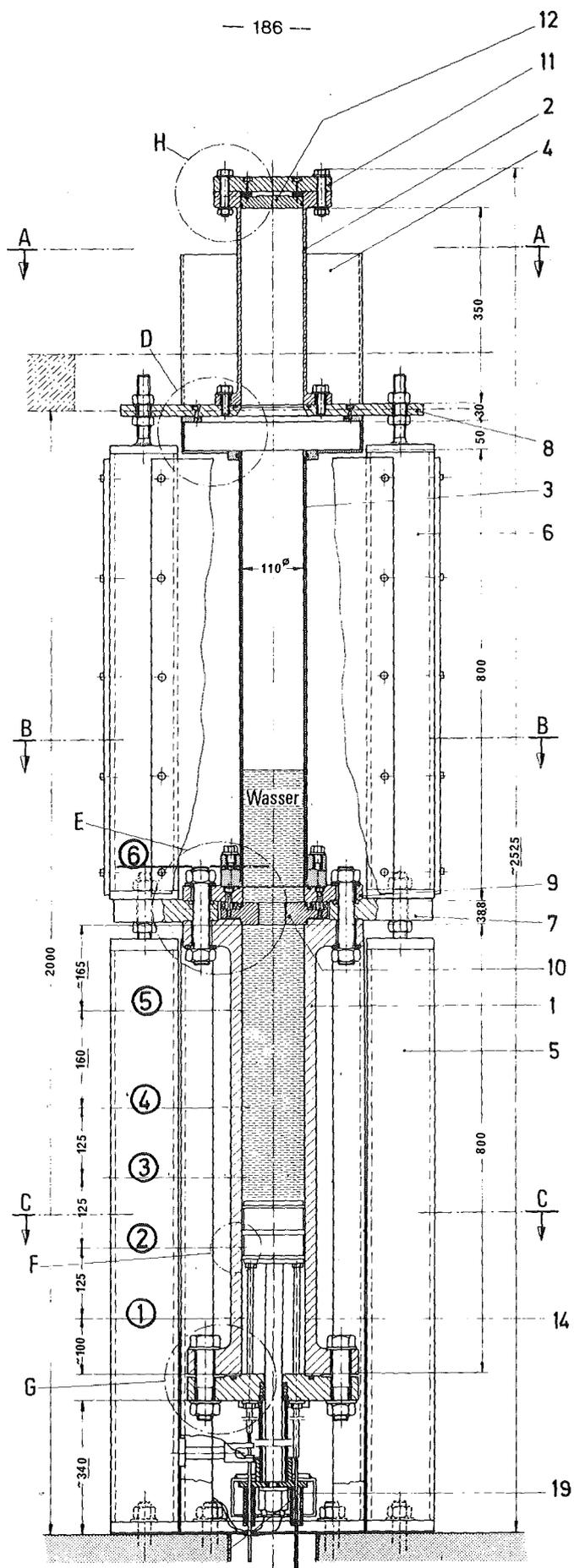


Abb. A-4.1: Versuchsstand.

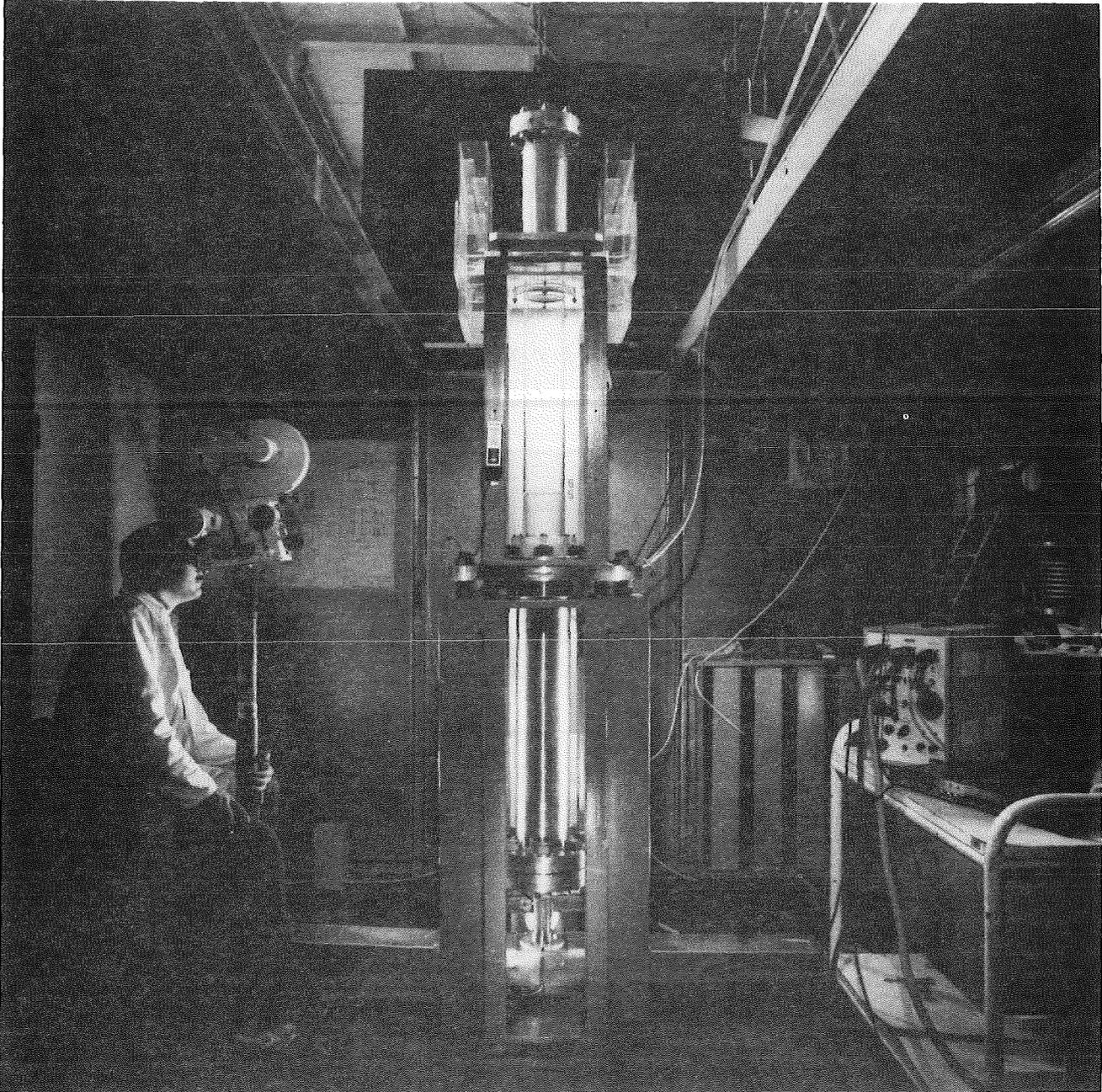


Abb. A-4.3: Gesamtansicht des Versuchsstandes.

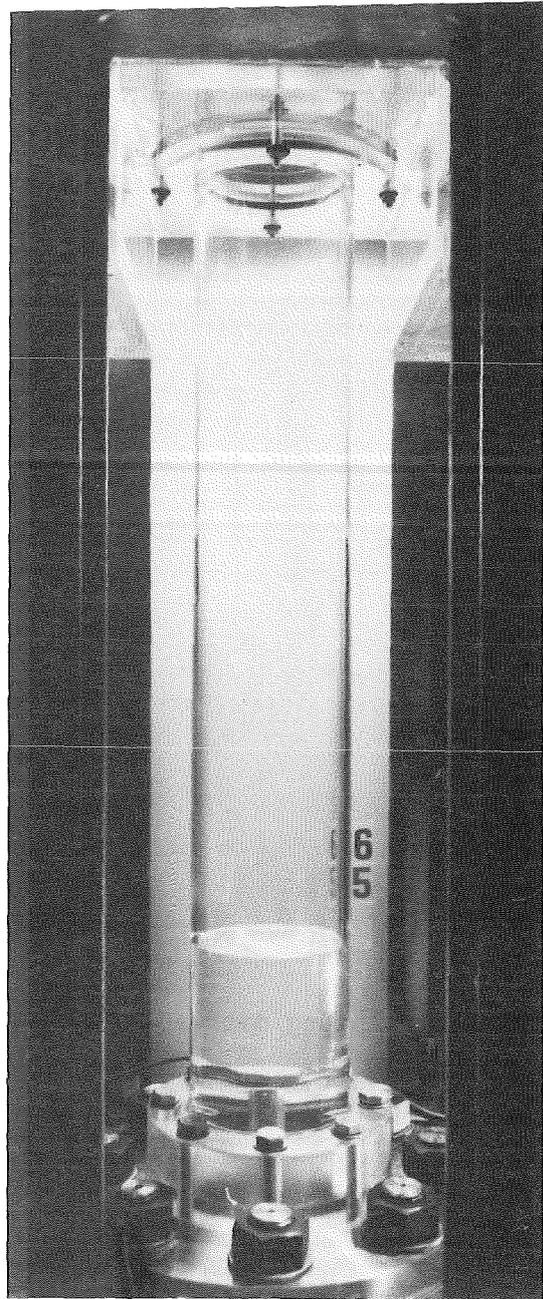
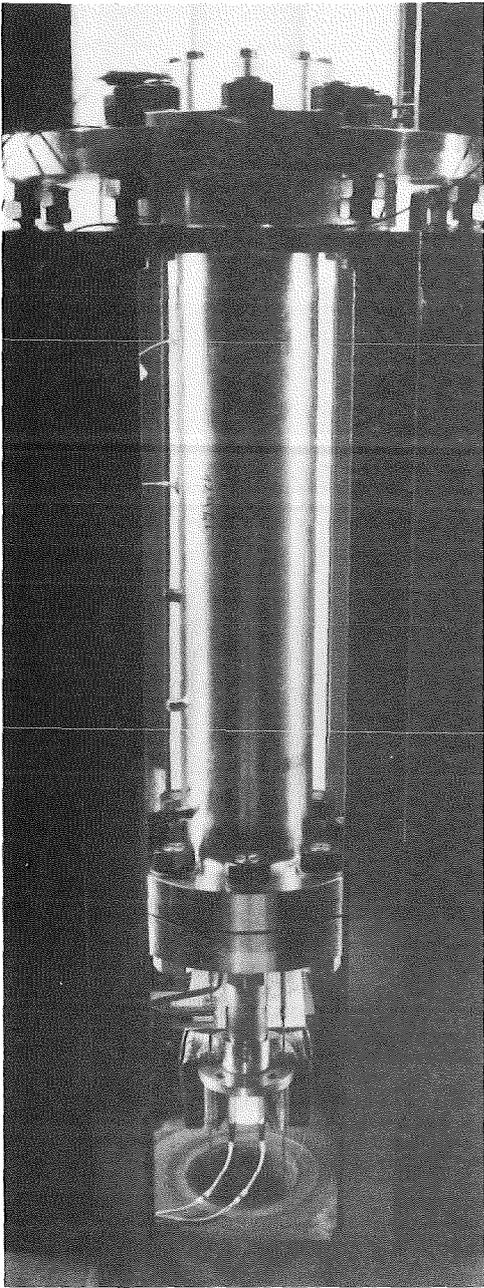


Abb. A-4.4: Unterer Zylinder. Abb. A-4.5: Durchsichtiger Testzylinder.

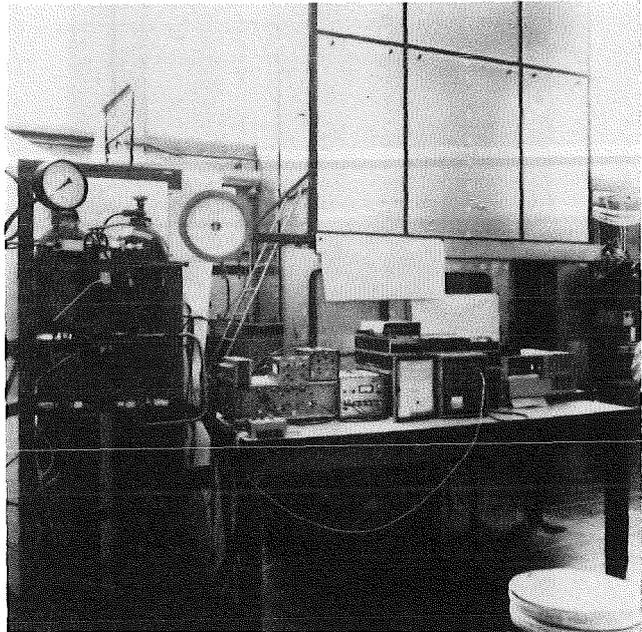
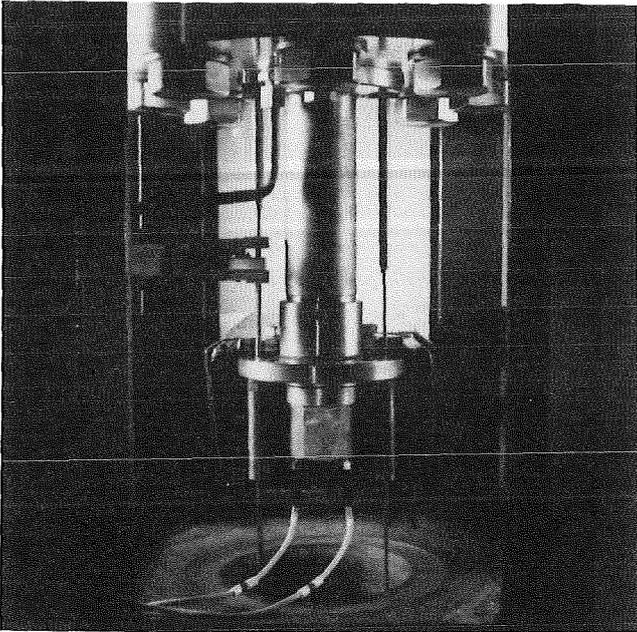


Abb. A-4.6: Vorrichtung mit Explosionsmutter. Abb. A-4.7 Anordnung der Meßgeräte.

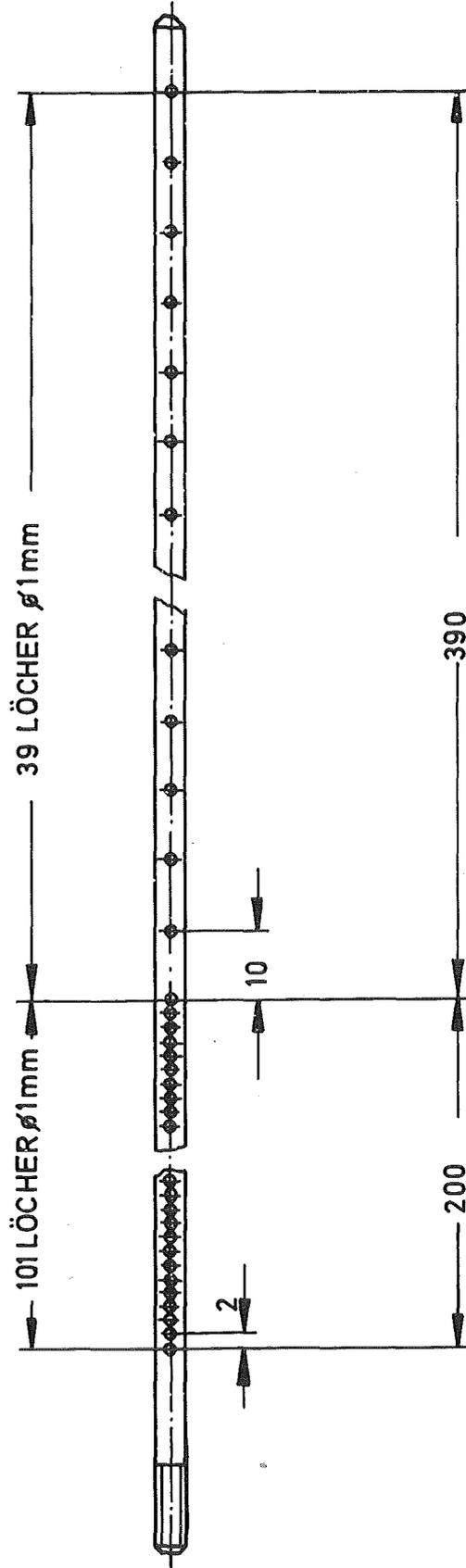
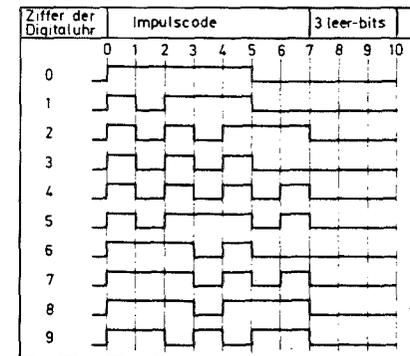
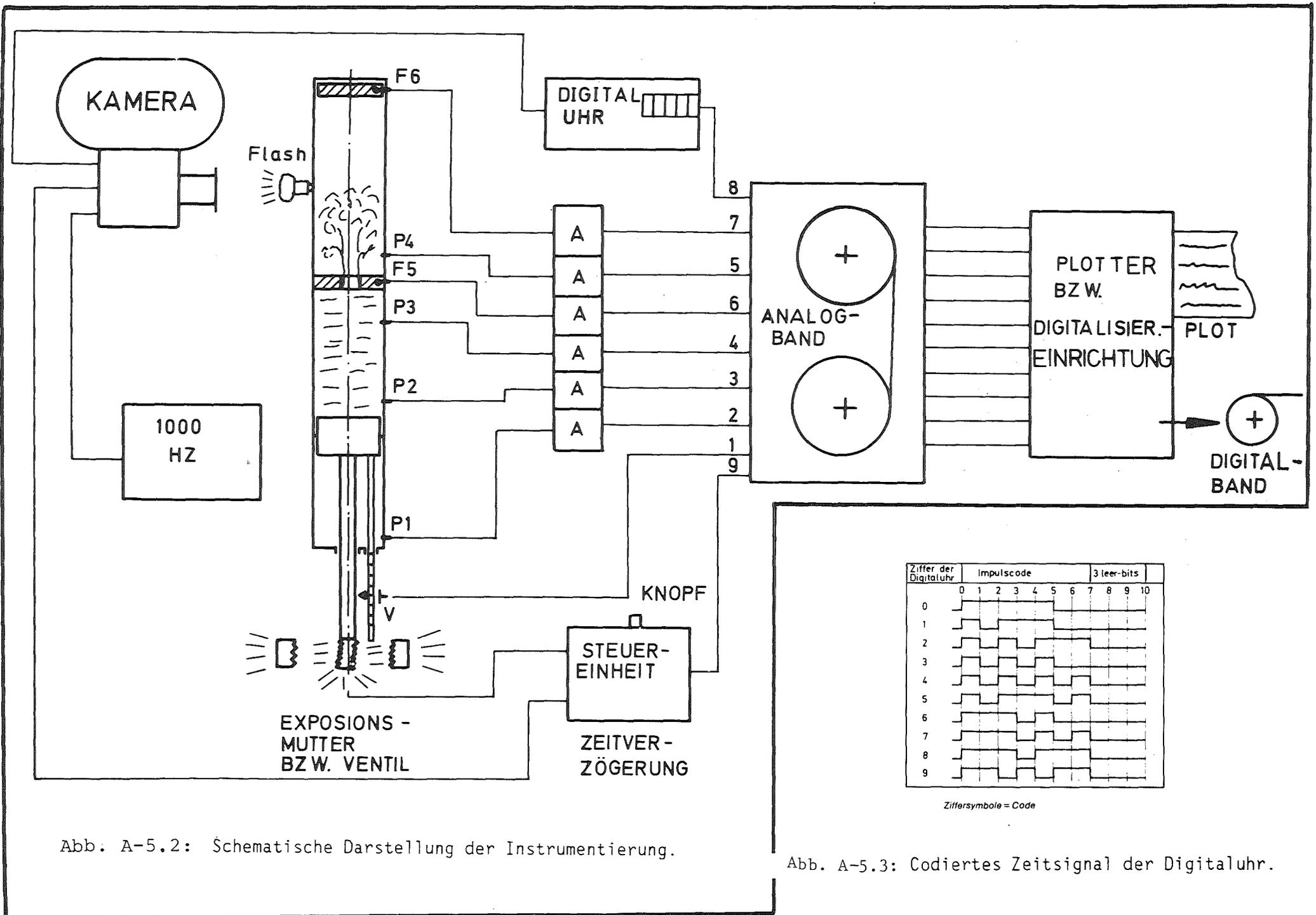


Abb. A-5.1: Perforierte Lichtschränke.



Ziffersymbole = Code

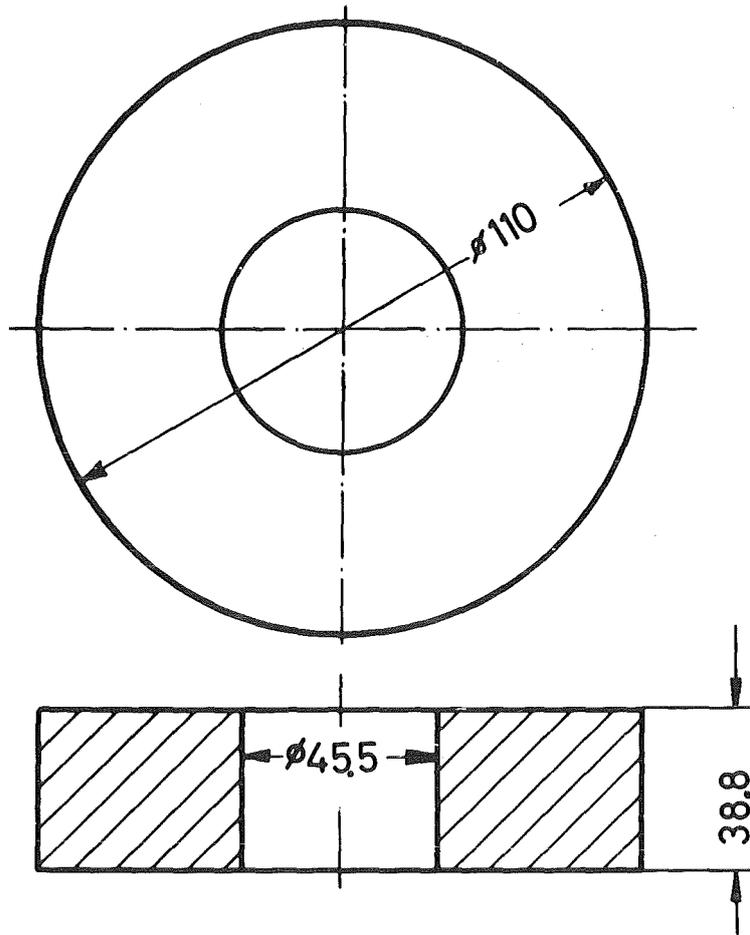


Abb. A-6.1: Standard-Tauchplatte (Eine Bohrung mit 17.1 % Perforationsverhältnis).

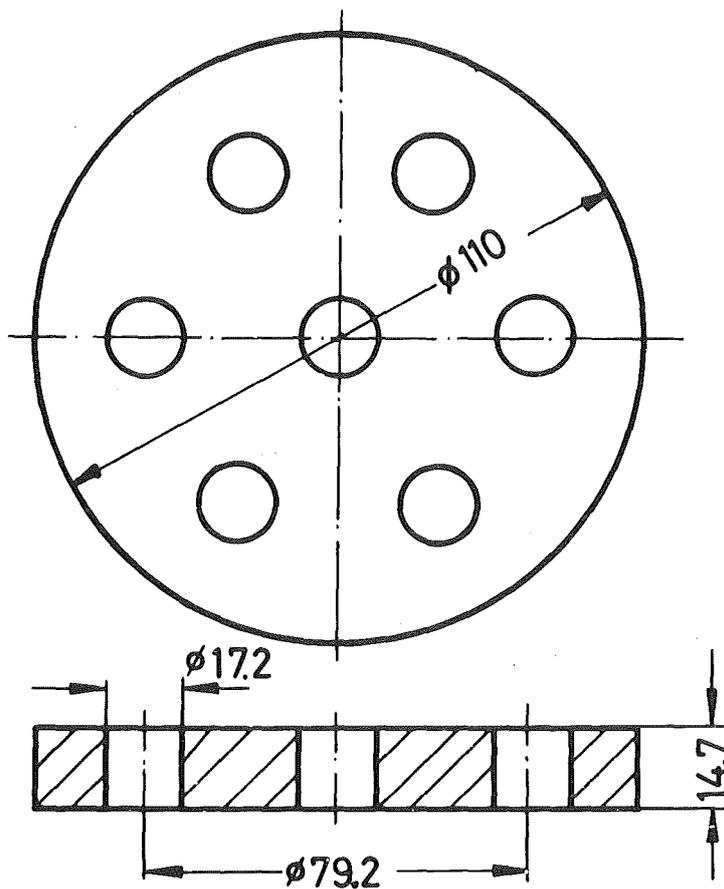
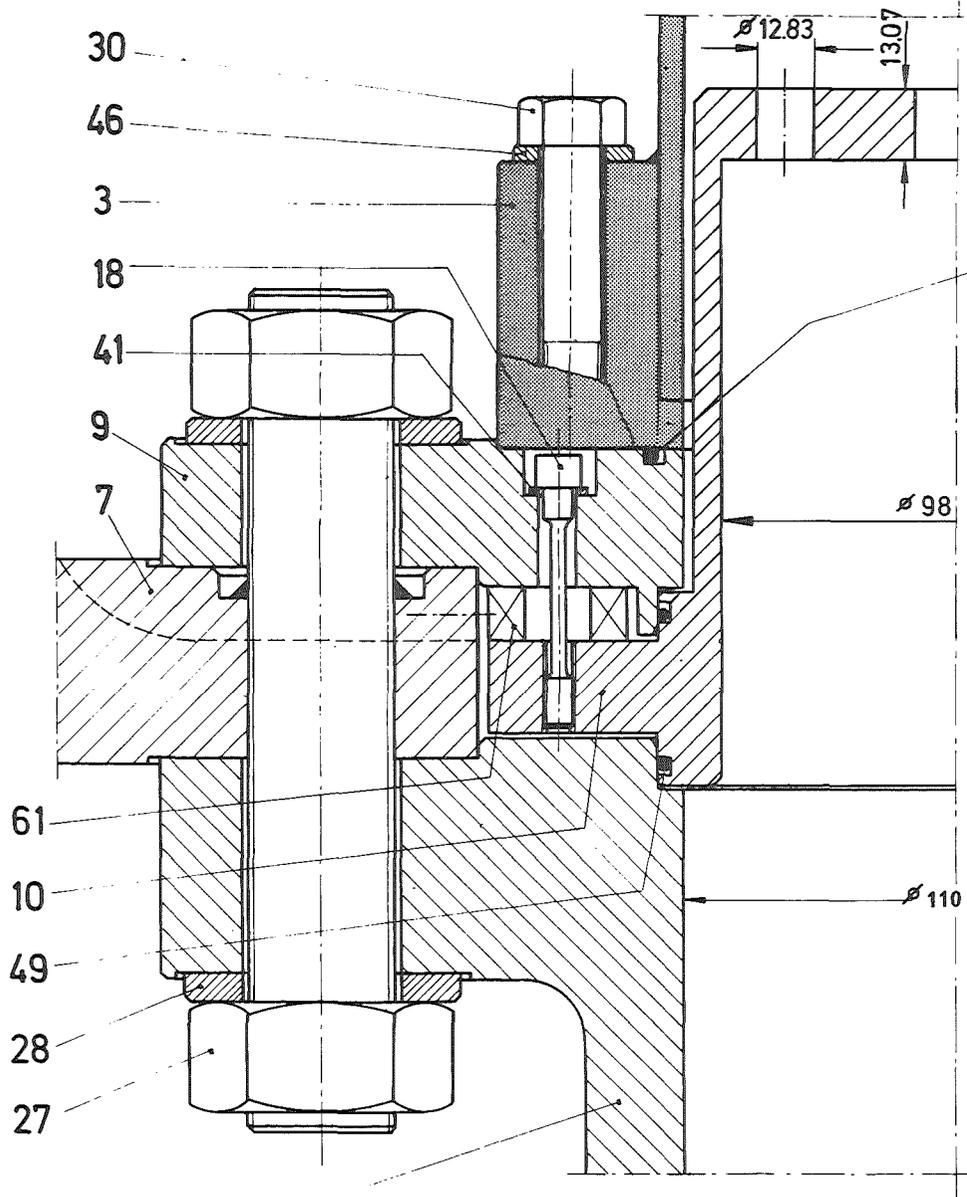


Abb. A-6.2: Platte mit 7 Bohrungen für nominelles Perforationsverhältnis.



1 Abb. A-6.3: Tauchplatte Nr. 5.

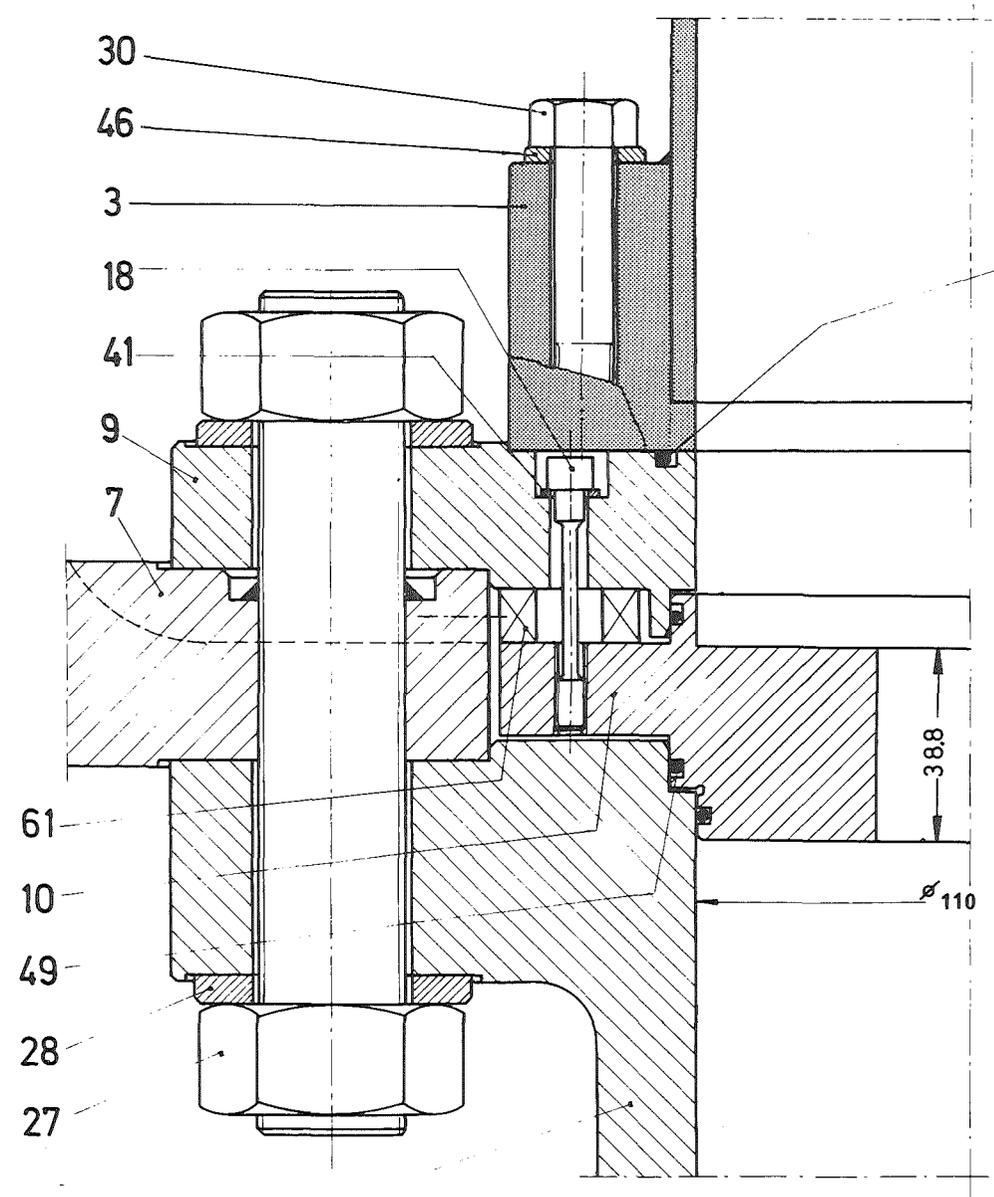


Abb. A-6.4: Tauchplatte mit modifizierter Dichtung.

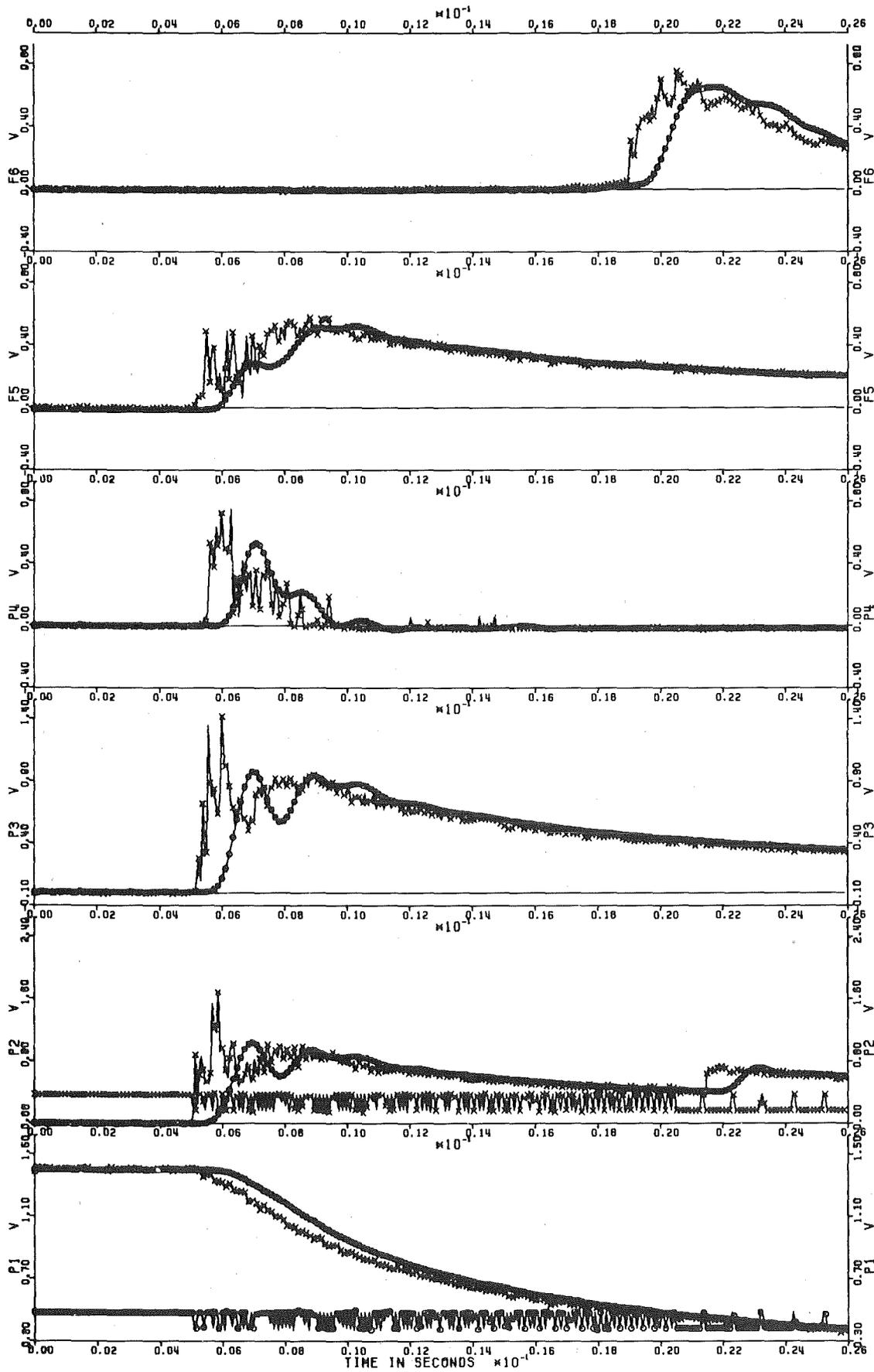


Abb. A-8.1: Versuch Nr. 60 - Vergleich zwischen gefilterten und ungefilterten digitalisierten Signalen.

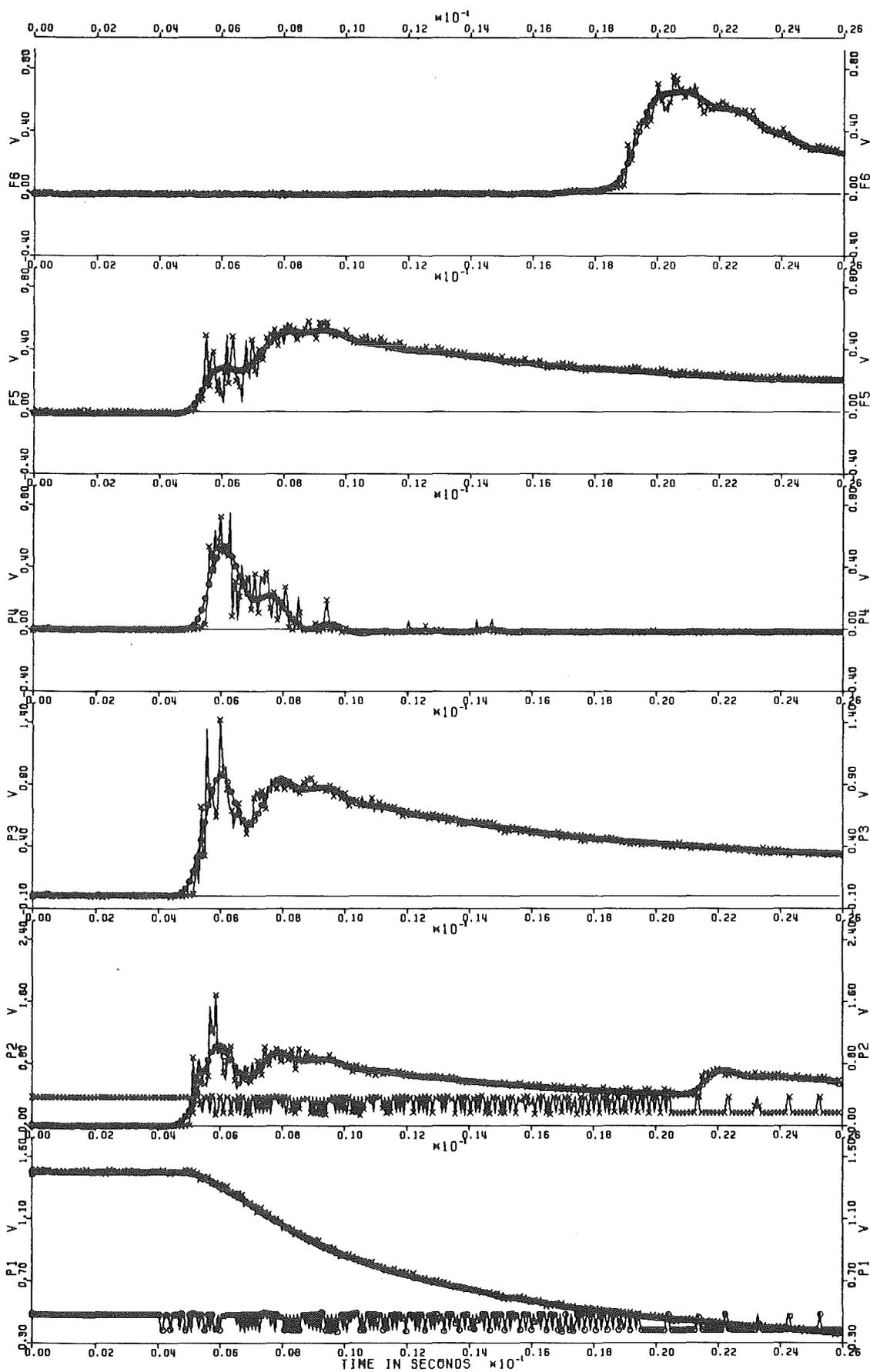


Abb. A-8.2: Versuch Nr. 60 - Vergleich zwischen gefilterten und ungefilterten digitalisierten Signalen nach Verschiebung um etwa 1 ms.

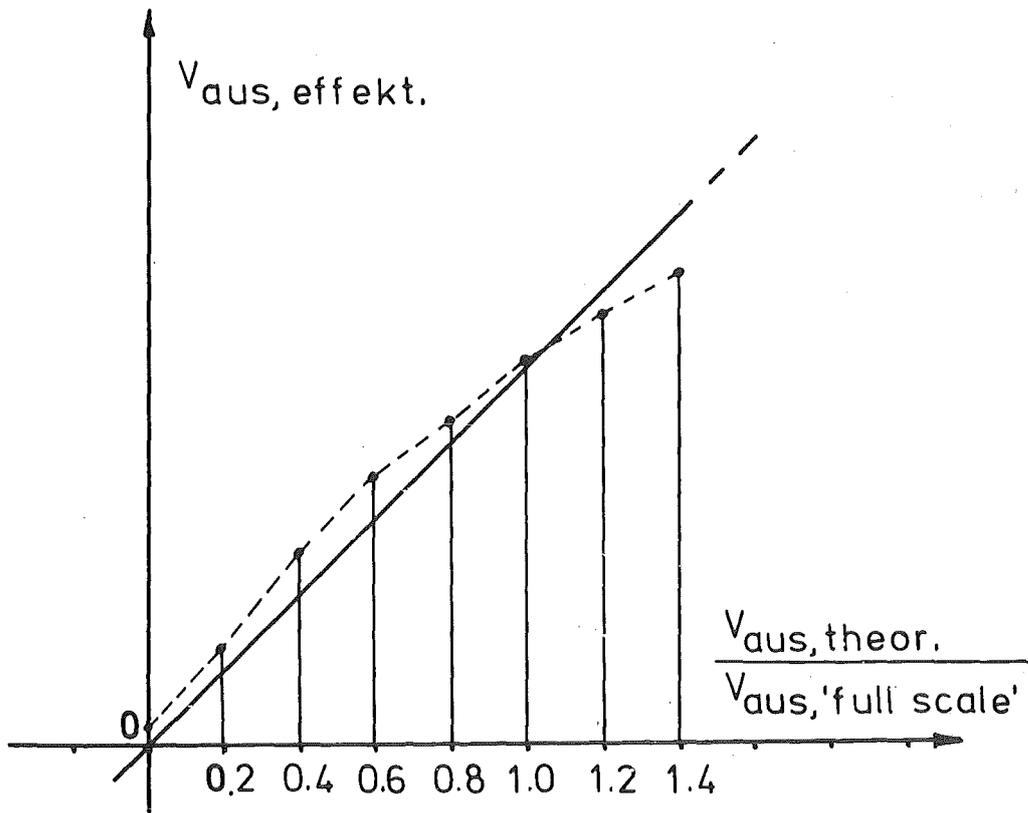


Abb. A-8.3: Korrekturkurve des Bandgeräts.

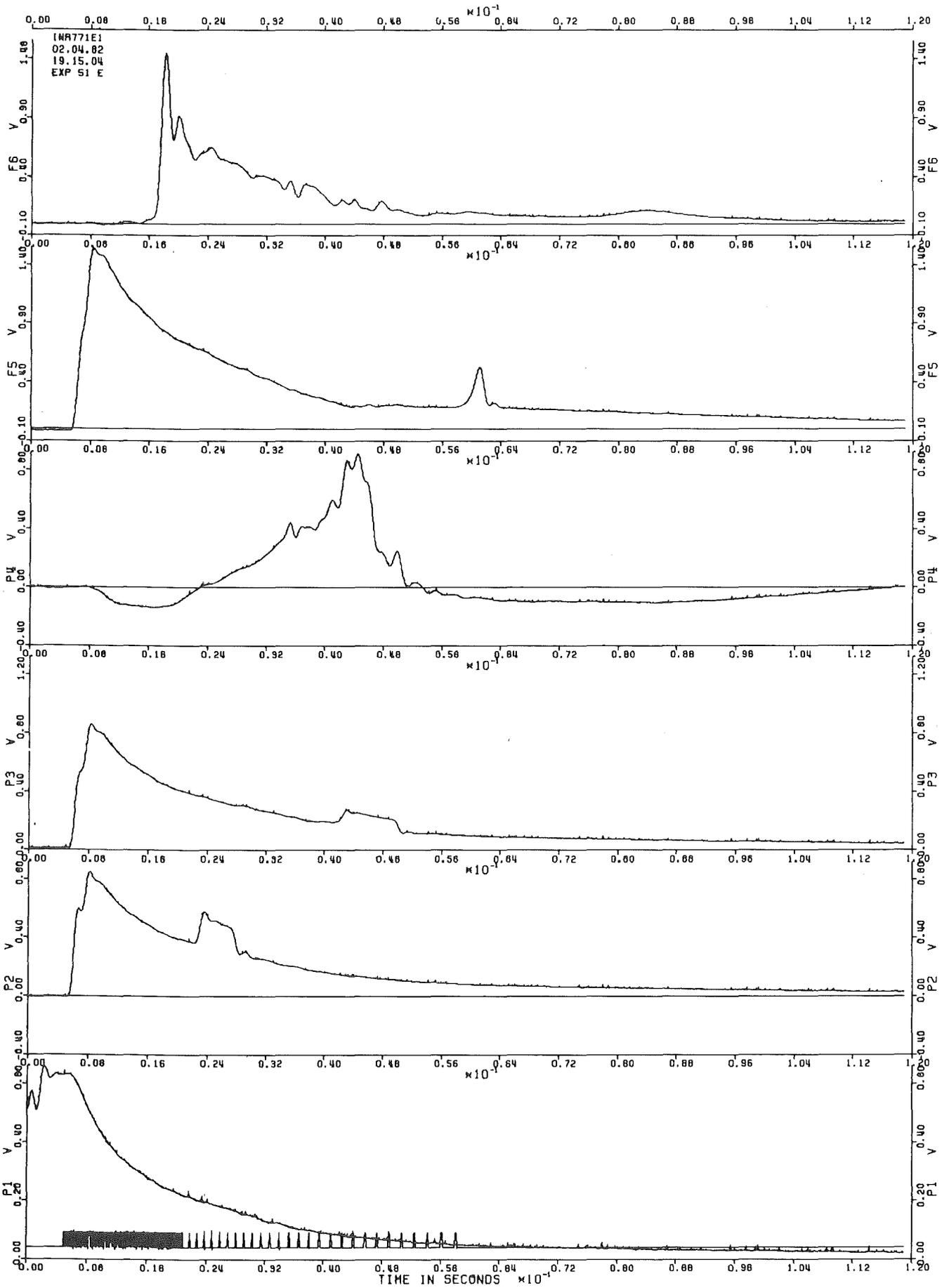


Abb. A-8.4: Versuch Nr. 51 - Digitalisierte Meßsignale.

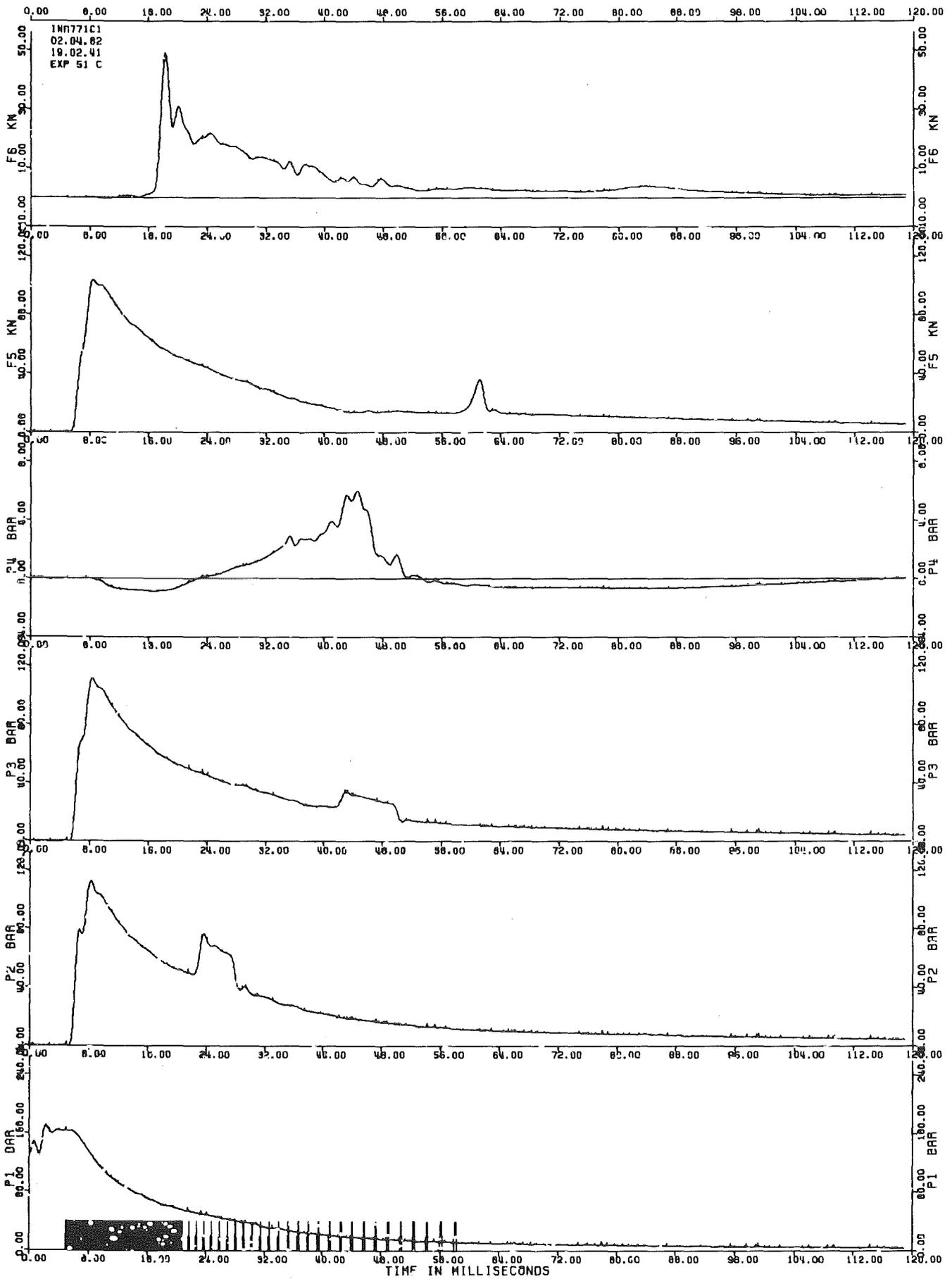


Abb. A-8.5: Versuch Nr. 51 - Digitalisierte Meßsignale nach Korrektur und Umwandlung.

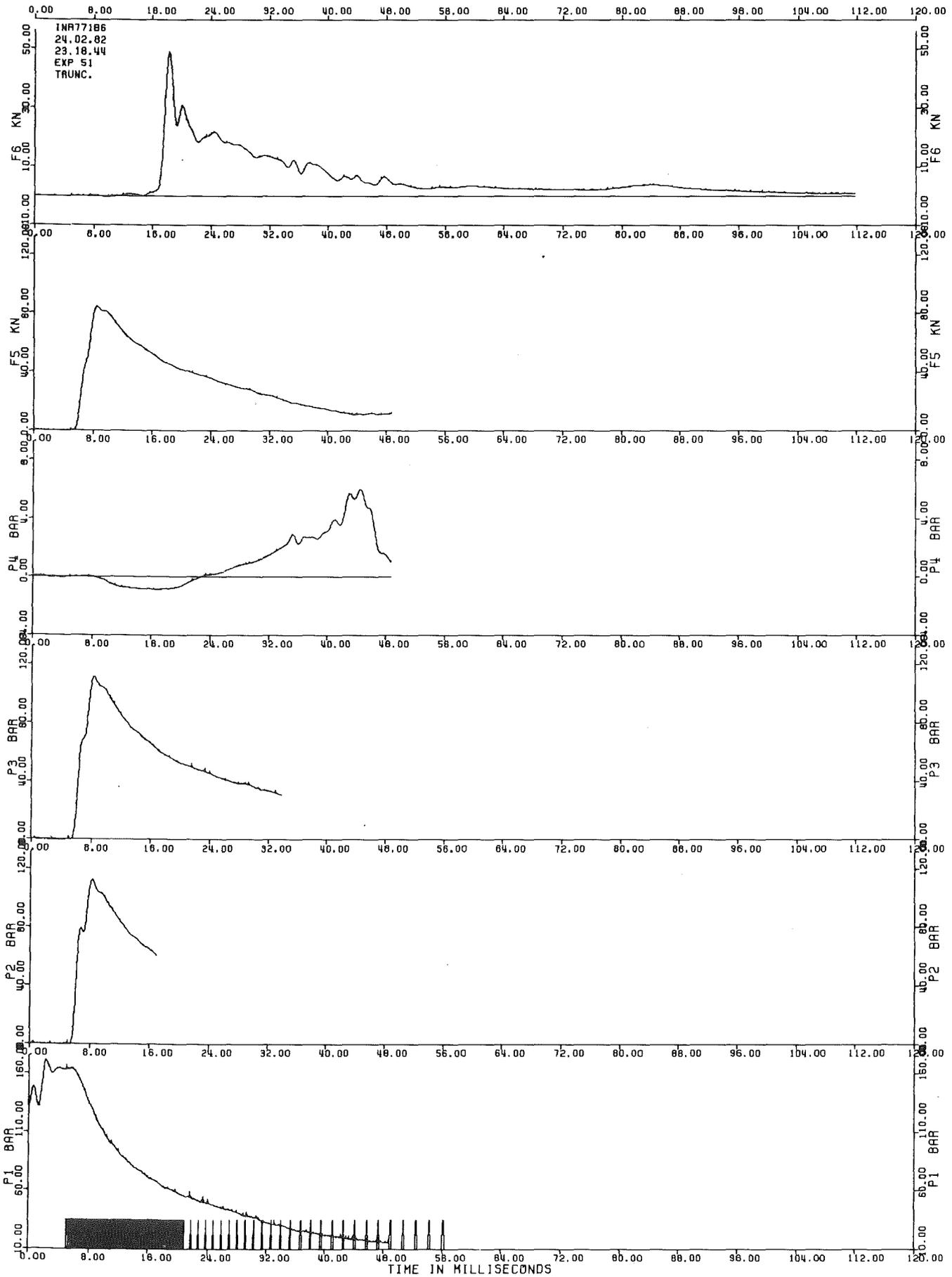


Abb. A-8.6: Versuch Nr. 51 - Gültige digitalisierte Meßsignale.

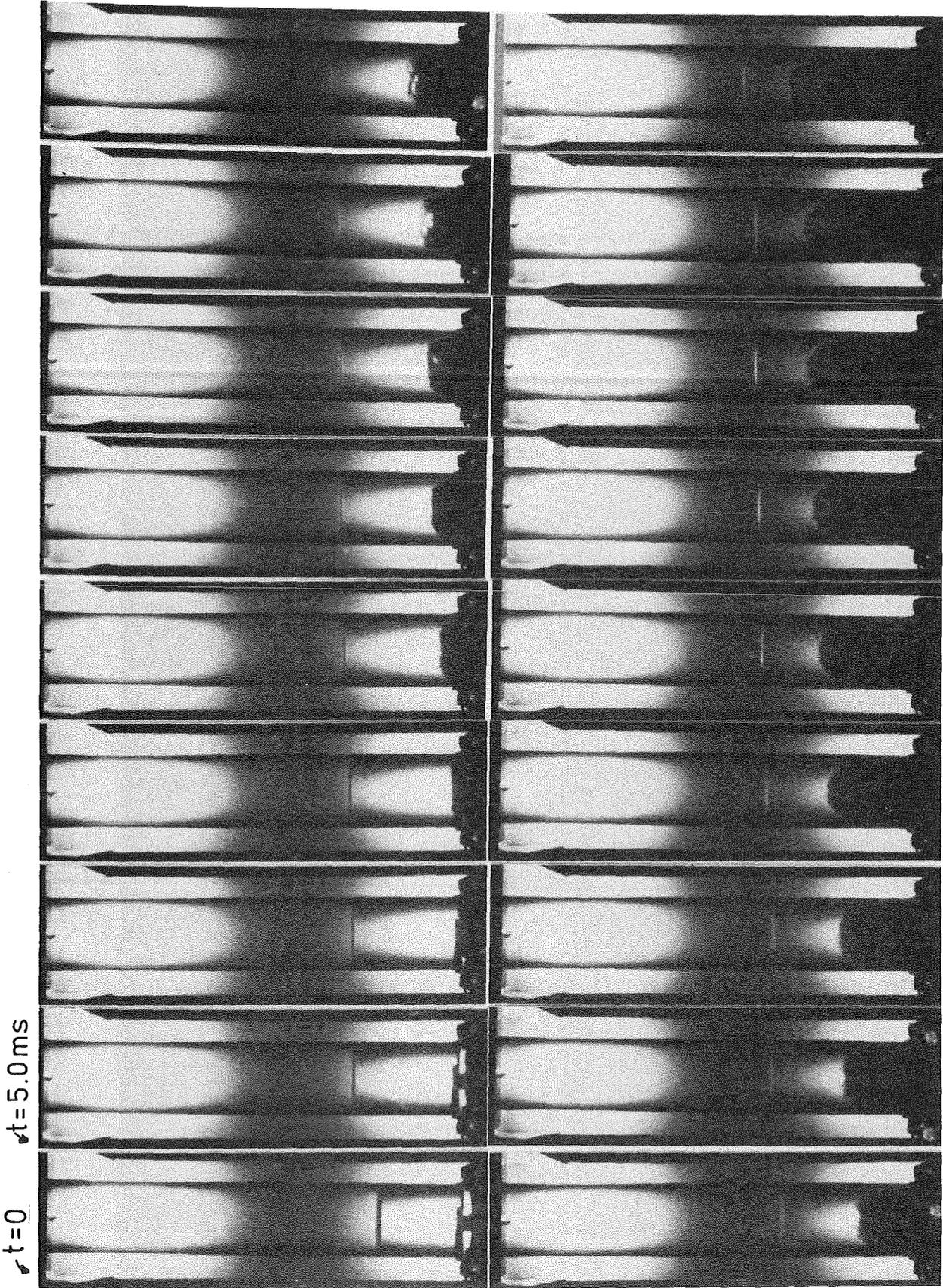
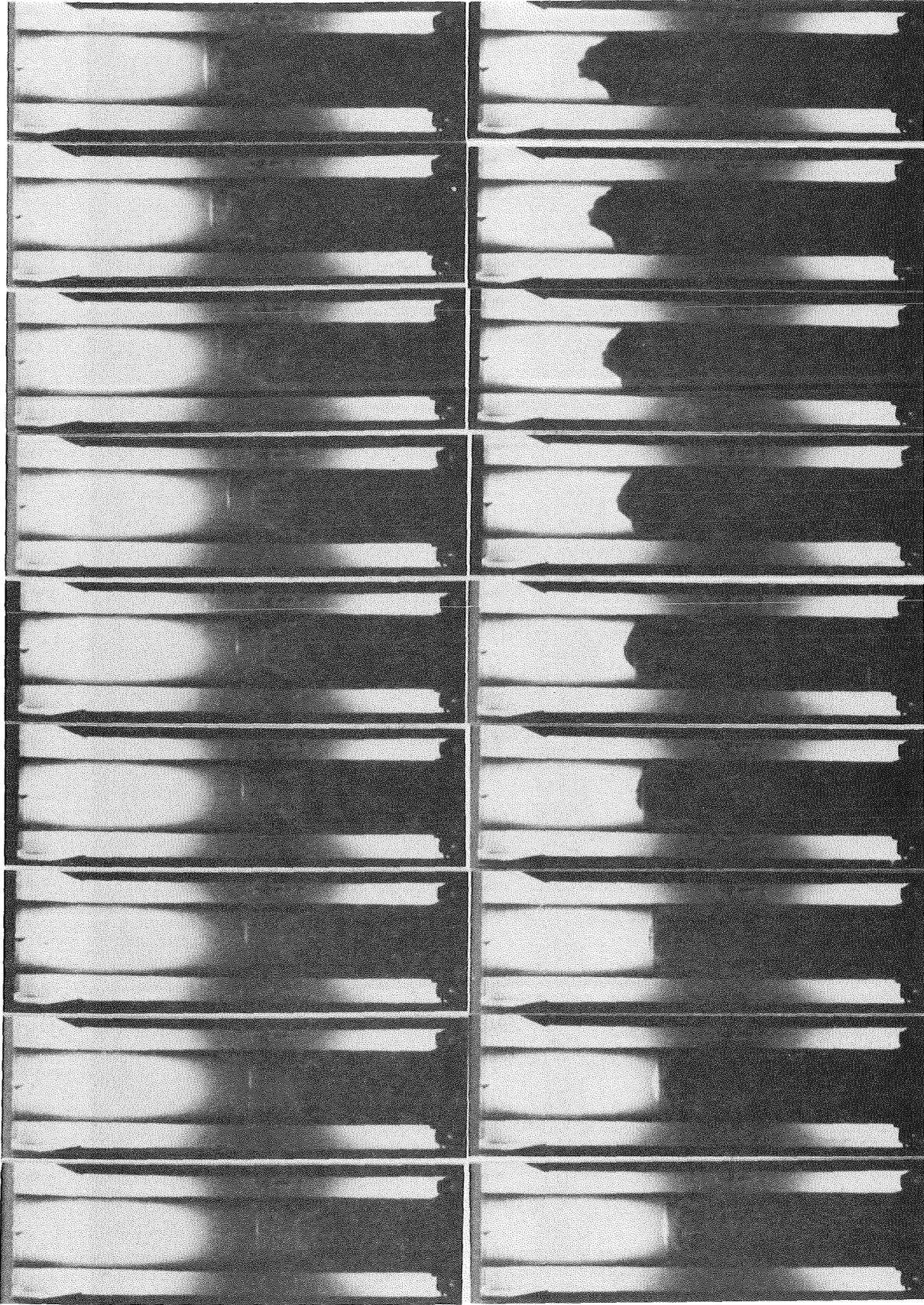
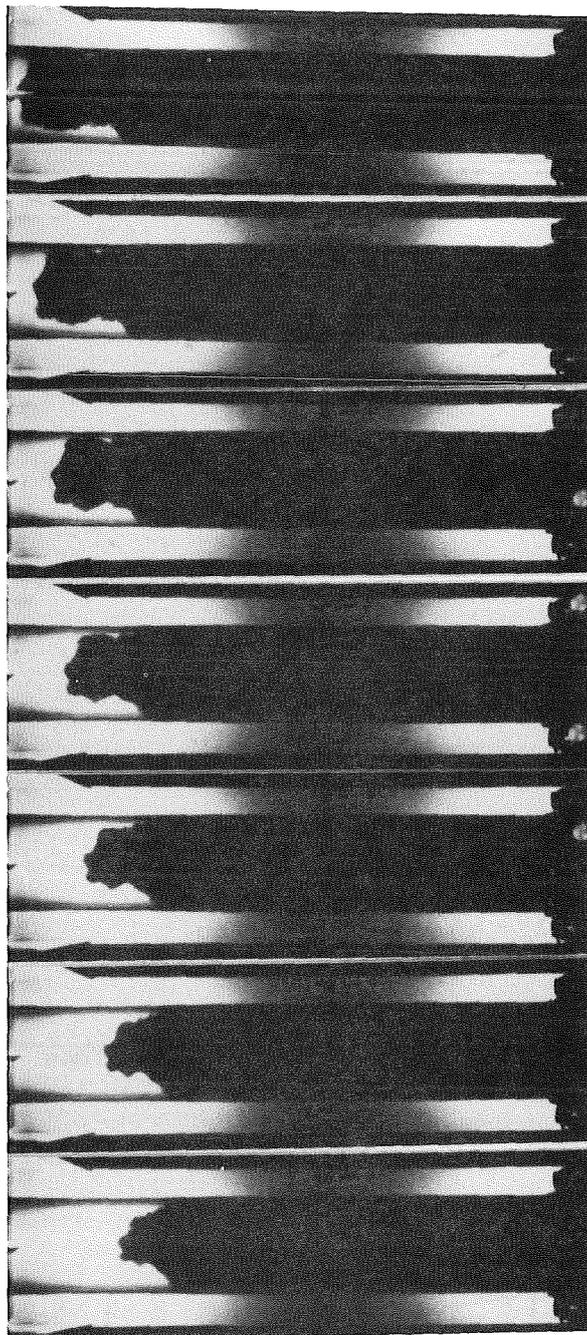


Abb. A-9.1: Versuch Nr. 41 - Bilder Nr. 1 und Nr. 16 bis 32.



$t = 14.32 \text{ ms}$

Abb. A-9.1: Versuch Nr. 41 - Bilder Nr. 33 bis 50.



t=18.65 ms

Abb. A-9.1: Versuch Nr. 41 - Bilder Nr. 51 bis 57.

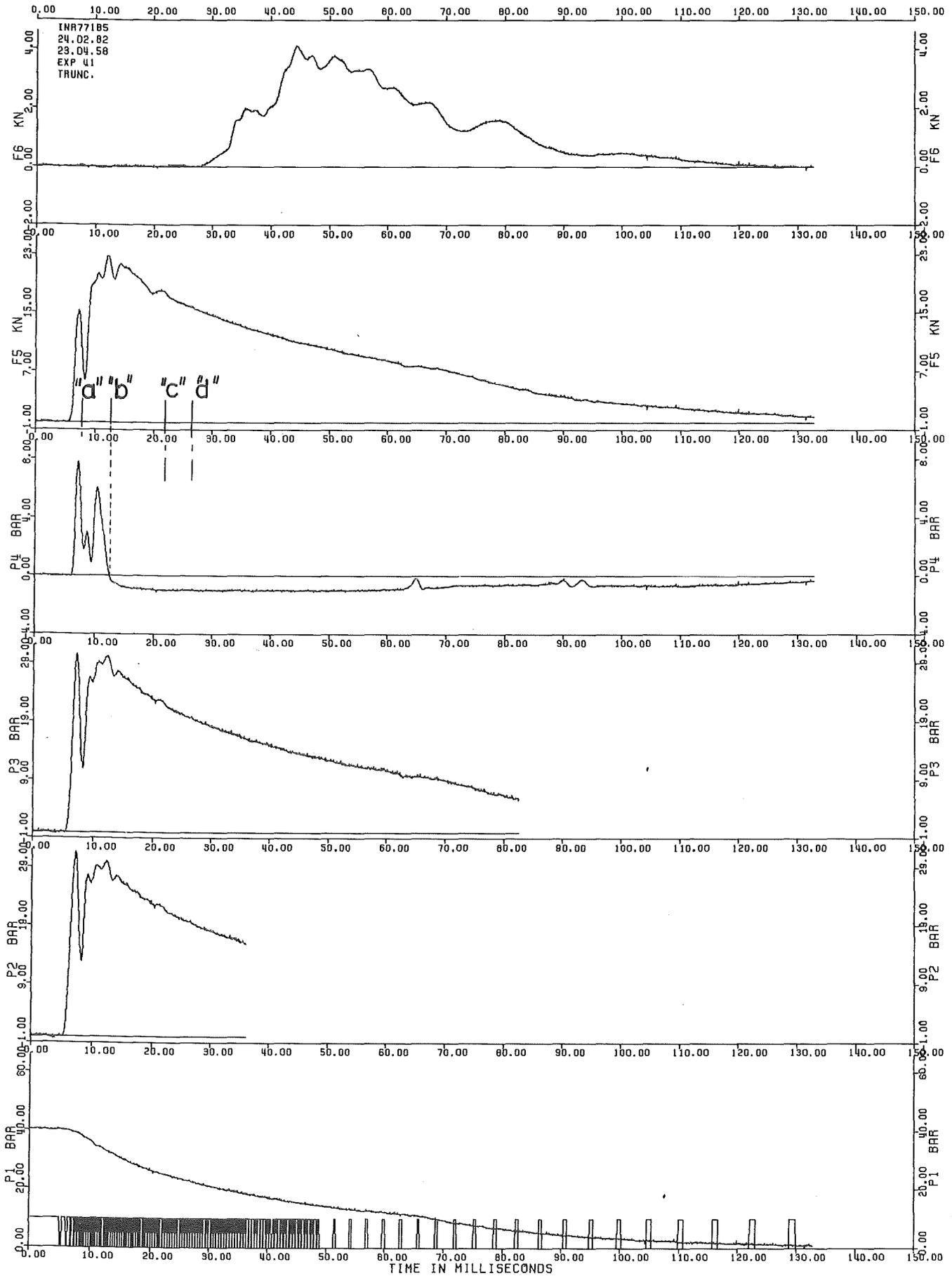


Abb. A-9.2: Versuch Nr. 41 - Meßsignale.

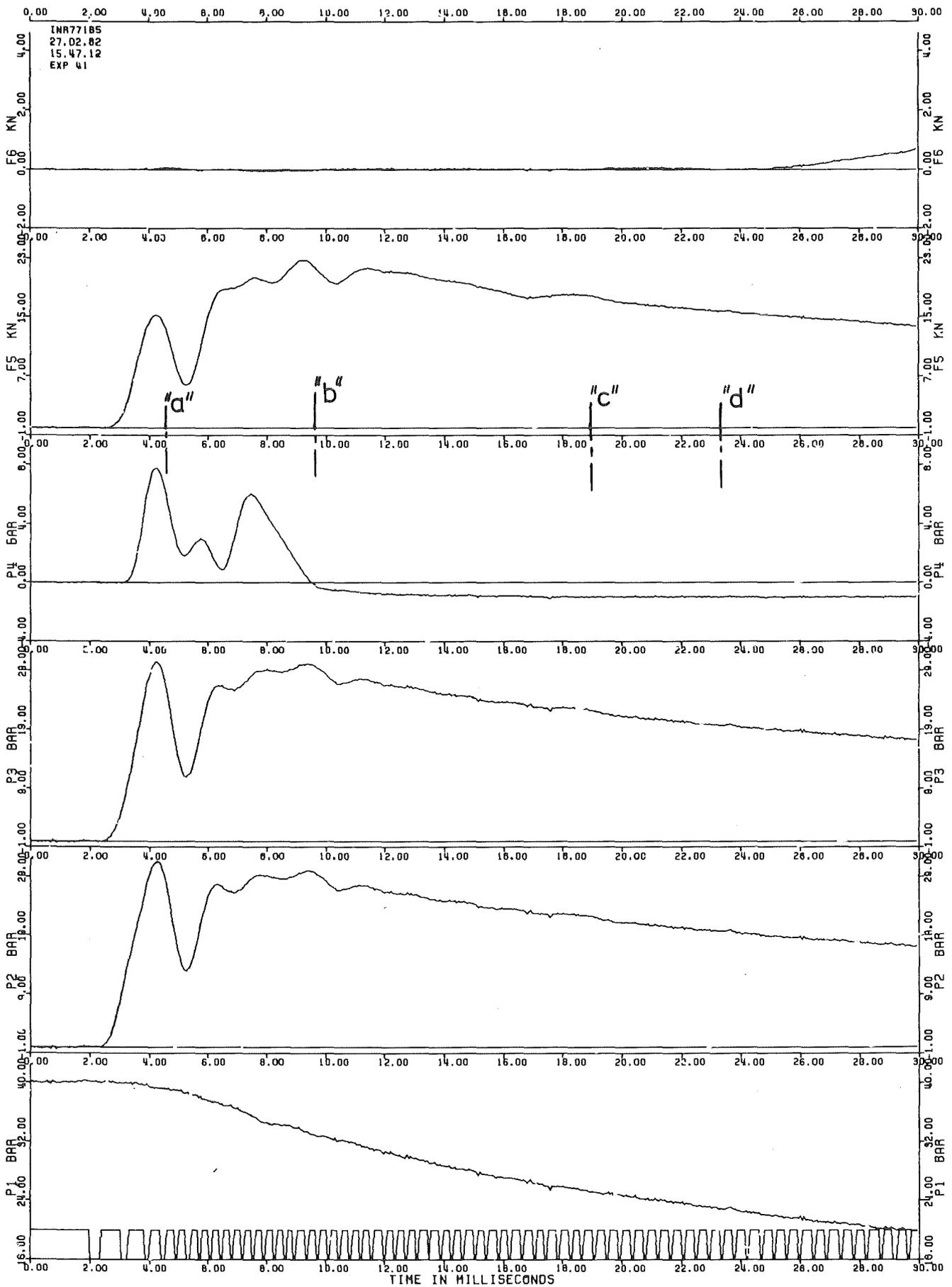


Abb. A-9.3: Versuch Nr. 41 - Meßsignale.

t=0 t = 2.56ms

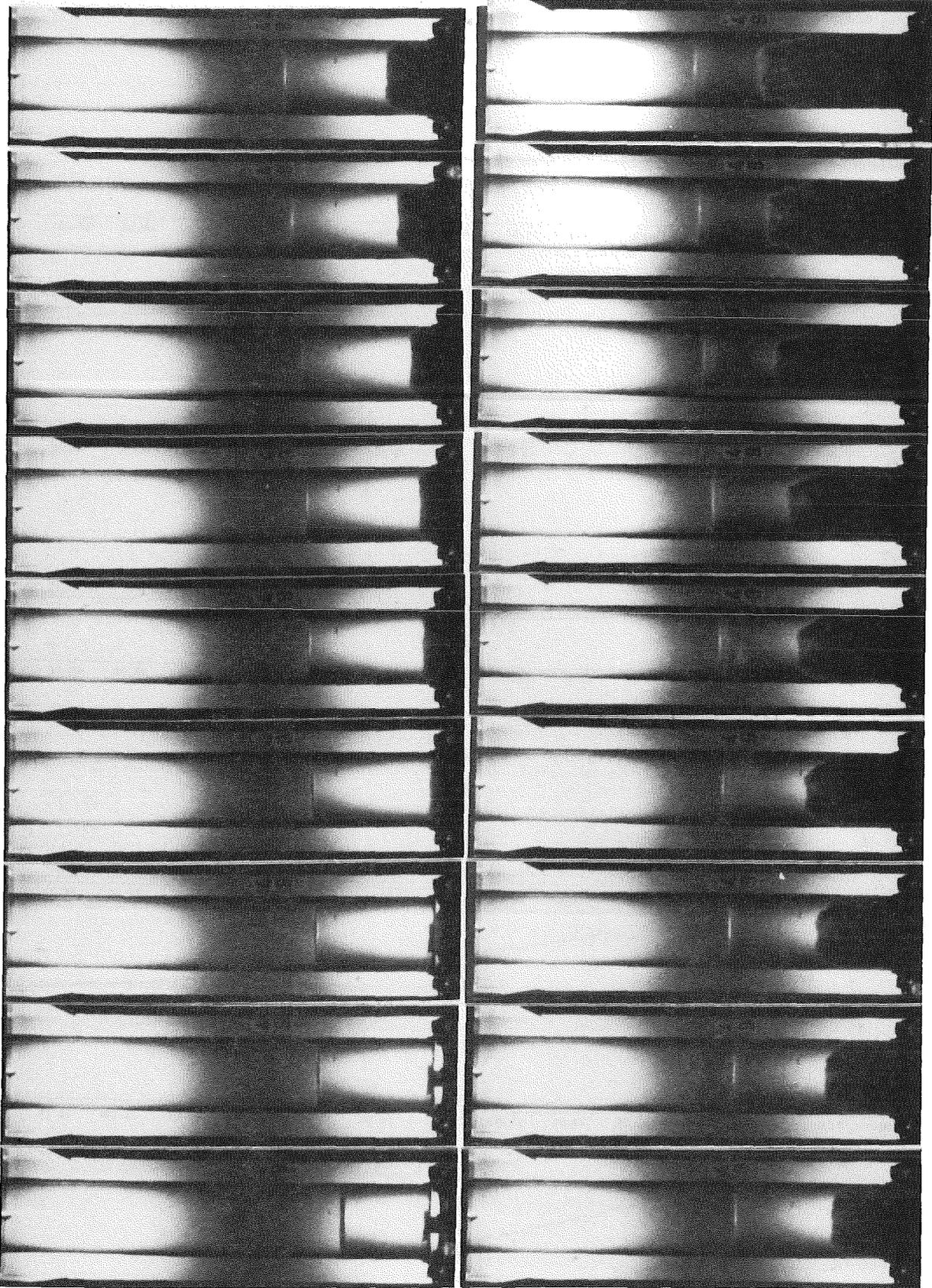
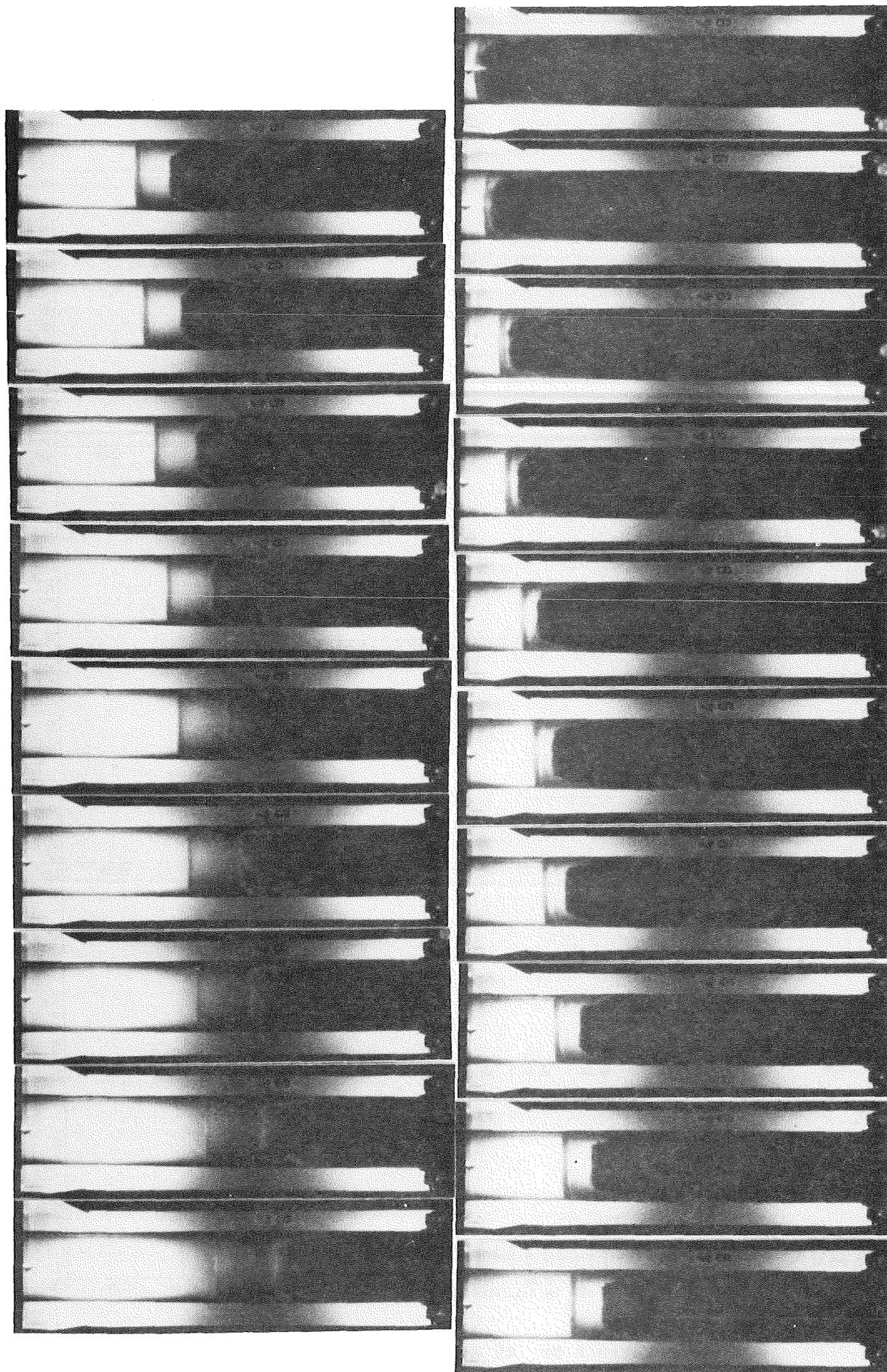


Abb. A-9.4: Versuch Nr. 49 - Bilder Nr. 1 und Nr. 12 bis 28.



t=10.73ms

Abb. A-9.4: Versuch Nr. 49 - Bilder Nr. 29 bis 47.

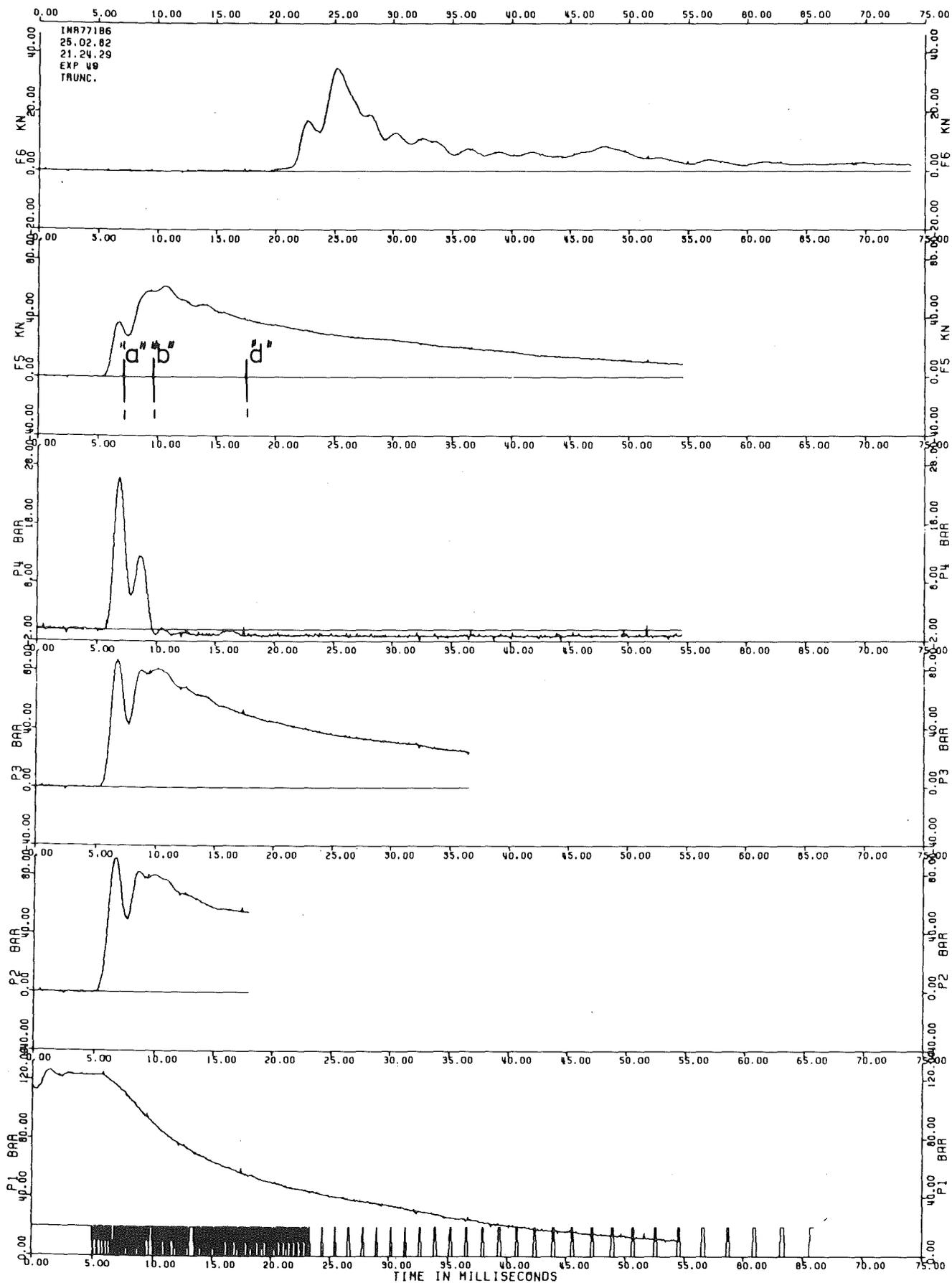


Abb. A-9.5: Versuch Nr. 49 - Meßsignale.

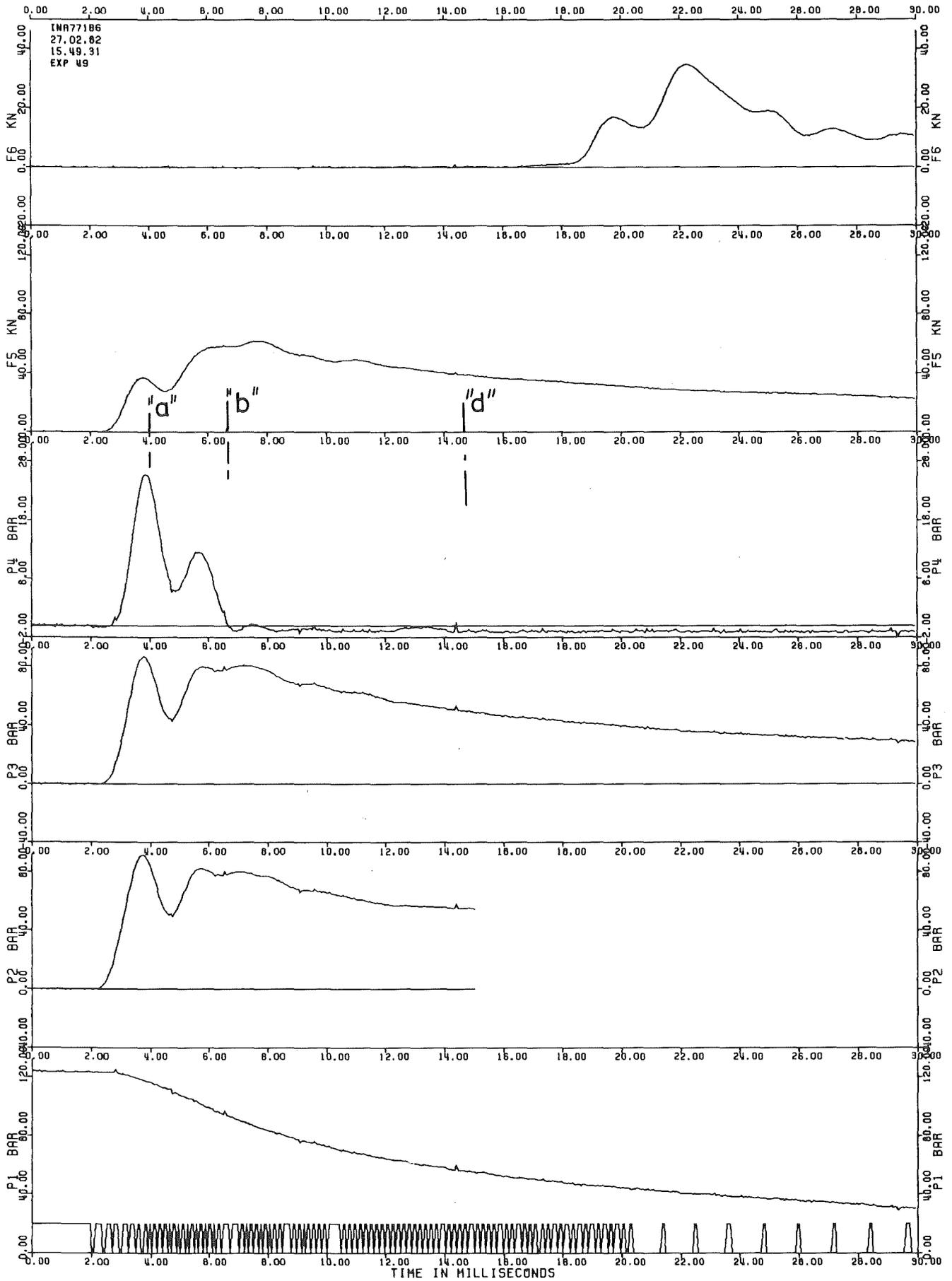


Abb. A-9.6: Versuch Nr. 49 - Meßsignale.

$t=0$

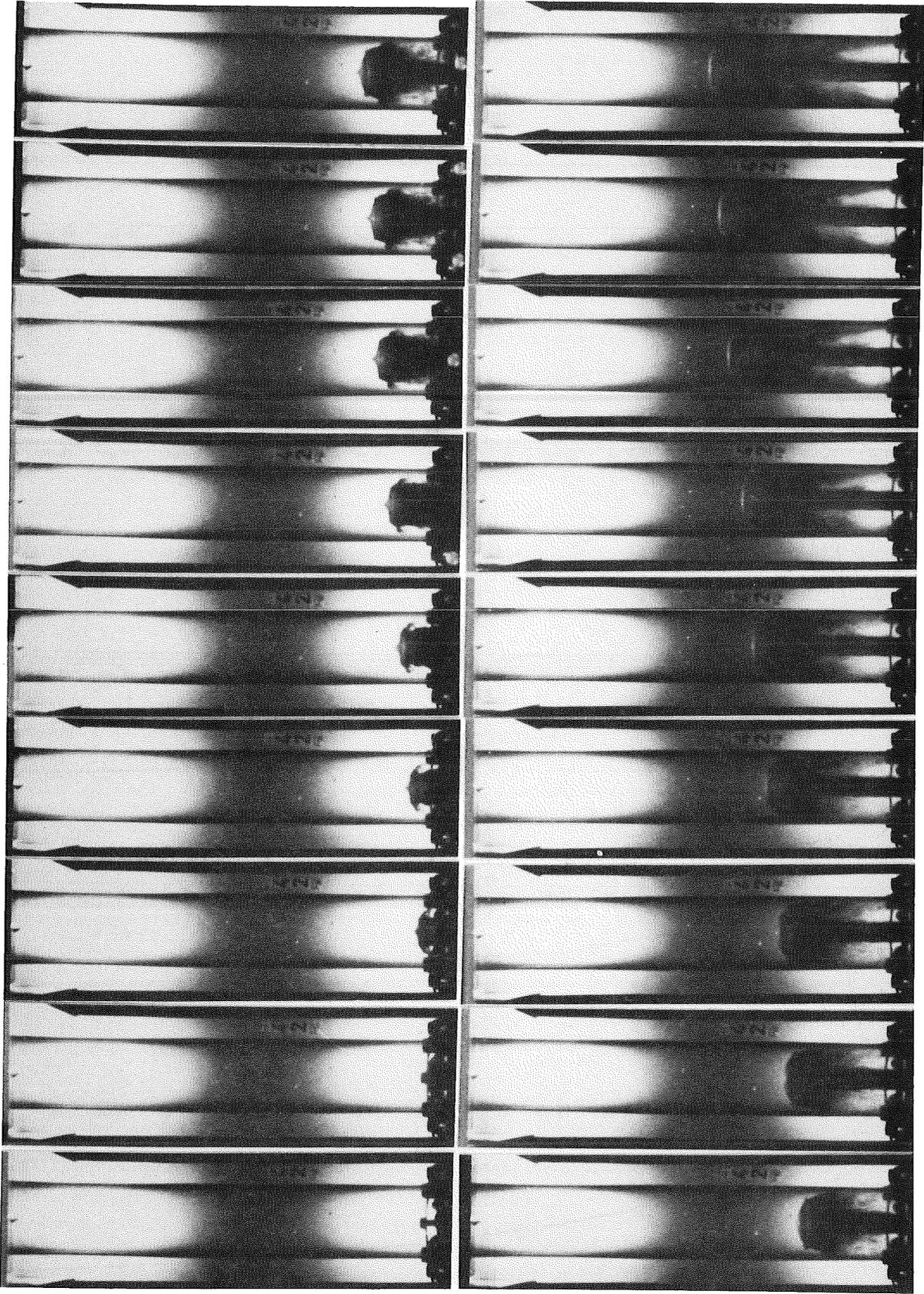
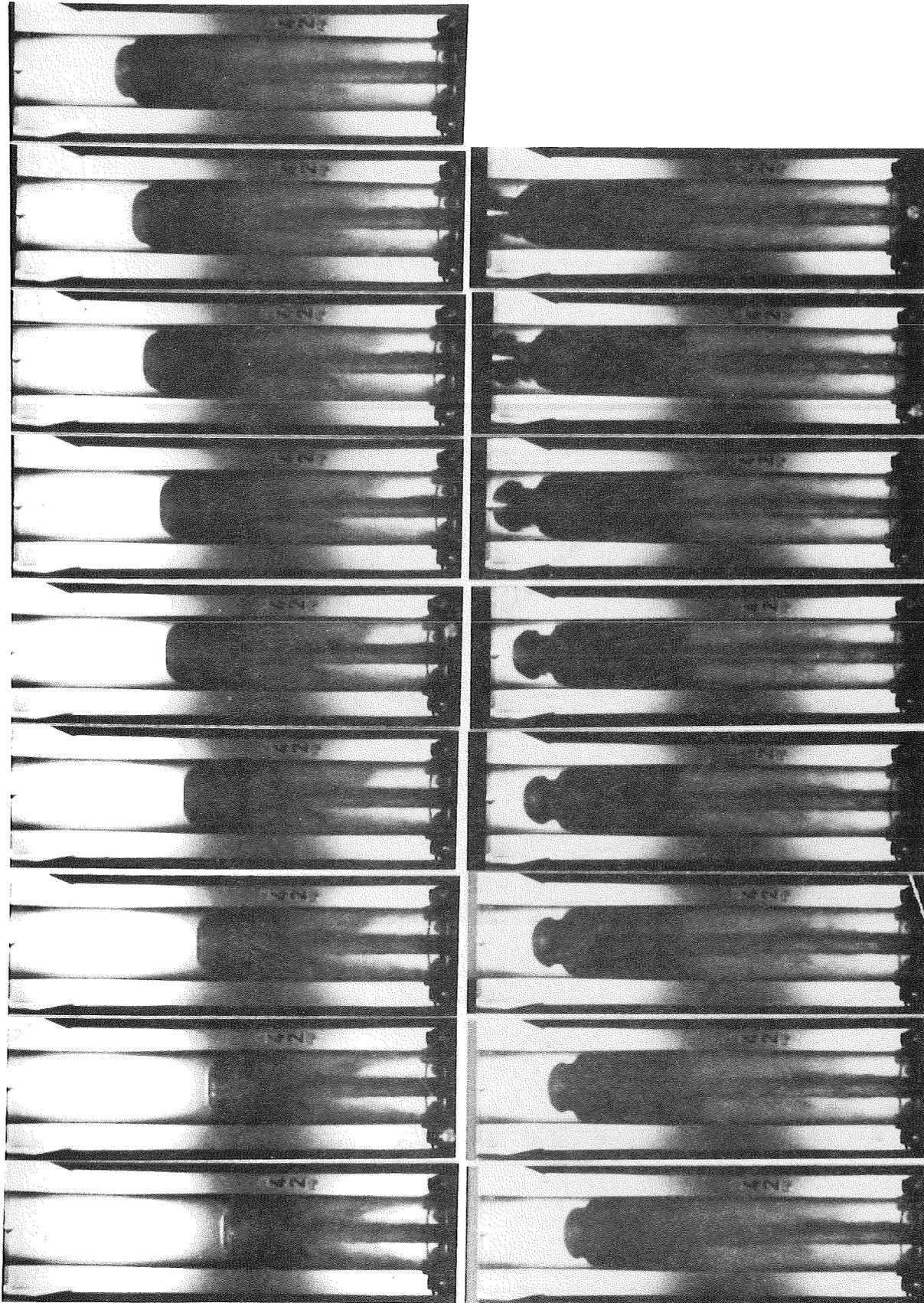


Abb. A-9.7: Versuch Nr. 42 - Bilder Nr. 1 bis 18.



t = 12.18 ms

Abb. A-9.7: Versuch Nr. 42 - Bilder Nr. 19 bis 35.

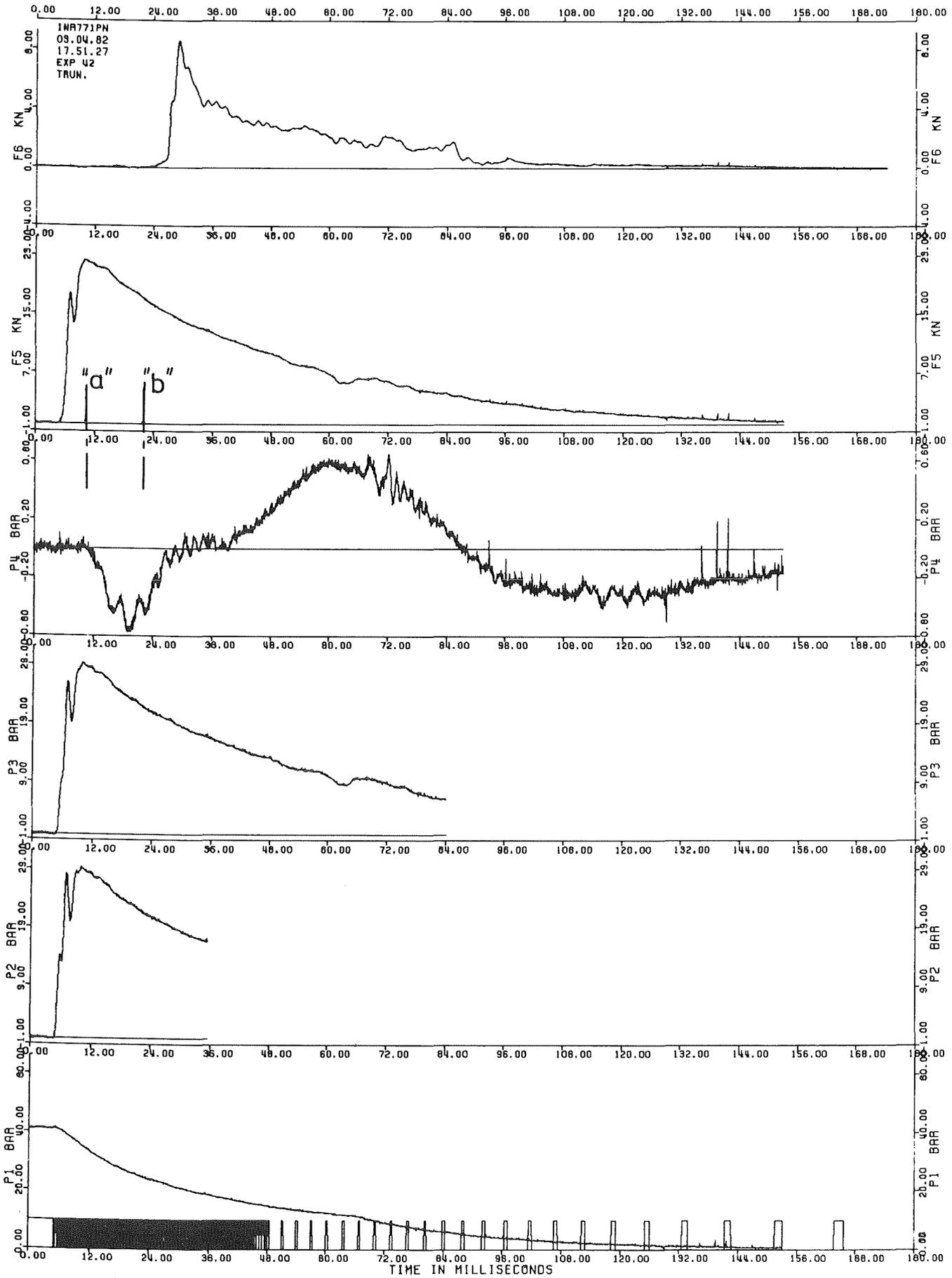


Abb. A-9.8: Versuch Nr. 42 - Meßsignale.

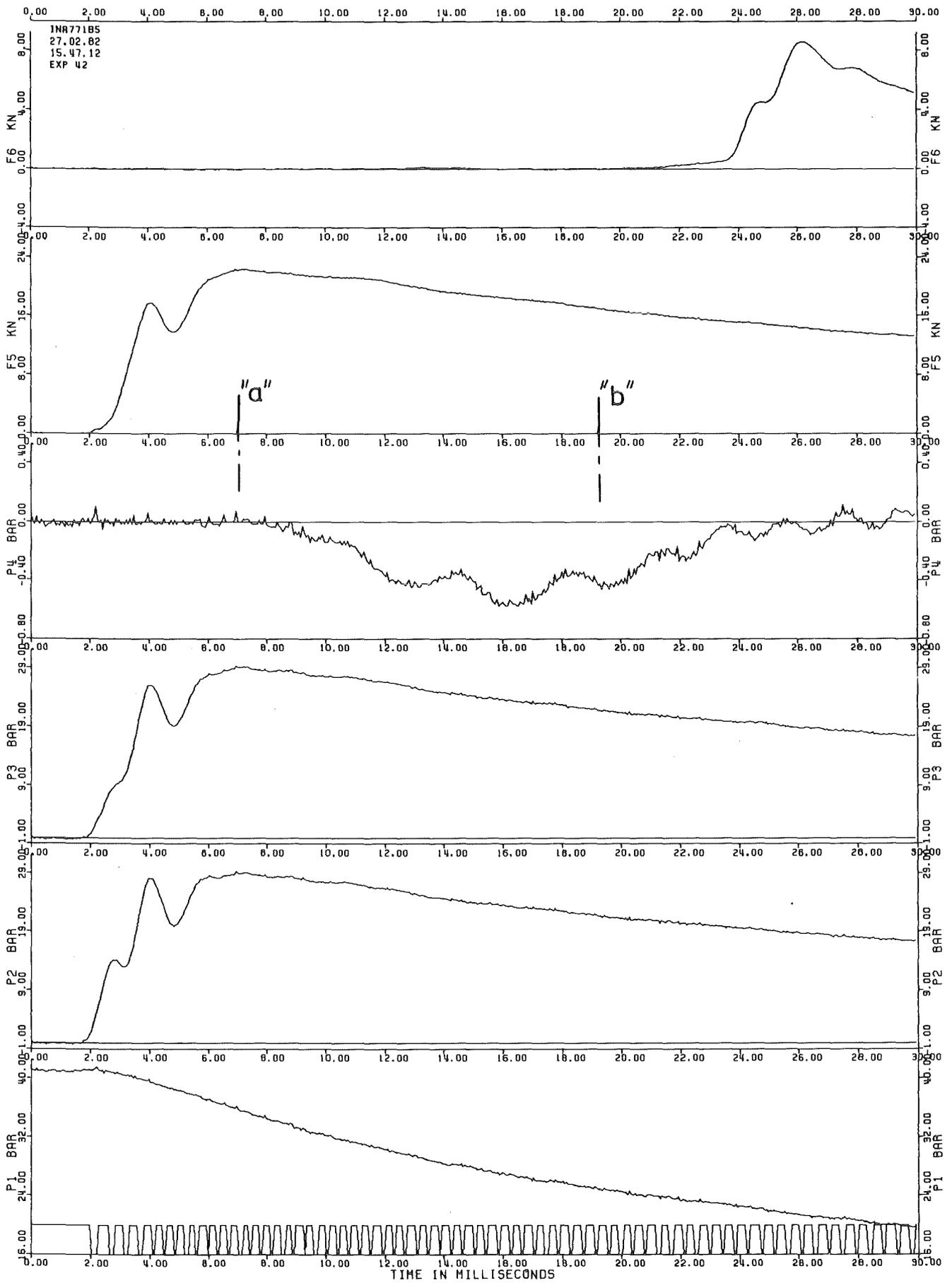


Abb. A-9.9: Versuch Nr. 42 - Meßsignale.

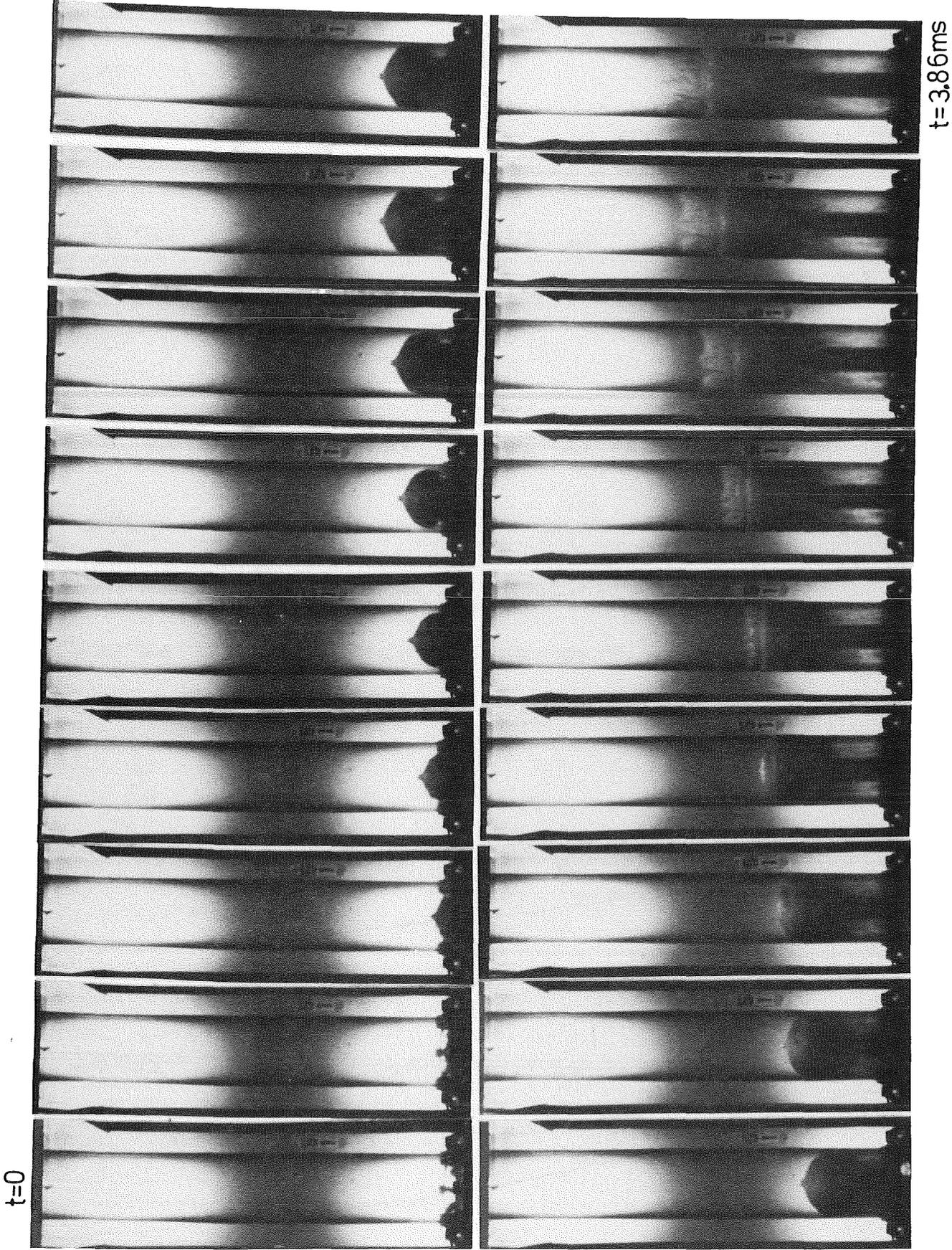
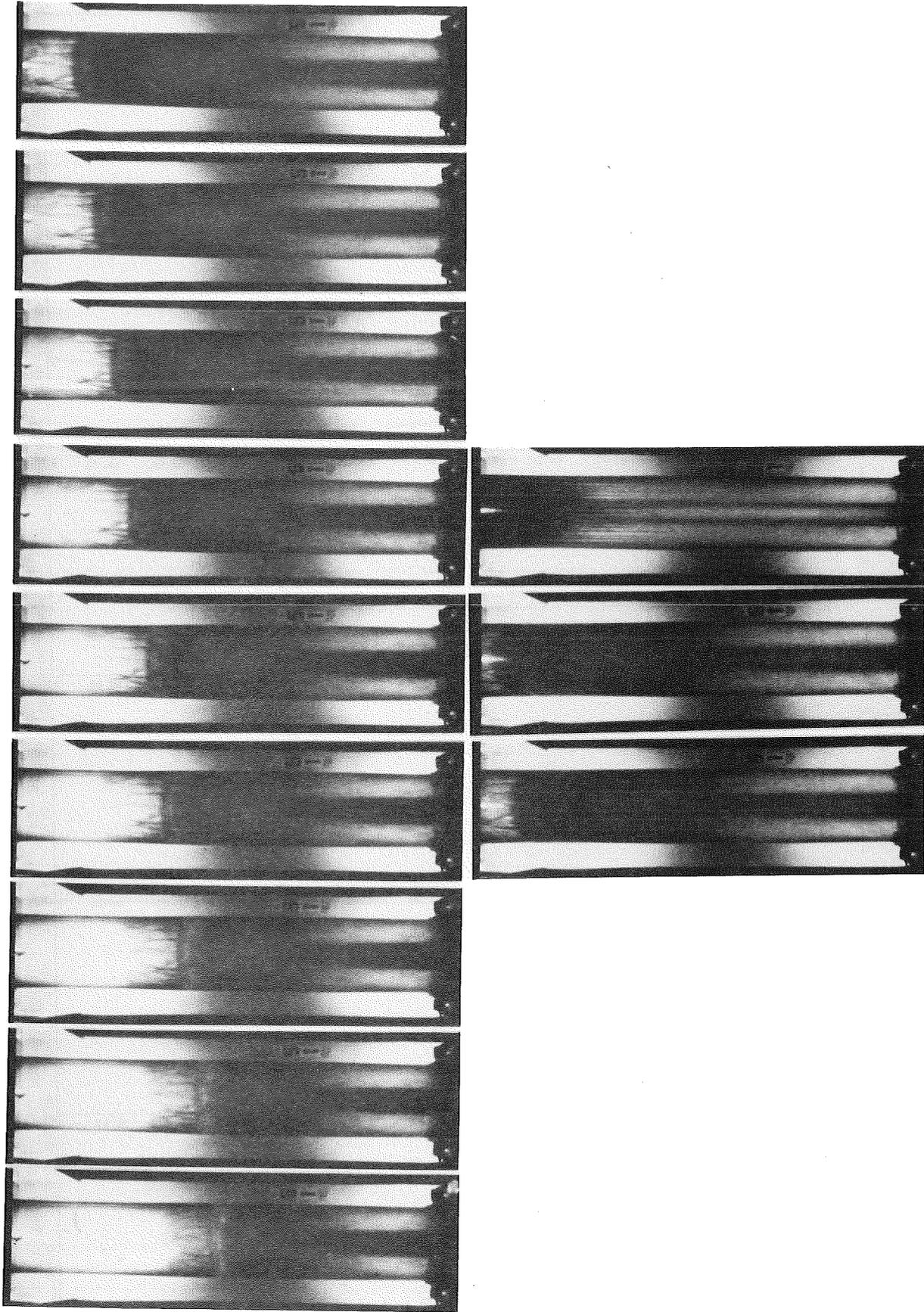


Abb. A-9,10: Versuch Nr. 51 - Bilder Nr. 1 bis 18.



$t=6.35$ $t=10.21ms$

Abb. A-9.10: Versuch Nr. 51 - Bilder Nr. 19 bis 29 und Nr. 46

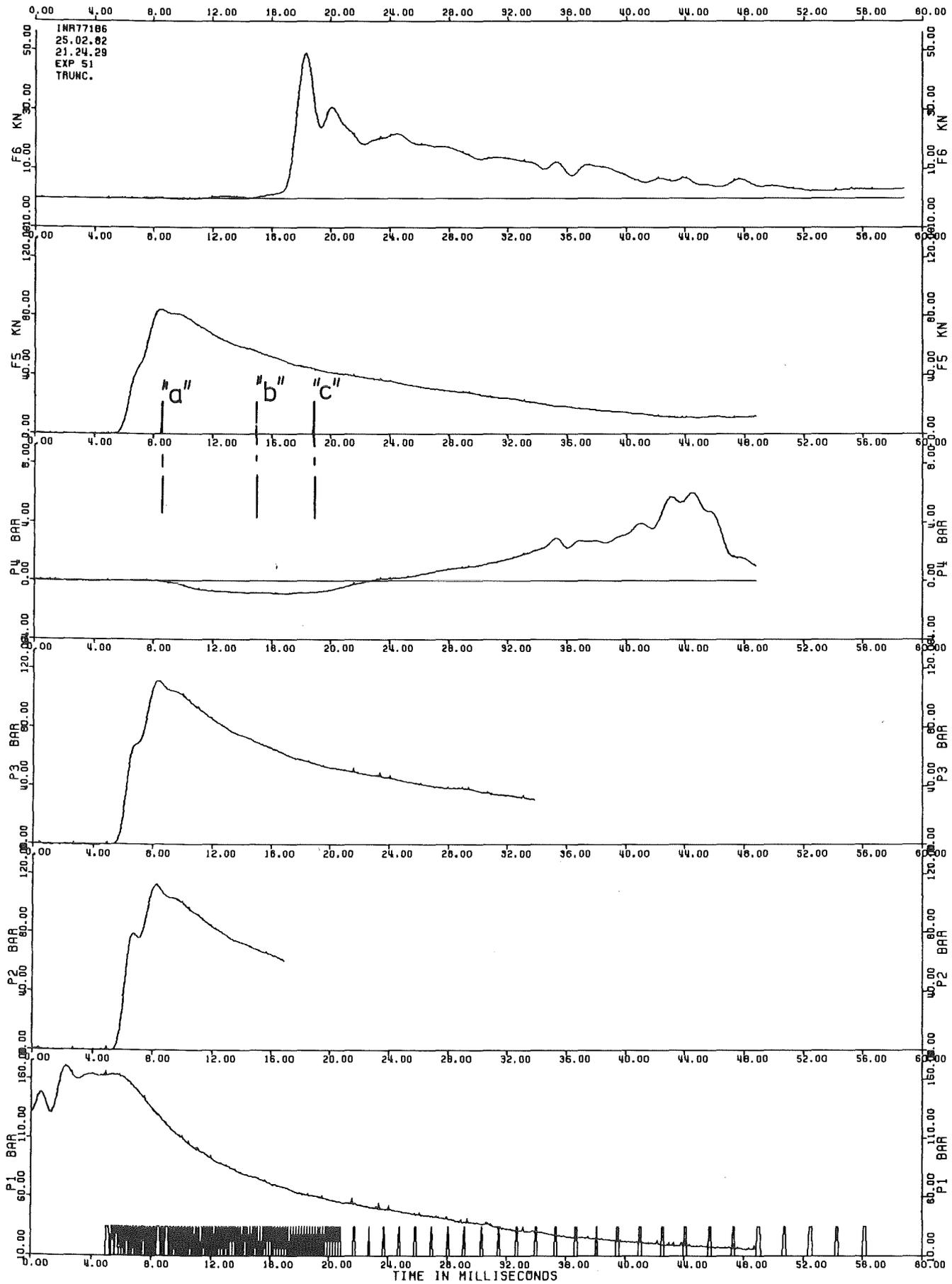


Abb. A-9.11: Versuch Nr. 51 - Meßsignale.

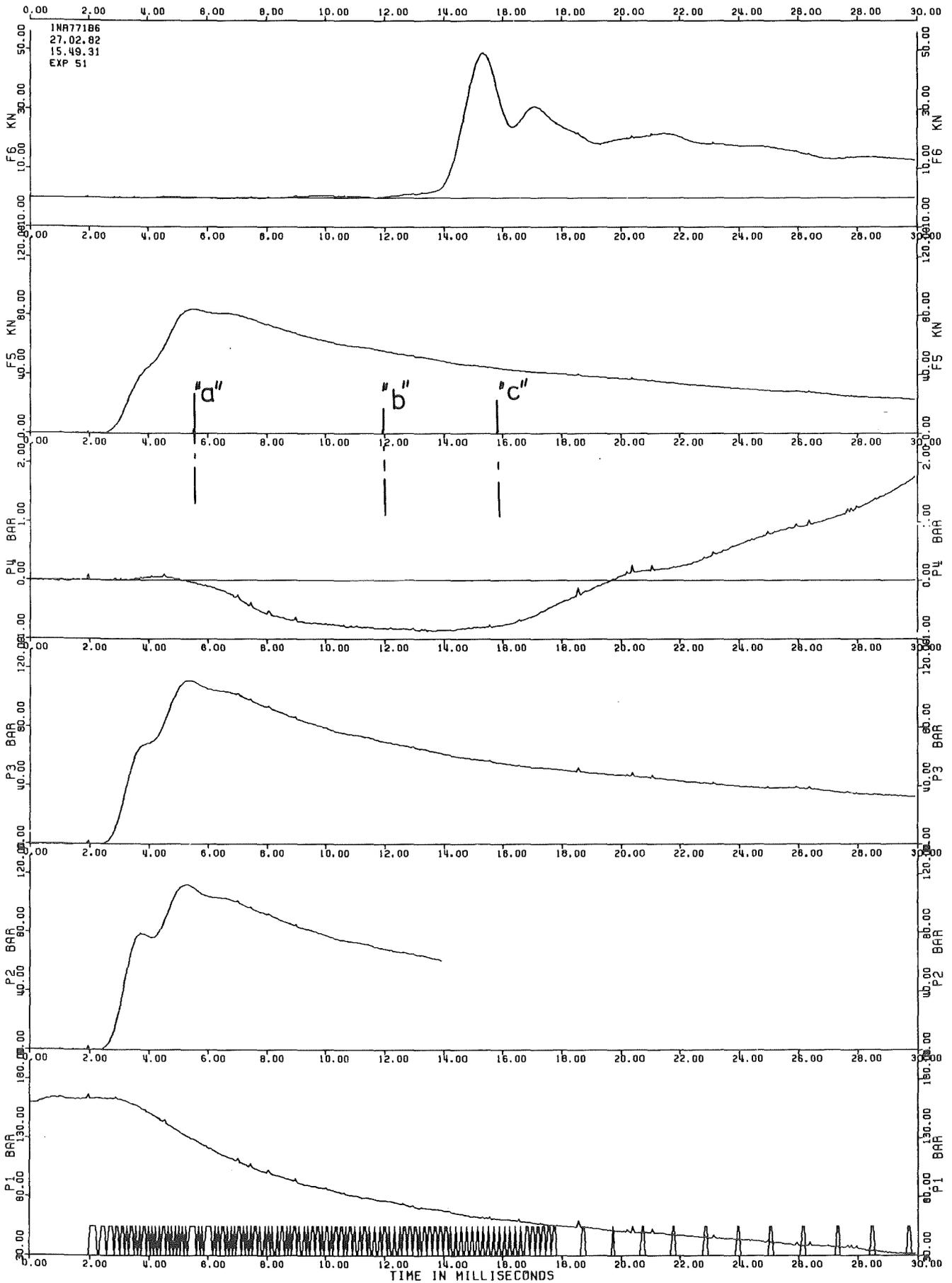
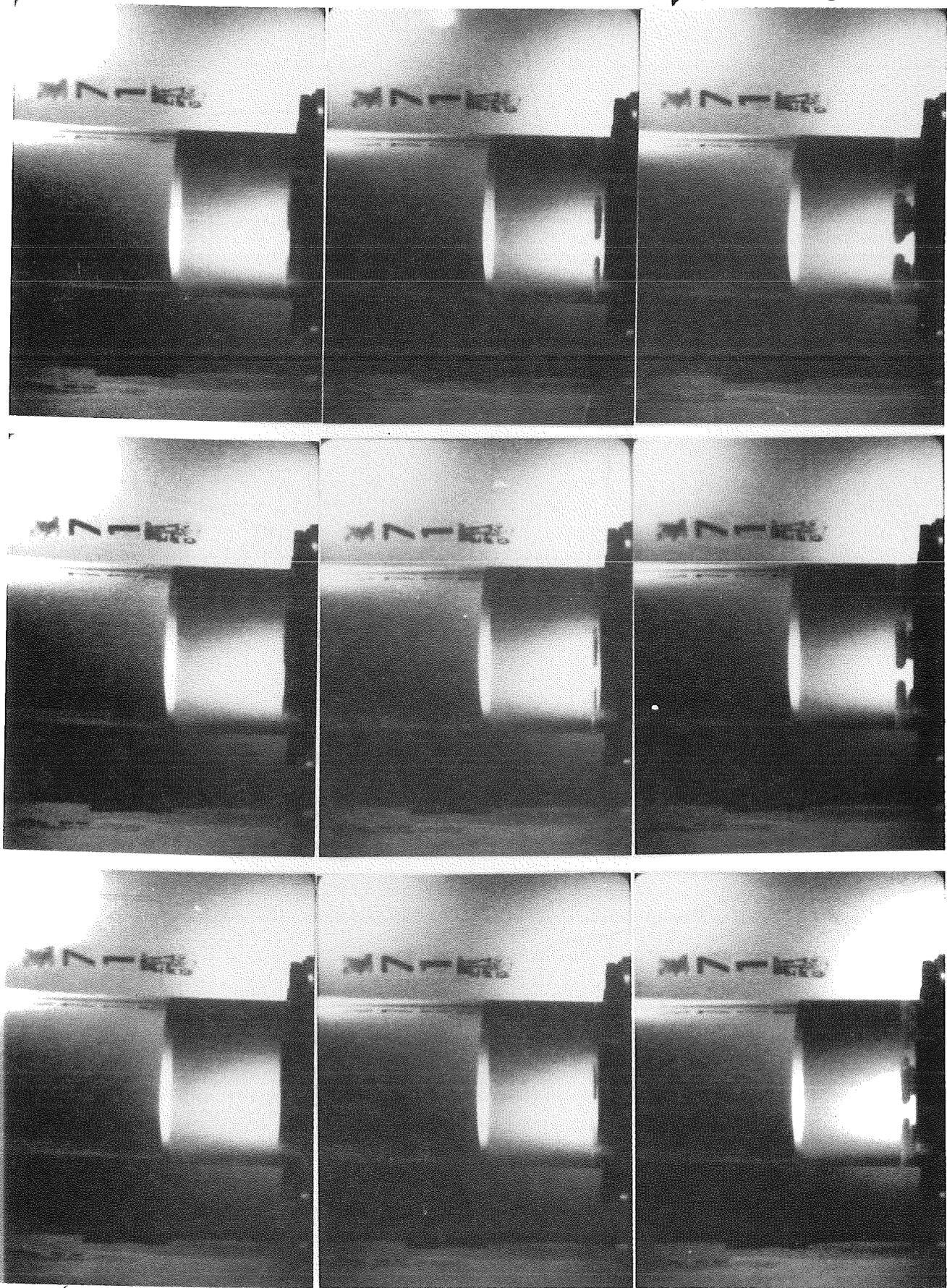


Abb. A-9.12: Versuch Nr. 51 - Meßsignale.

$t = 0.90 \text{ ms}$



$t = 0$

Abb. A-9.13: Versuch Nr. 71 - Bilder Nr. 1 bis 9.

$t = 1.912 \text{ ms}$

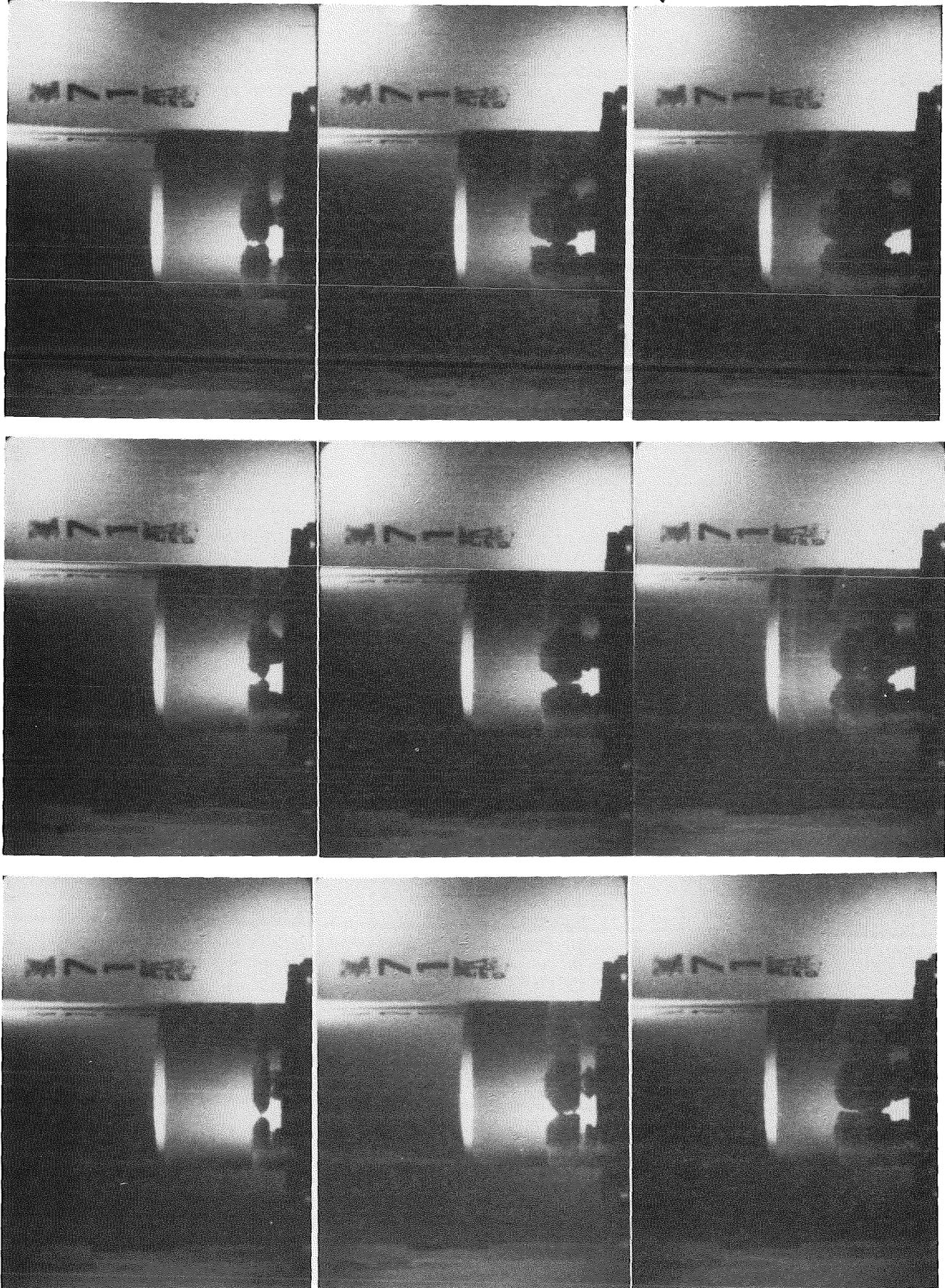


Abb. A-9.13: Versuch Nr. 71 - Bilder Nr. 10 bis 18.

$t = 2.924 \text{ ms}$

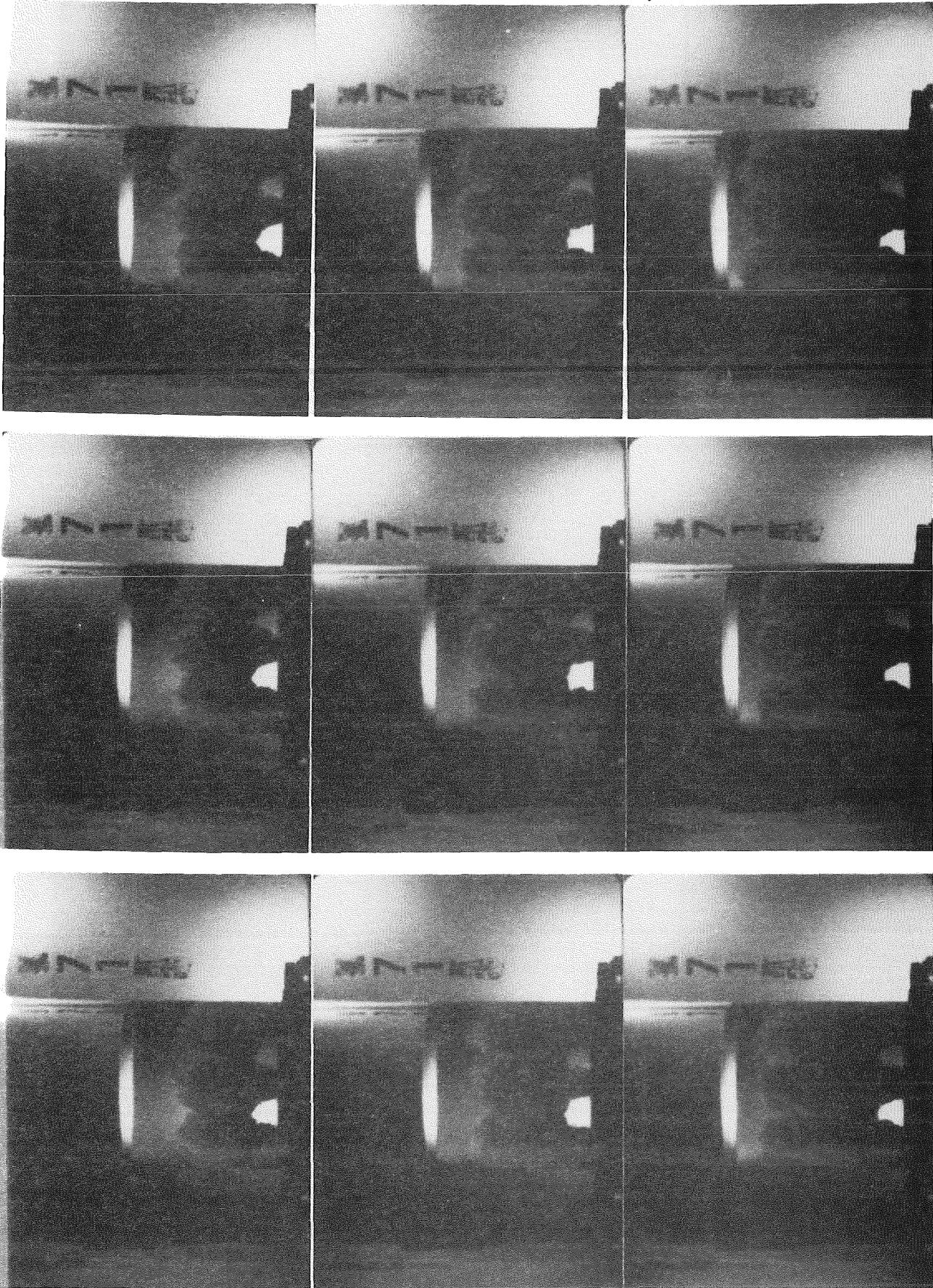
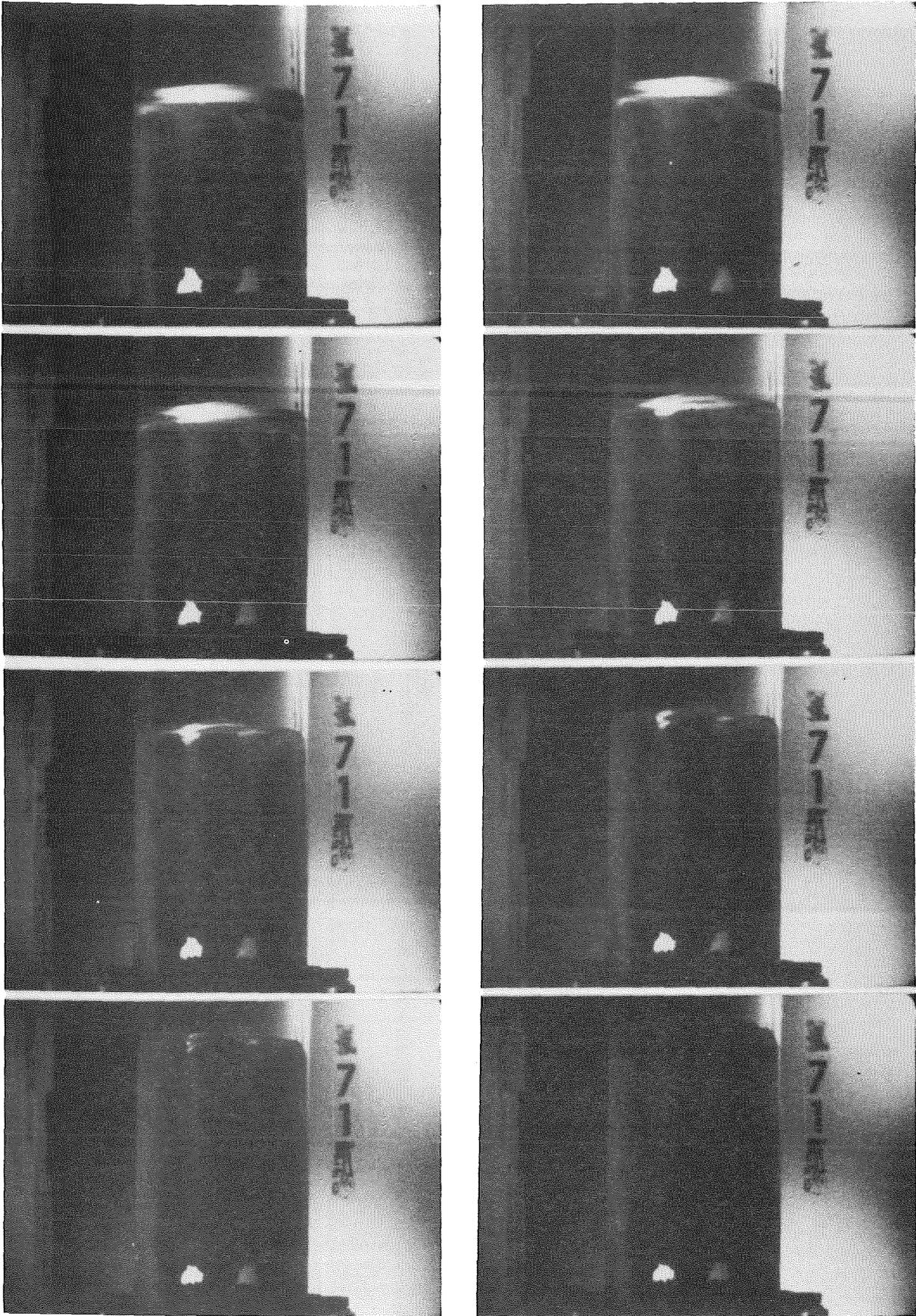


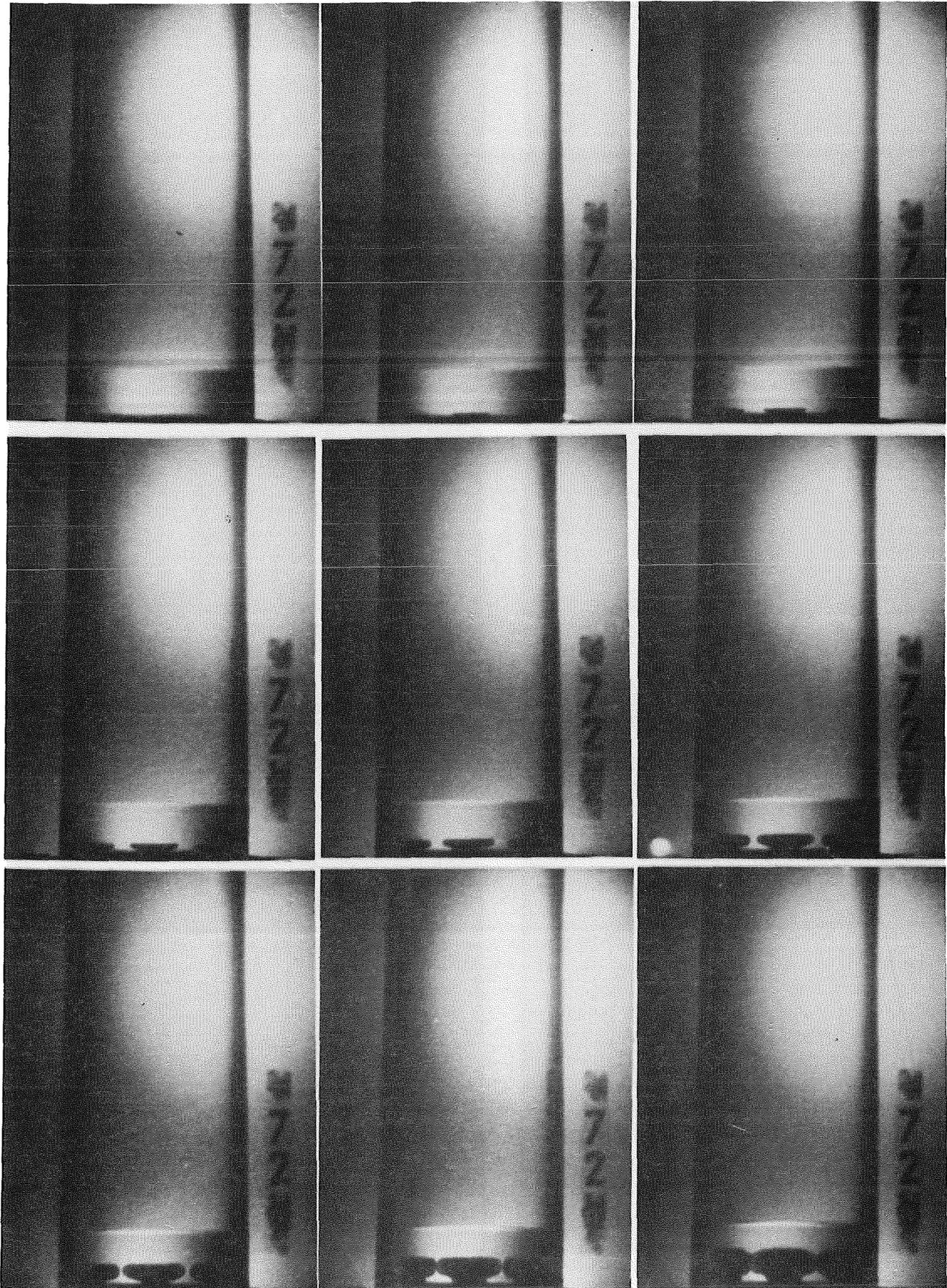
Abb. A-9.13: Versuch Nr. 71 - Bilder Nr. 19 bis 27.



t = 3,82 ms

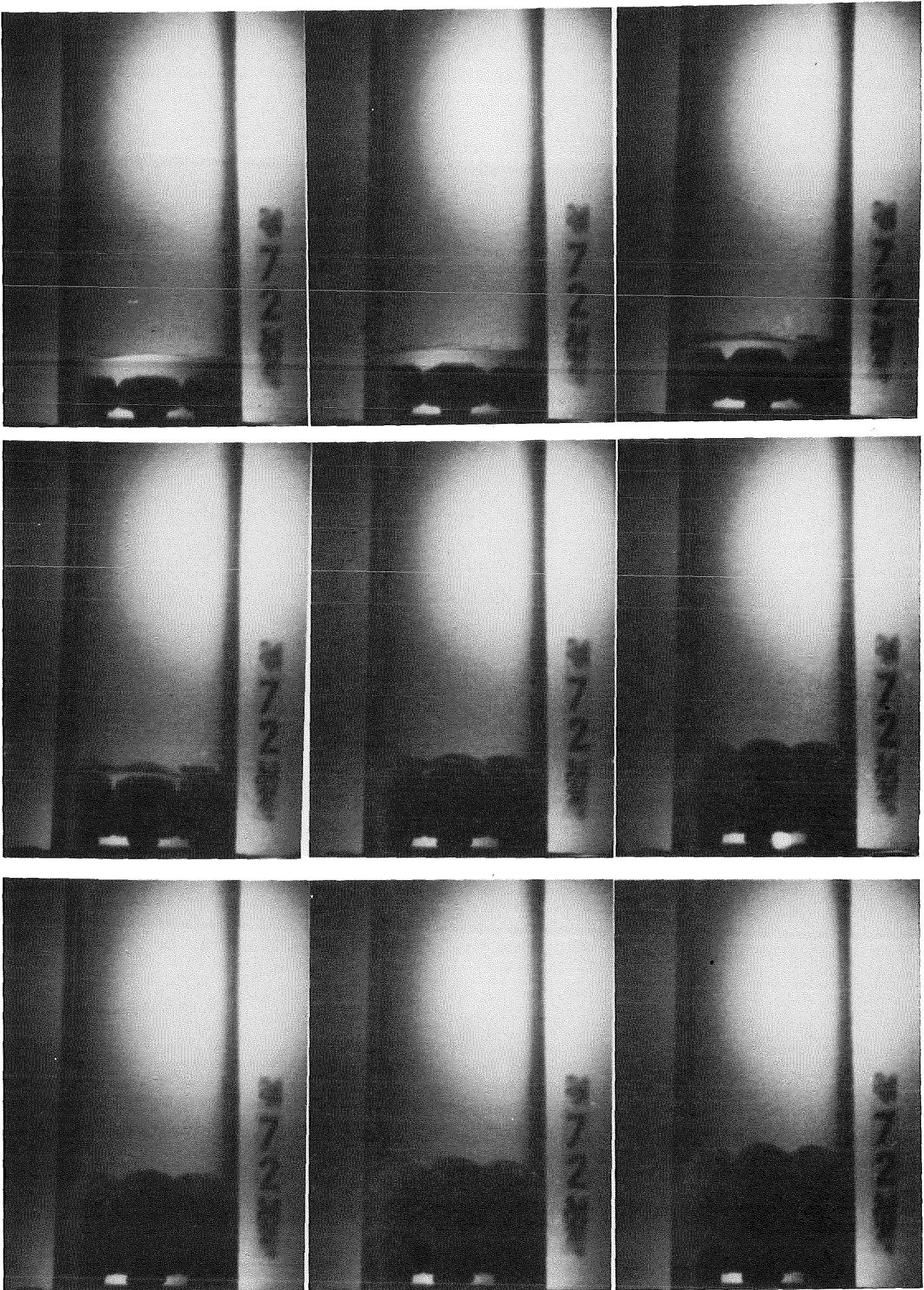
Abb. A-9.13: Versuch Nr. 71 - Bilder Nr. 28 bis 35.

t=0



t=0.936 ms

Abb. A-9.14: Versuch Nr. 72 - Bilder Nr. 1 bis 9.



↑ t=1,989 ms

Abb. A-9.14: Versuch Nr. 72 - Bilder Nr. 10 bis 18.



$t = 3.042 \text{ ms}$

Abb. A-9.14: Versuch Nr. 72 - Bilder Nr. 19 bis 27.

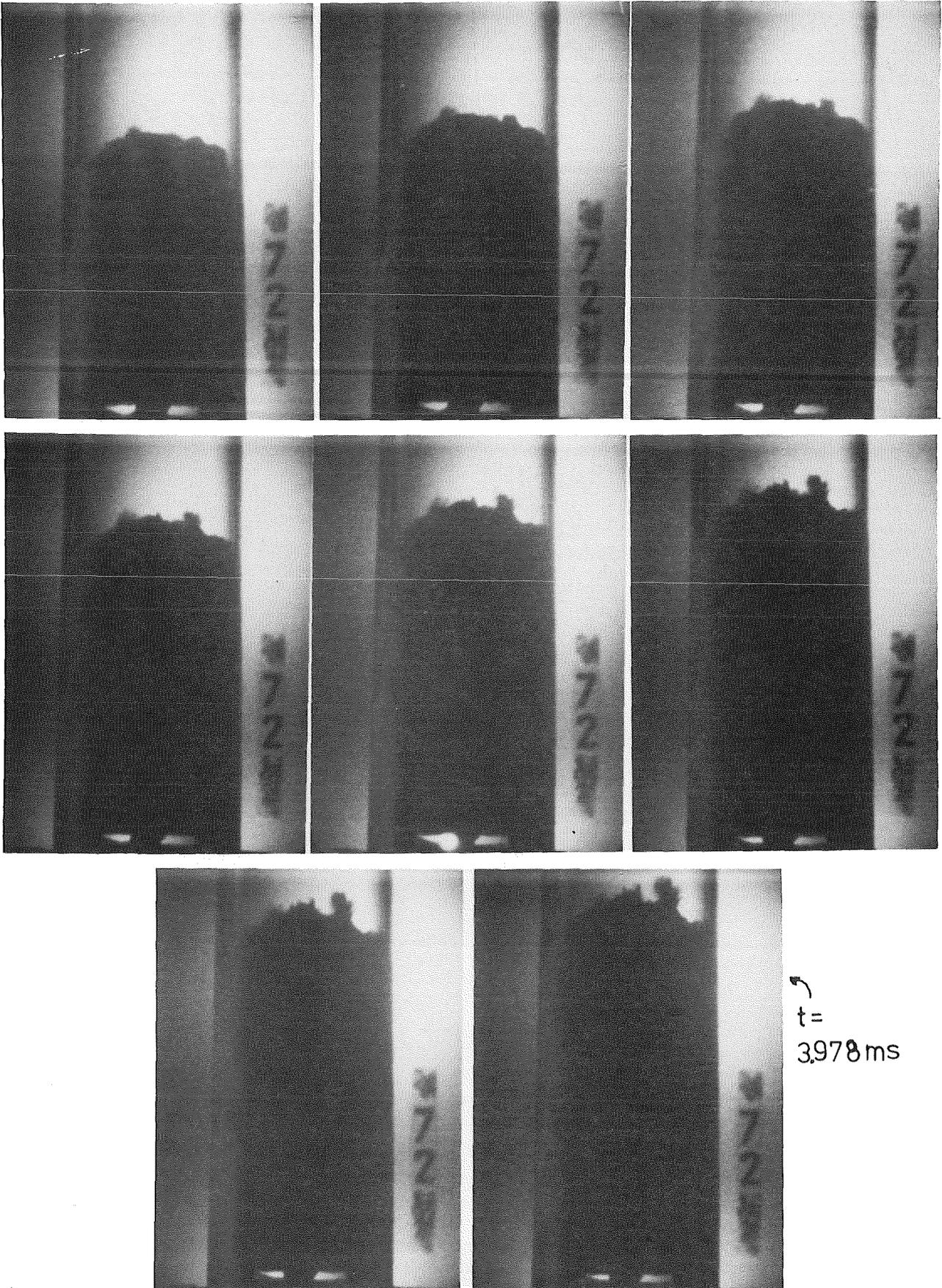
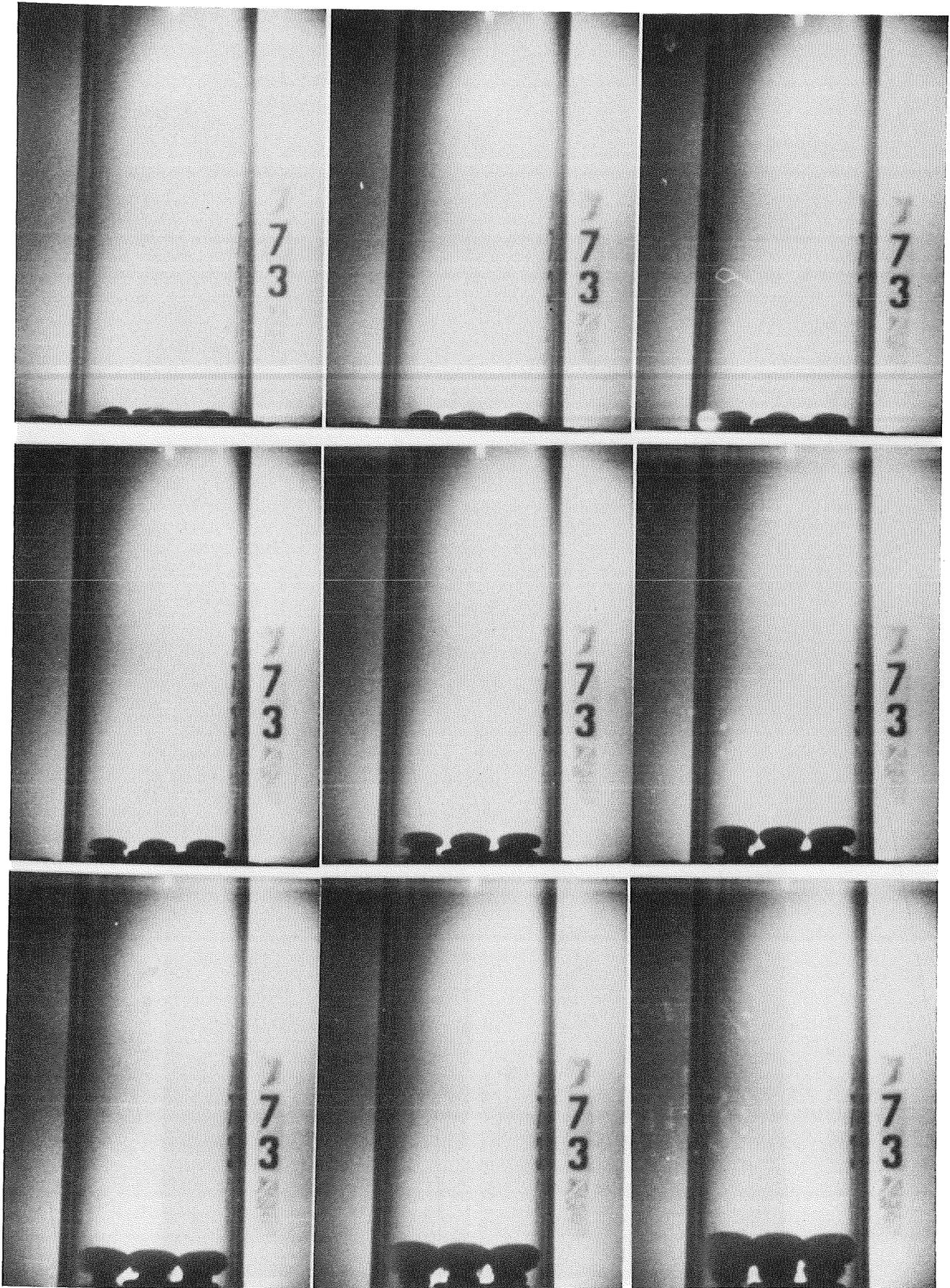
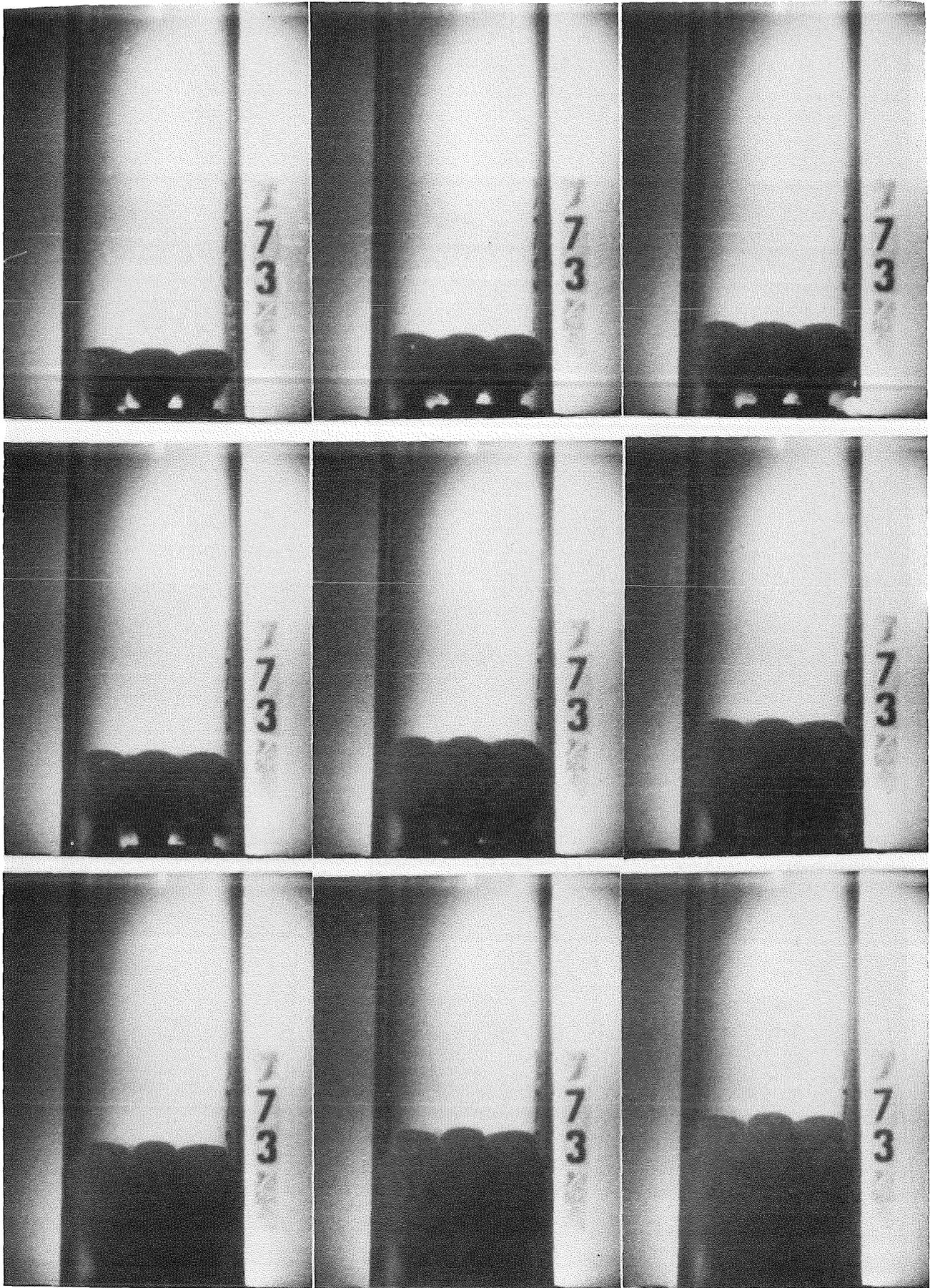


Abb. A-9.14: Versuch Nr. 72 - Bilder Nr. 28 bis 35.



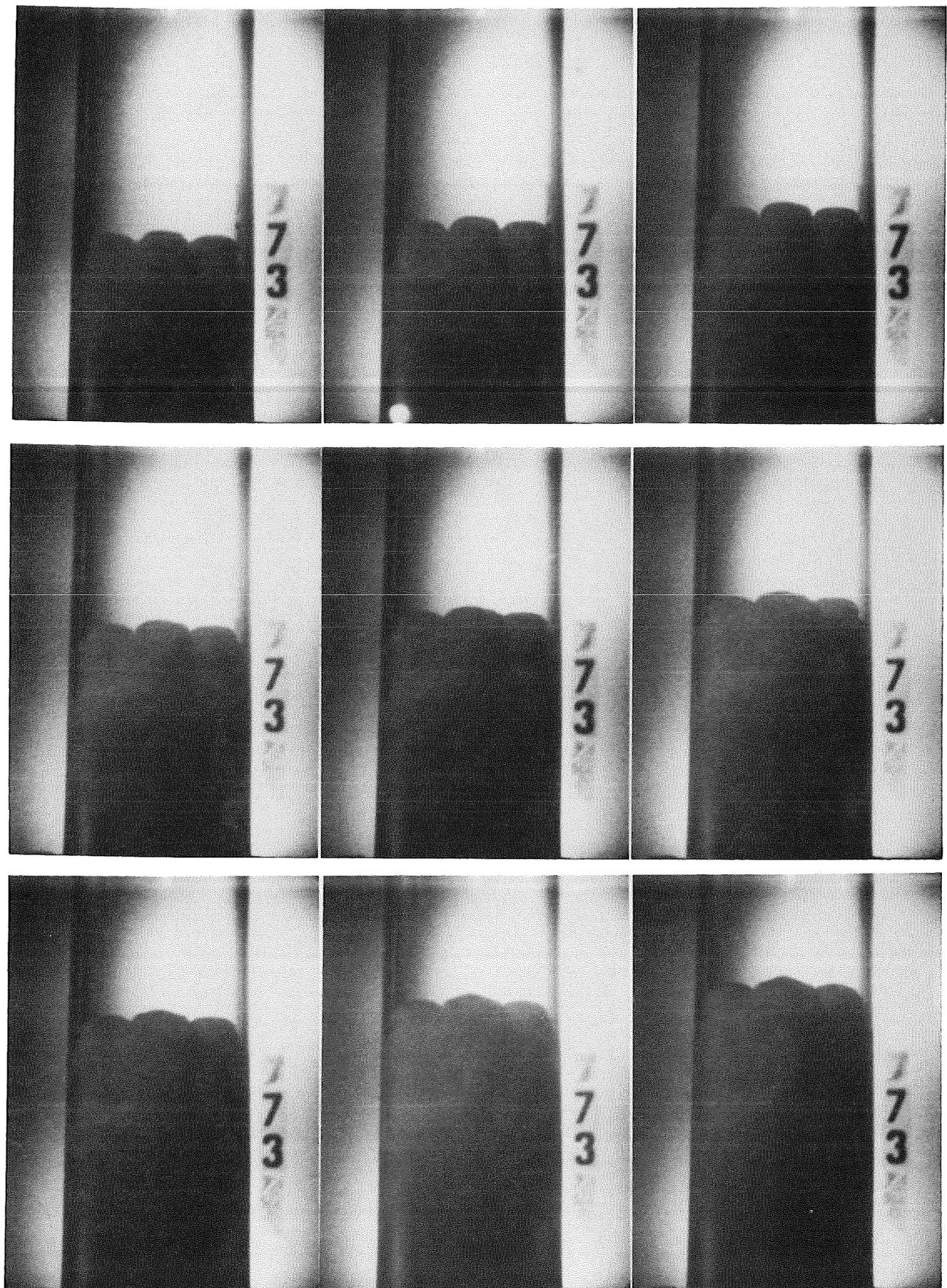
$t = 0.943 \text{ ms}$

Abb. A-9.15: Versuch Nr. 73 - Bilder Nr. 1 bis 9.



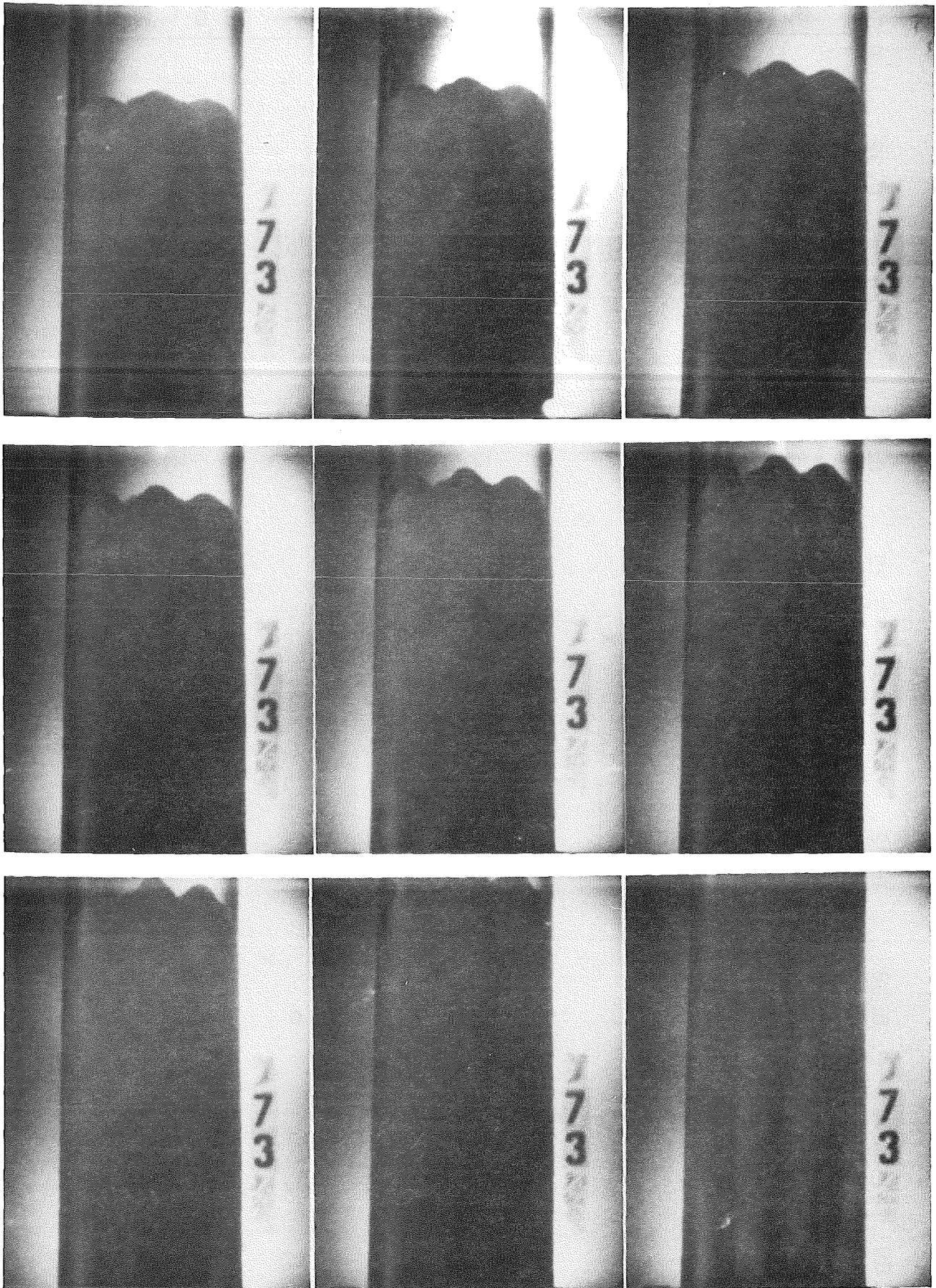
↑ $t = 2.005 \text{ ms}$

Abb. A-9.15: Versuch Nr. 73 - Bilder Nr. 10 bis 18.



↶ $t=3.066$ ms

Abb. A-9.15: Versuch Nr. 73 - Bilder Nr. 19 bis 27.



$t = 4.009 \text{ ms}$

$t = 10.61 \text{ ms}$

Abb. A-9.15: Versuch Nr. 73 - Bilder Nr. 28 bis 35 und Nr. 91

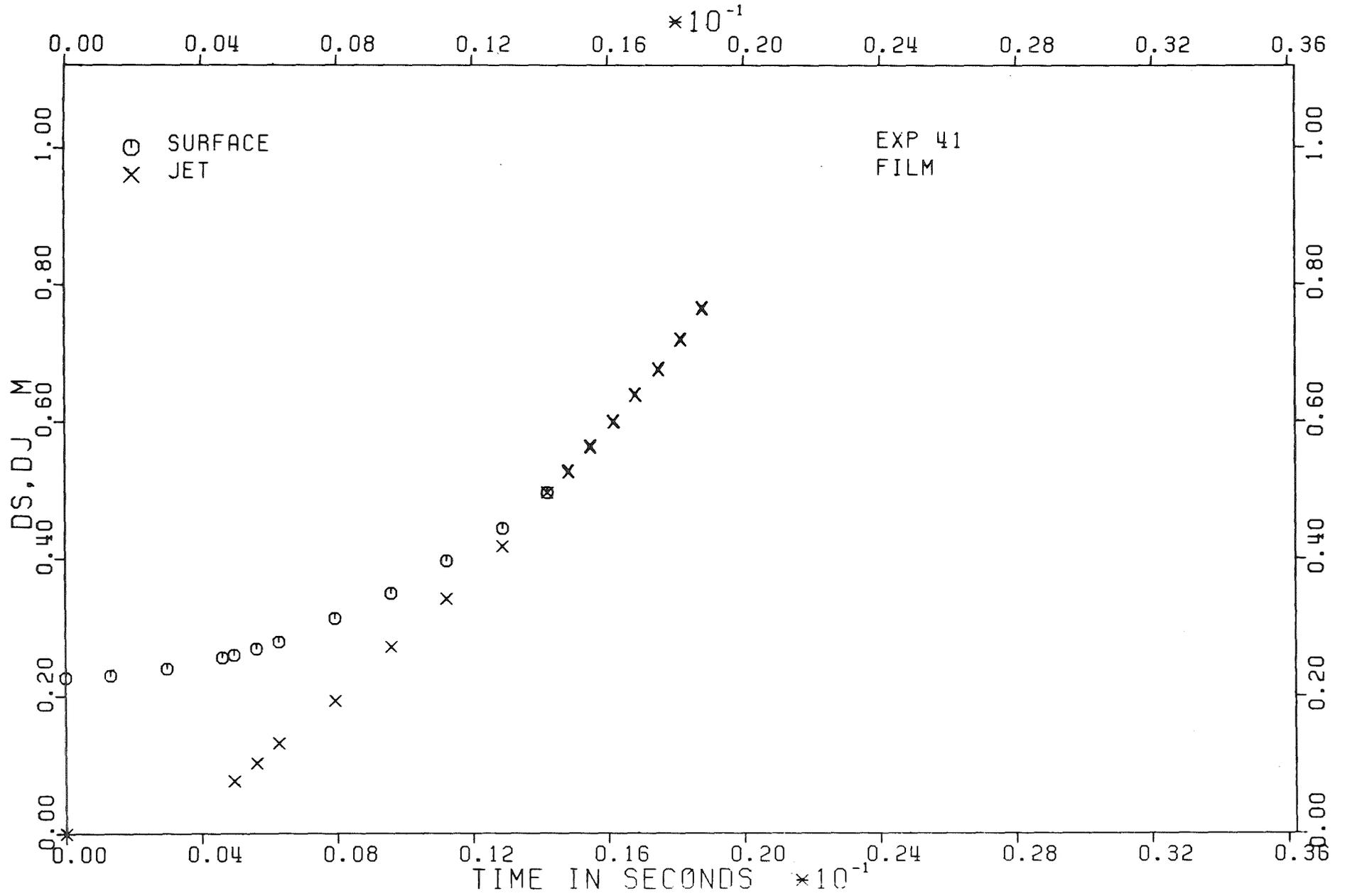


Abb. A-10.1: Versuch Nr. 41 - Auswertung der Bewegung der Wasseroberfläche und des Wasserstrahls aus dem Film.

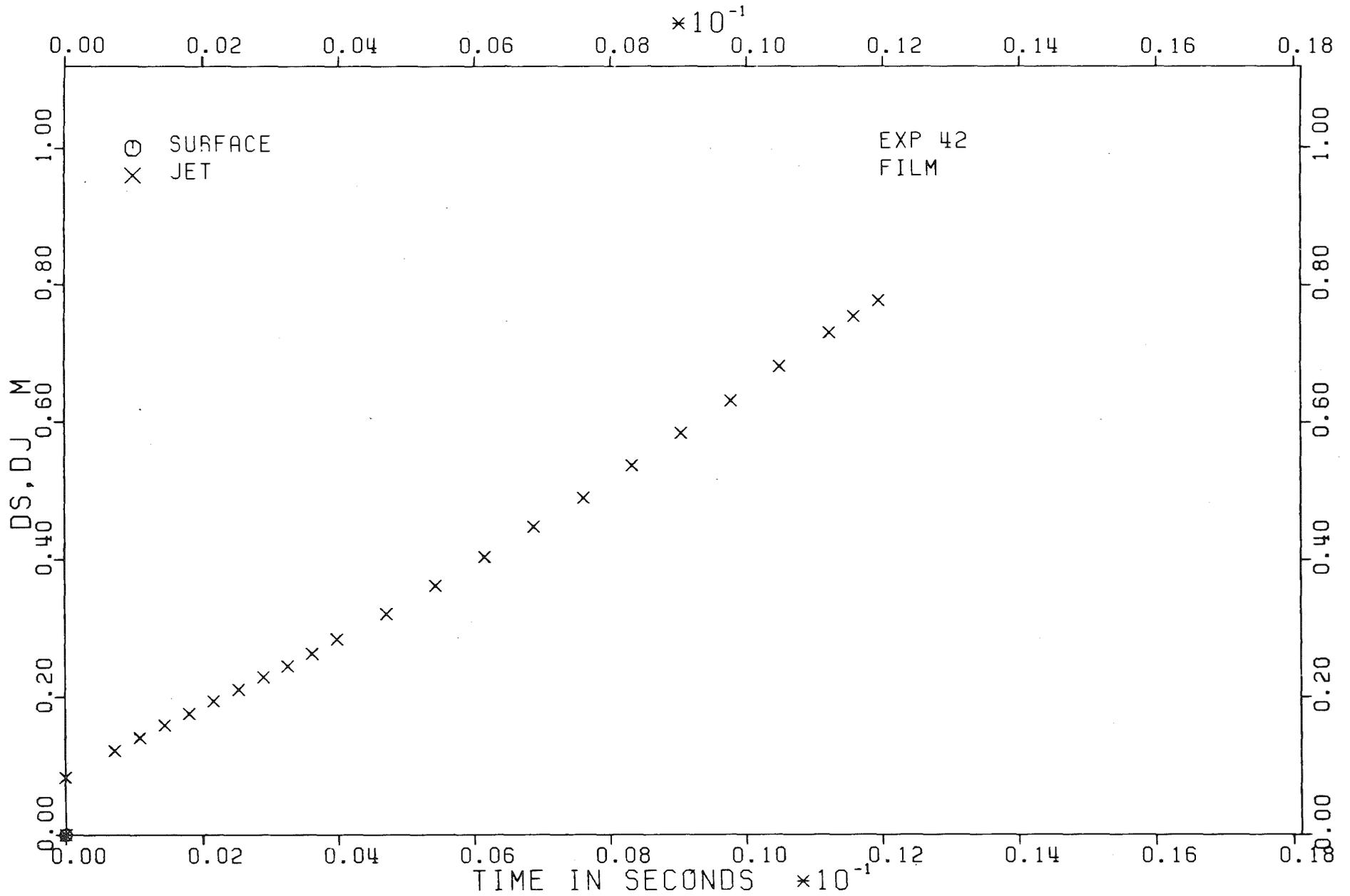


Abb. A-10.2: Versuch Nr. 42 - Auswertung der Bewegung des Wasserstrahls aus dem Film.

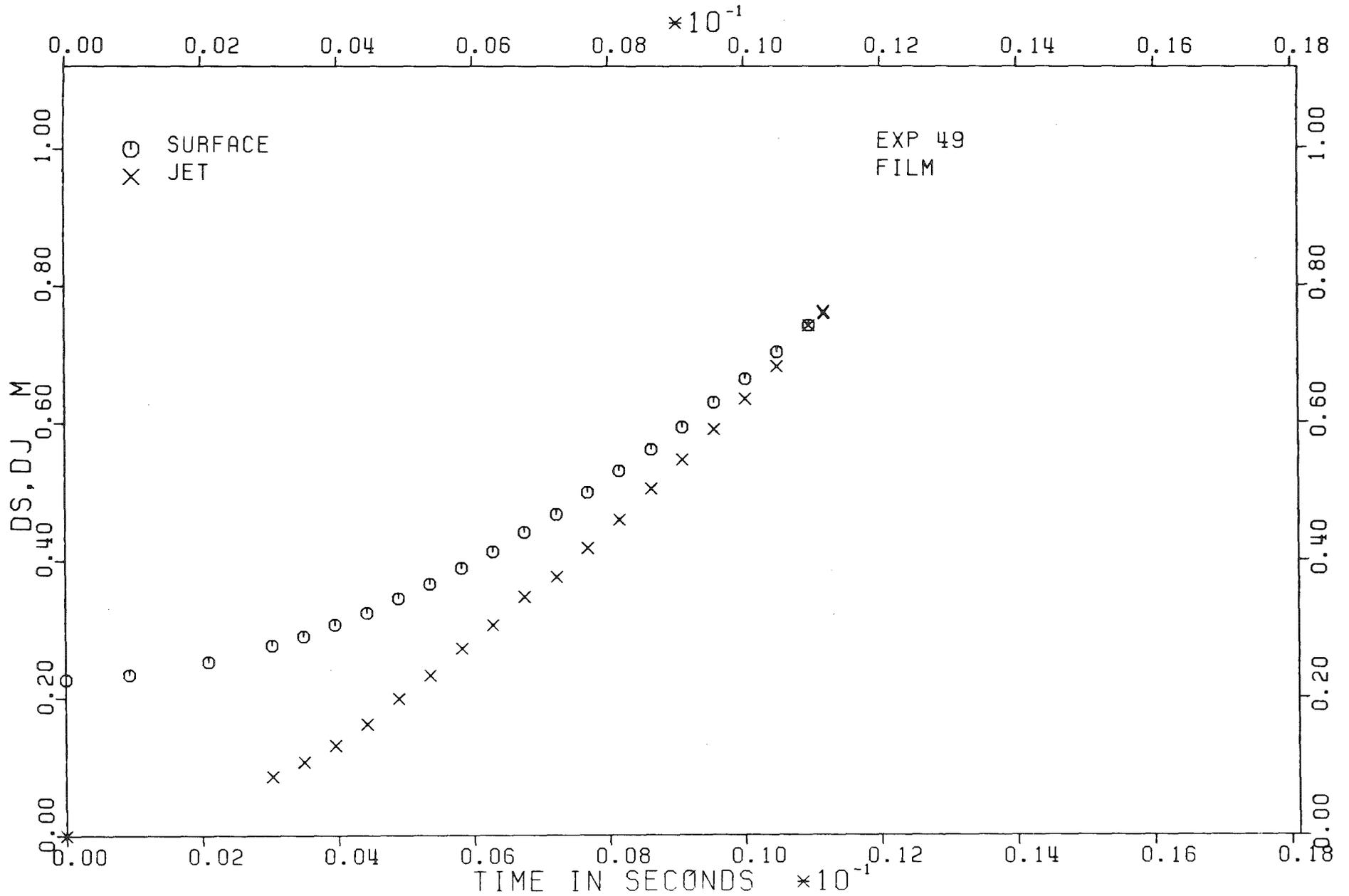


Abb. A-10.3: Versuch Nr. 49 - Auswertung der Bewegung der Wasseroberfläche und des Wasserstrahls aus dem Film.

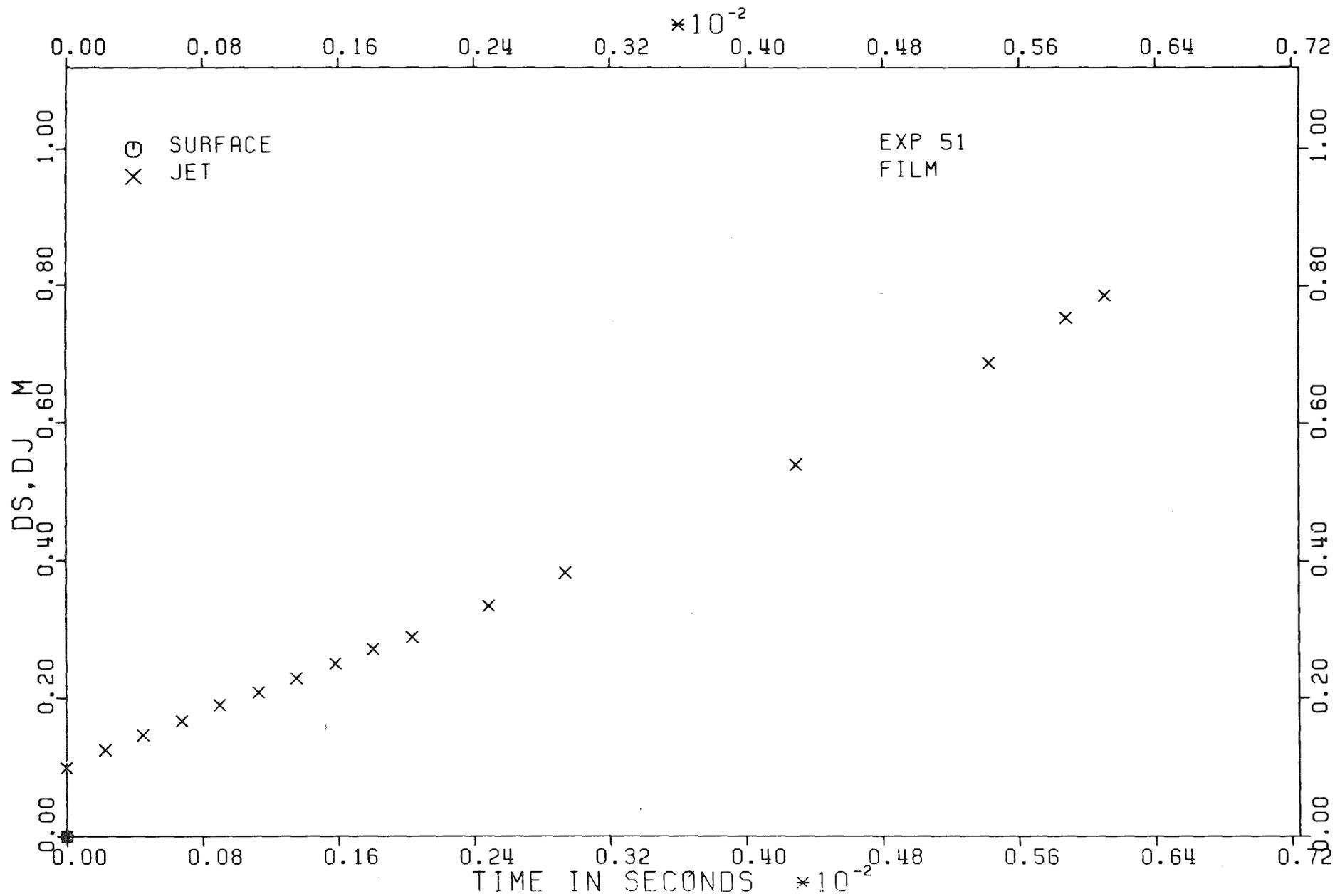


Abb. A-10.4: Versuch Nr. 51 - Auswertung der Bewegung des Wasserstrahls aus dem Film.

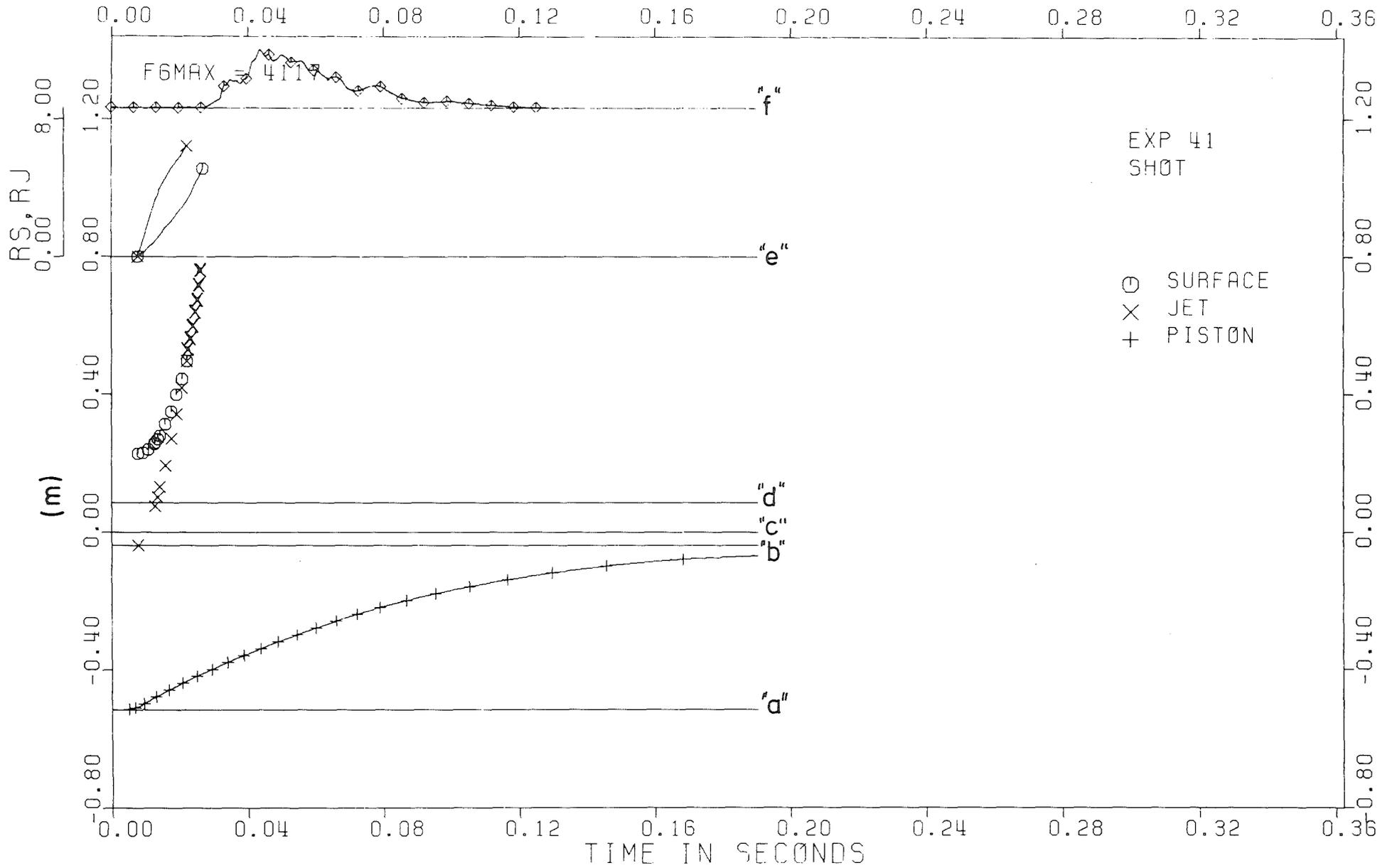


Abb. A-10.5: Versuch Nr. 41 - Wasseroberflächen-, Wasserstrahl- und Kolbenweg.

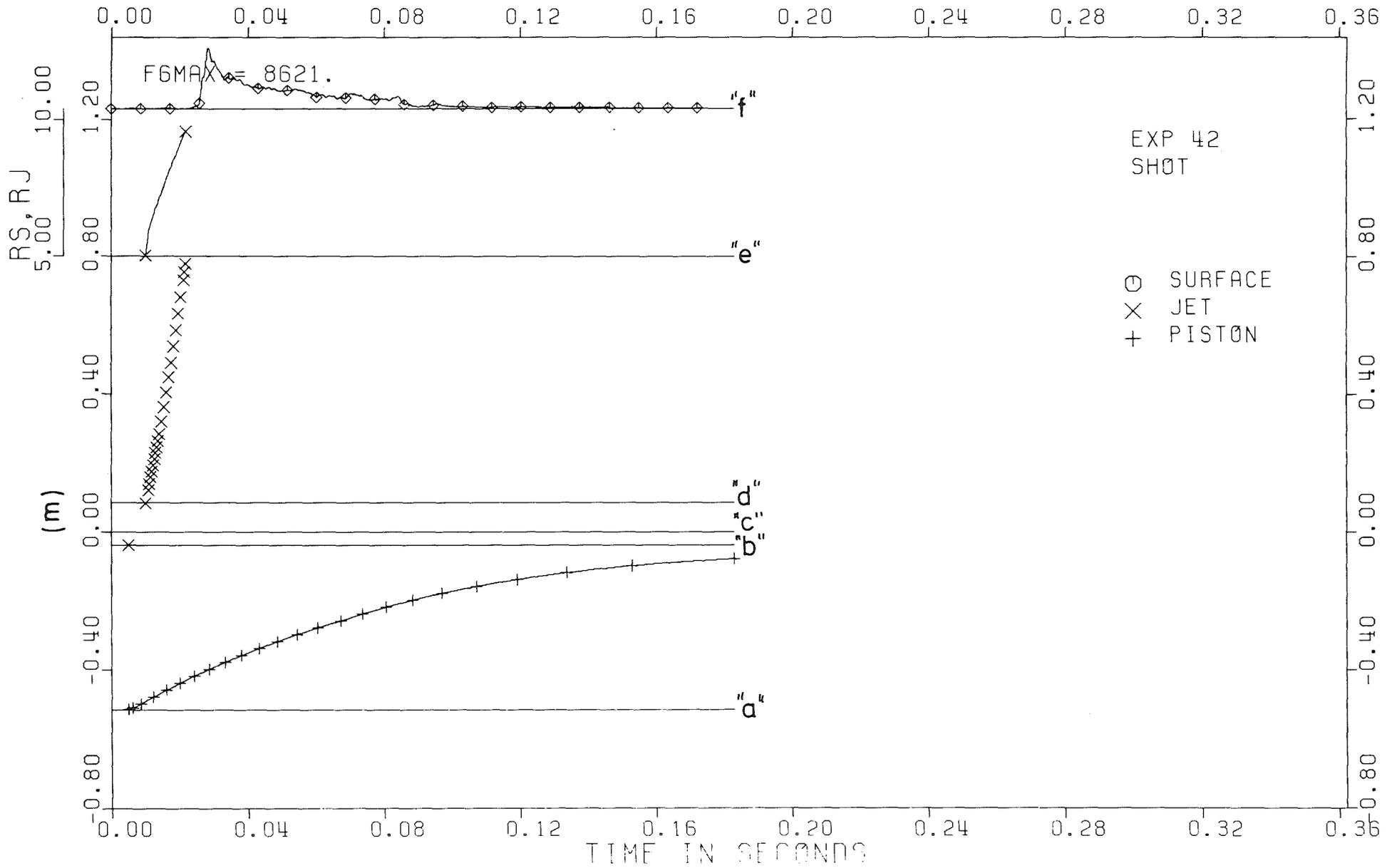


Abb. A-10.6: Versuch Nr. 42 - Wasserstrahl- und Kolbenweg.

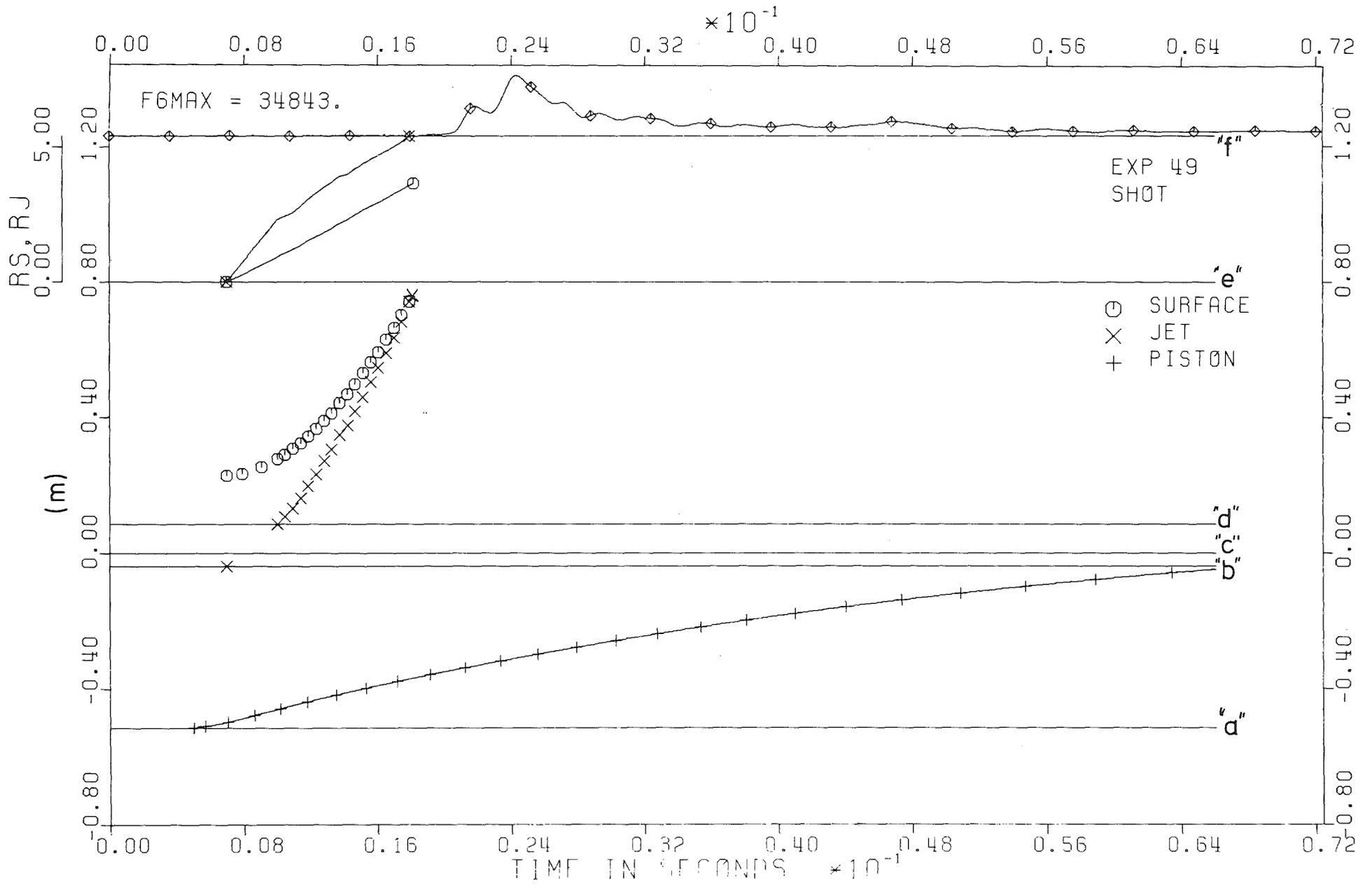


Abb. A-10.7: Versuch Nr. 49 - Wasseroberflächen-, Wasserstrahl- und Kolbenweg.

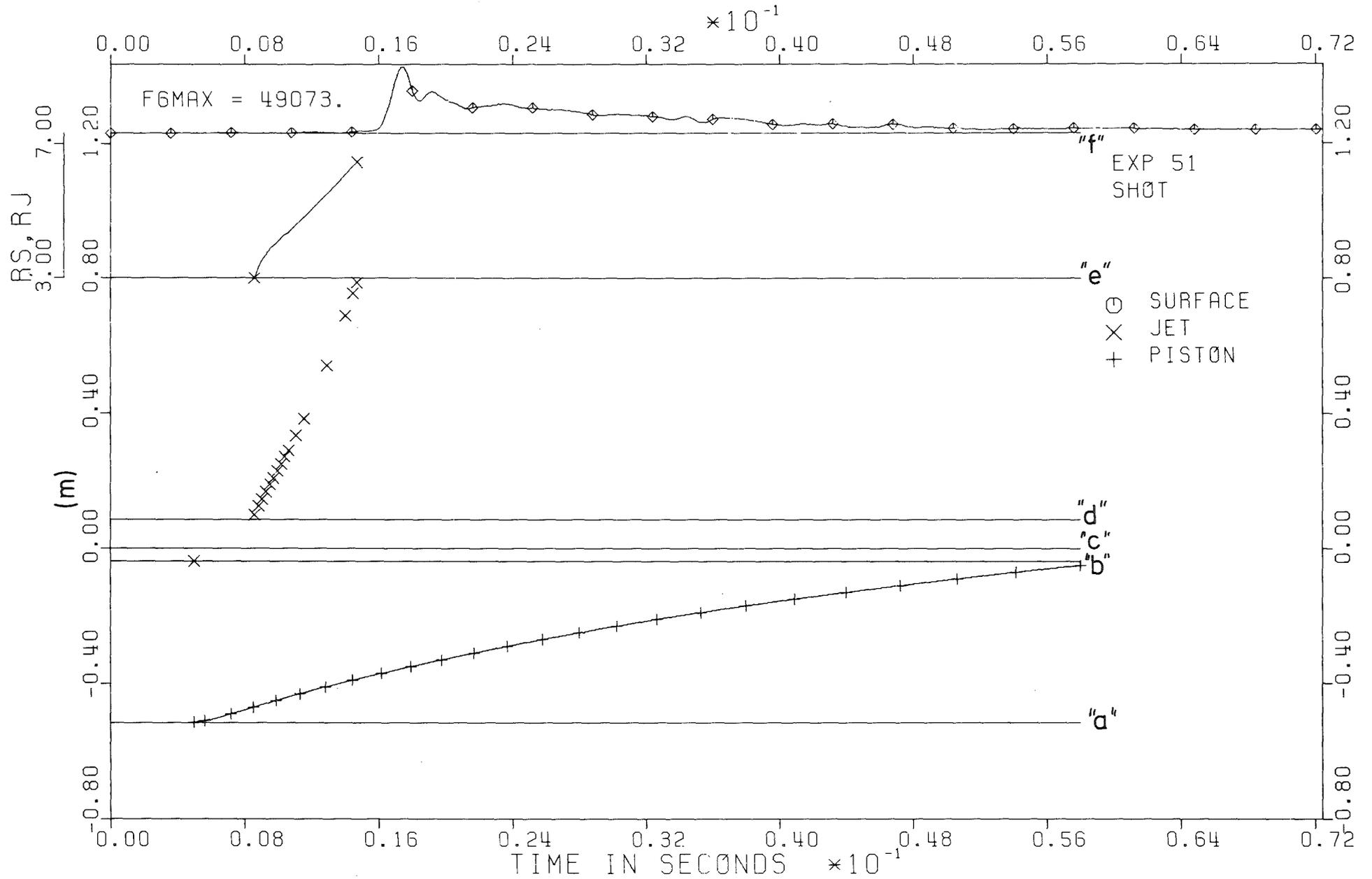


Abb. A-10.8: Versuch Nr. 51 - Wasserstrahl- und Kolbenweg.

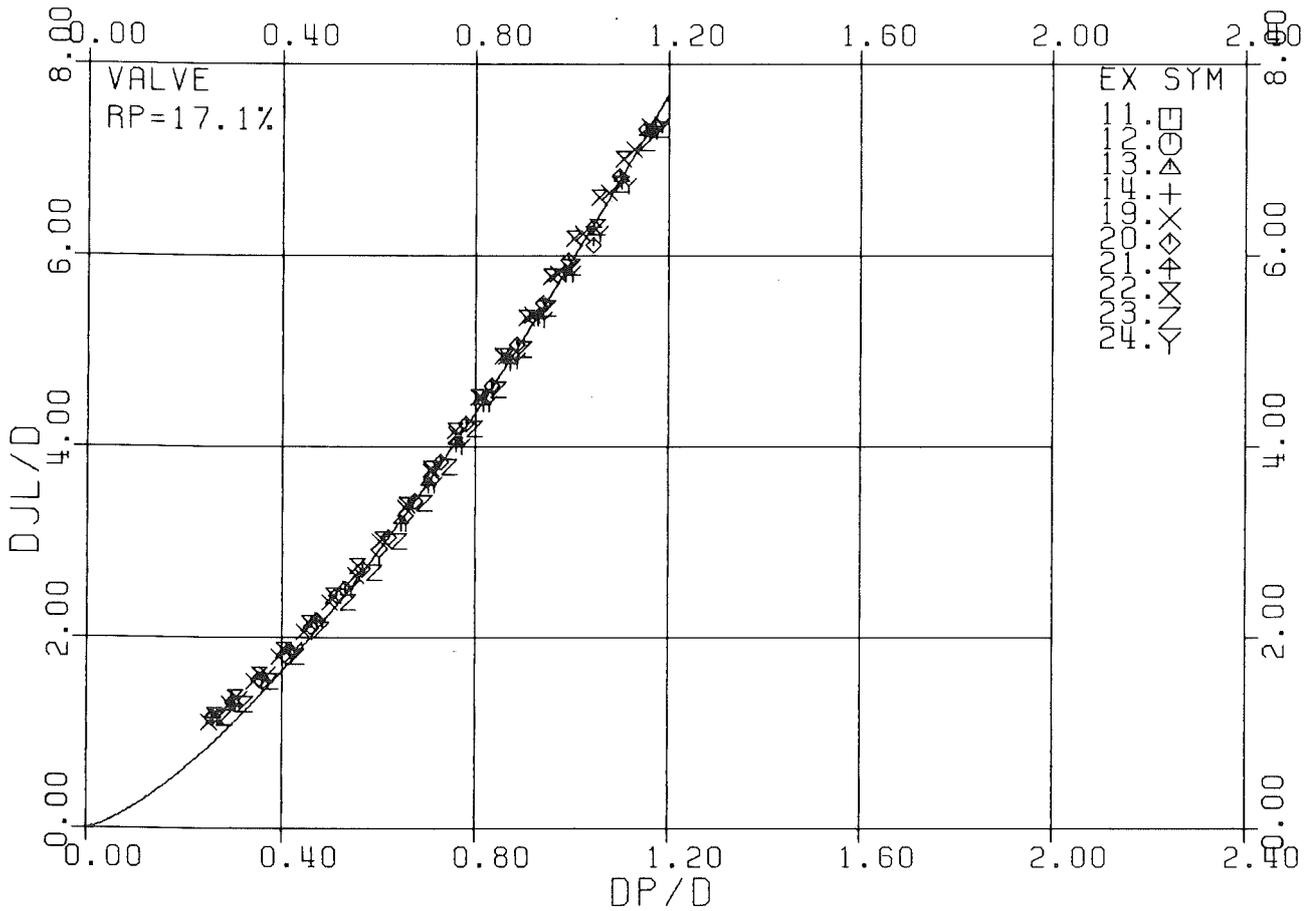


Abb. A-10.9: Versuche mit Ventil. Niedriger Wasserstand.
Wasserstrahlweg.

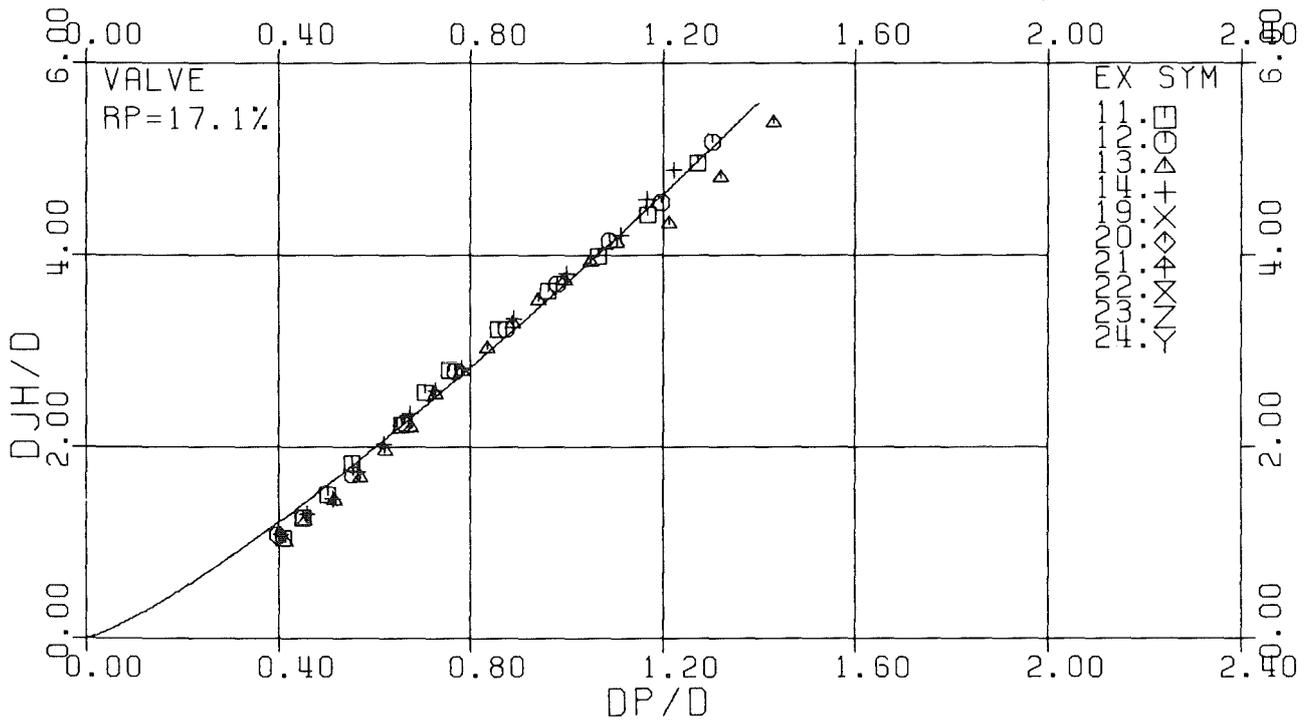


Abb. A-10.10: Versuche mit Ventil. Hoher Wasserstand. Weg des turbulenten Wasserstrahls.

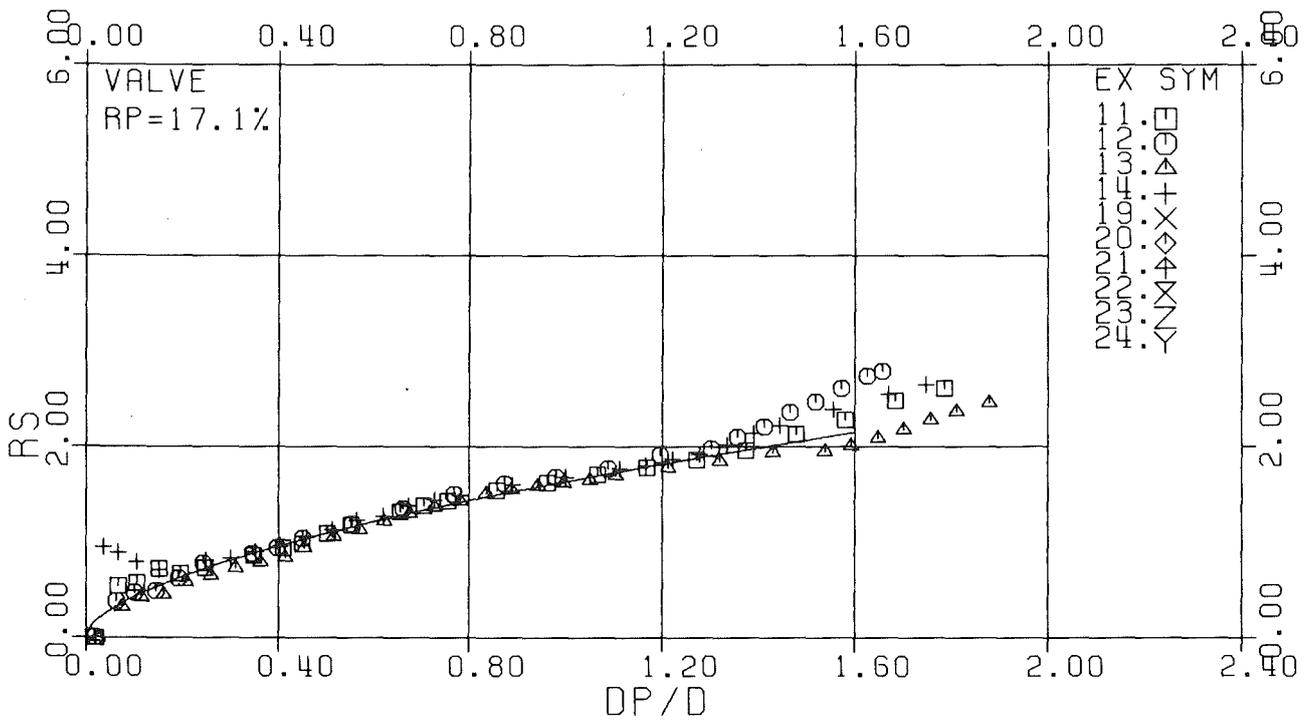


Abb. A-10.11: Versuche mit Ventil. Hoher Wasserstand. Verhältnis zwischen Wasseroberflächenweg und Kolbenweg.

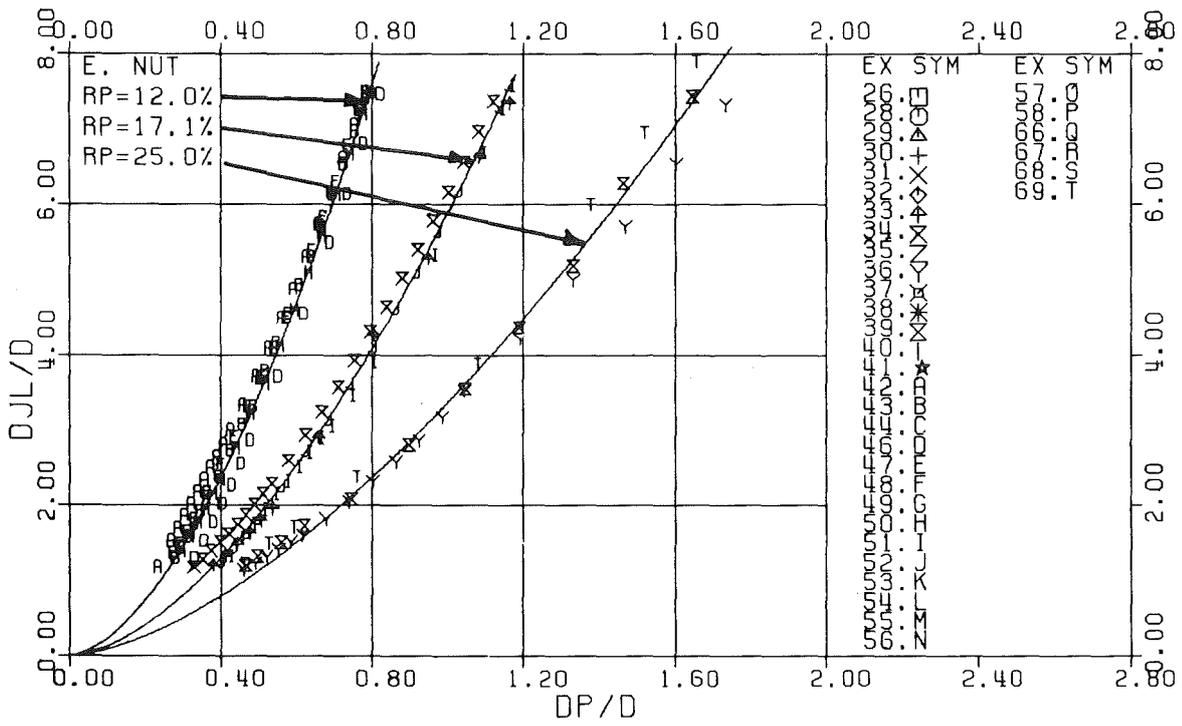


Abb. A-10.14: Versuche mit Explosionsmutter. Niedriger Wasserstand. Wasserstrahlweg.

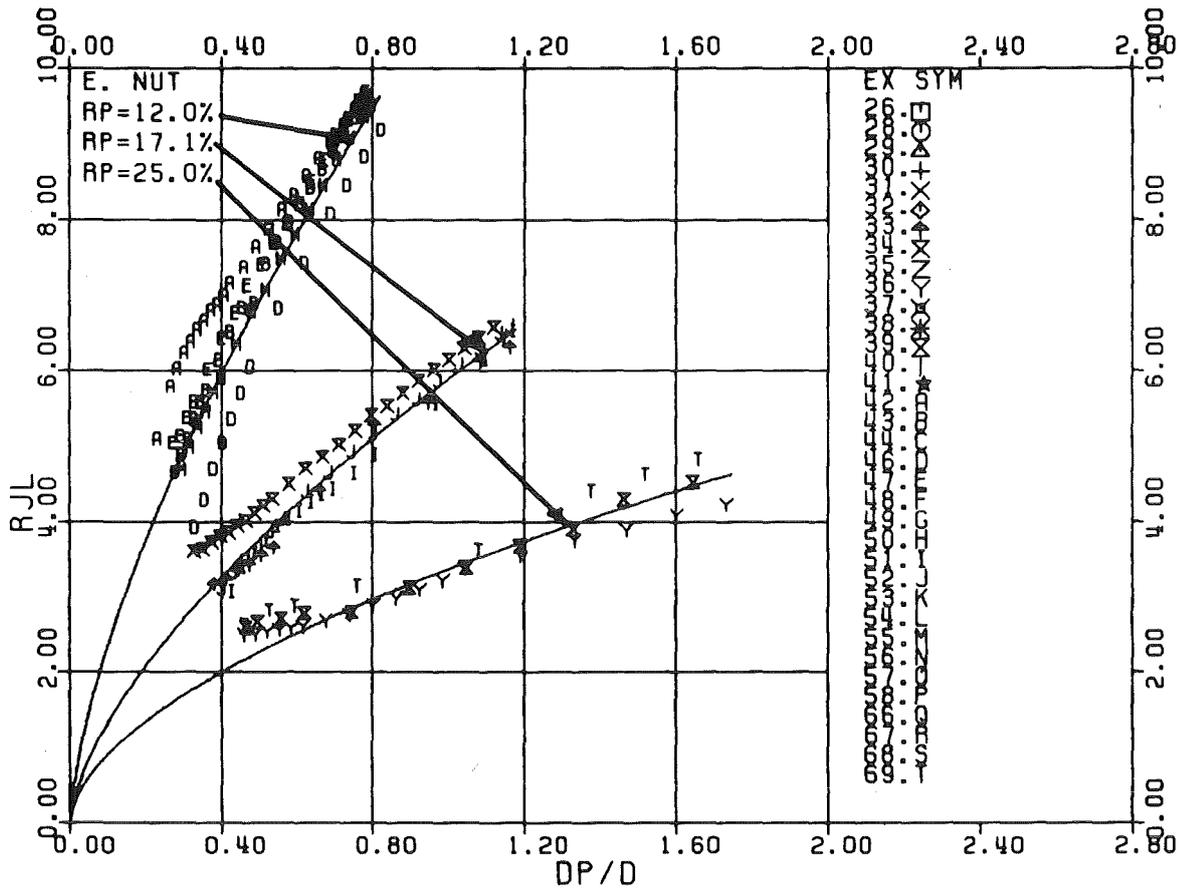


Abb. A-10.17: Versuche mit Explosionsmutter. Niedriger Wasserstand. Verhältnis zwischen Wasserstrahlweg und Kolbenweg.

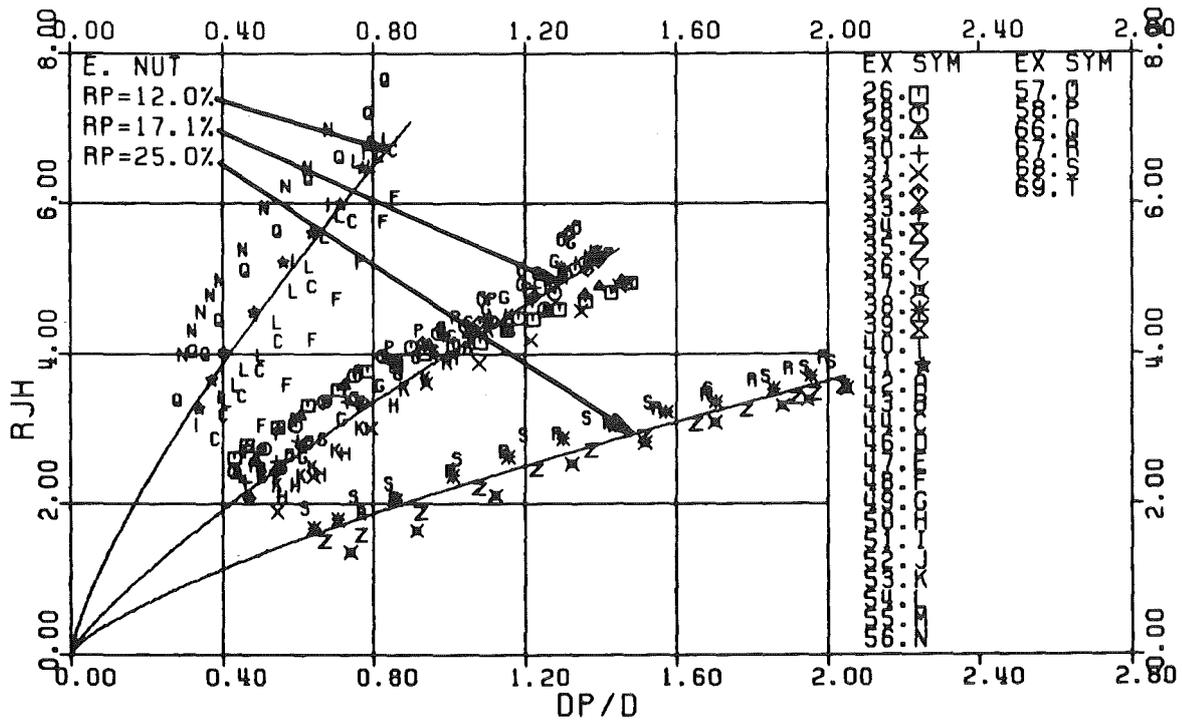


Abb. A-10.18: Versuche mit Explosionsmutter. Hoher Wasserstand. Verhältnis zwischen Wasserstrahlweg und Kolbenweg.

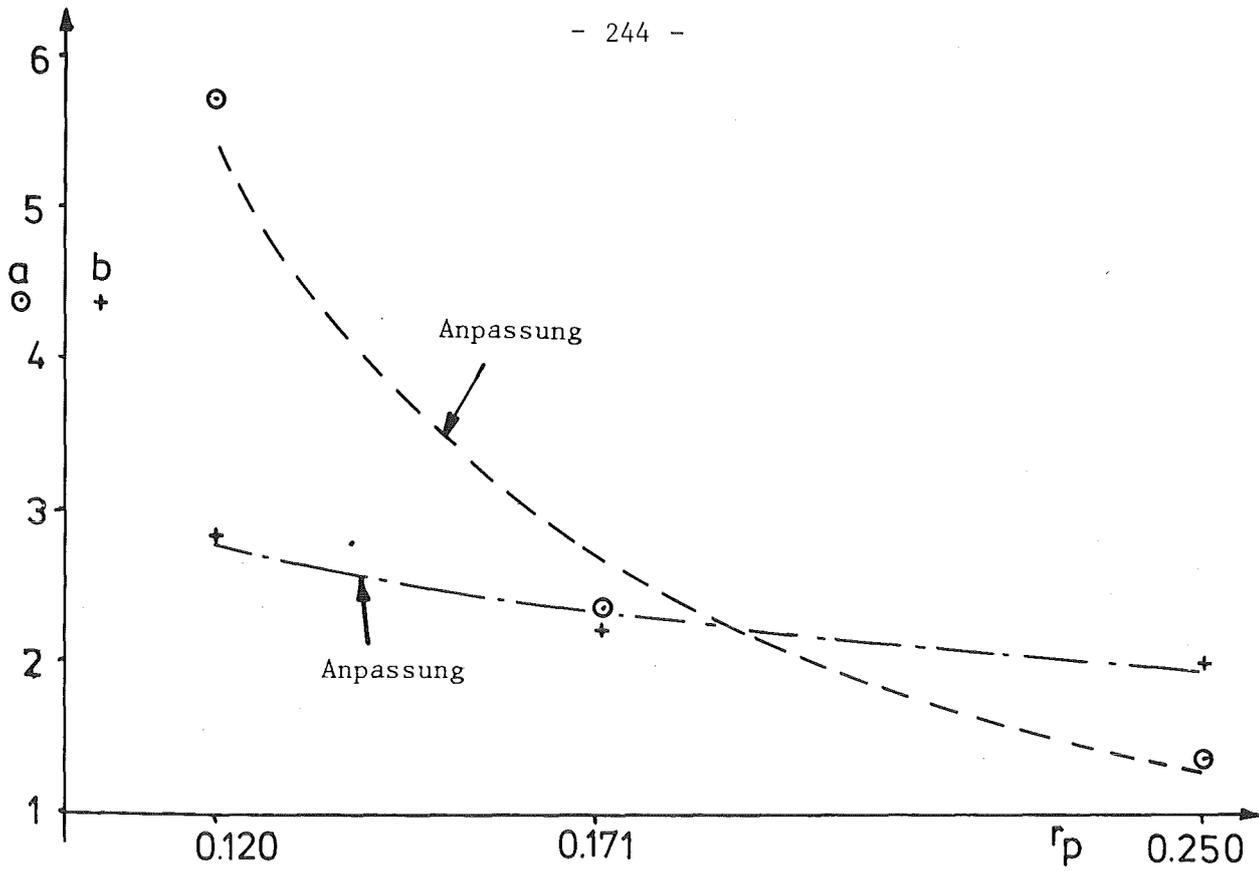


Abb. A-10.19: Versuche mit Explosionsmutter. Hoher Wasserstand. Anpassung der Koeffizienten für den Wasseroberflächenweg.

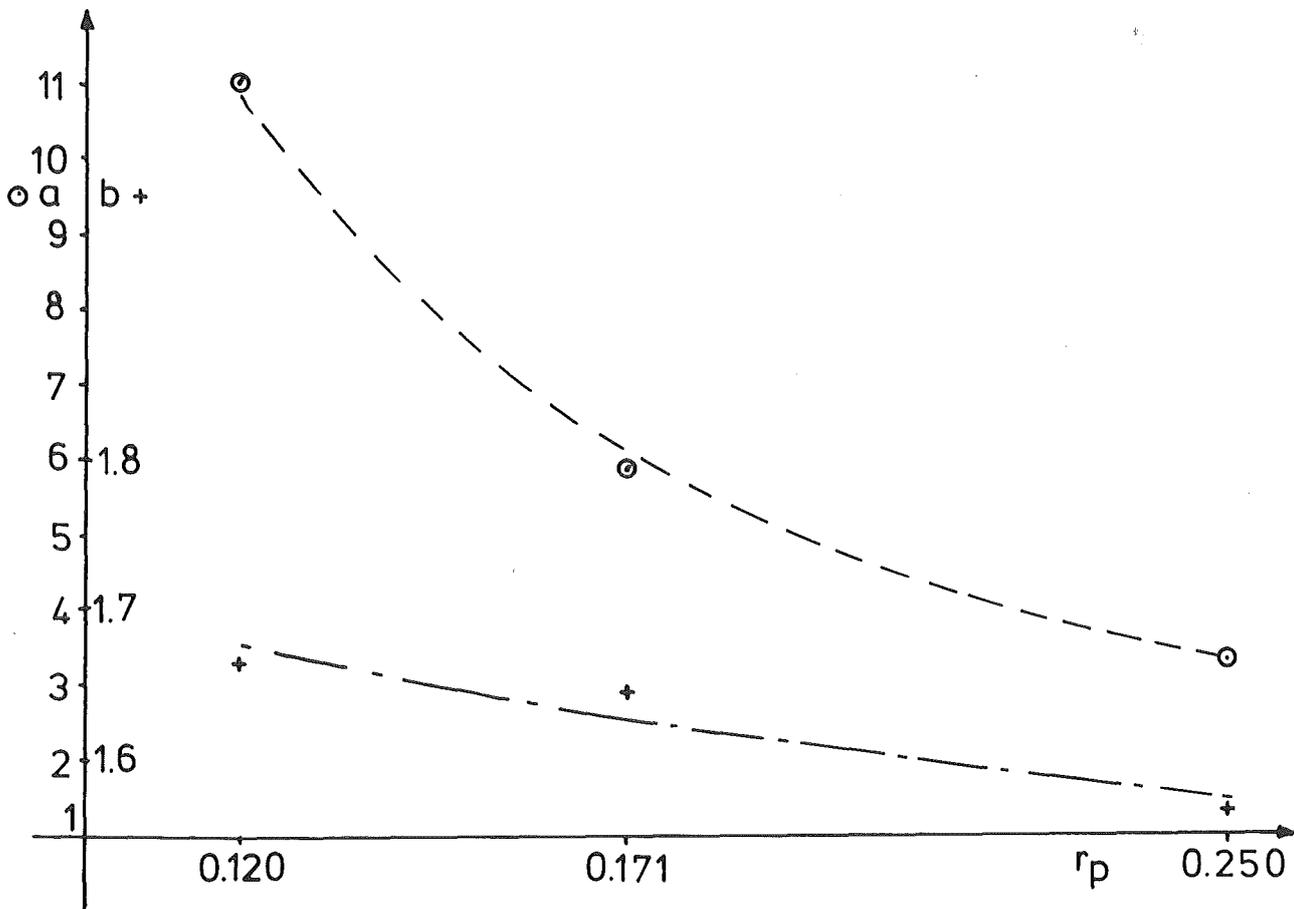


Abb. A-10.20: Versuche mit Explosionsmutter. Niedriger Wasserstand. Anpassung der Koeffizienten für den Wasserstrahlweg.

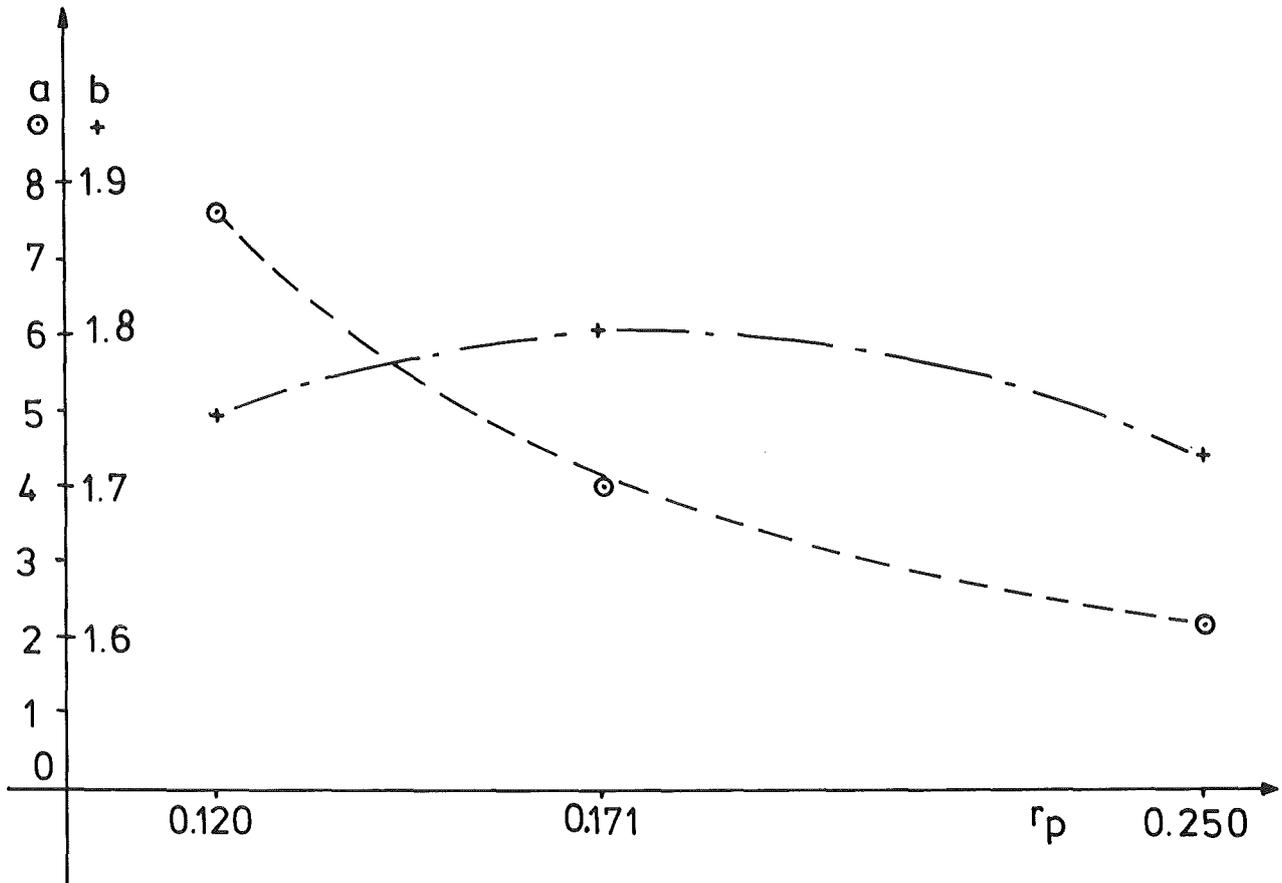


Abb. A-10.21: Versuche mit Explosionsmutter. Hoher Wasserstand. Anpassung der Koeffizienten für den Wasserstrahlweg.

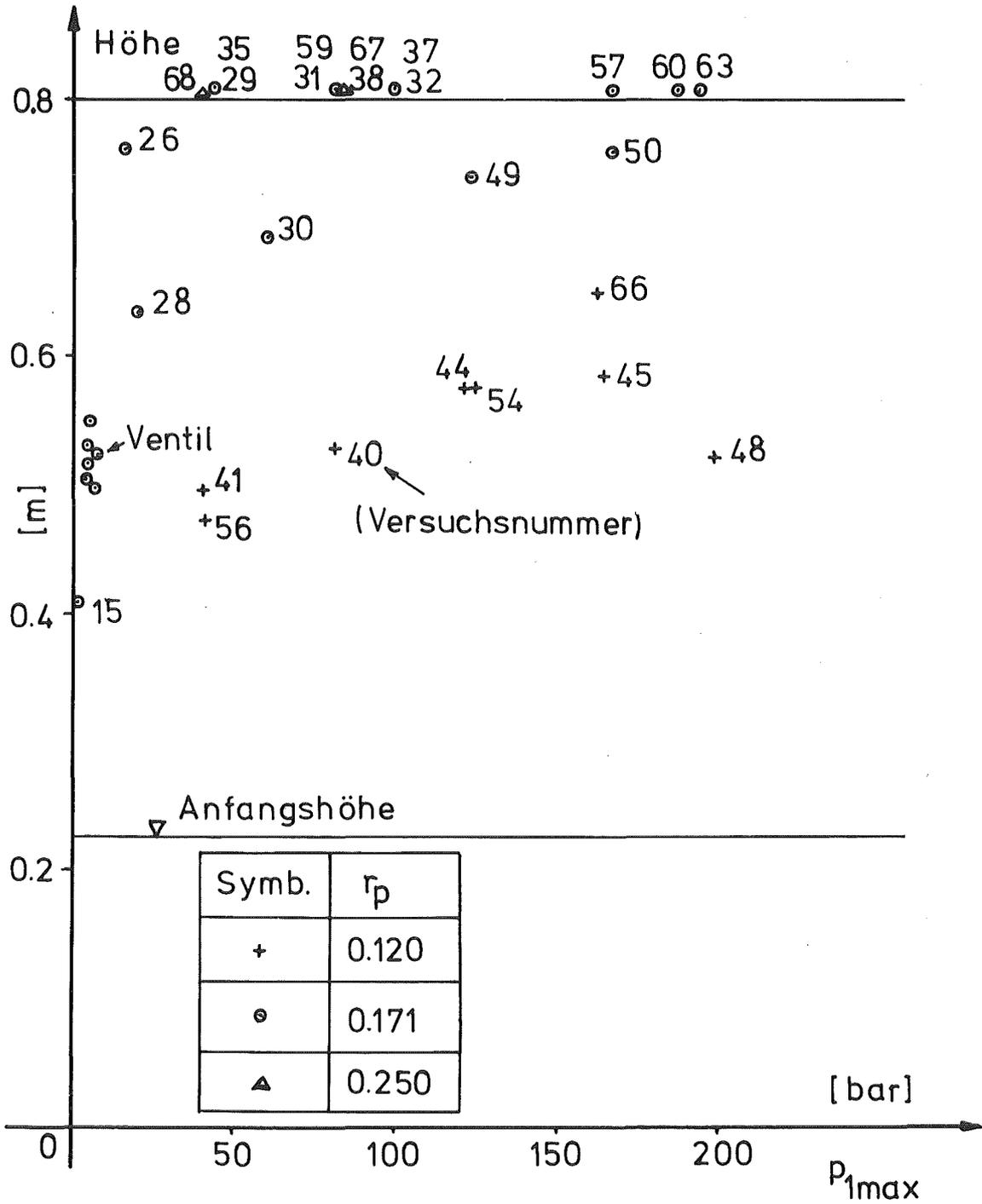


Abb. A-10.22: Versuche mit hohem Wasserstand. Durchbruch des turbulenten Wasserstrahls durch die Wasseroberfläche.

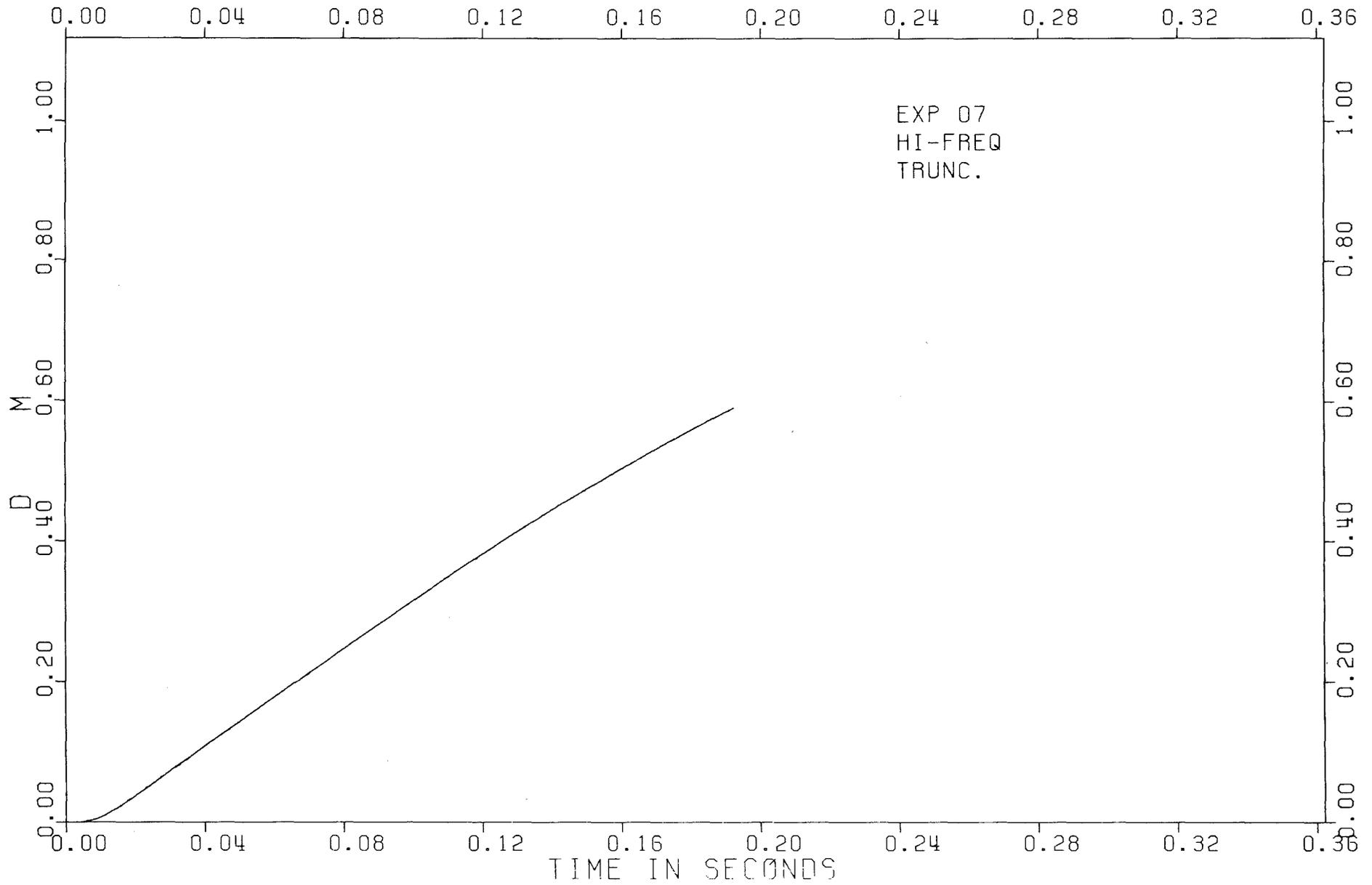


Abb. A-12.1: Versuch Nr. 7 - Kolbenweg aus dem Lichtschrankensignal.

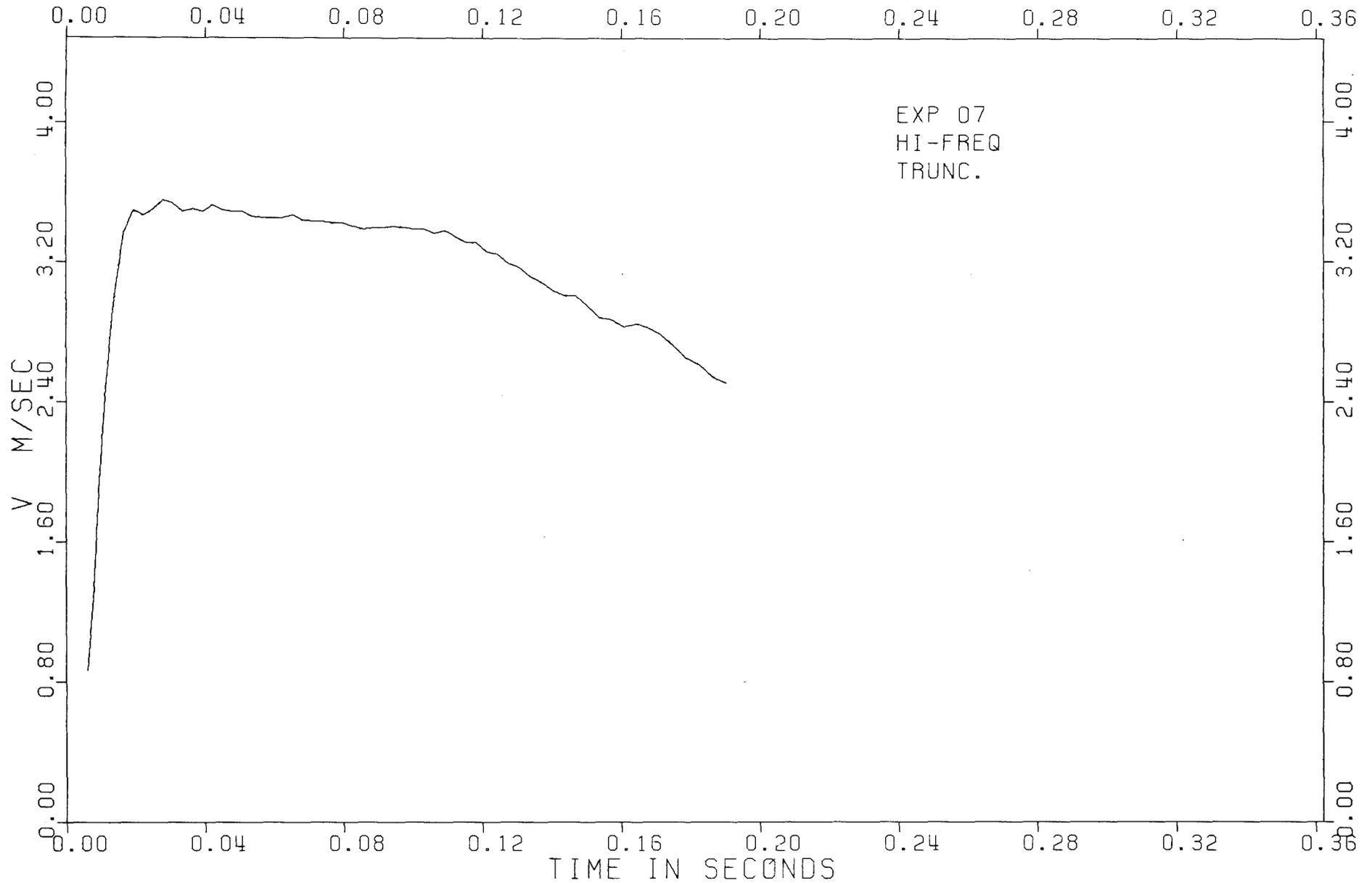


Abb. A-12.2: Versuch Nr. 7 - Kolbengeschwindigkeit aus dem Lichtschrankensignal.

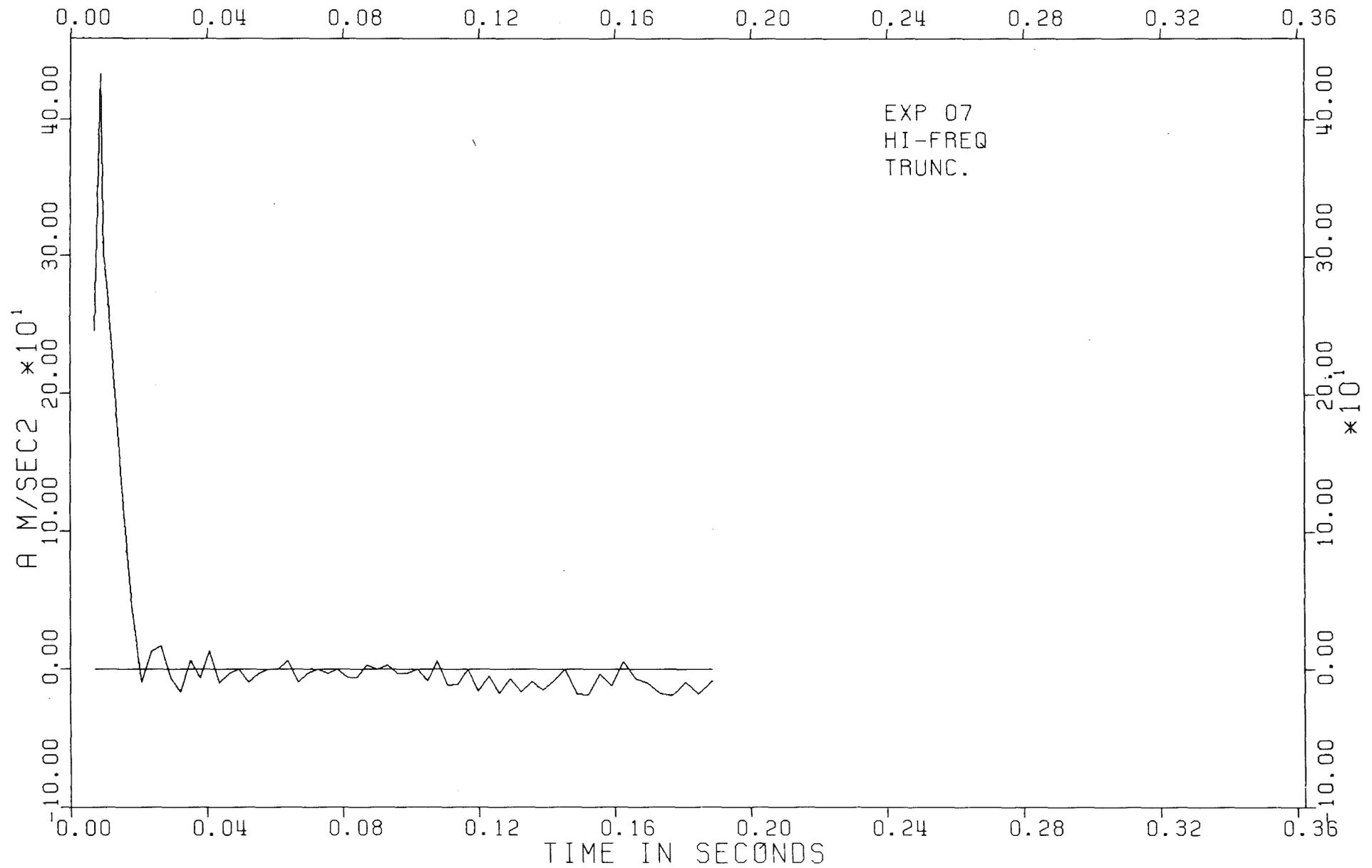


Abb. A-12.3: Versuch Nr. 7 - Kolbenbeschleunigung aus dem Lichtschrankensignal.

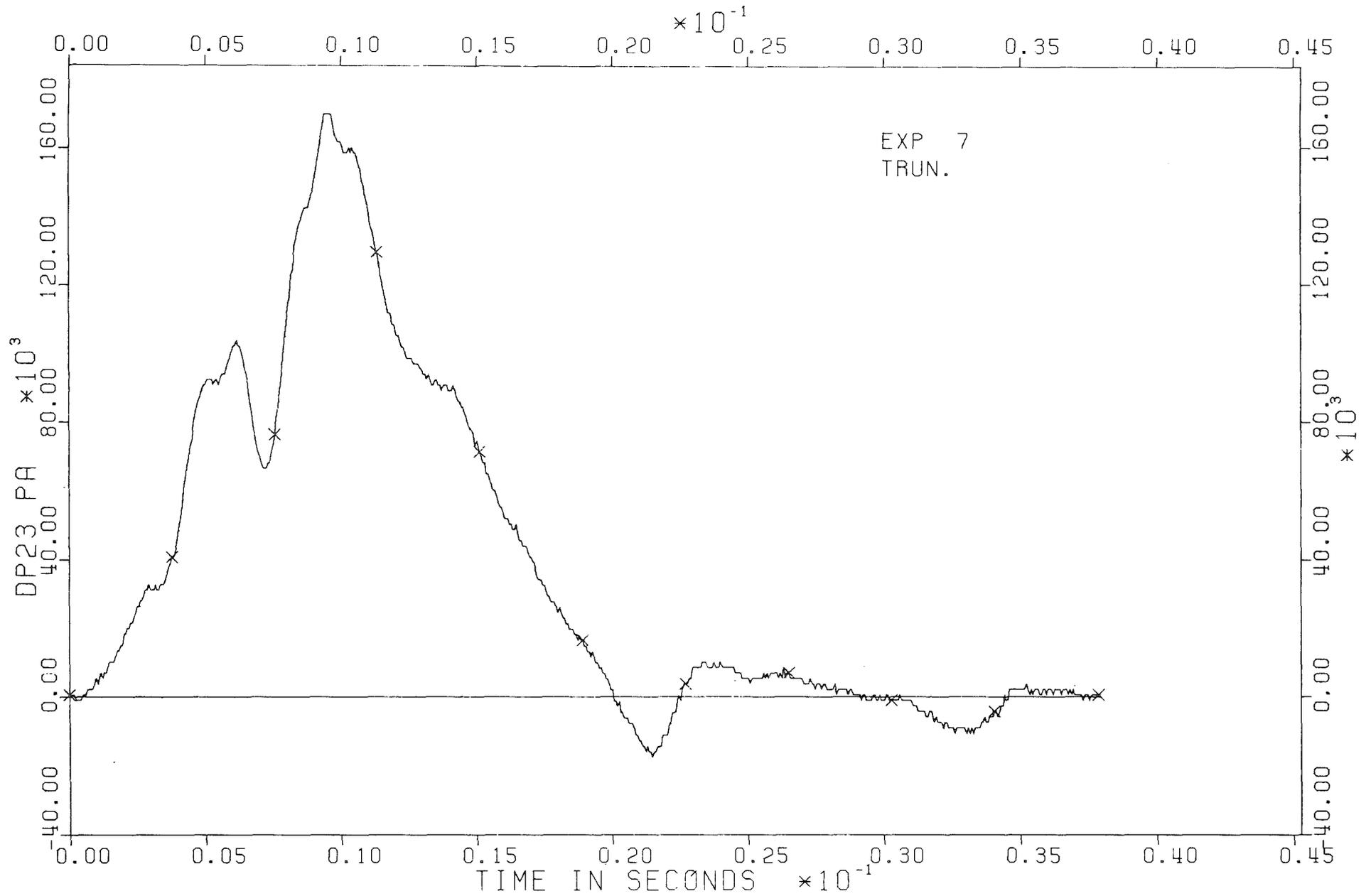


Abb. A-12.4: Versuch Nr. 7 - Druckdifferenz $P_2 - P_3$.

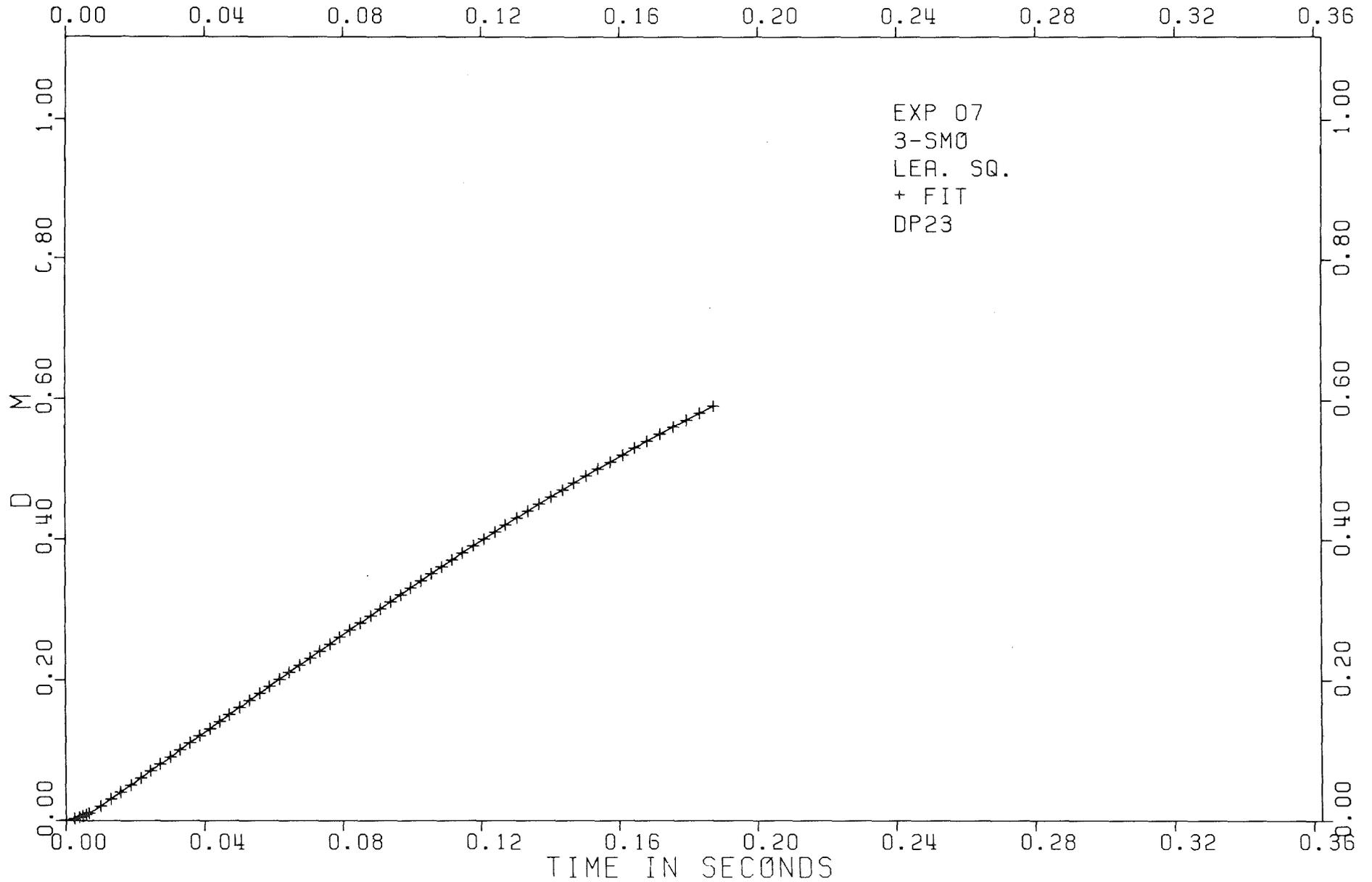


Abb. A-12.5: Versuch Nr. 7 - Vergleich der Kolbenwegdaten

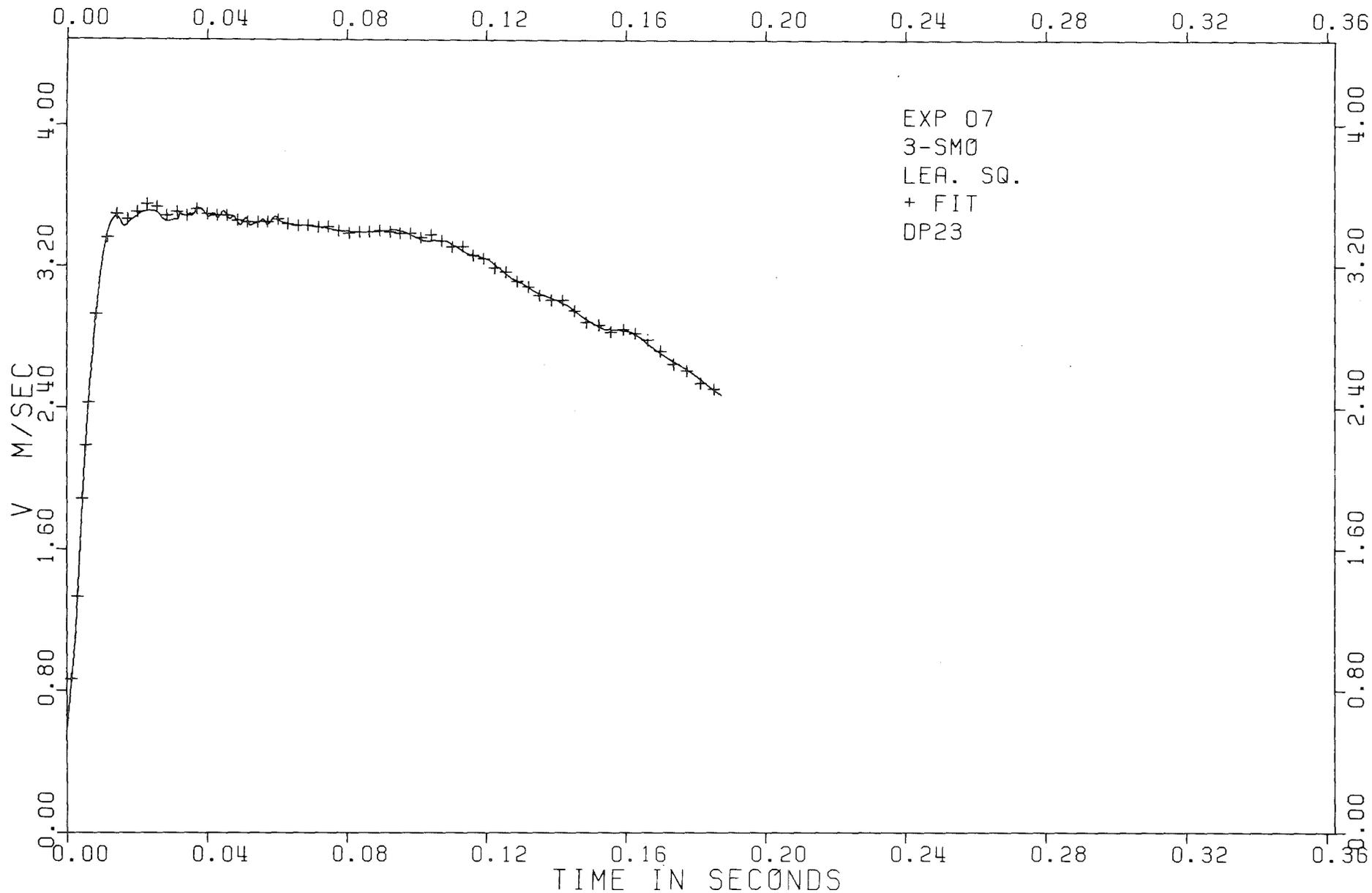


Abb. A-12.6: Versuch Nr. 7 - Vergleich der Kolbengeschwindigkeitsdaten.

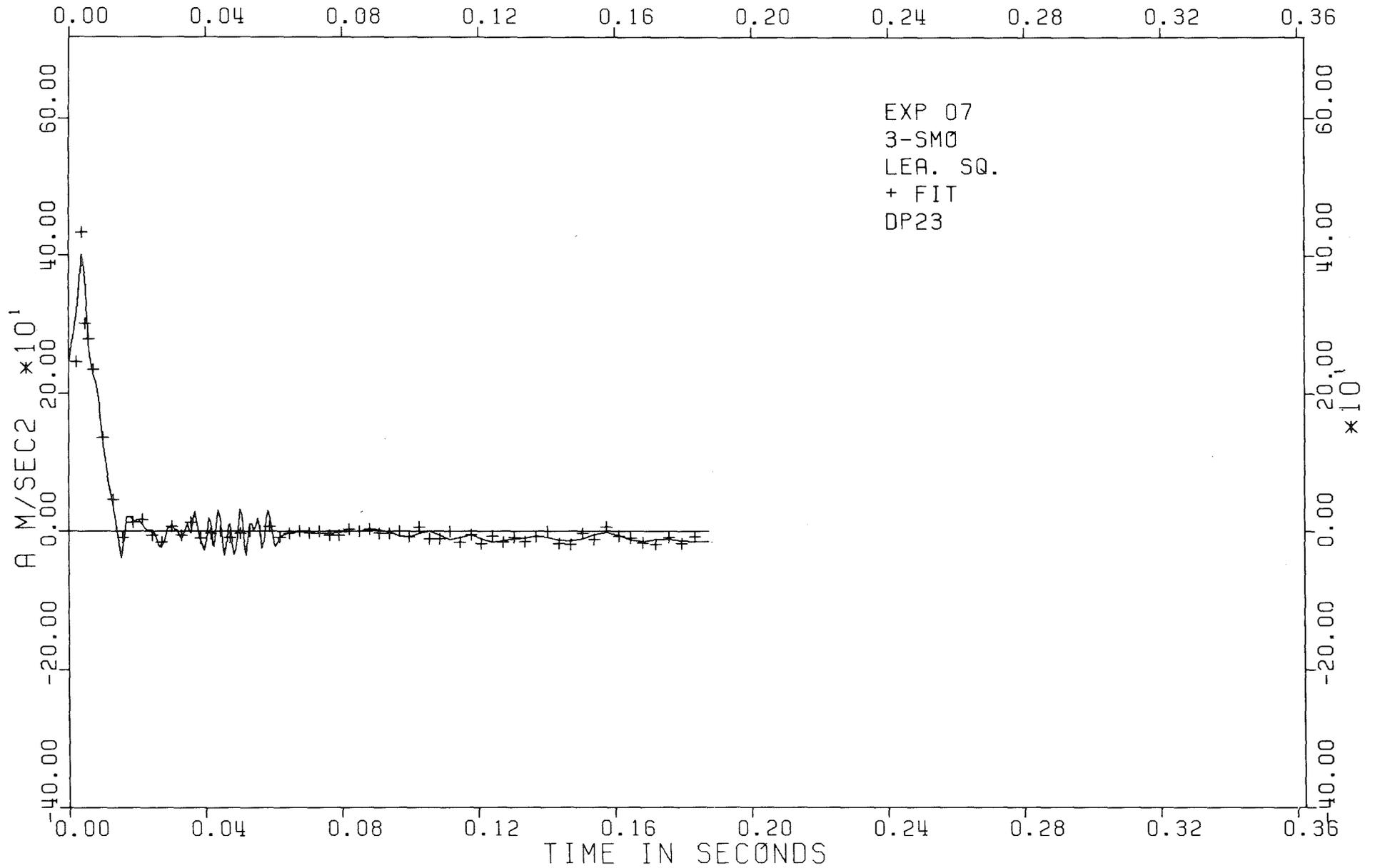


Abb. A-12.7: Versuch Nr. 7 - Vergleich der Kolbenbeschleunigungsdaten.

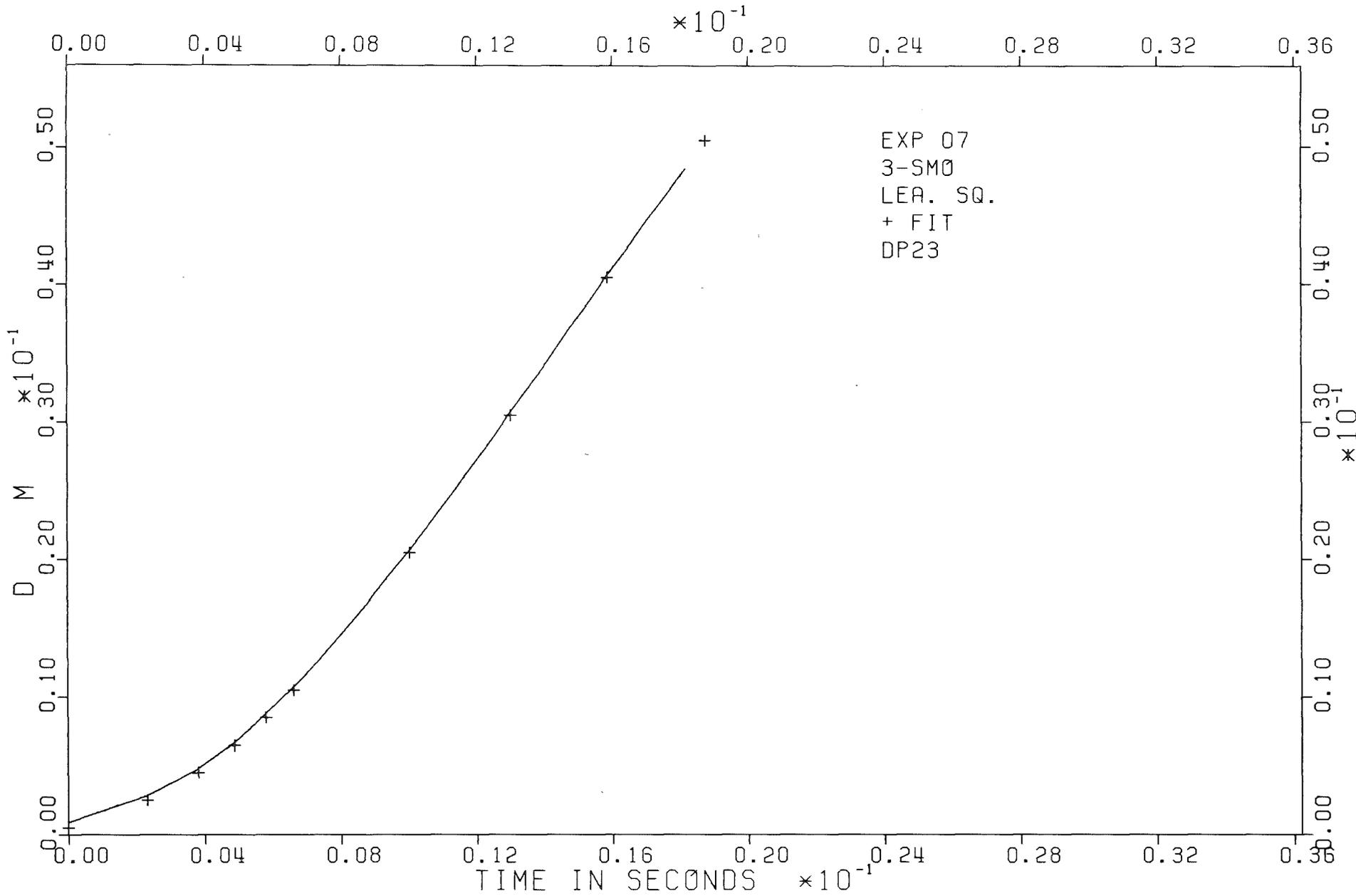


Abb. A-12.8: Versuch Nr. 7 - Näherung des Kolbenwegs durch die Druckdifferenz $P_2 - P_3$.

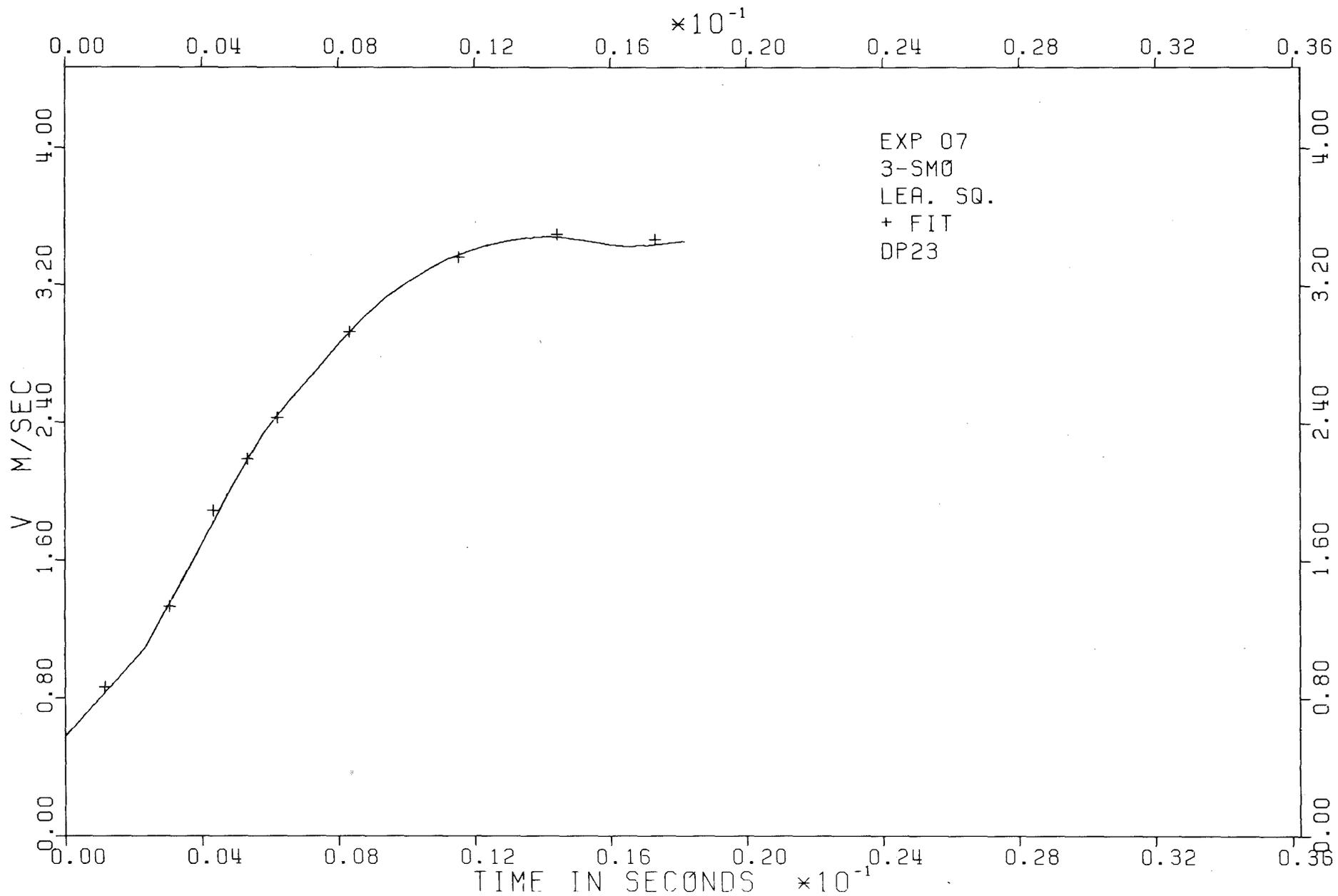


Abb. A-12.9: Versuch Nr. 7 - Näherung der Kolbengeschwindigkeit durch die Druckdifferenz $P_2 - P_3$.

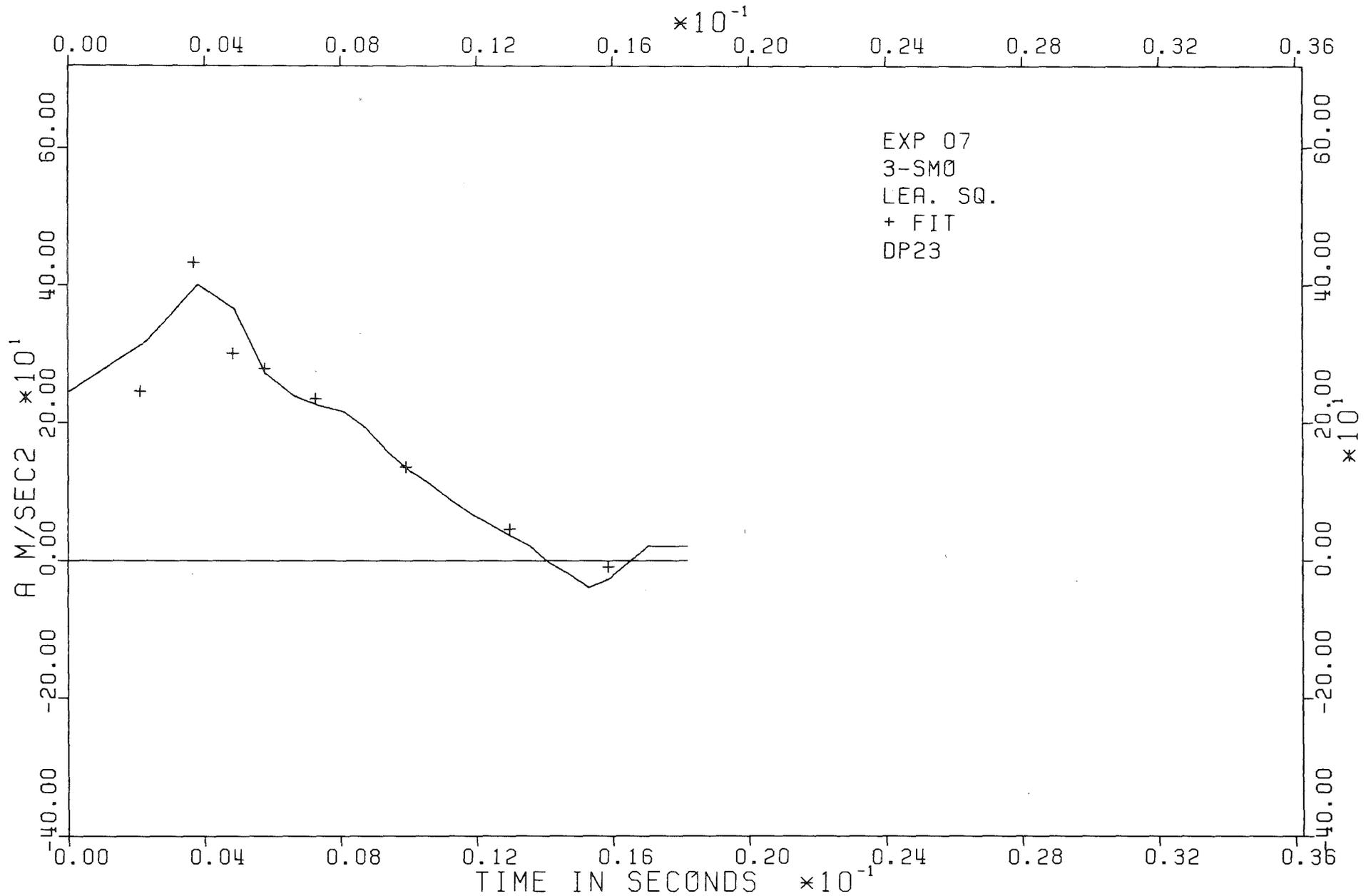


Abb. A-12.10: Versuch Nr. 7 - Näherung der Kolbenbeschleunigung durch die Druckdifferenz $P_2 - P_3$.

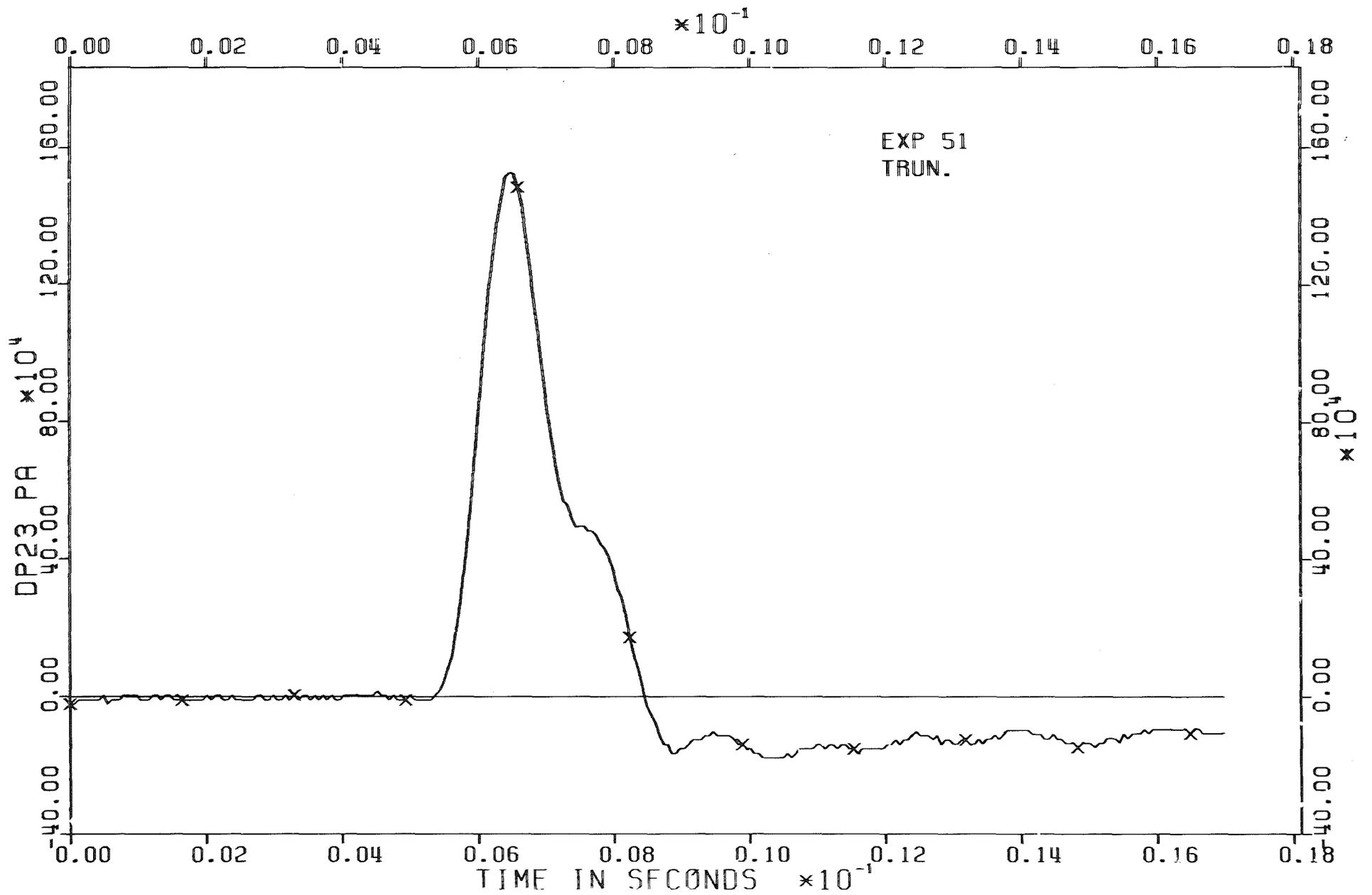


Abb. A-12.11: Versuch Nr. 51 - Druckdifferenz $P_2 - P_3$.

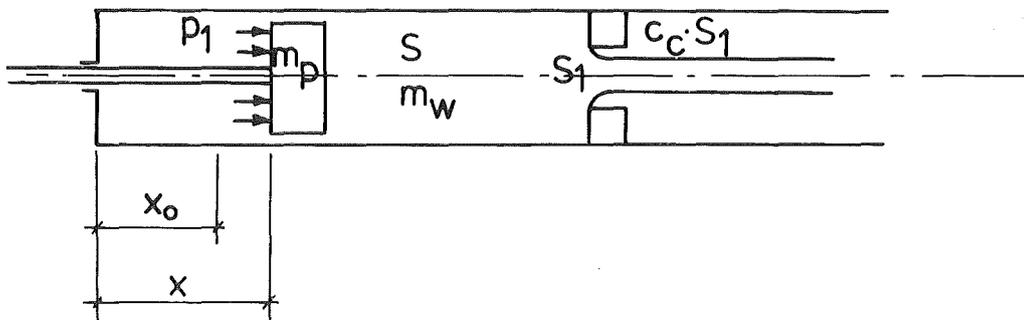


Abb. A-12.12: "Lumped parameter" System zur Simulation eines Versuchs mit Explosionsmutter.

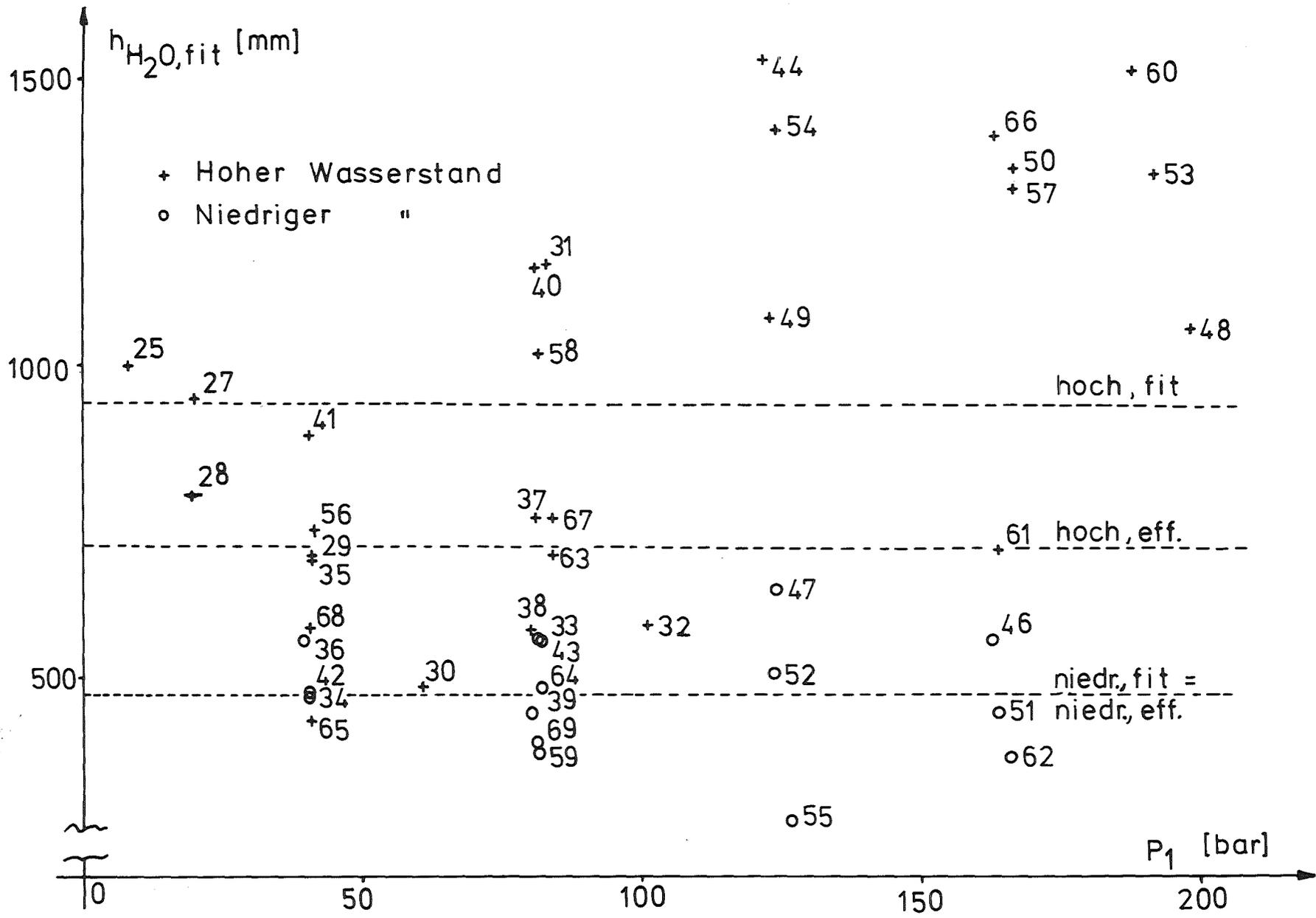


Abb. A-12.13: Vergleich zwischen tatsächlichen und berechneten Wasserhöhen bei den Versuchen mit Explosionsmutter.

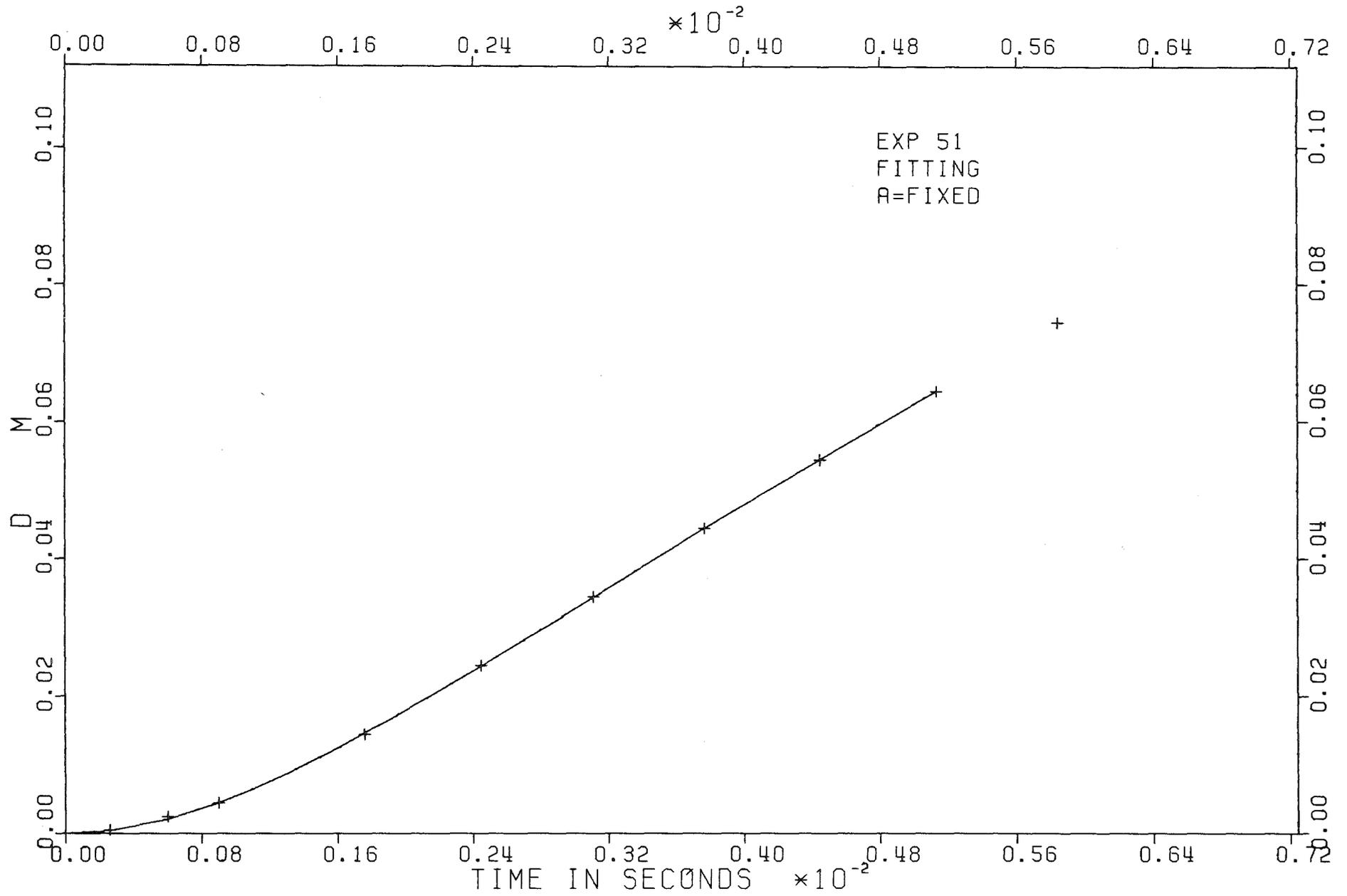


Abb. A-12.14: Versuch Nr. 51 - Vergleich der Kolbenwegdaten

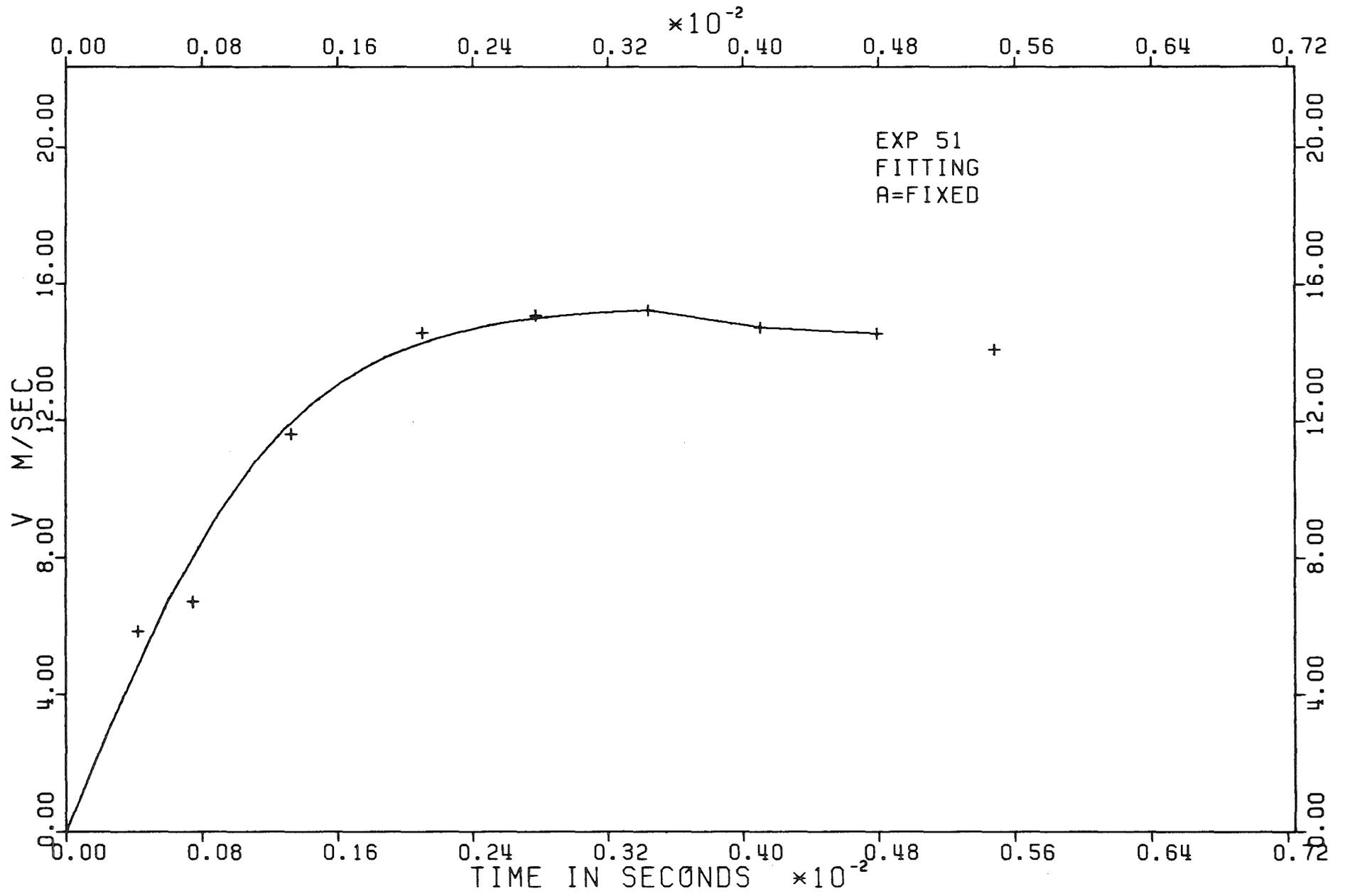


Abb. A-12.15: Versuch Nr. 51 - Vergleich der Kolbengeschwindigkeitsdaten.

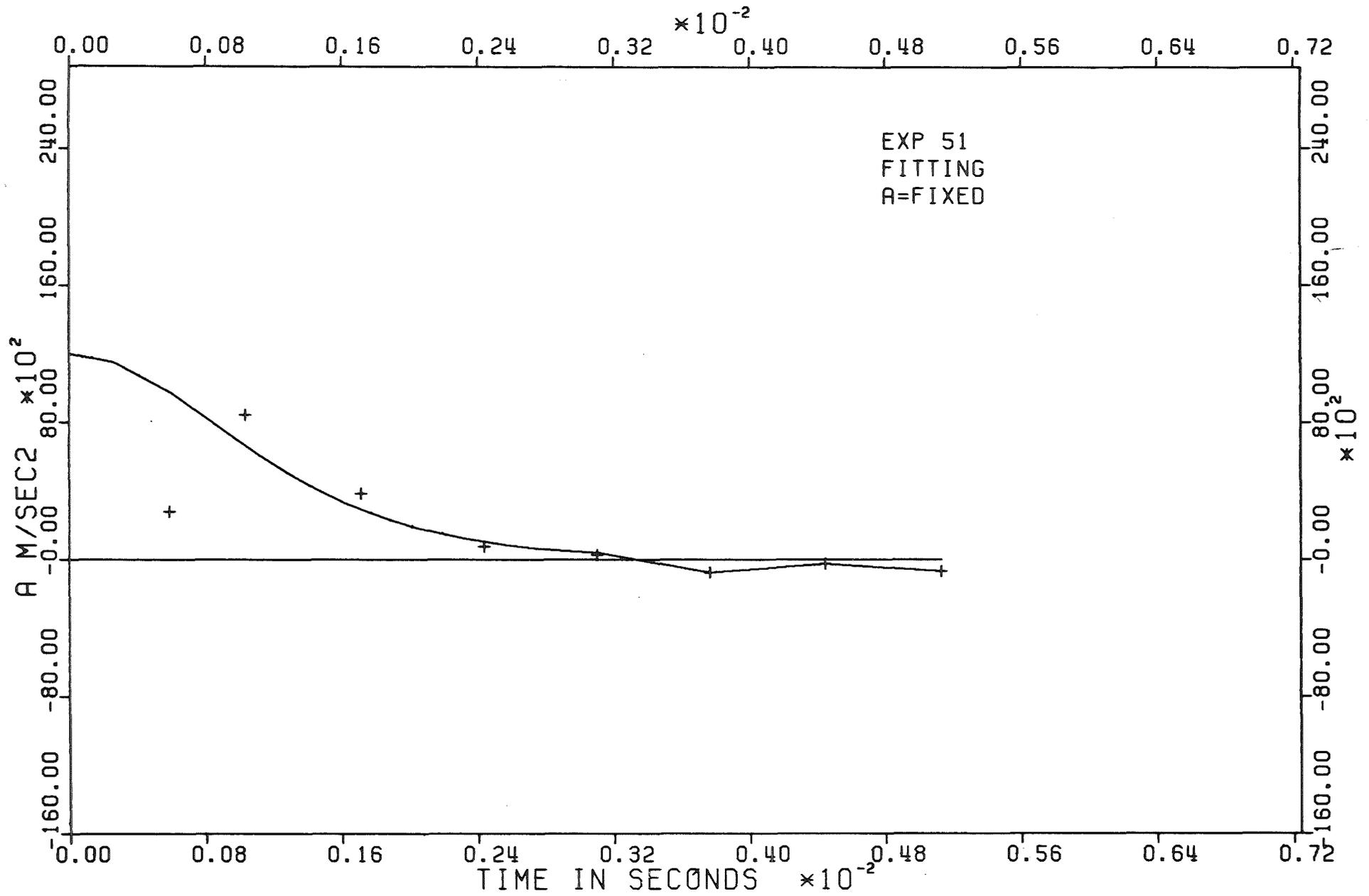


Abb. A-12.16: Versuch Nr. 51 - Vergleich der Kolbenbeschleunigungsdaten.

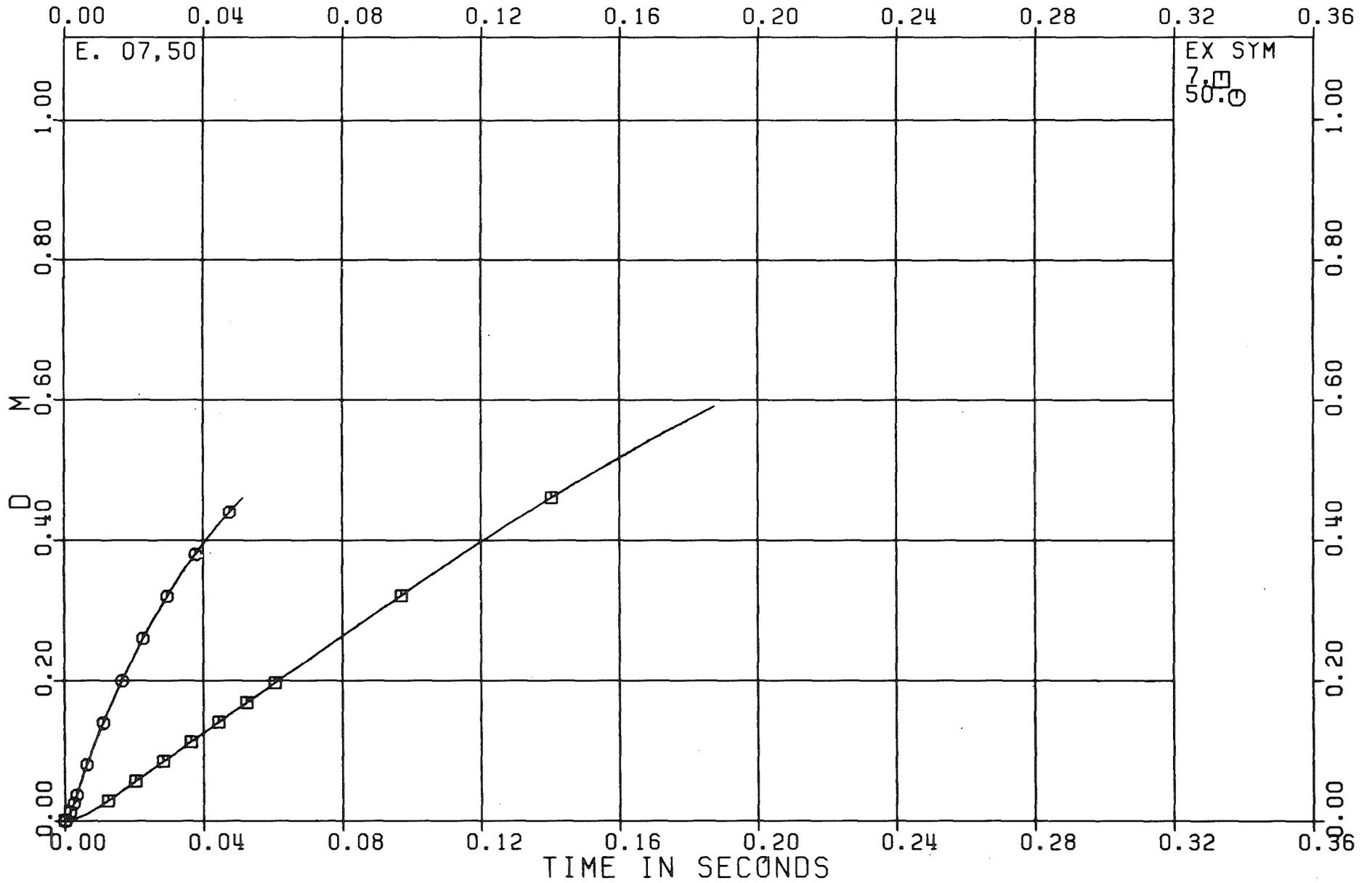


Abb. A-12.17: Versuche Nr. 7 und Nr. 50. Kolbenwegkurven.

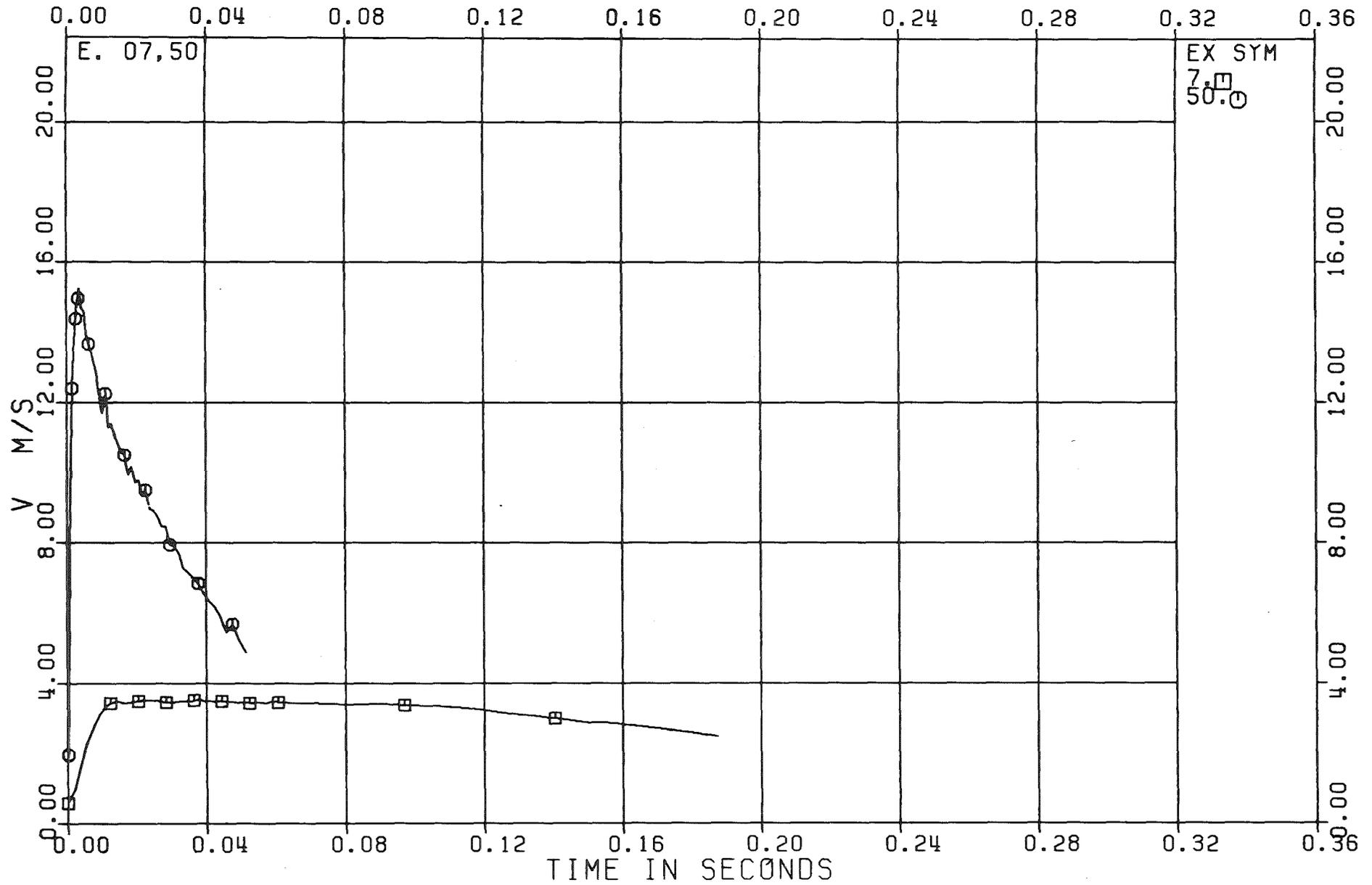


Abb. A-12.18: Versuche Nr. 7 und Nr. 50. Kolbengeschwindigkeitskurven.

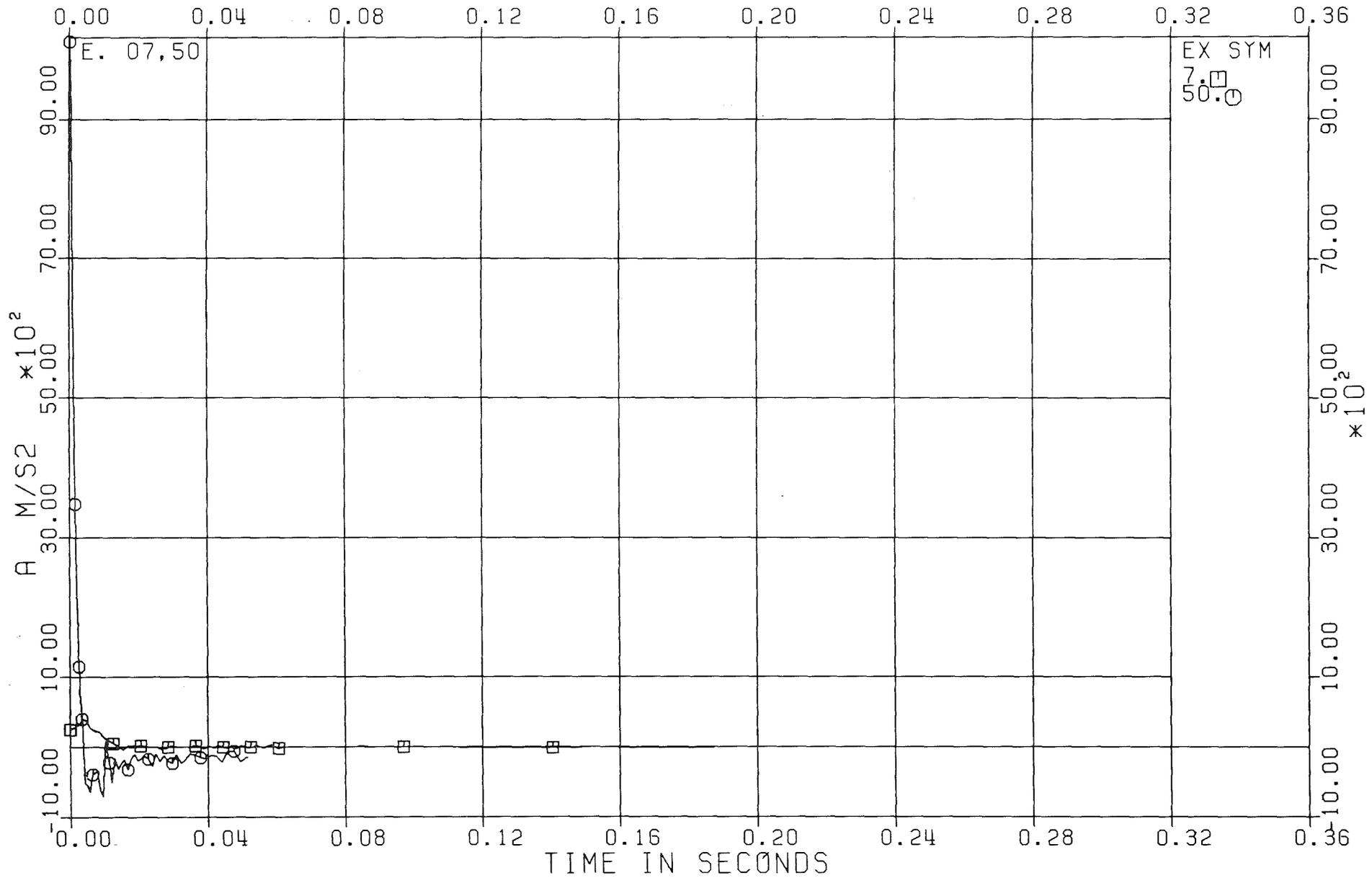


Abb. A-12.19: Versuche Nr. 7 und Nr. 50. Kolbenbeschleunigungskurven.

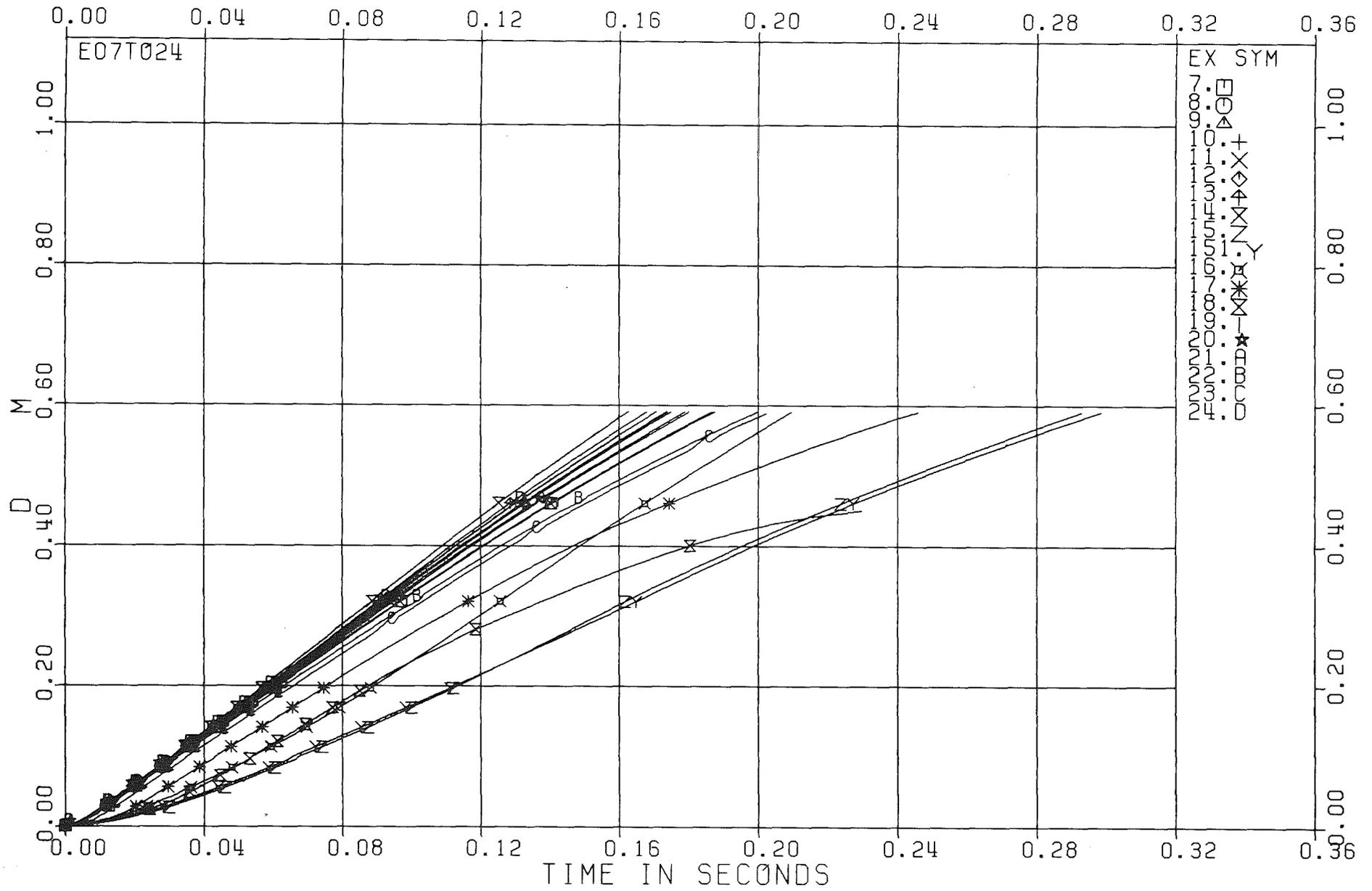


Abb. A-12.20: Versuche mit Ventil (Nr. 7 bis 24). Kolbenwegkurven.

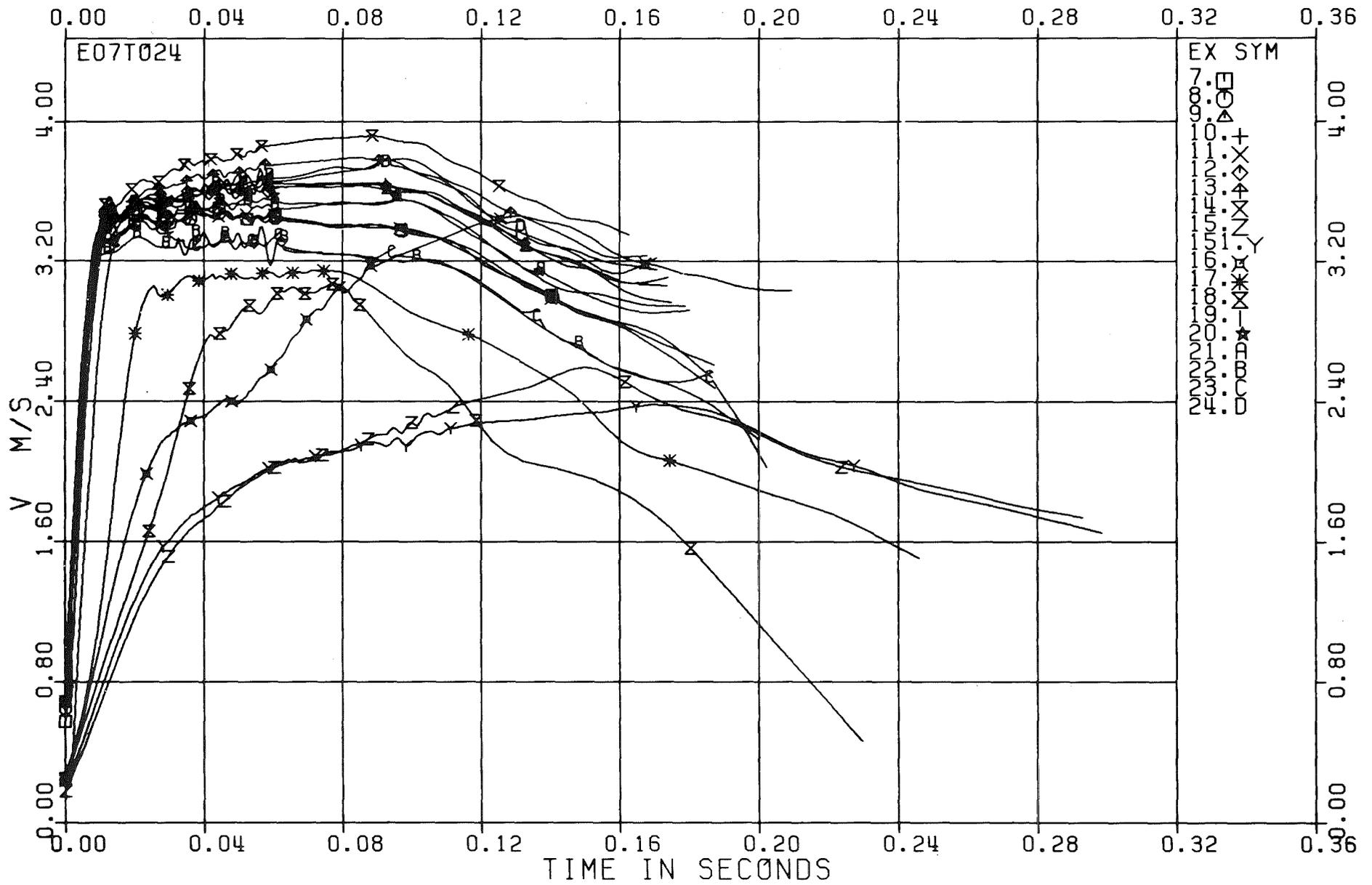


Abb. A-12.21: Versuche mit Ventil (Nr. 7 bis 24). Kolbengeschwindigkeitskurven.

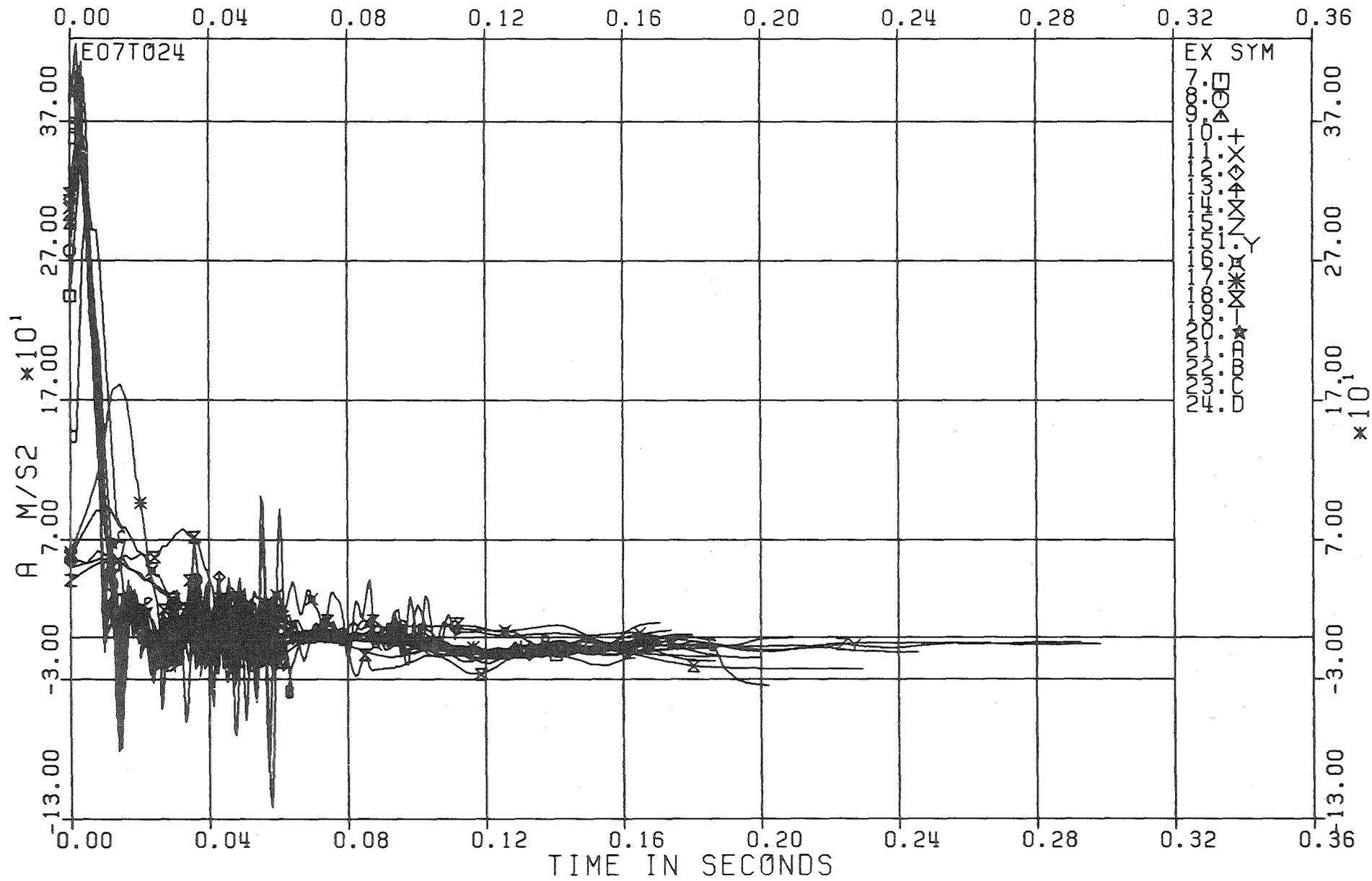


Abb. A-12.22: Versuche mit Ventil (Nr. 7 bis 24). Kolbenbeschleunigungskurven.

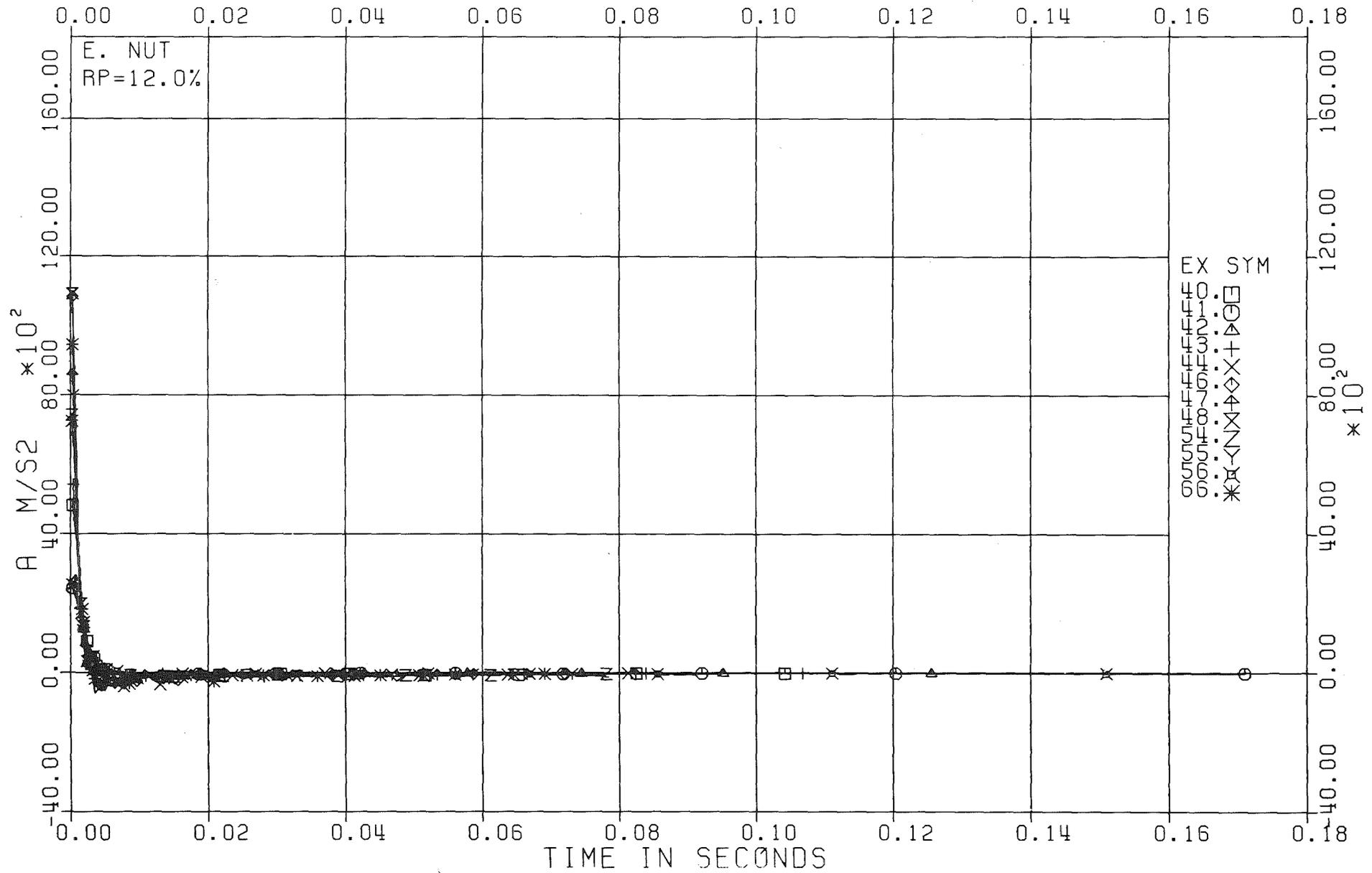


Abb. A-12.25: Versuche mit Explosionsmutter und 12.0 % Perforationsverhältnis.
Kolbenbeschleunigungskurven.

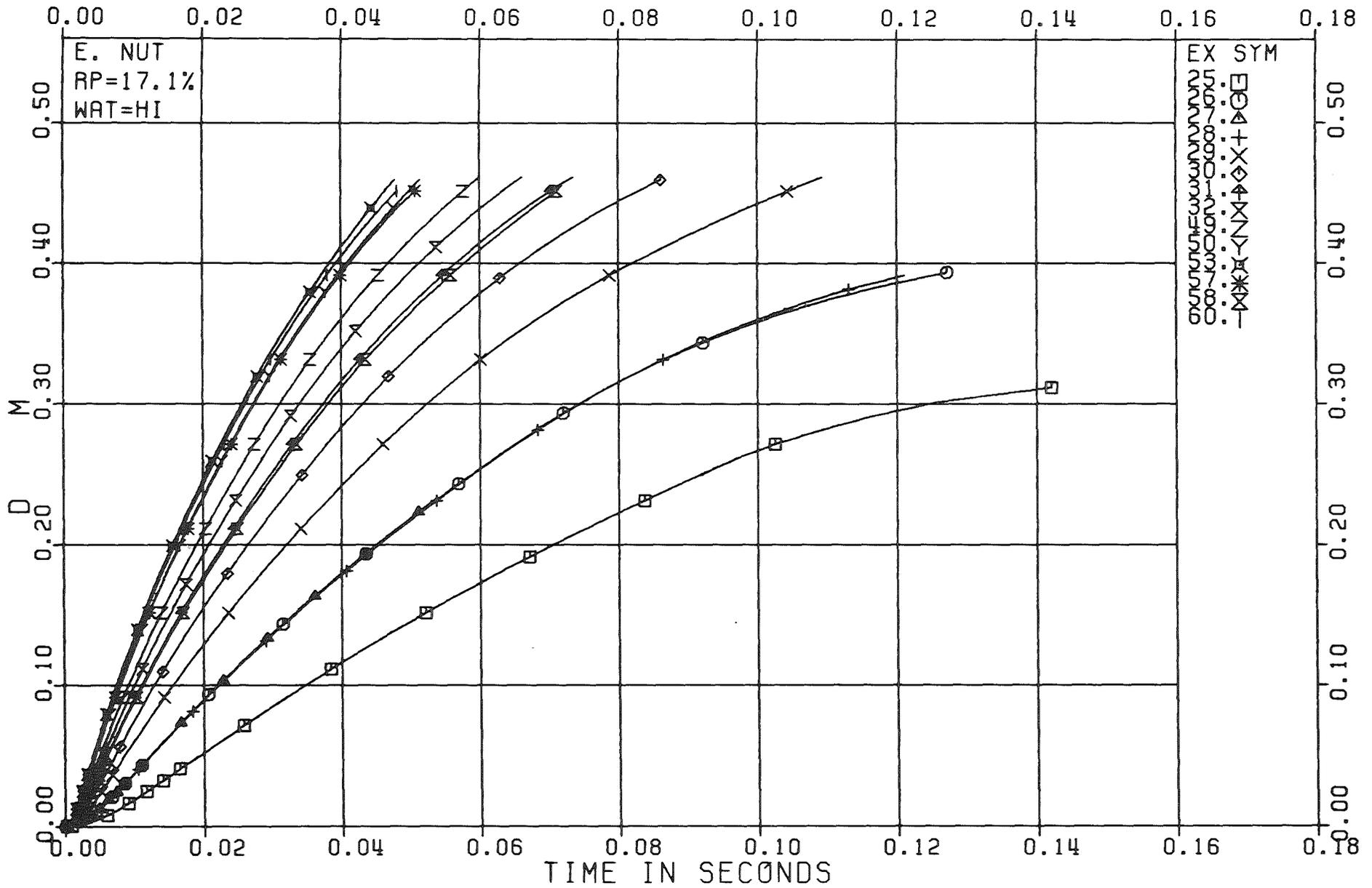


Abb. A-12.26: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Kolbenwegkurven.

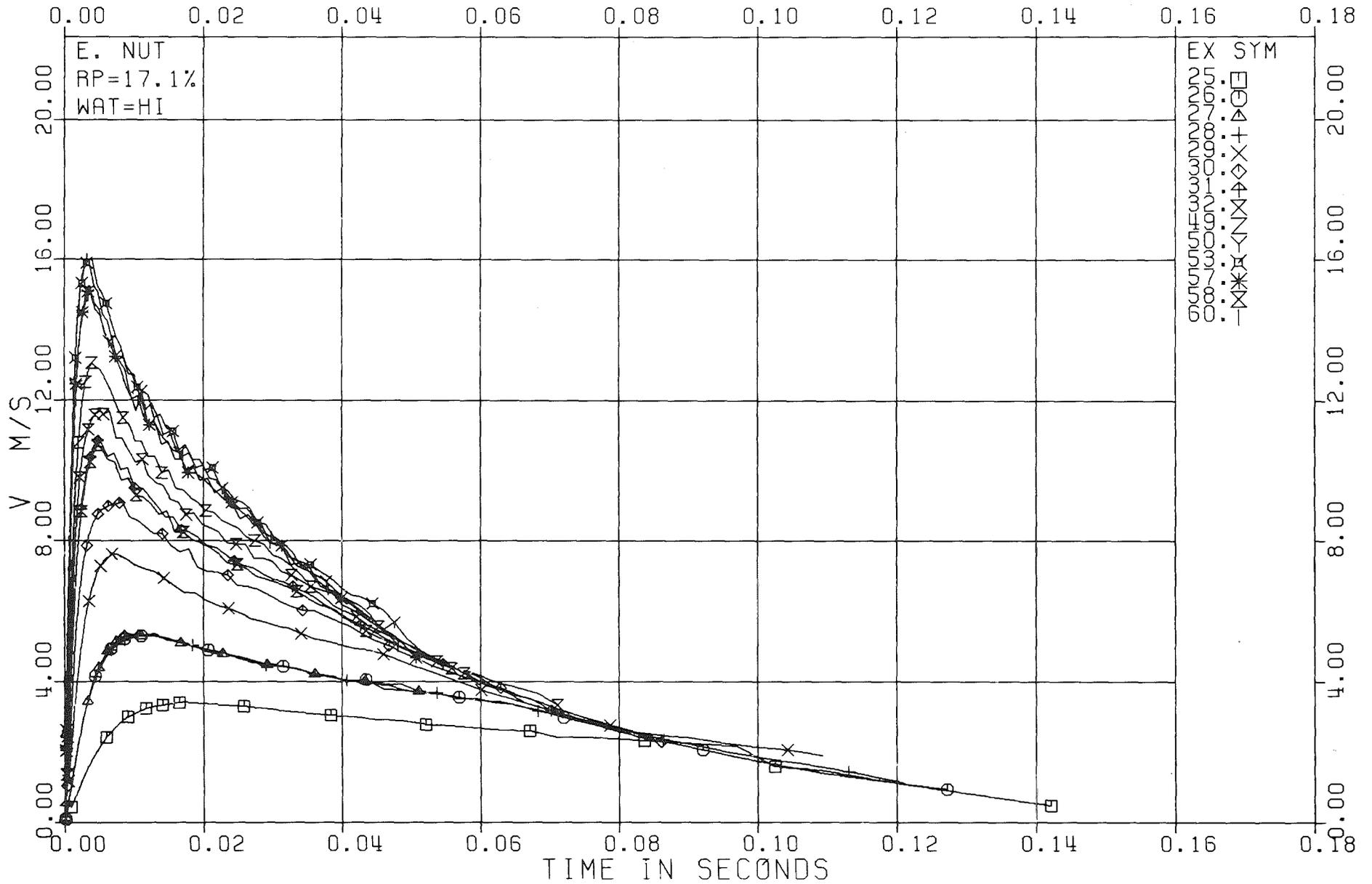


Abb. A-12.27: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Kolbengeschwindigkeitskurven.

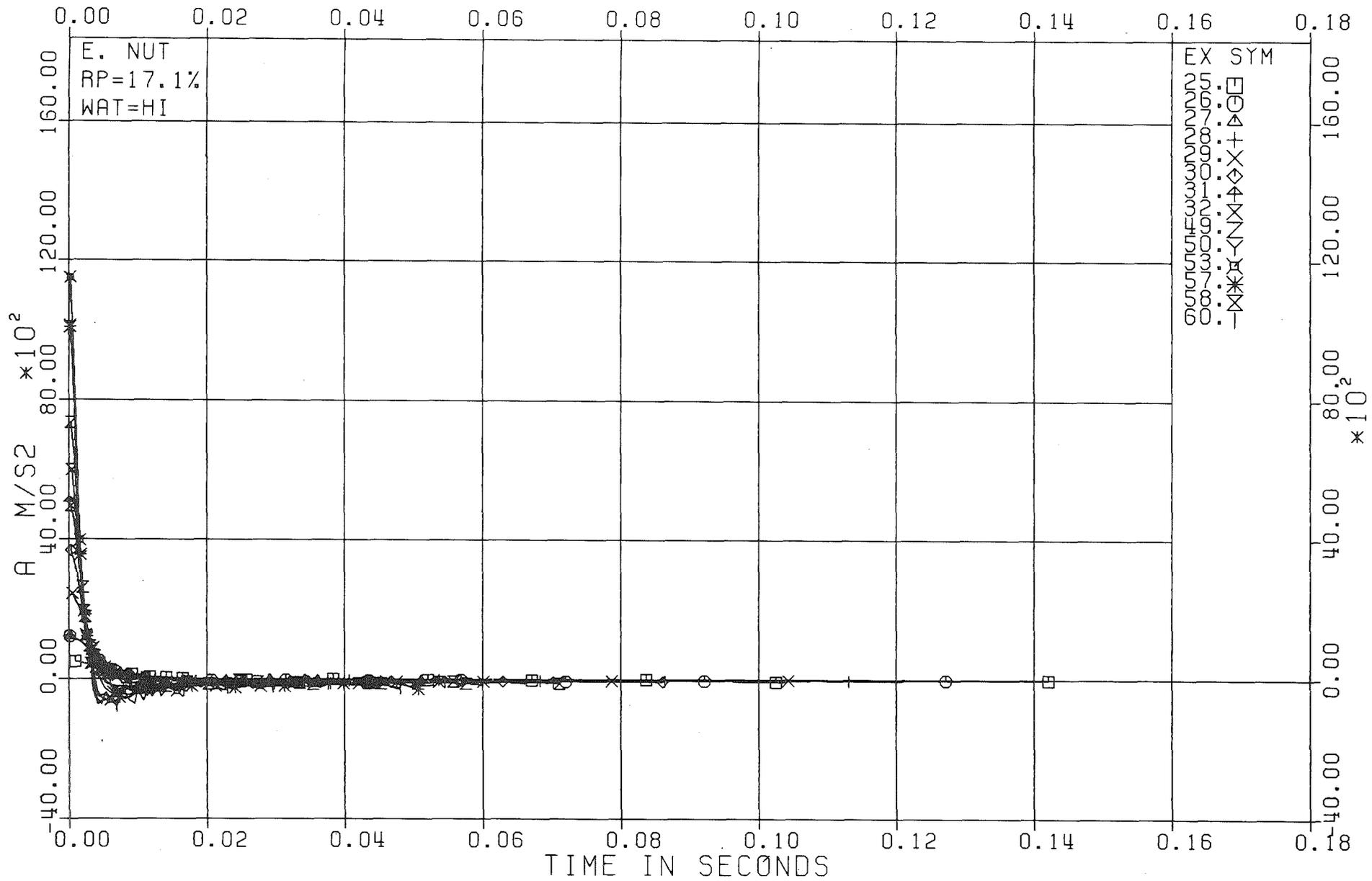


Abb. A-12.28: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Kolbenbeschleunigungskurven.

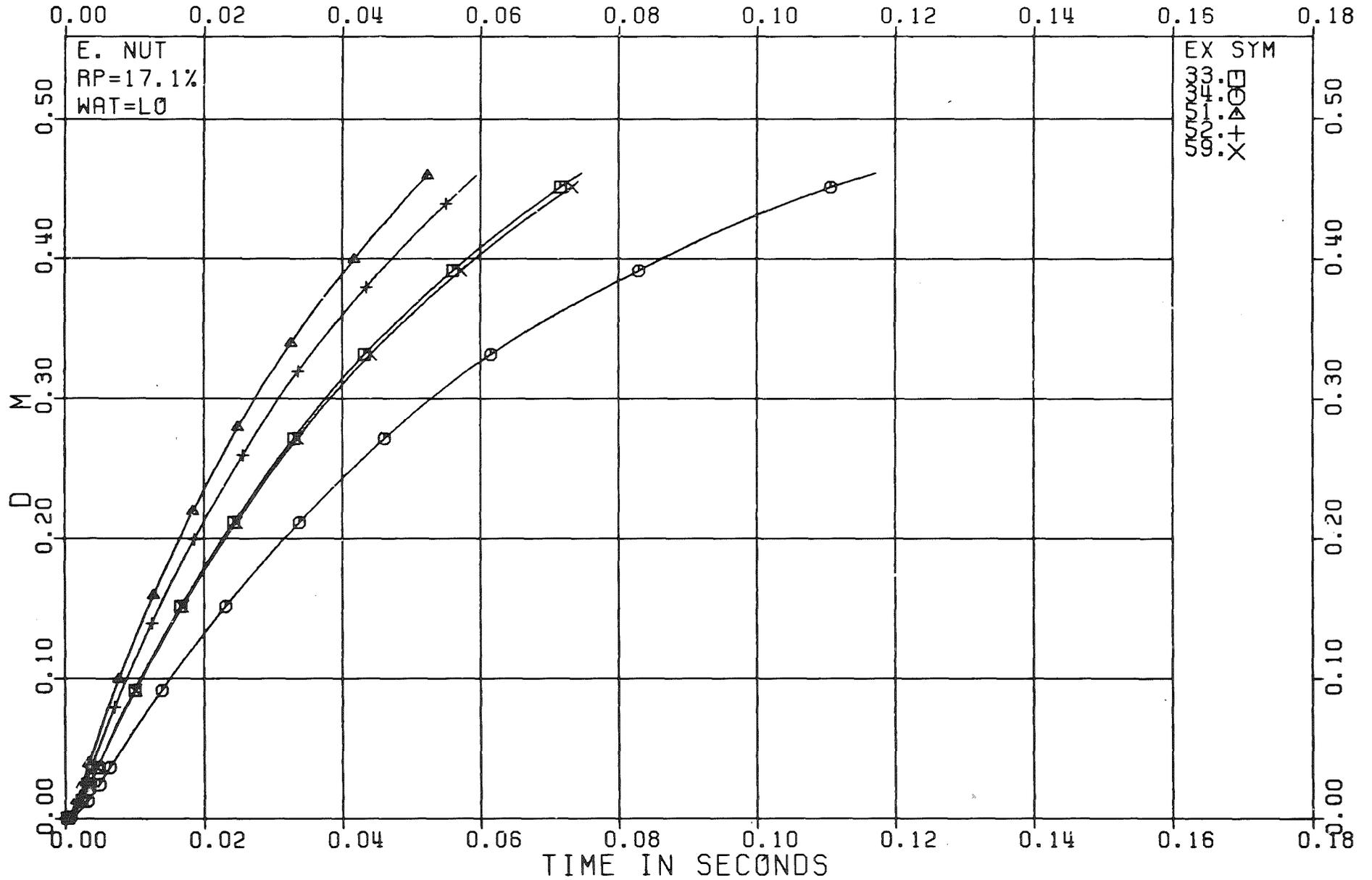


Abb. A-12.29: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Kolbenwegkurven.

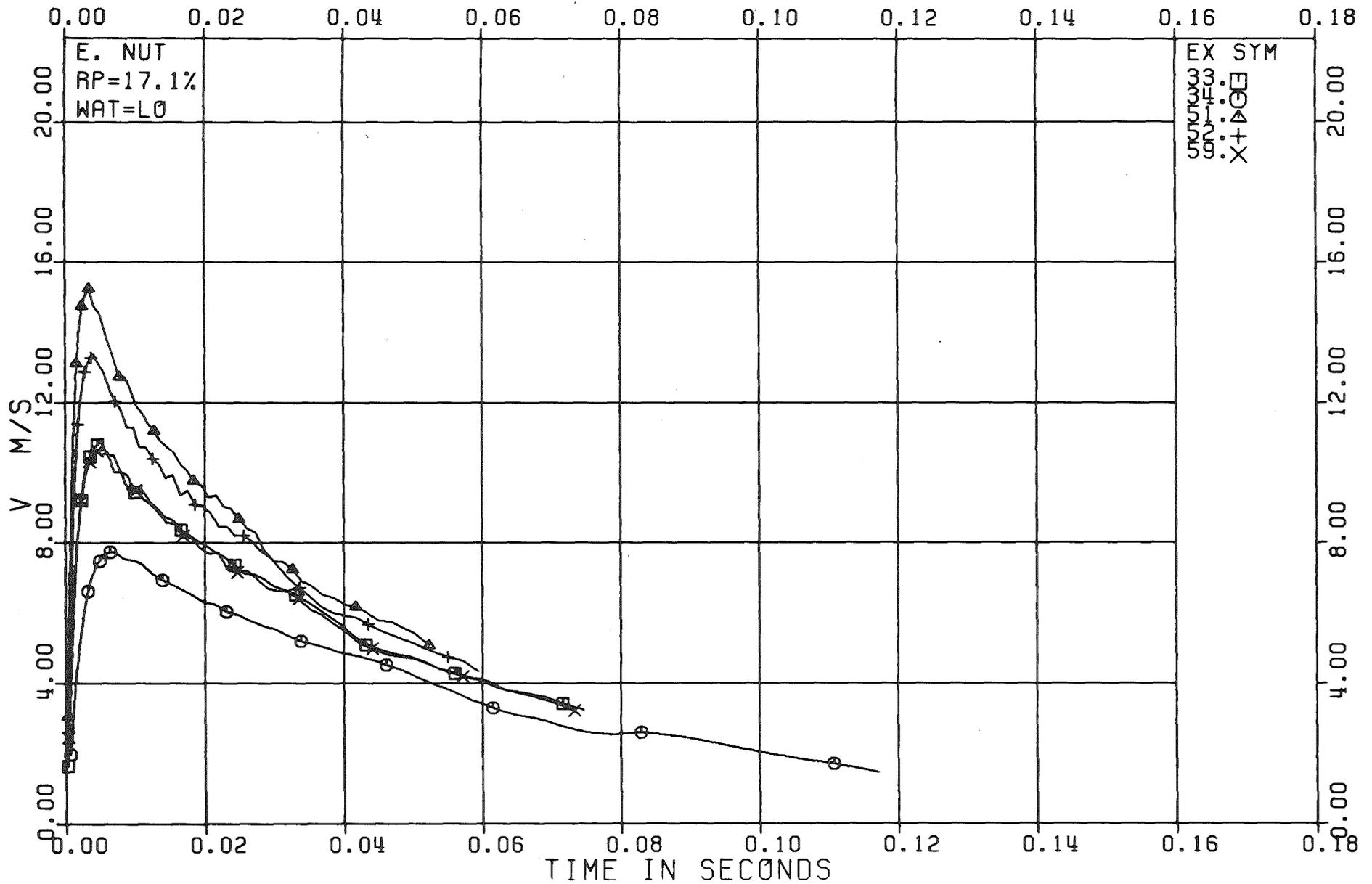


Abb. A-12.30: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Kolbengeschwindigkeitskurven.

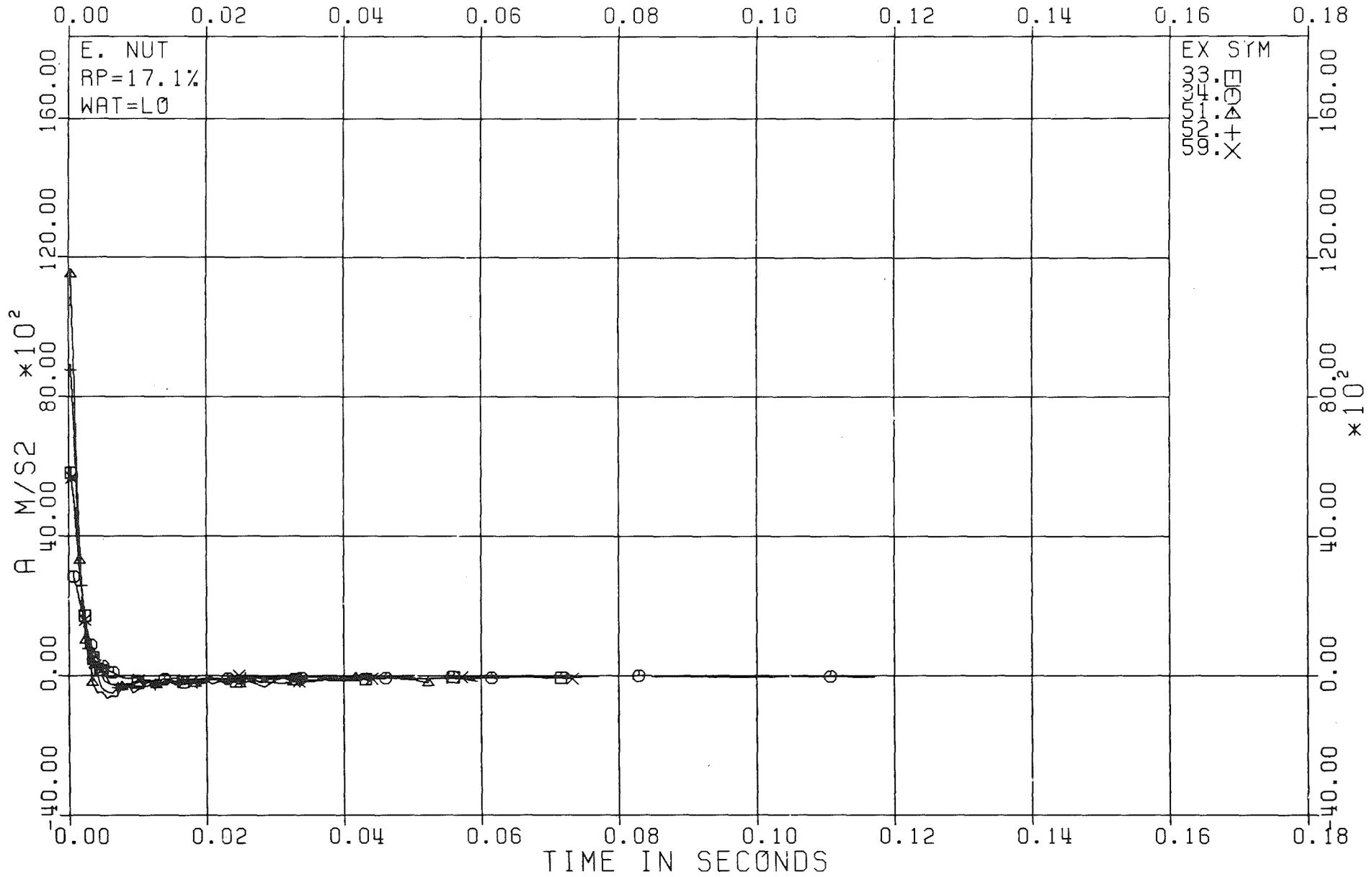


Abb. A-12.31: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Kolbenbeschleunigungskurven.

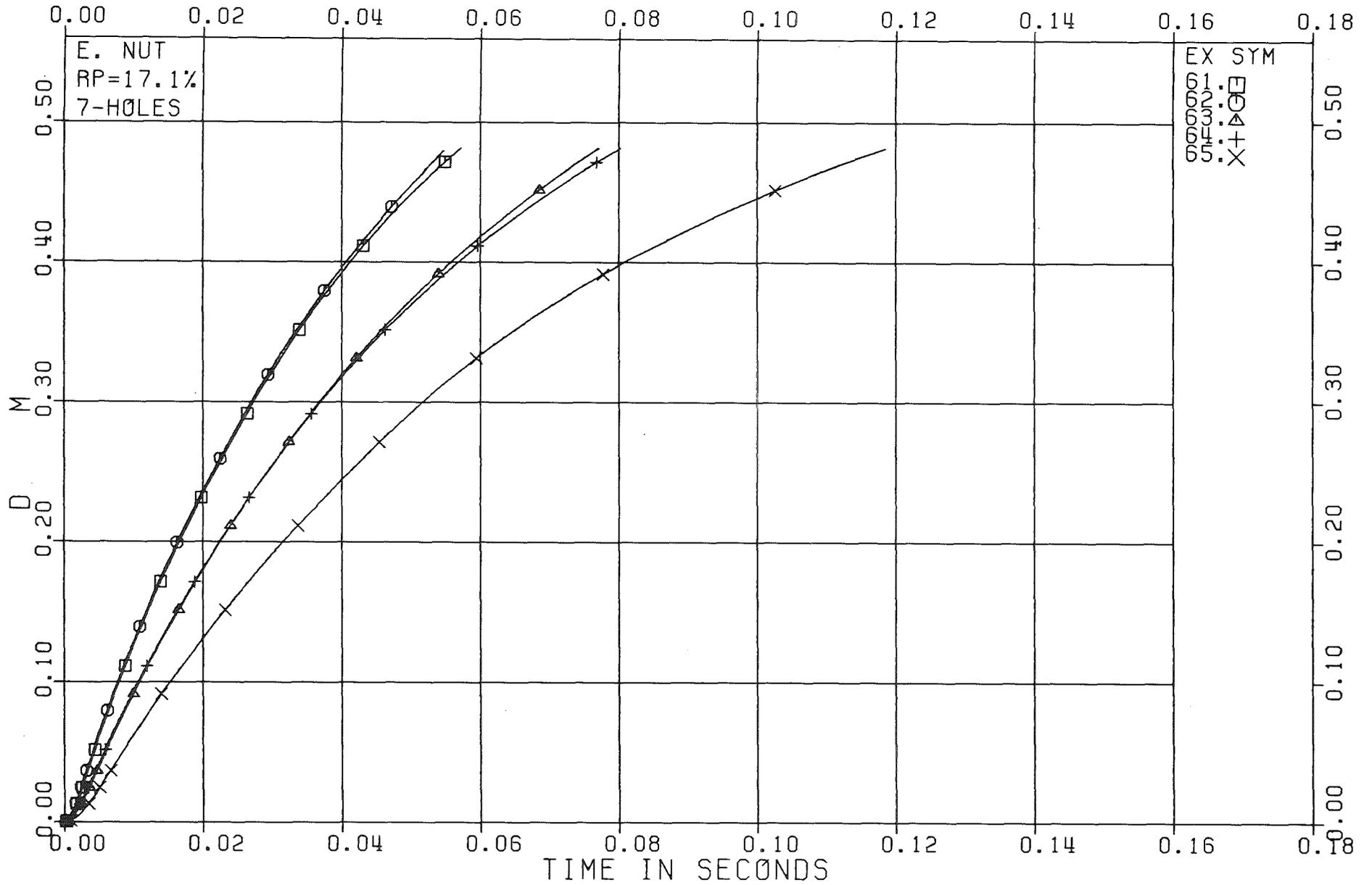


Abb. A-12.32: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis mit 7 Bohrungen. Kolbenwegkurven.

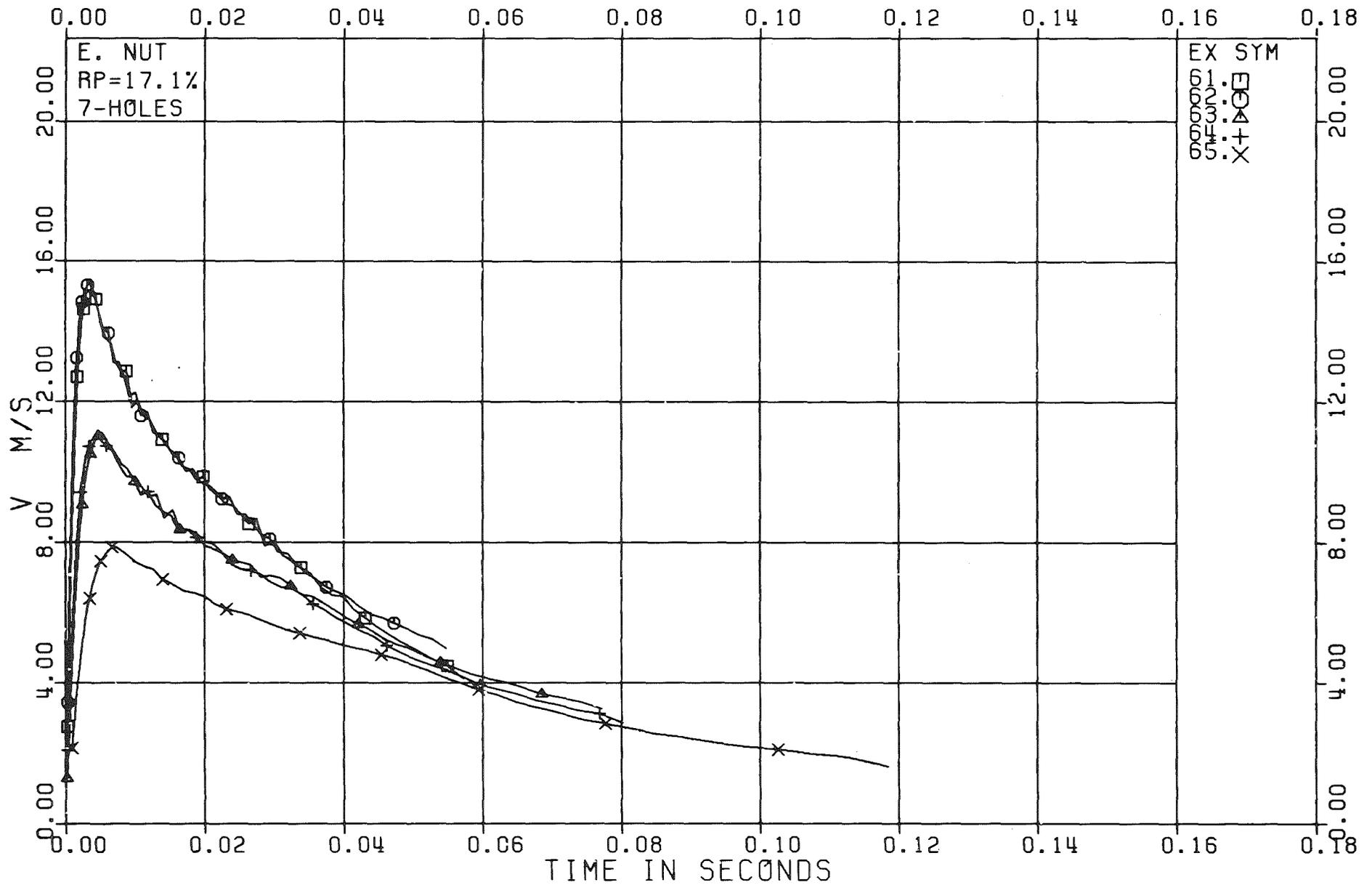


Abb. A-12.33: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis mit 7 Bohrungen. Kolbengeschwindigkeitskurven.

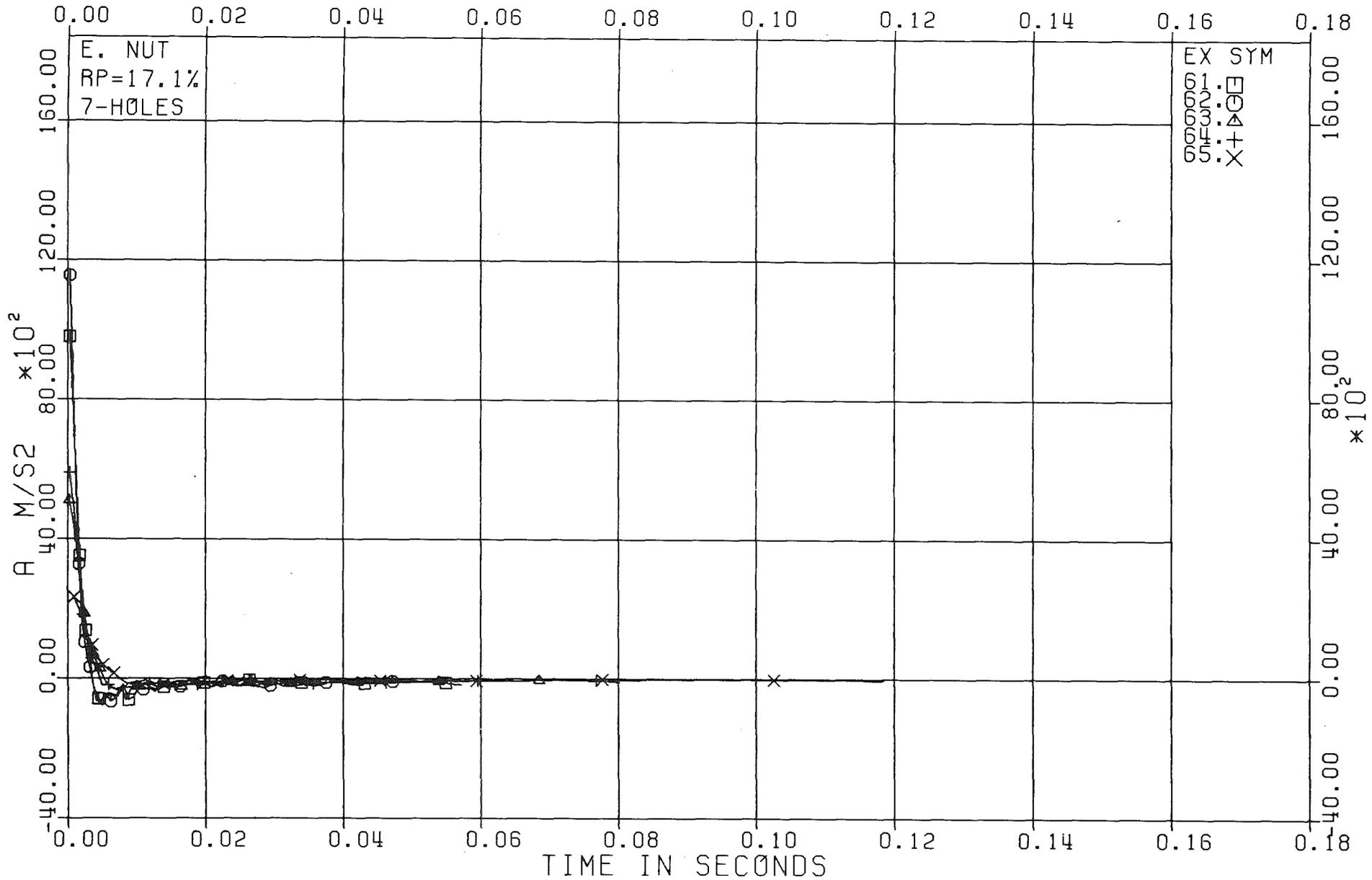


Abb. A-12.34: Versuche mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis mit 7 Bohrungen. Kolbenbeschleunigungskurven.

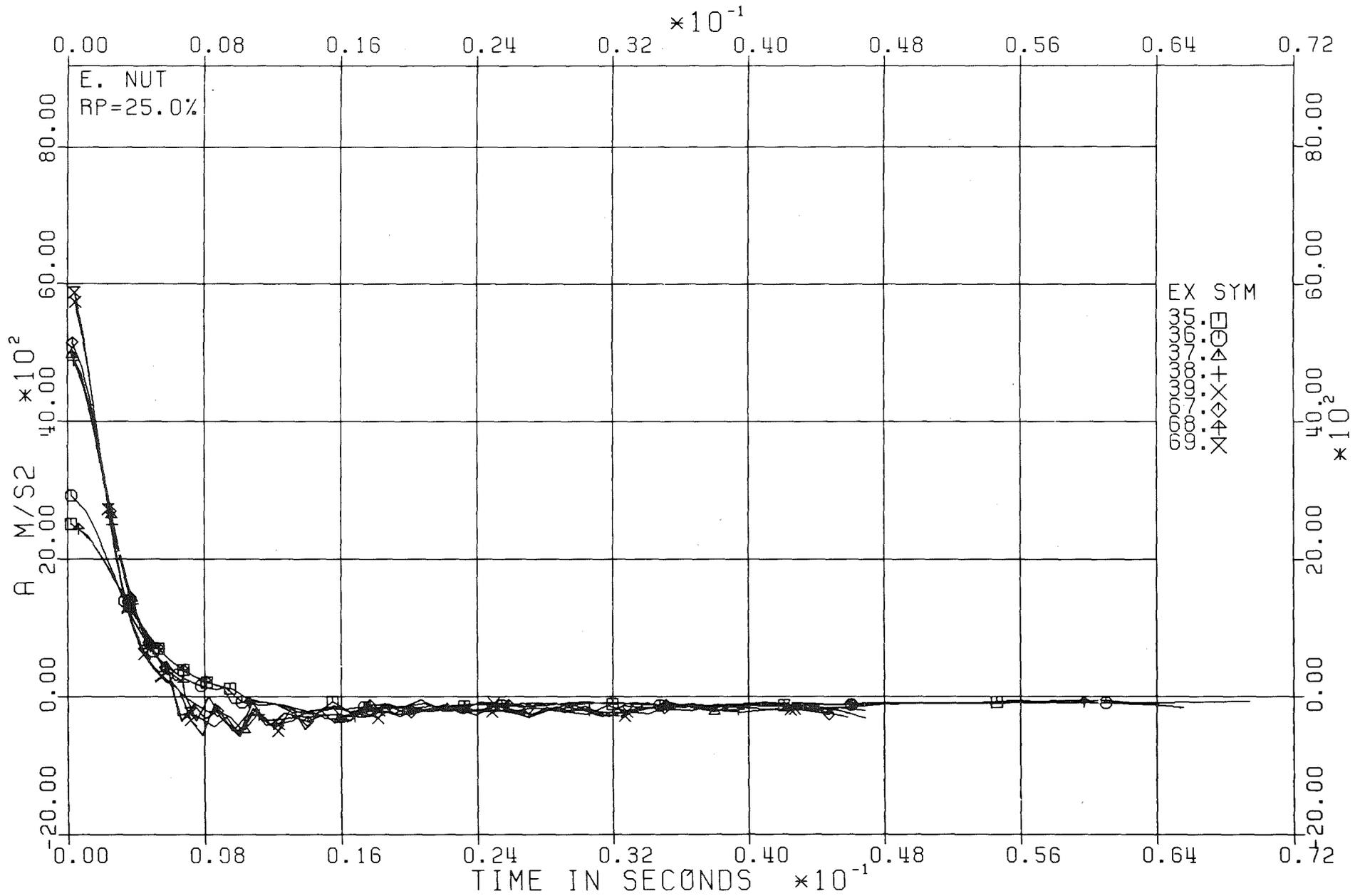


Abb. A-12.37: Versuche mit Explosionsmutter und 25.0 % Perforationsverhältnis.
Kolbenbeschleunigungskurven.

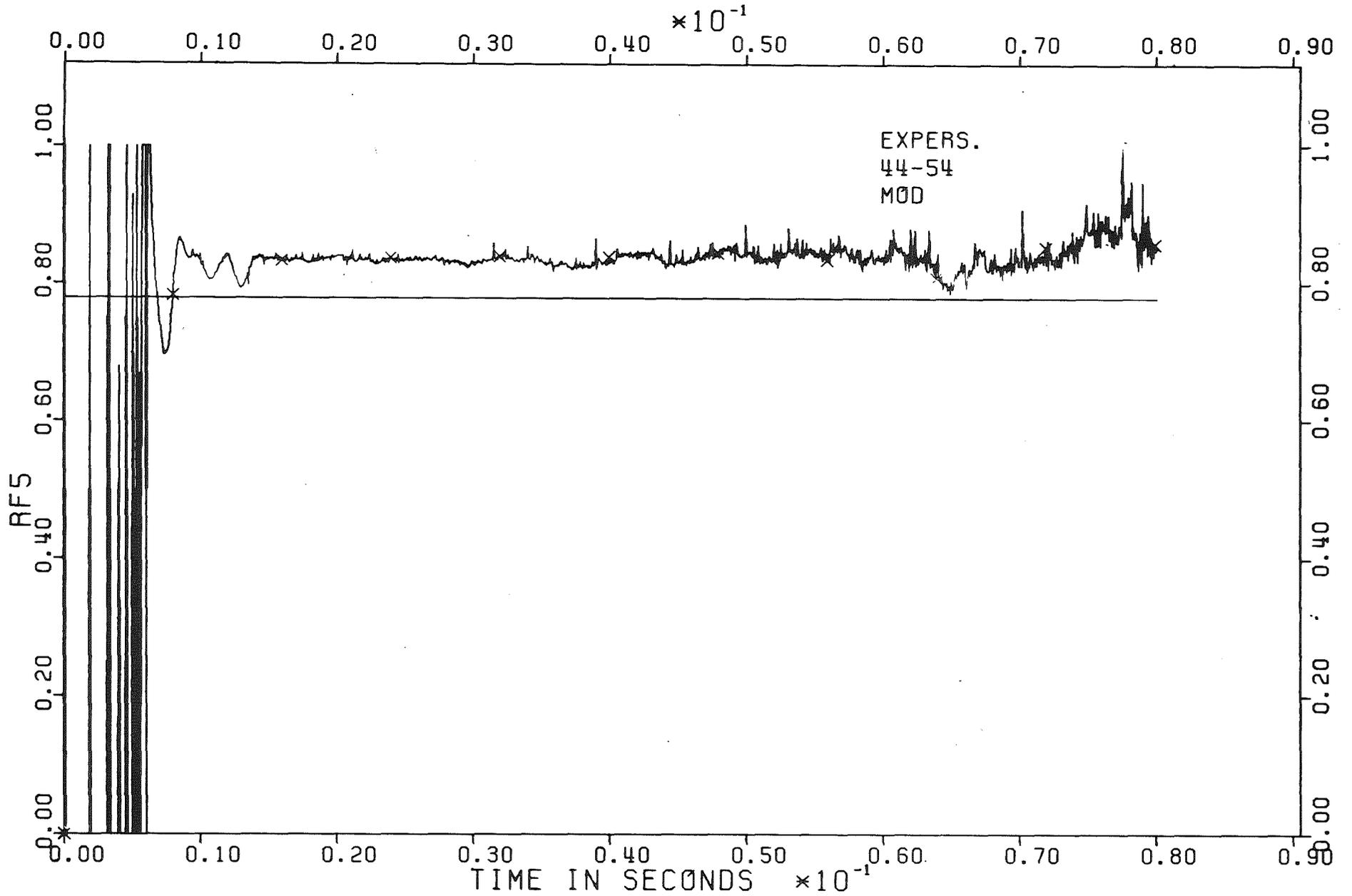


Abb. A-12.38: Versuche Nr. 44 und 54 - Verhältnis zwischen Tauchplattenkräften.

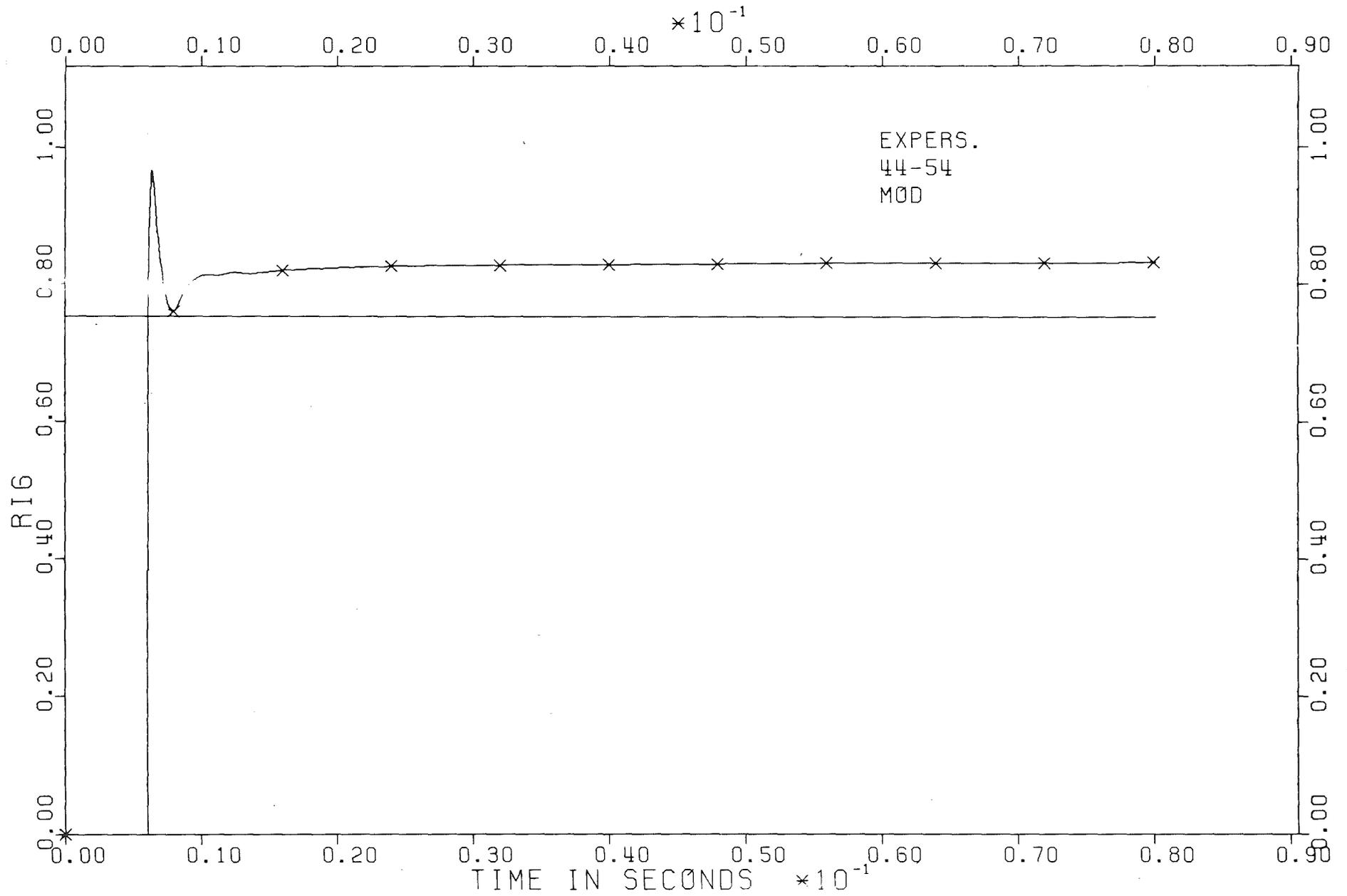


Abb. A-12.39; Versuche Nr. 44 und 54 - Verhältnis zwischen Tauchplattenimpulsen.

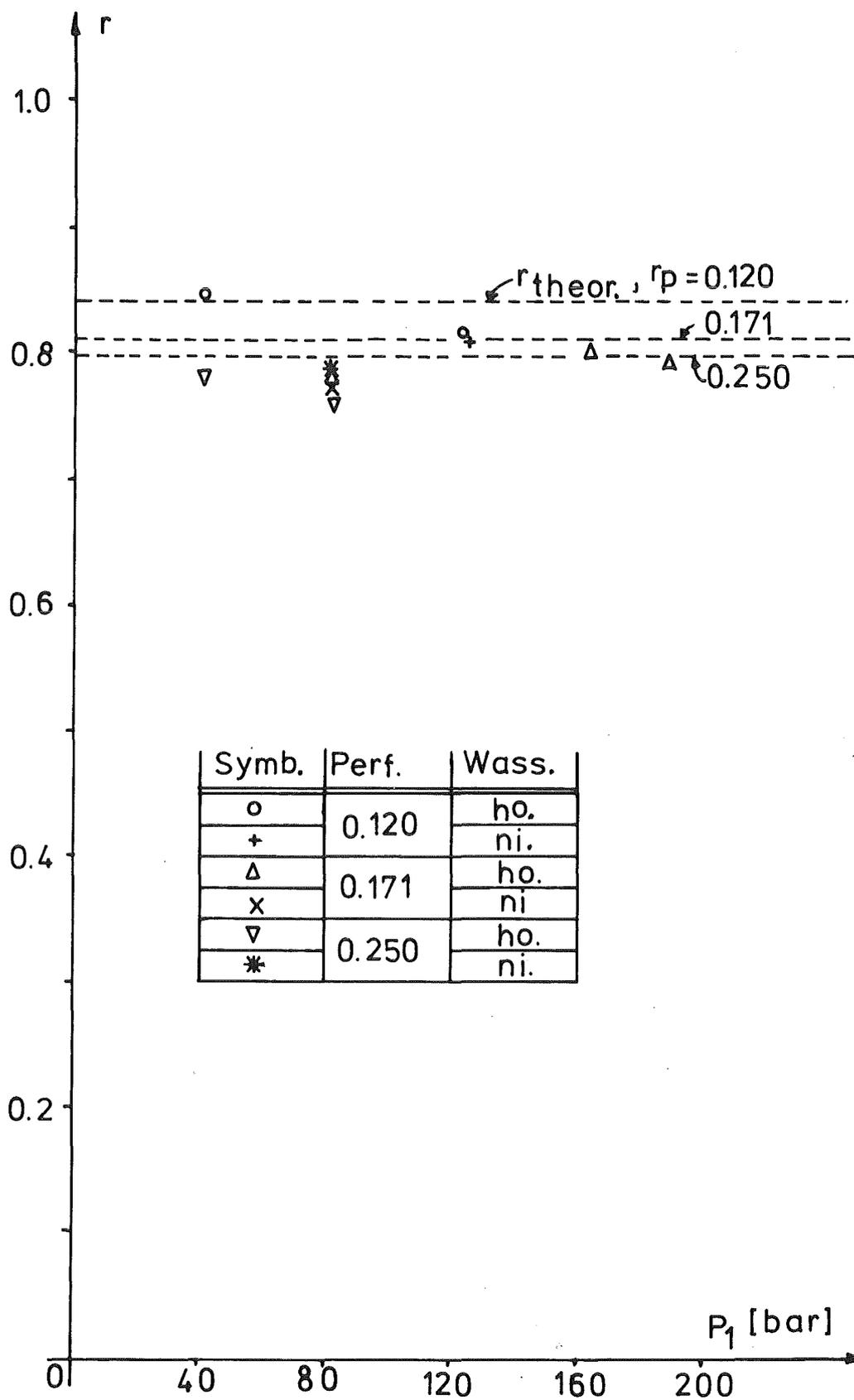


Abb. A-12.40: Korrekturkoeffizienten für Versuchen an Tauchplatten mit zu großer Dichtung.

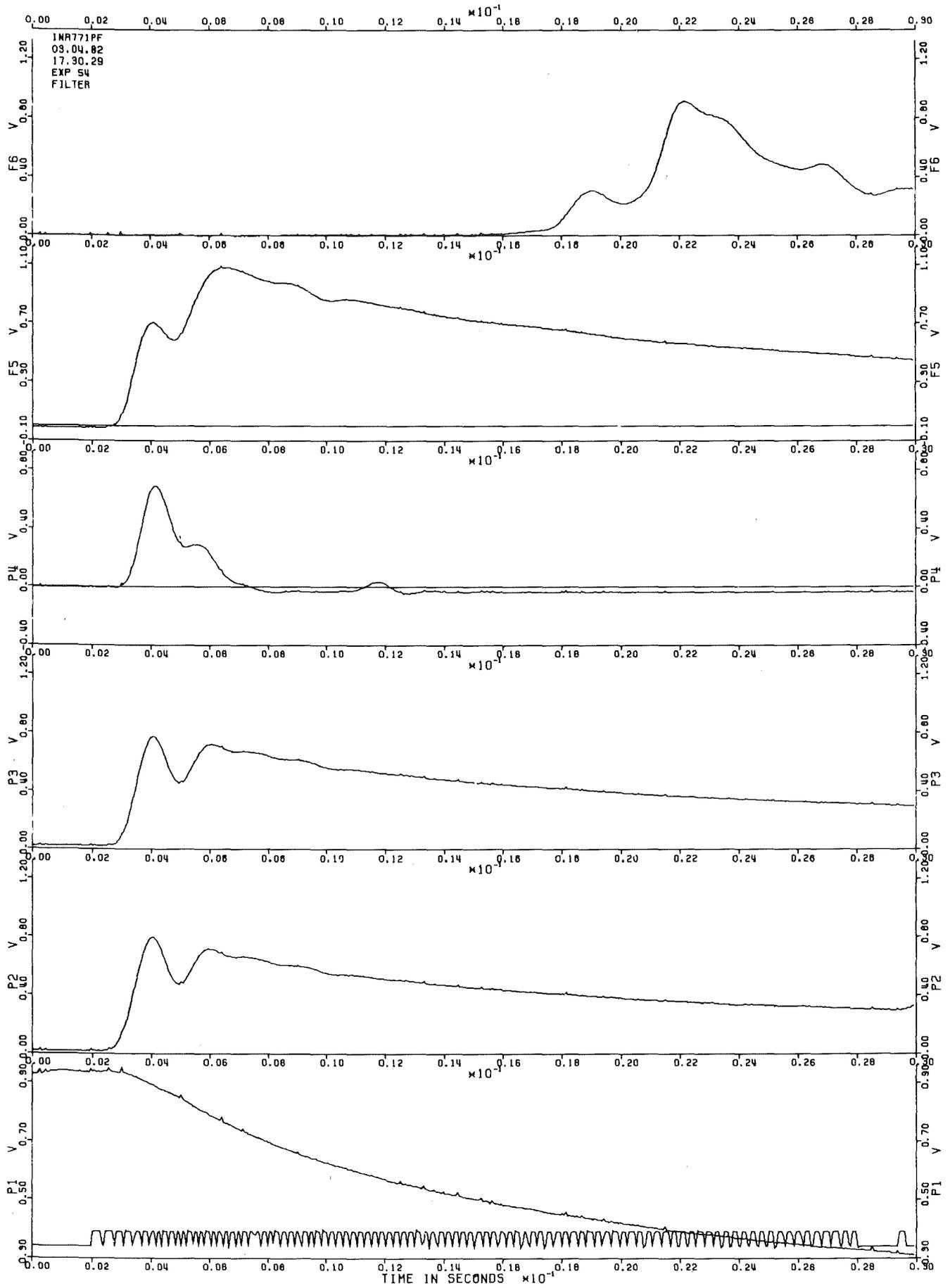


Abb. A-13.1: Versuch Nr. 54 - Gefilterte Meßsignale.

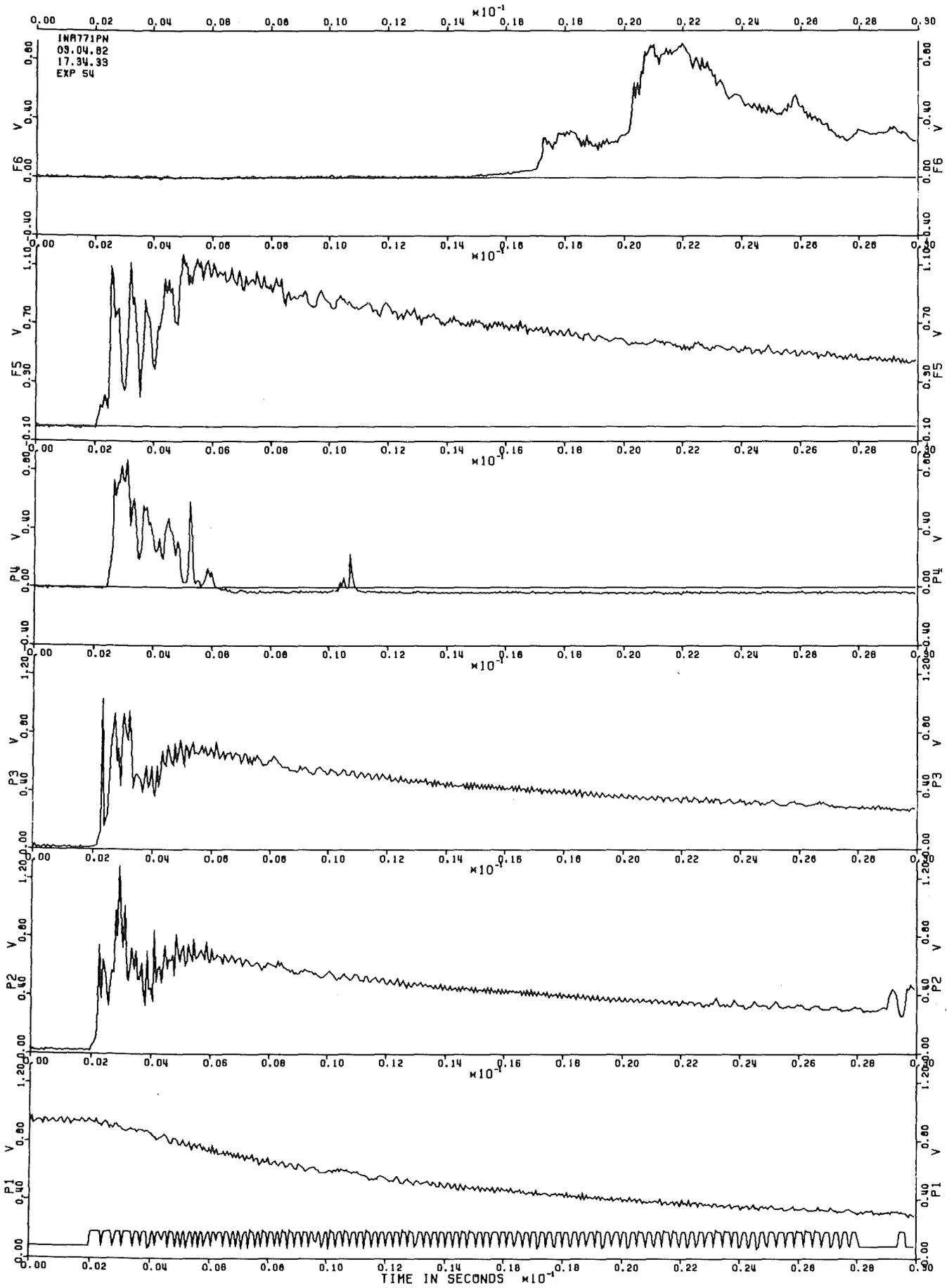


Abb. A-13.2: Versuch Nr. 54 - Ungefilterte Meßsignale.

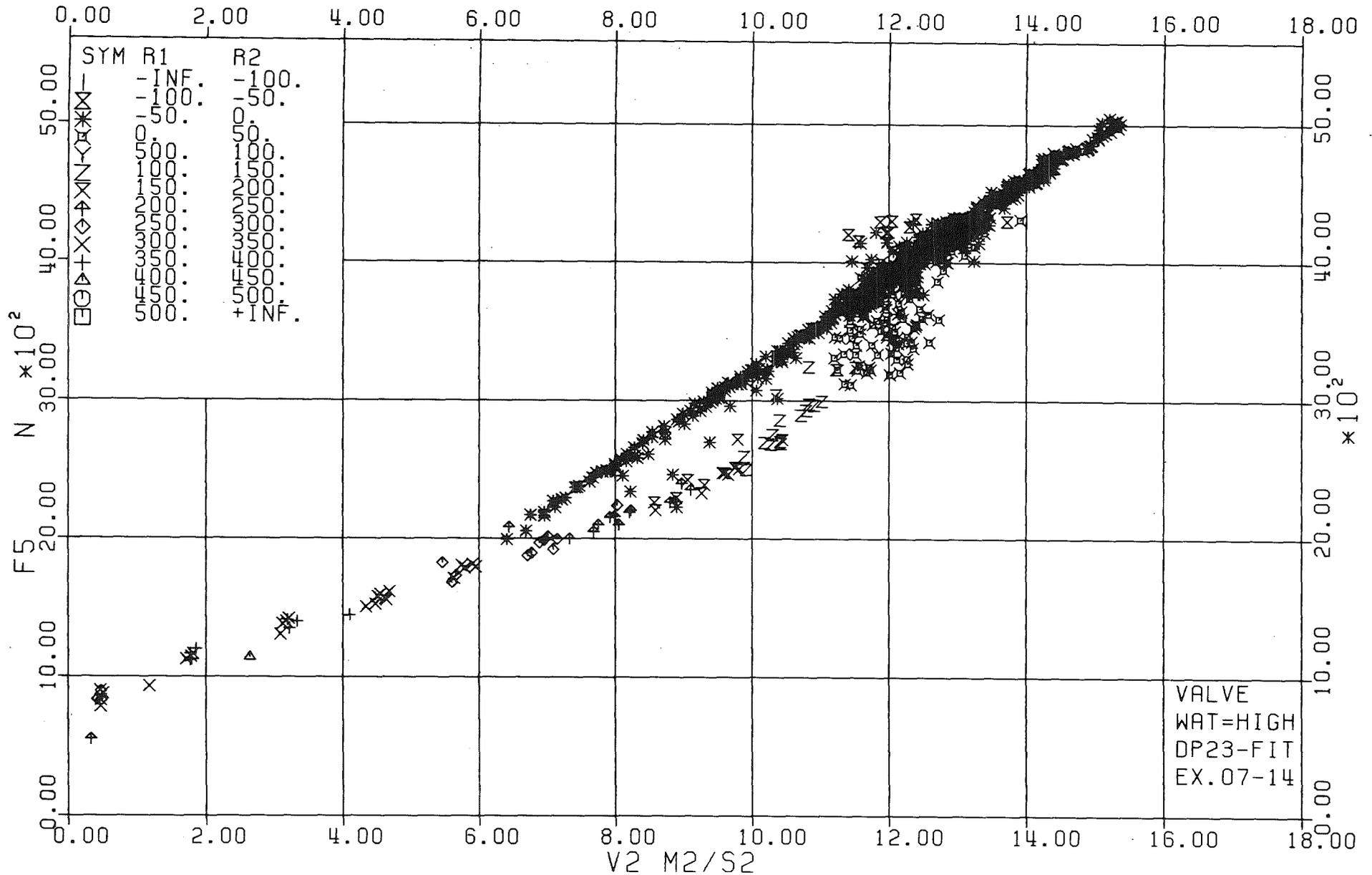


Abb. A-13.4: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 7 bis 14. Kraft auf die Tauchplatte als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

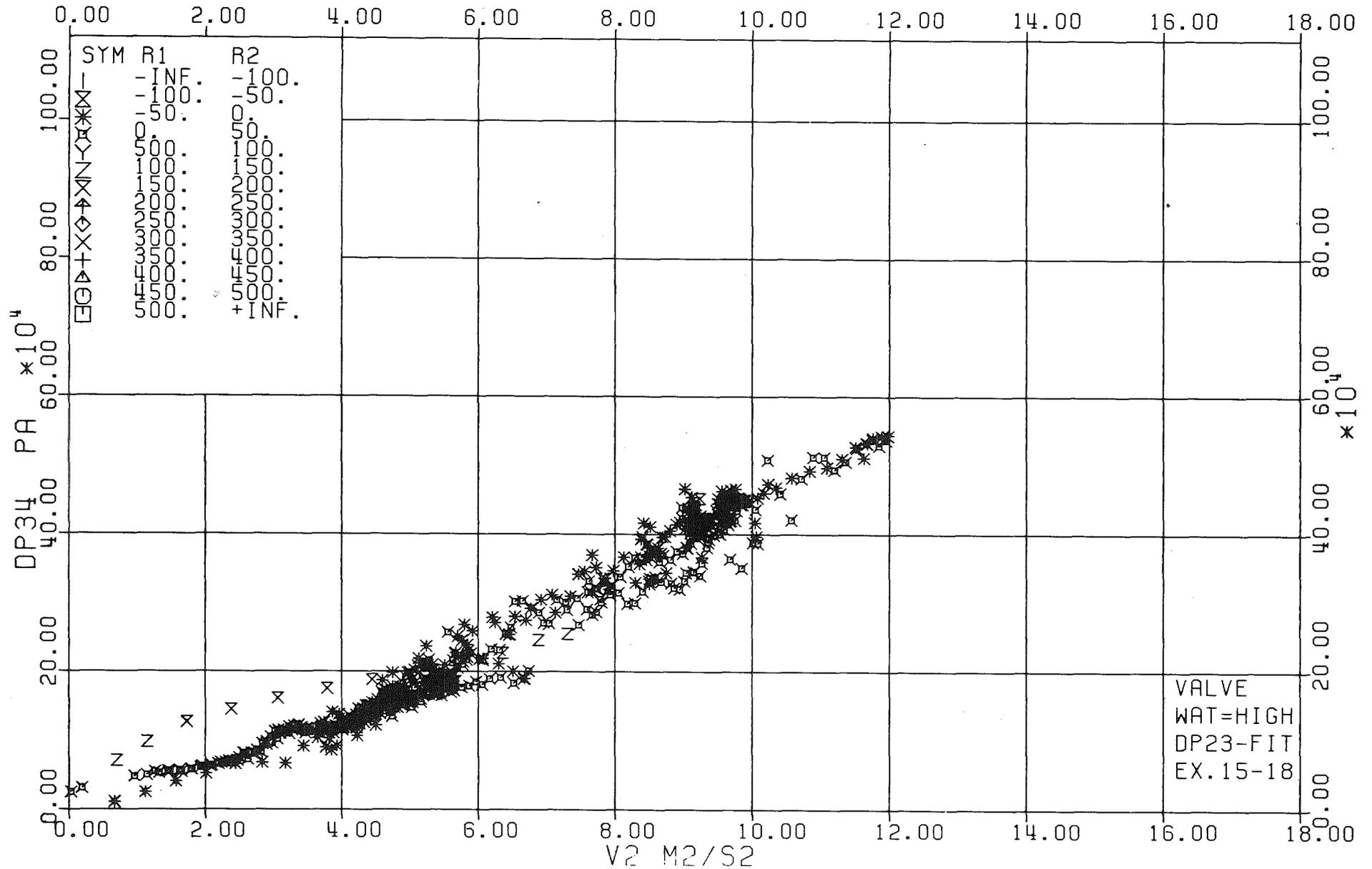


Abb. A-13.6: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 15 bis 18. Druckdifferenz $P_3 - P_4$ als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

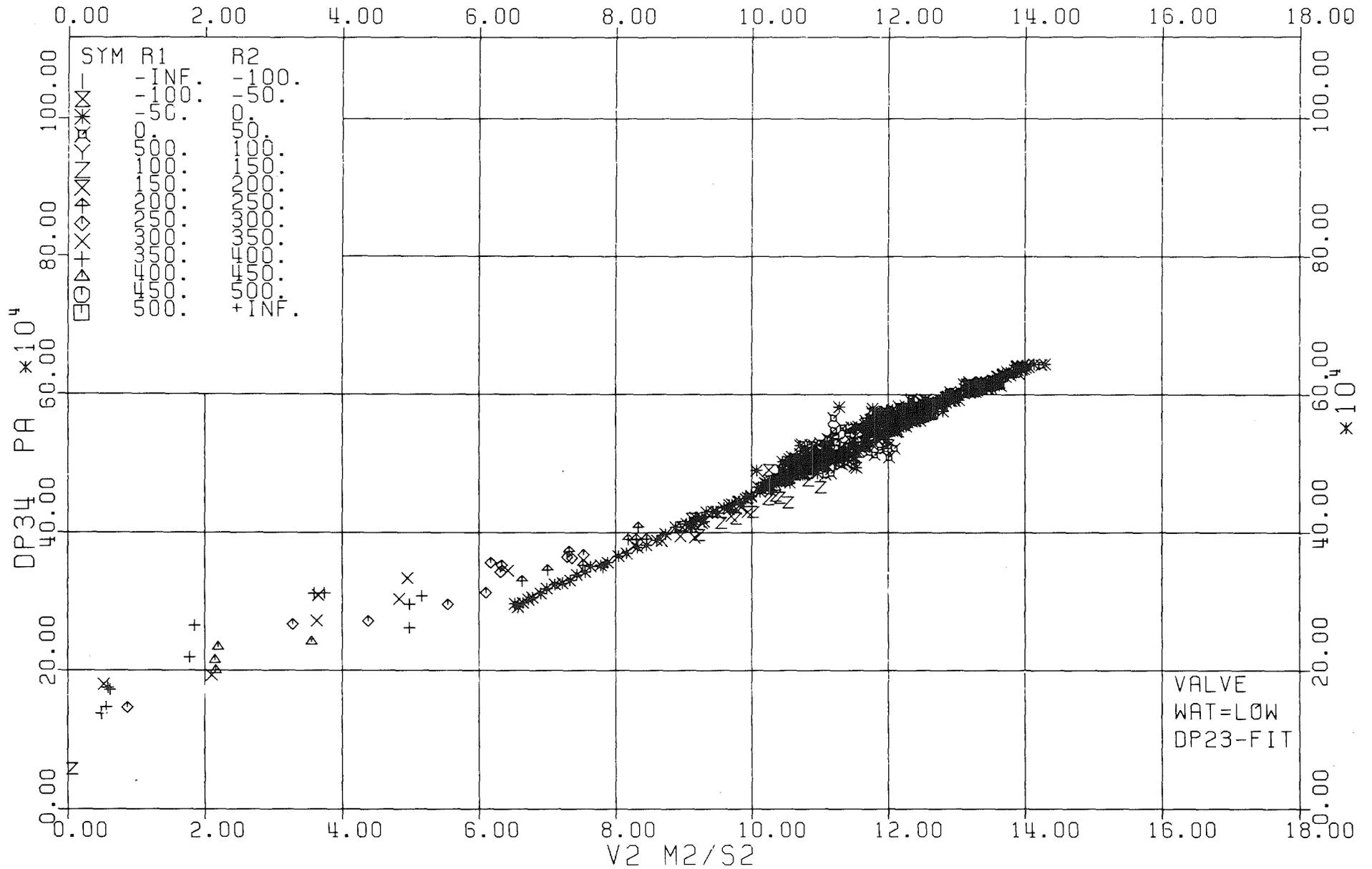


Abb. A-13.9: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 19 bis 24. Druckdifferenz $P_3 - P_4$ als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

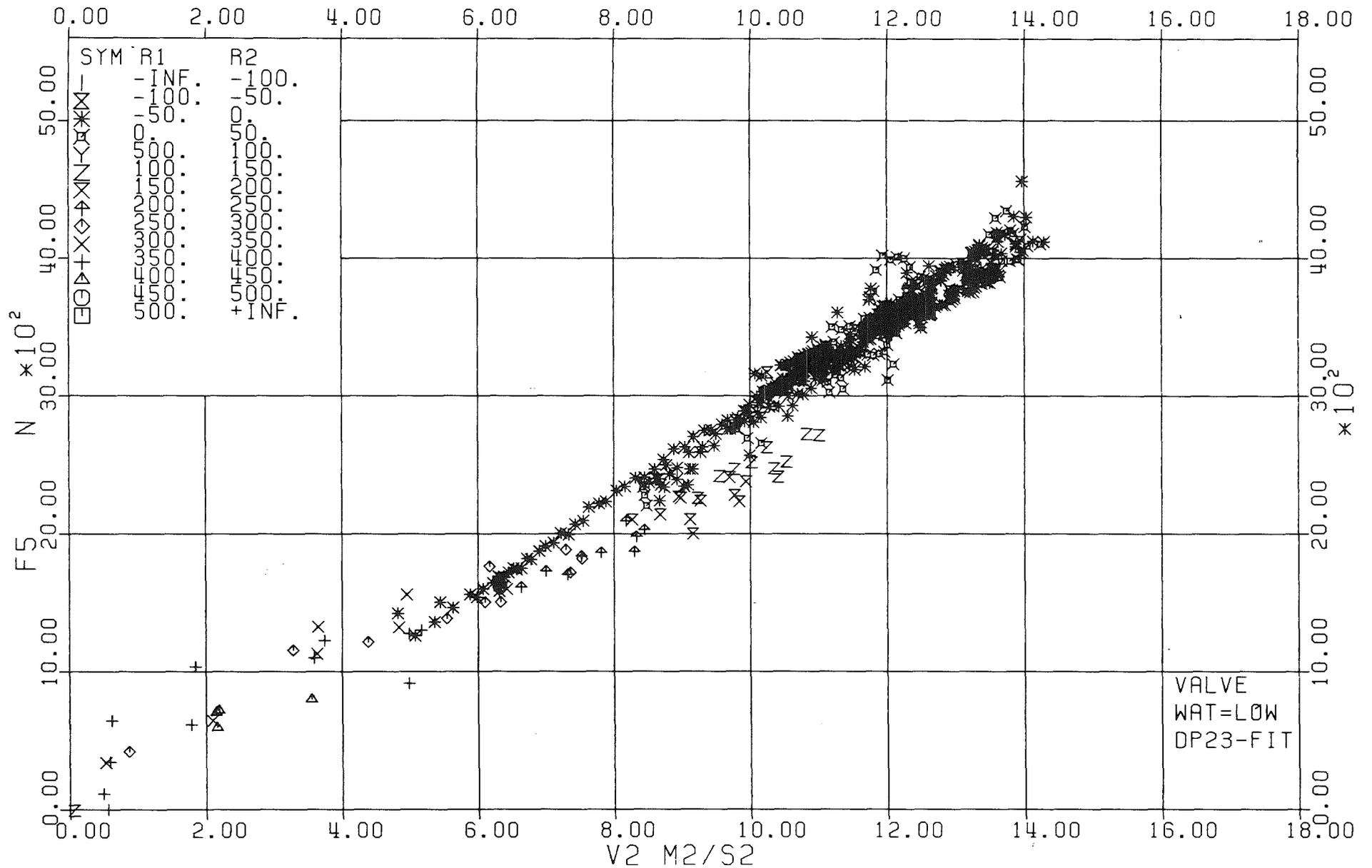


Abb. A-13.10: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 19 bis 24. Kraft auf die Tauchplatte als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

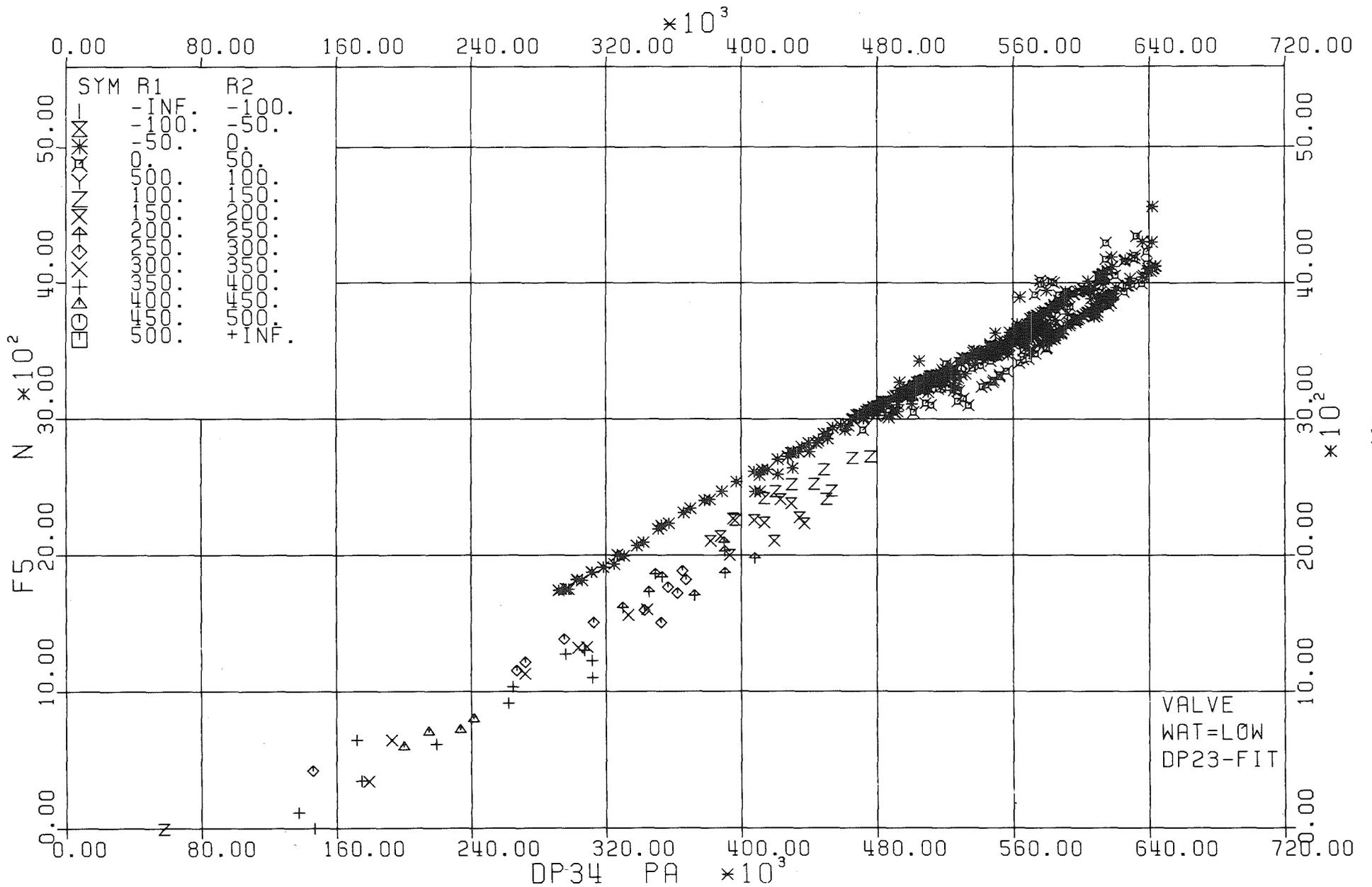


Abb. A-13.11: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 19 bis 24. Kraft auf die Tauchplatte als Funktion der Druckdifferenz P_3-P_4 .

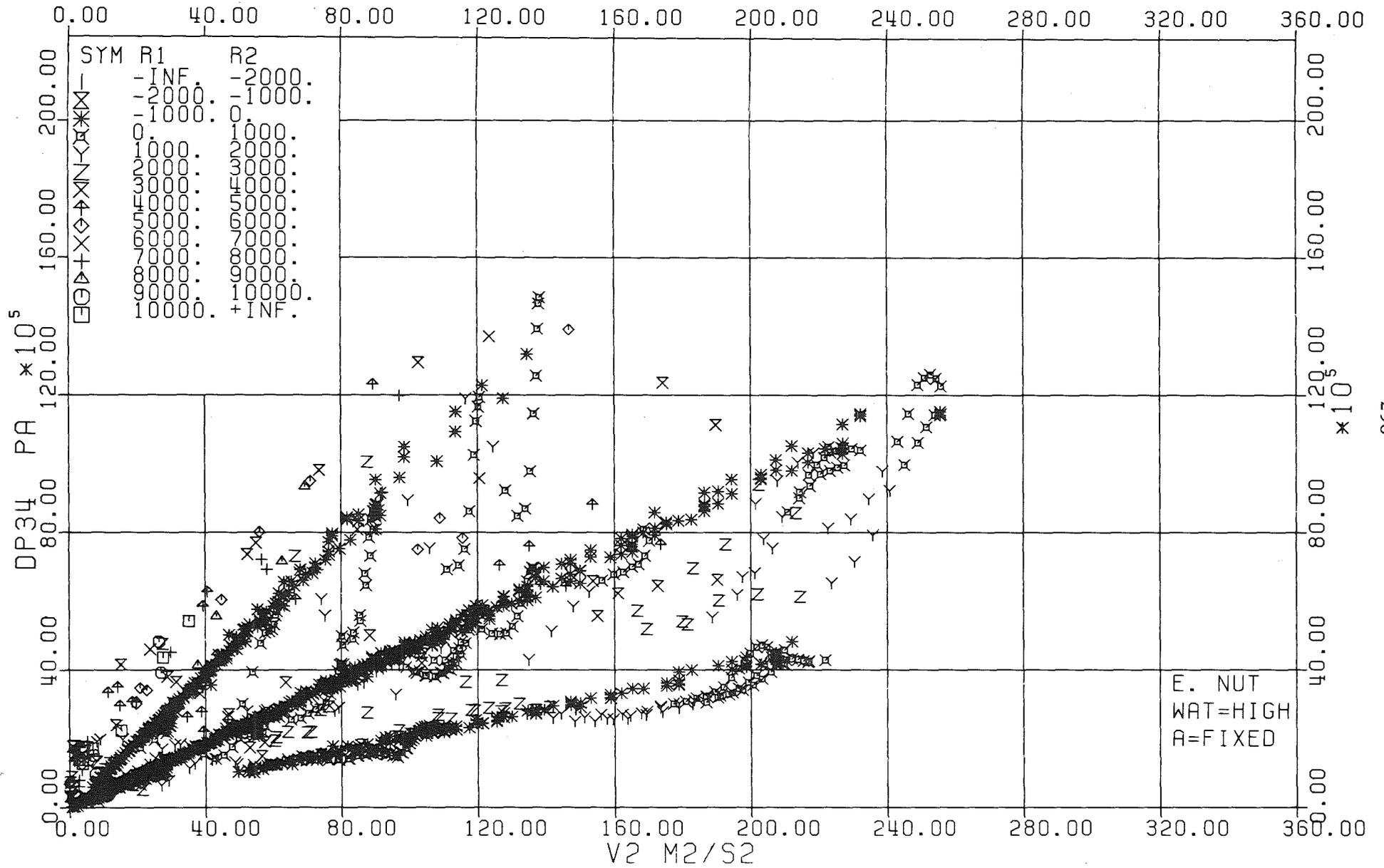


Abb. A-13.12: Versuche mit Explosionsmutter bei hohem Wasserstand. Druckdifferenz $P_3 - P_4$ als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

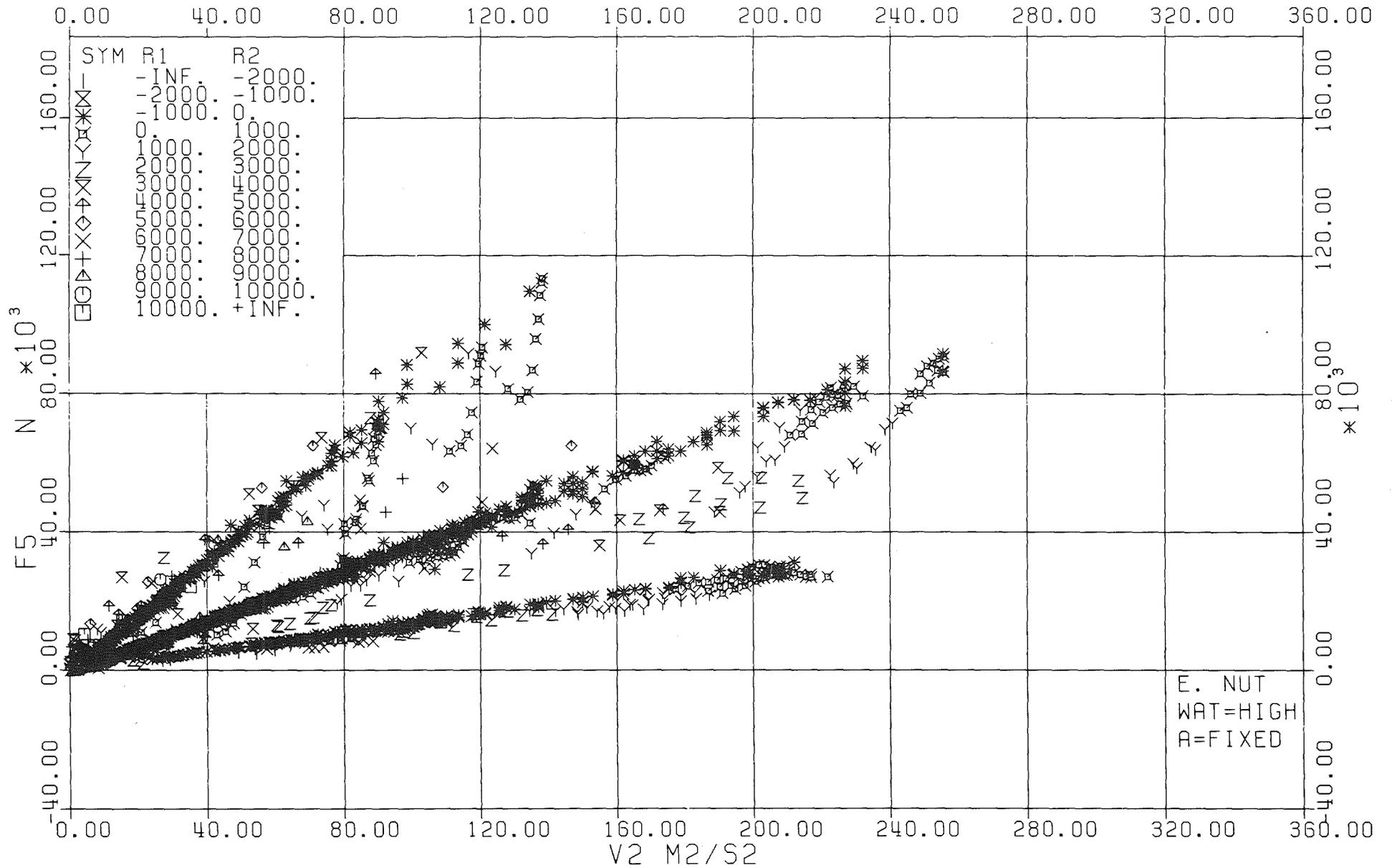


Abb. A-13.13: Versuche mit Explosionsmutter bei hohem Wasserstand. Kraft auf die Tauchplatte als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

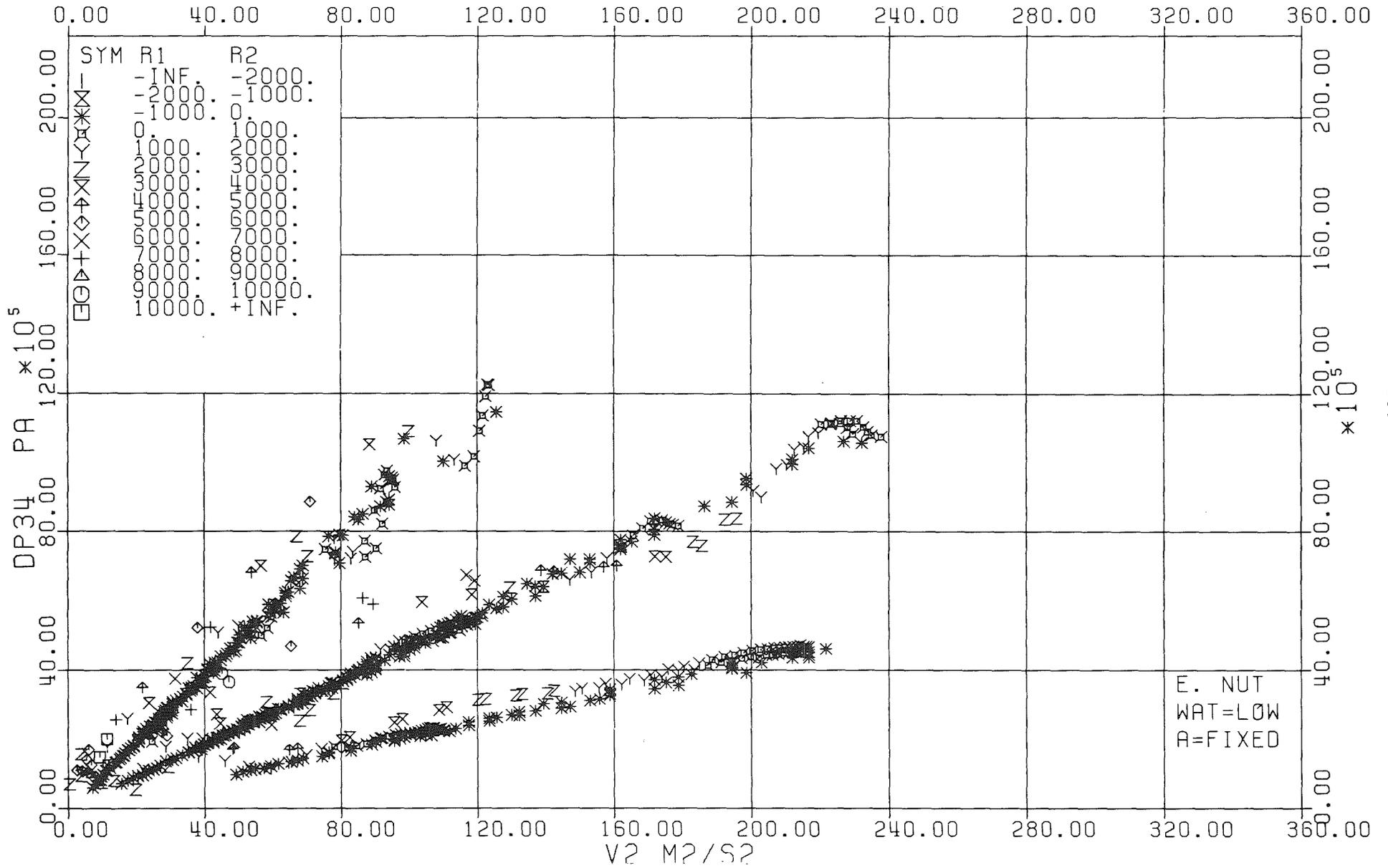


Abb. A-13.15: Versuche mit Explosionsmutter bei niedrigem Wasserstand. Druckdifferenz $P_3 - P_4$ als Funktion des Quadrats der Kolbengeschwindigkeit.

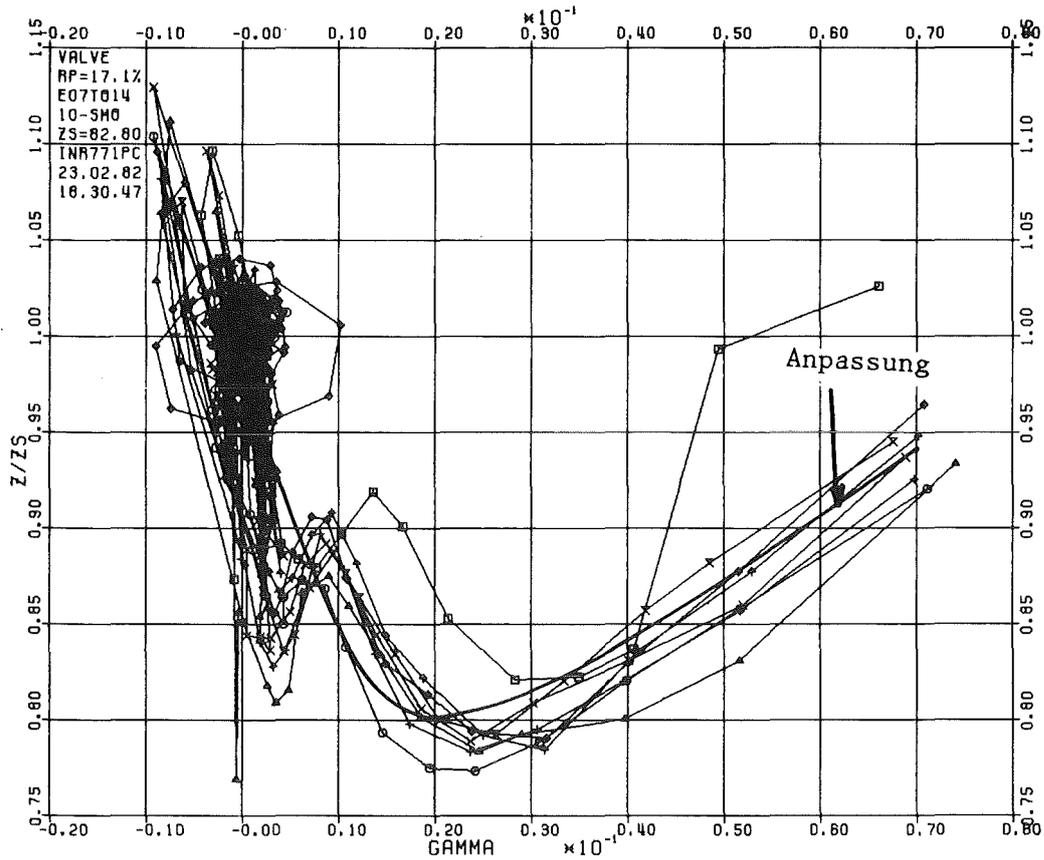


Abb. A-13.18: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 7 bis 14. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

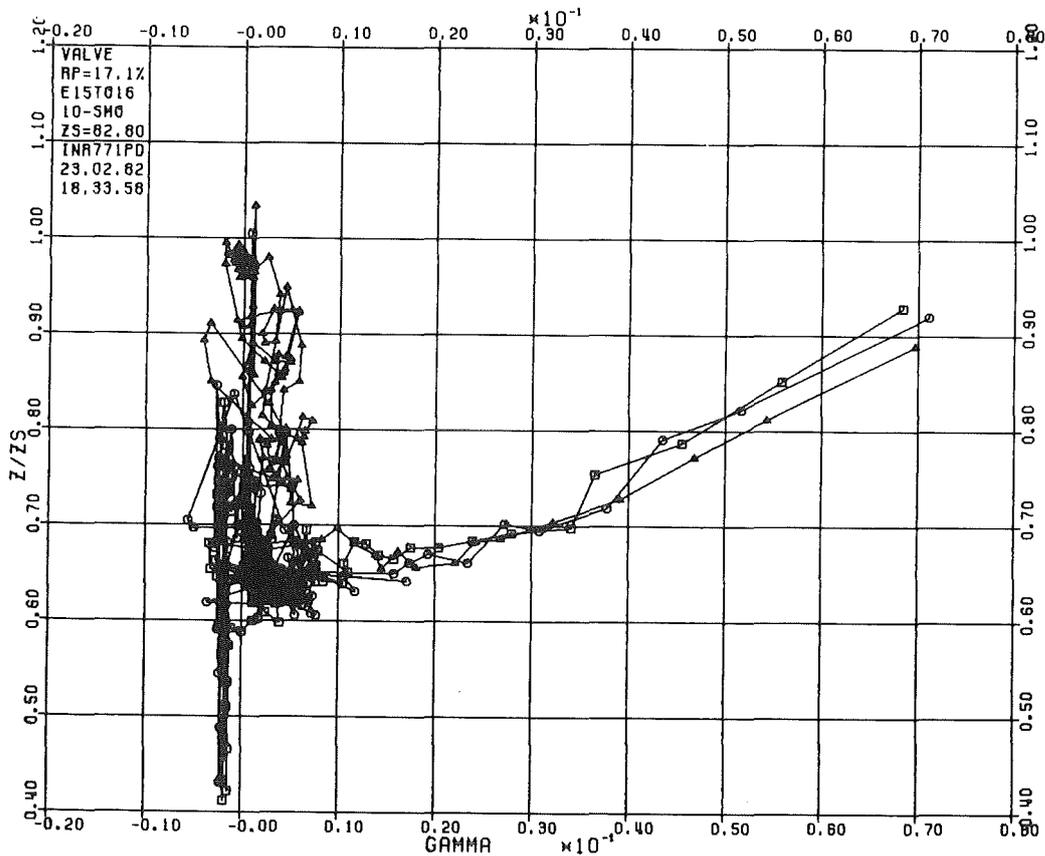


Abb. A-13.19: Versuche mit Ventil bei hohem Wasserstand Nr. 15 bis 16. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

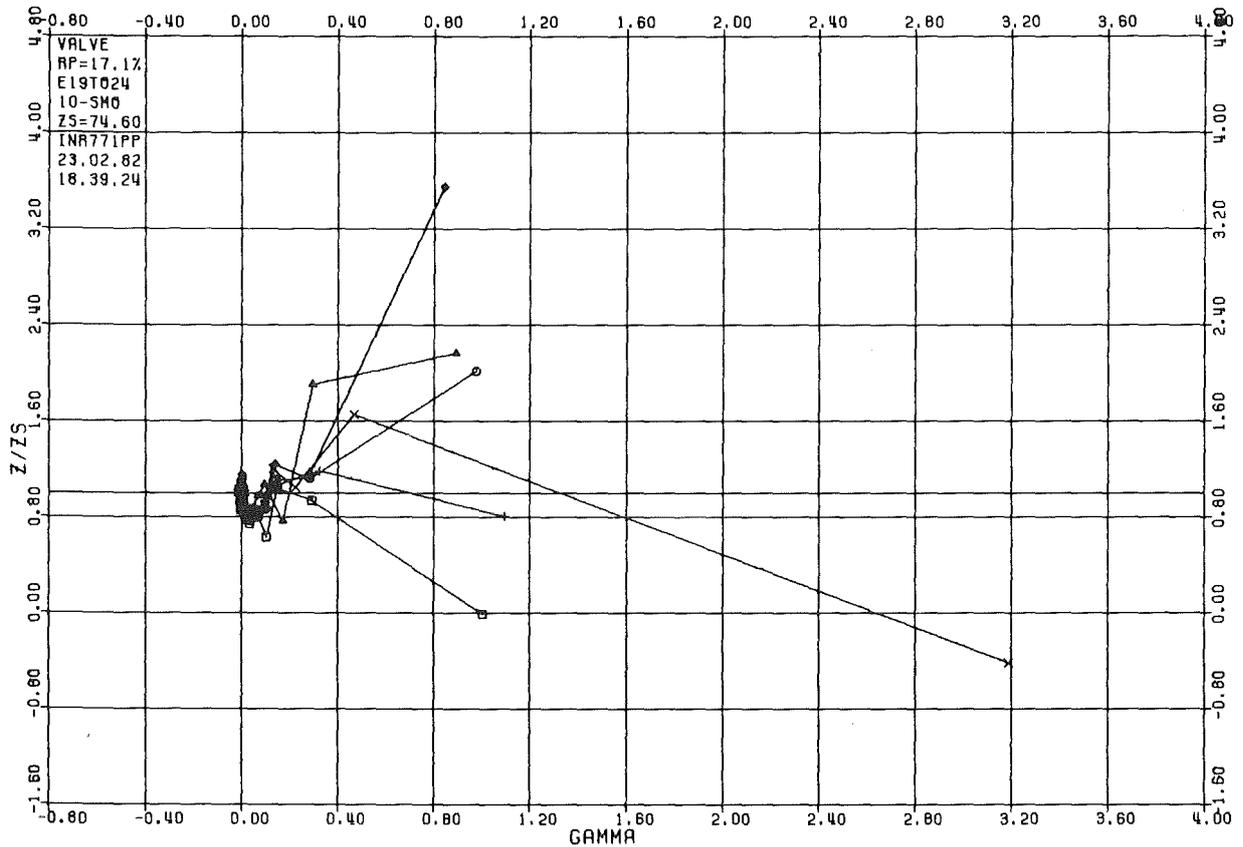


Abb. A-13.20: Versuche mit Ventil bei niedrigem Wasserstand Nr. 19 bis 24. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

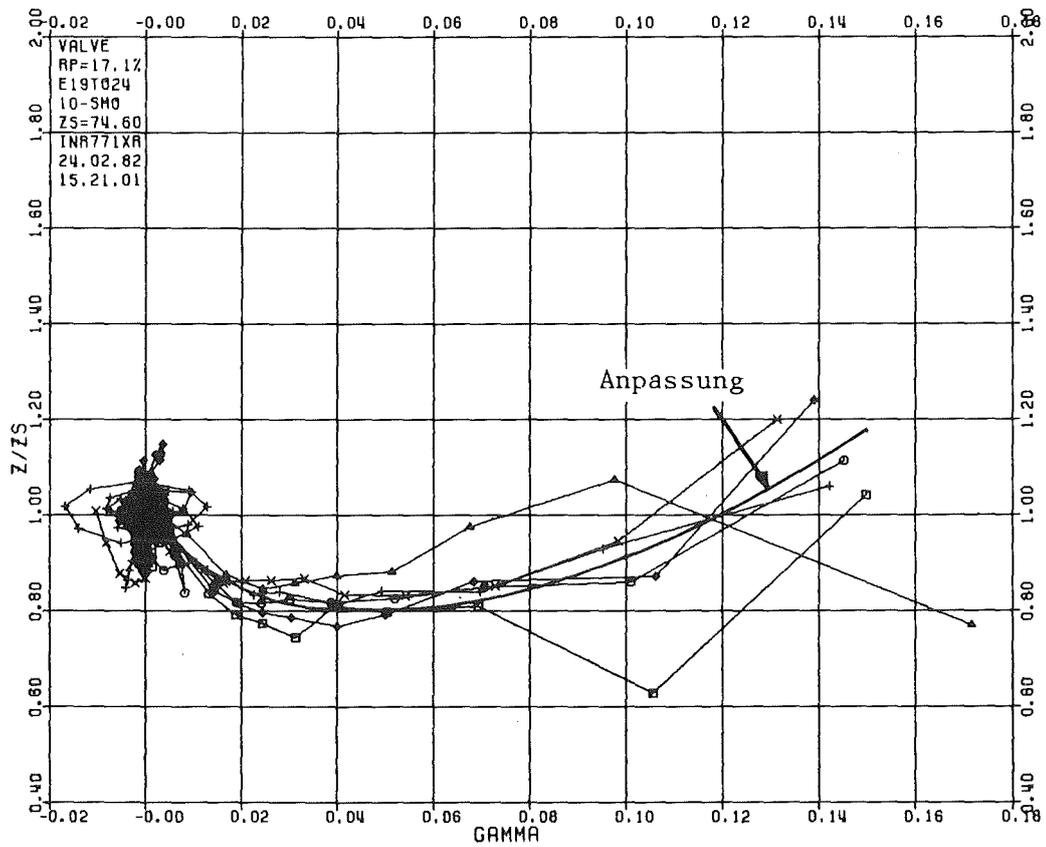


Abb. A-13.21: Versuche mit Ventil bei niedrigem Wasserstand Nr. 19 bis 24. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

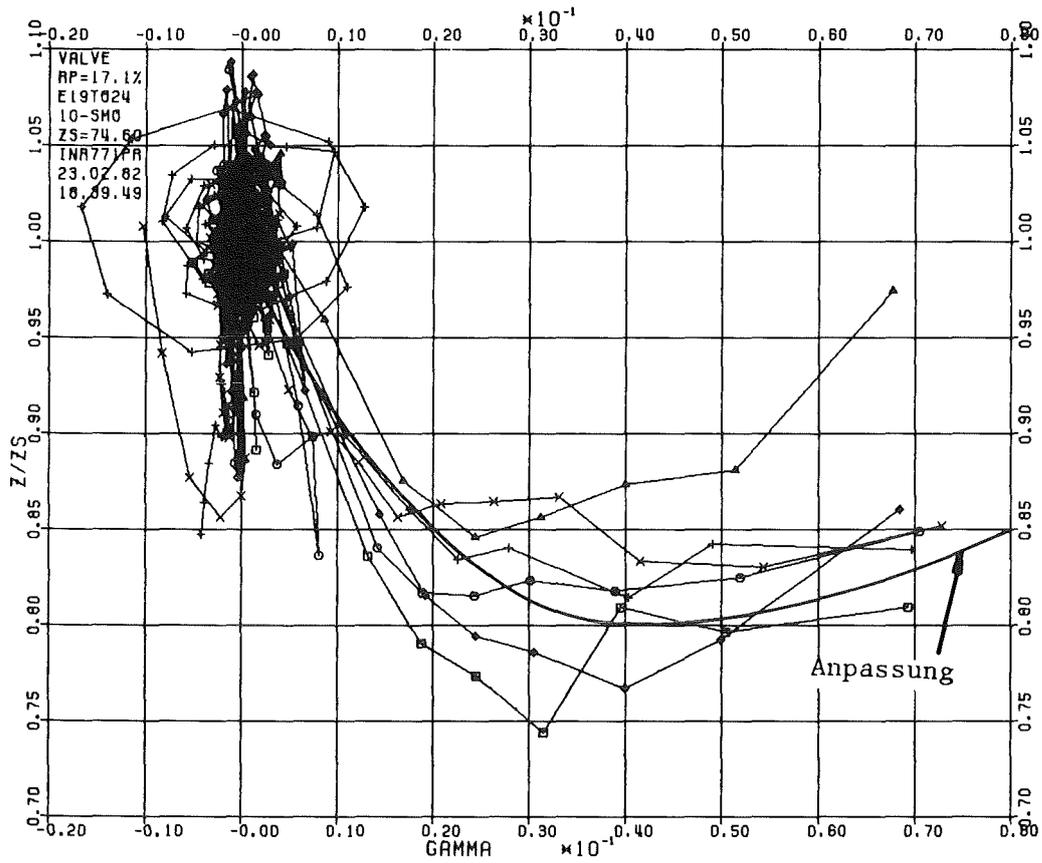


Abb. A-13.22: Versuche mit Ventil bei niedrigem Wasserstand Nr. 19 bis 24. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

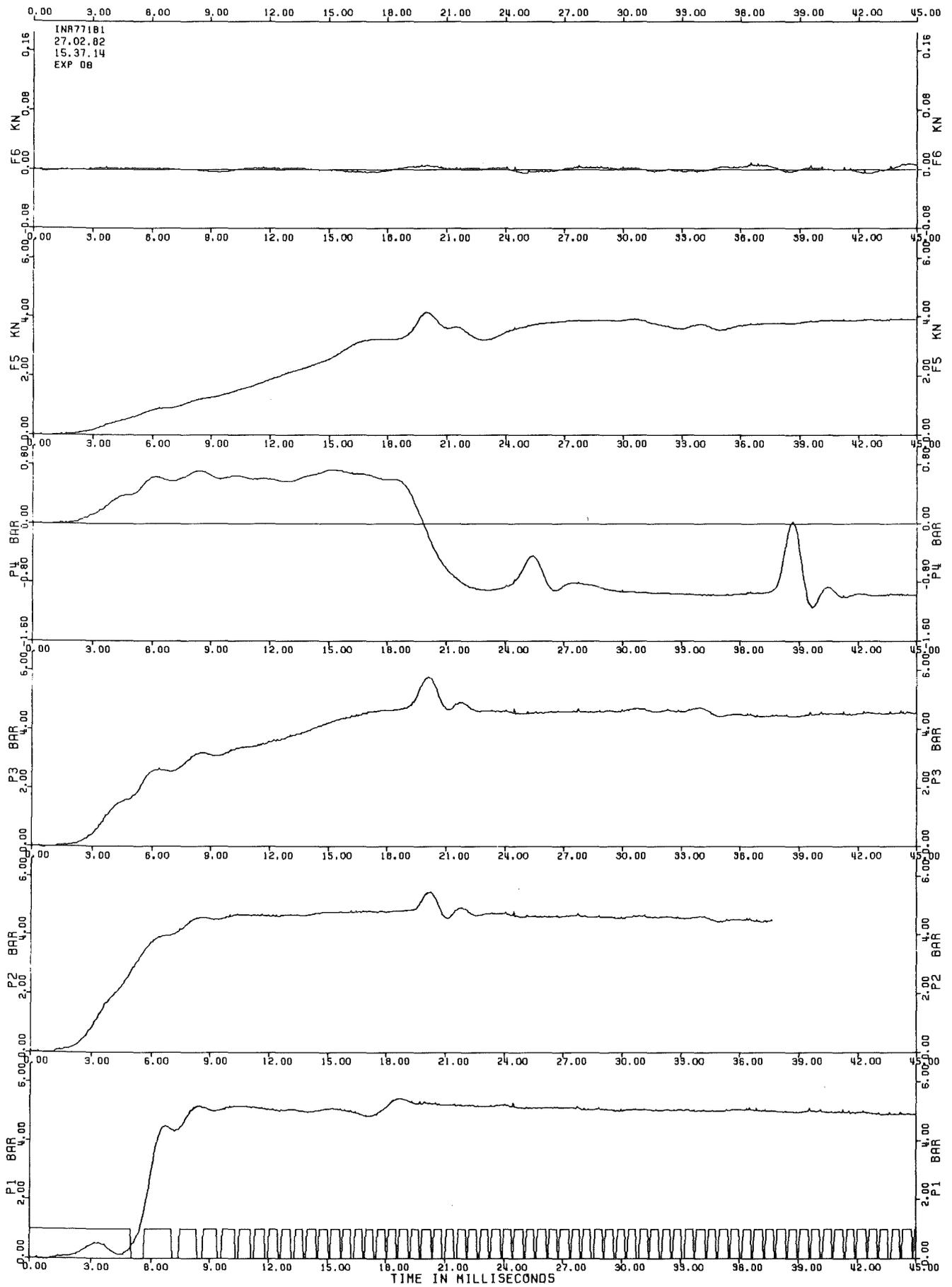


Abb. A-13.23: Versuch Nr. 8 - Meßsignale.

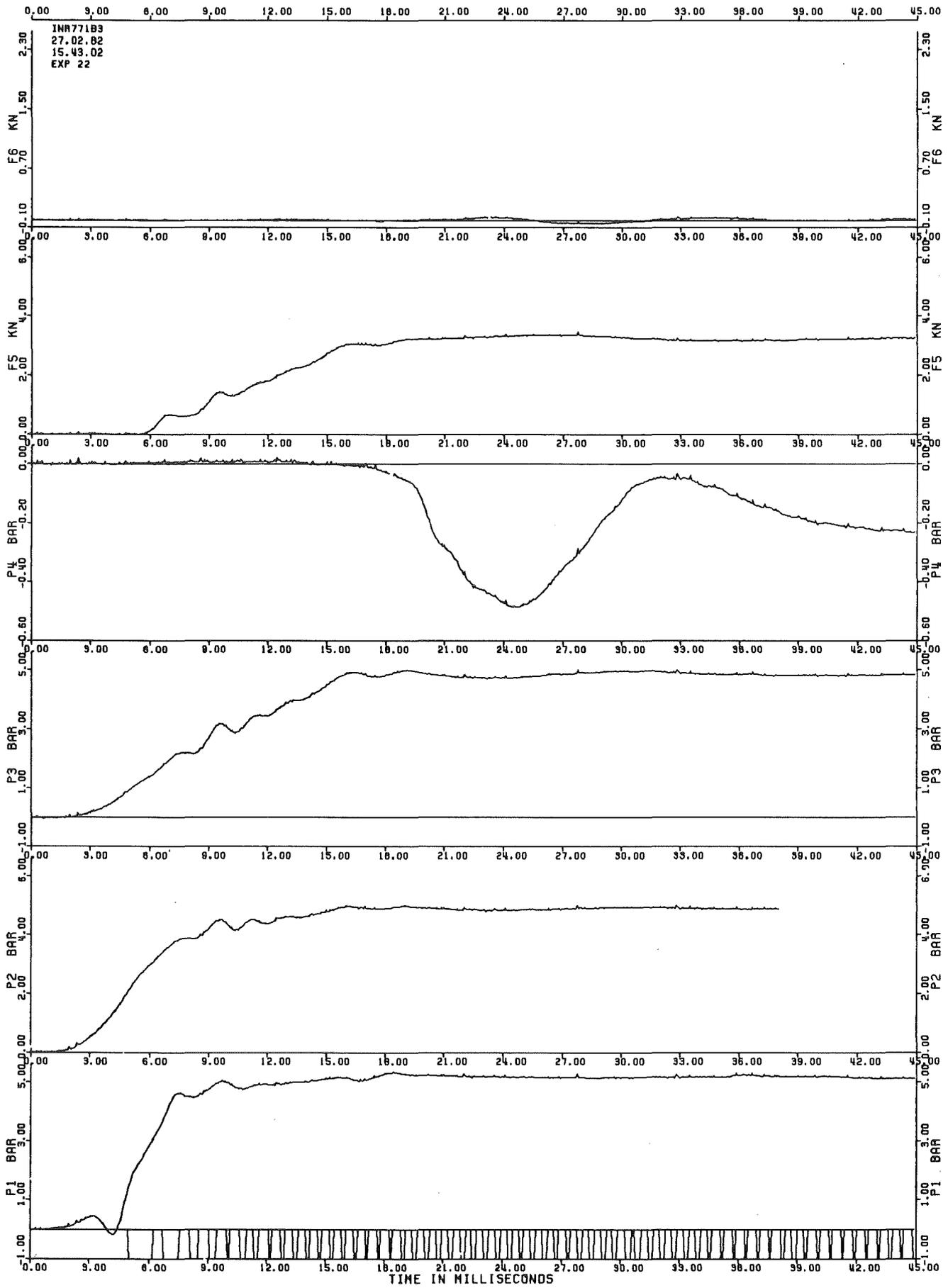


Abb. A-13.24: Versuch Nr. 22 - Meßsignale.

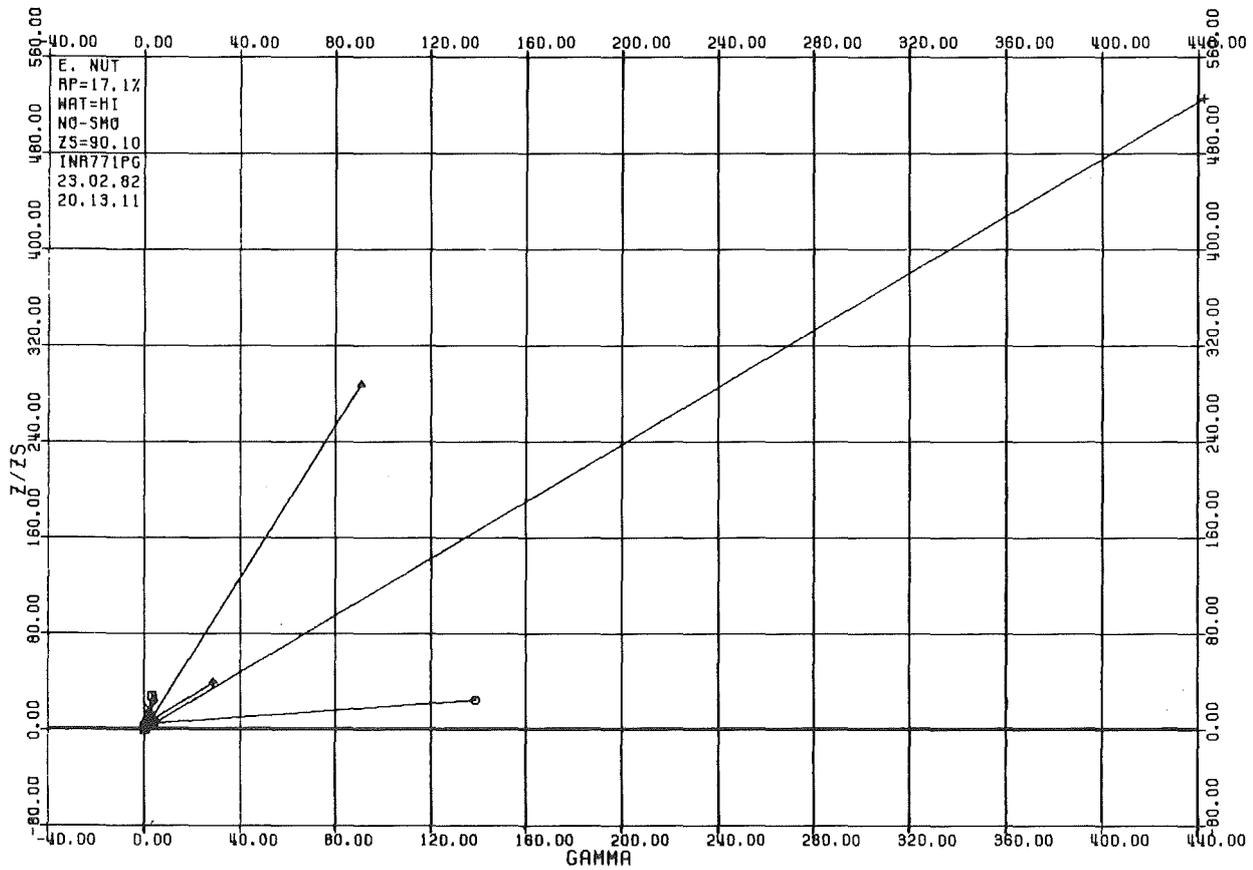


Abb. A-13.25: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

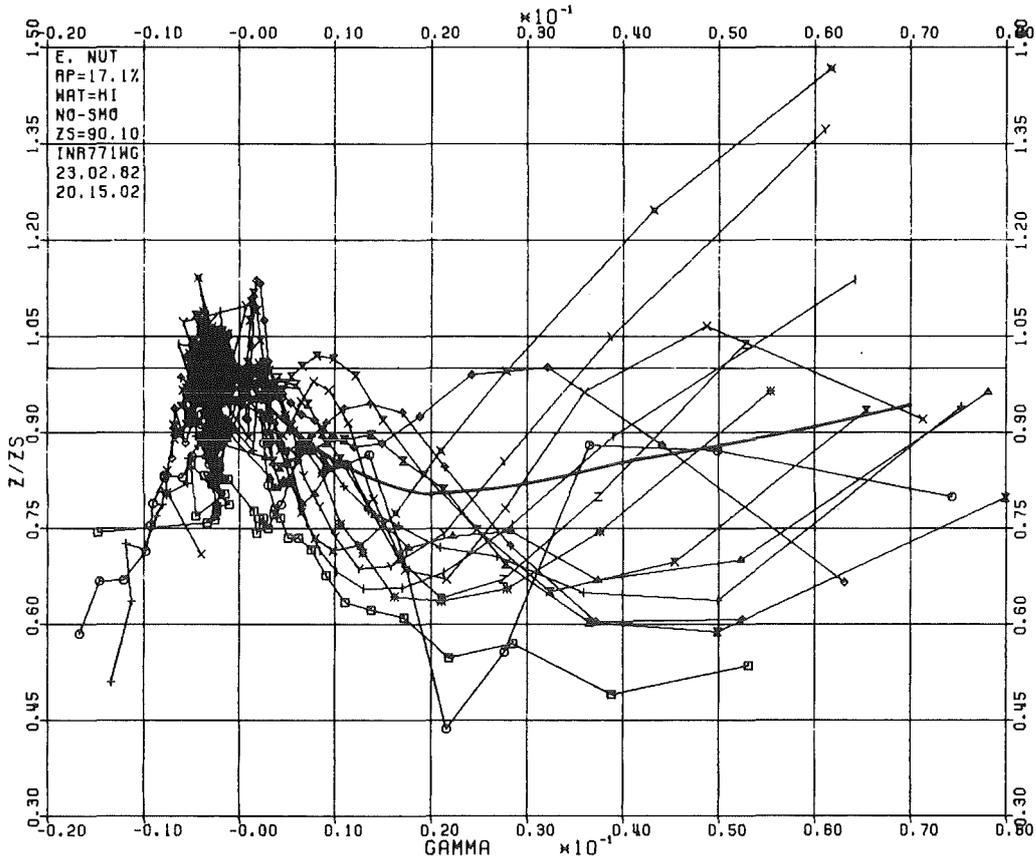


Abb. A-13.26: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

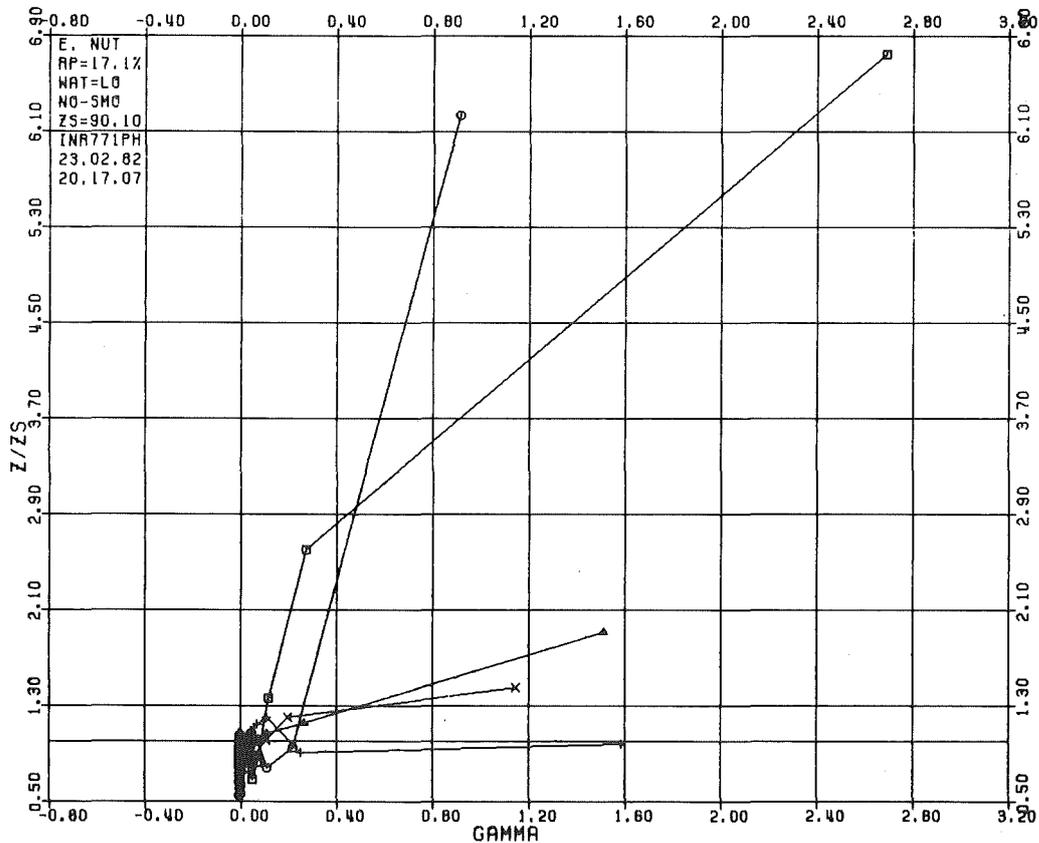


Abb. A-13.27: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

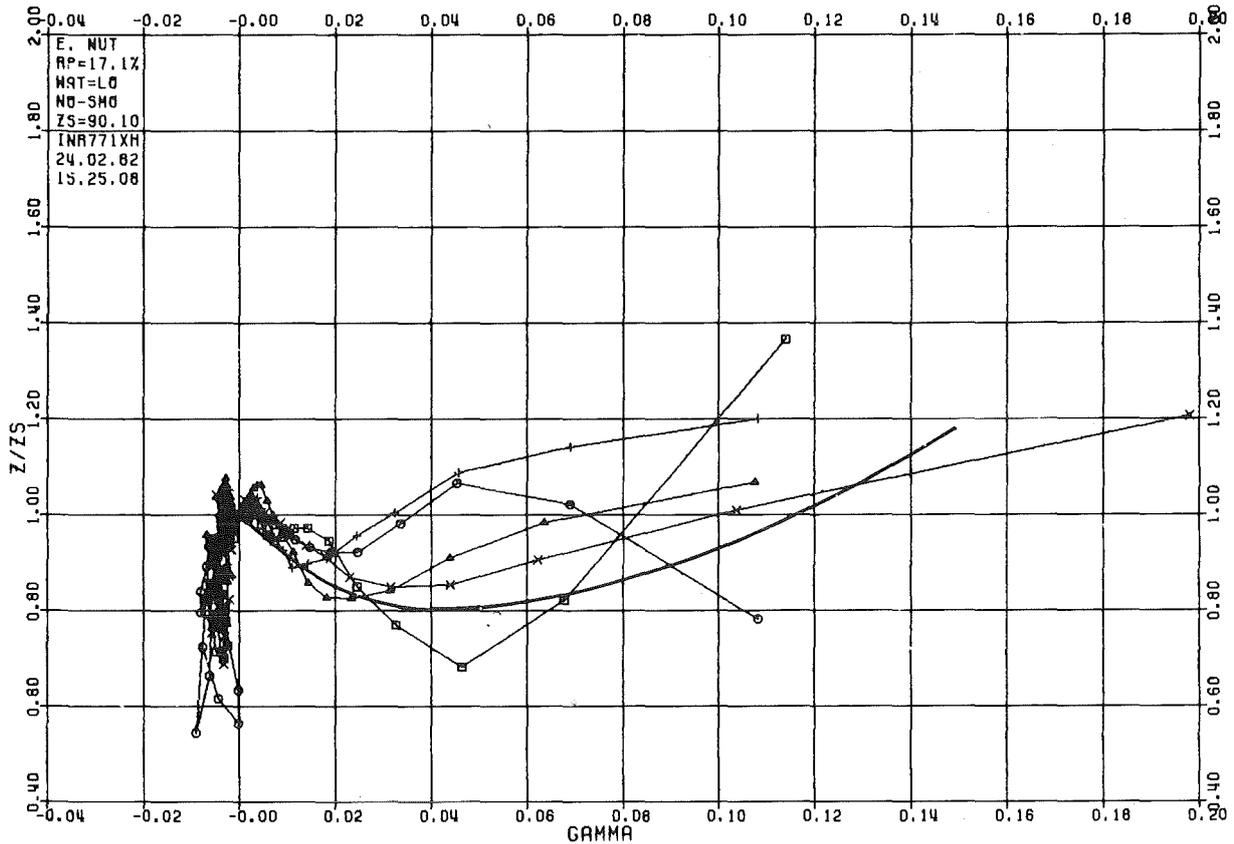


Abb. A-13.28: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

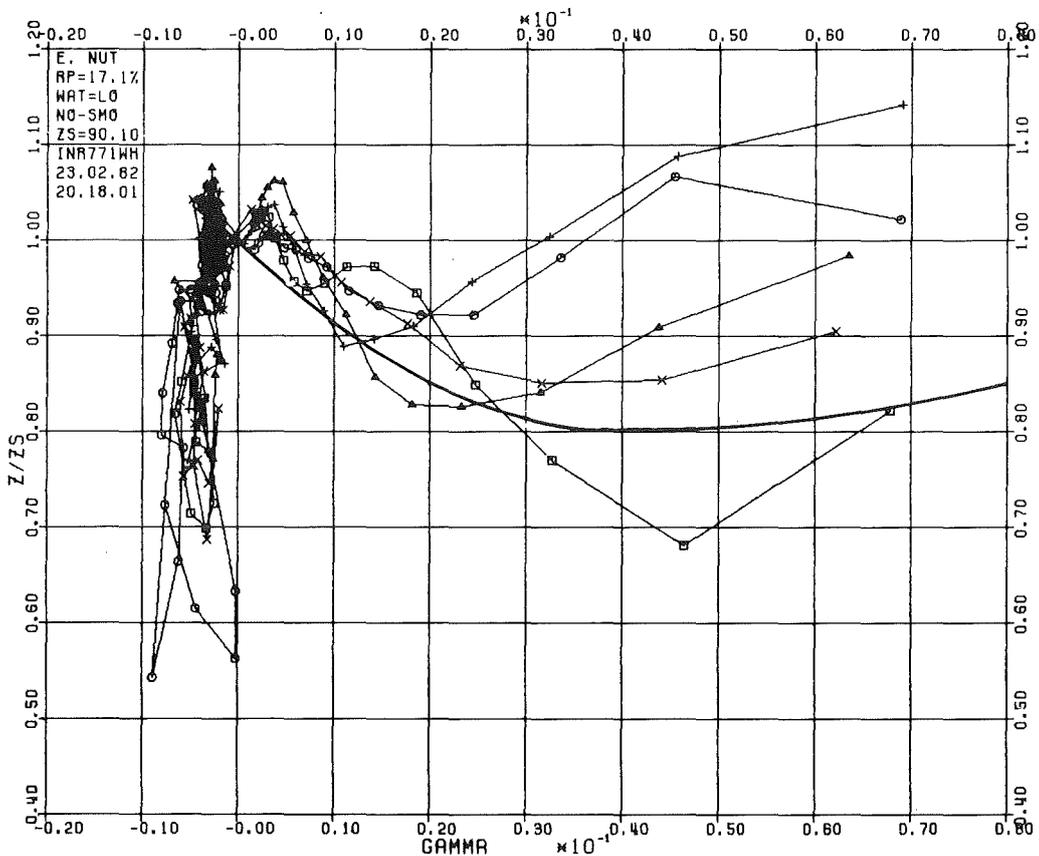


Abb. A-13.29: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

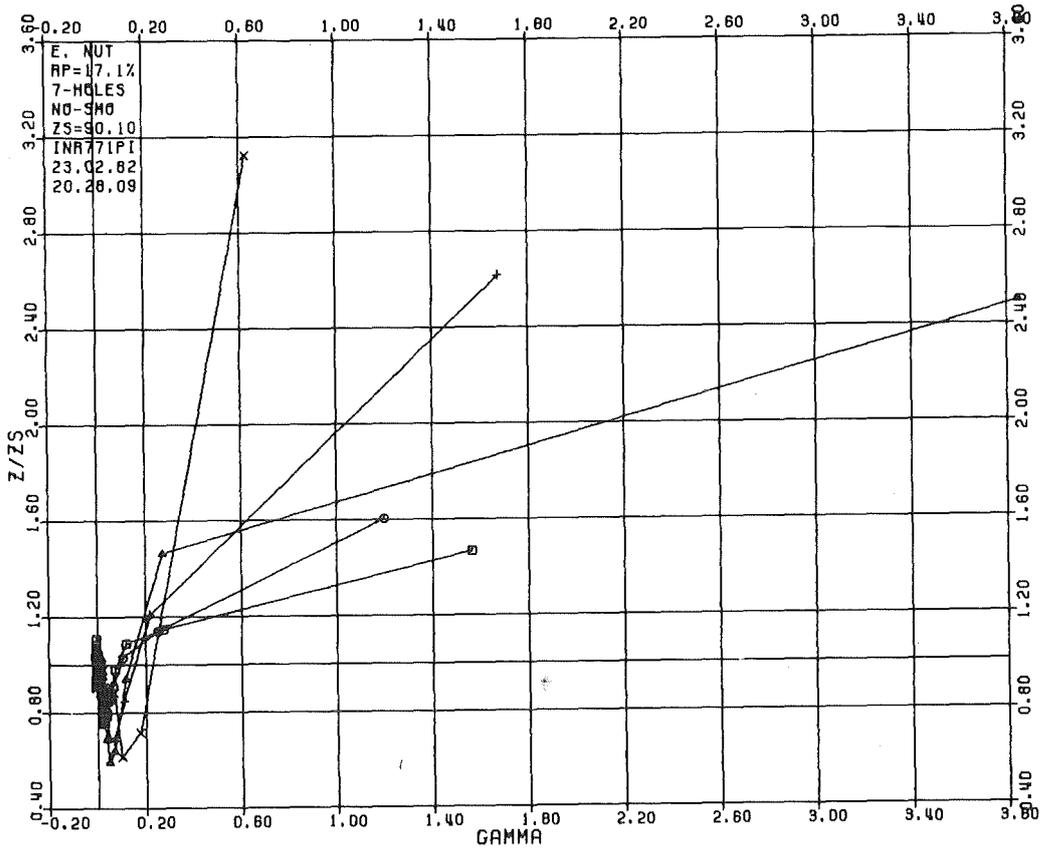


Abb. A-13.30: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis und 7 Bohrungen. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

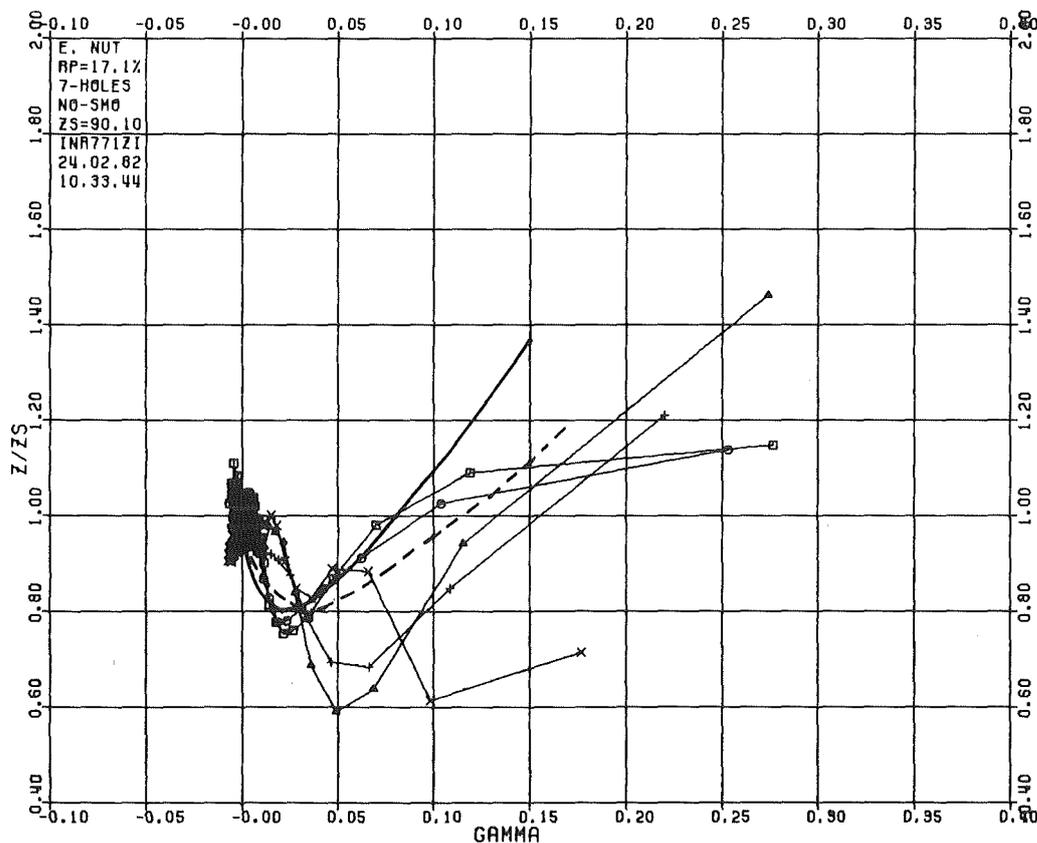


Abb. A-13.31: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis und 7 Bohrungen. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

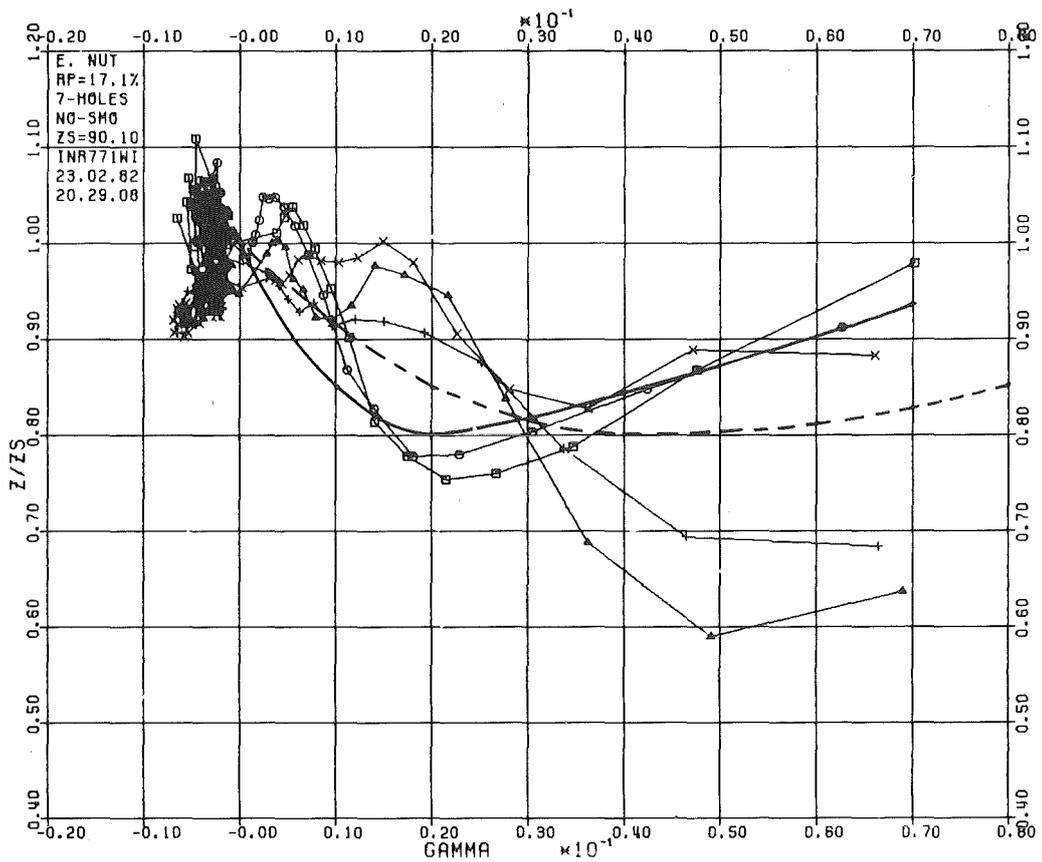


Abb. A-13.32: Versuche mit Explosionsmutter mit 17.1 % Perforationsverhältnis und 7 Bohrungen. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

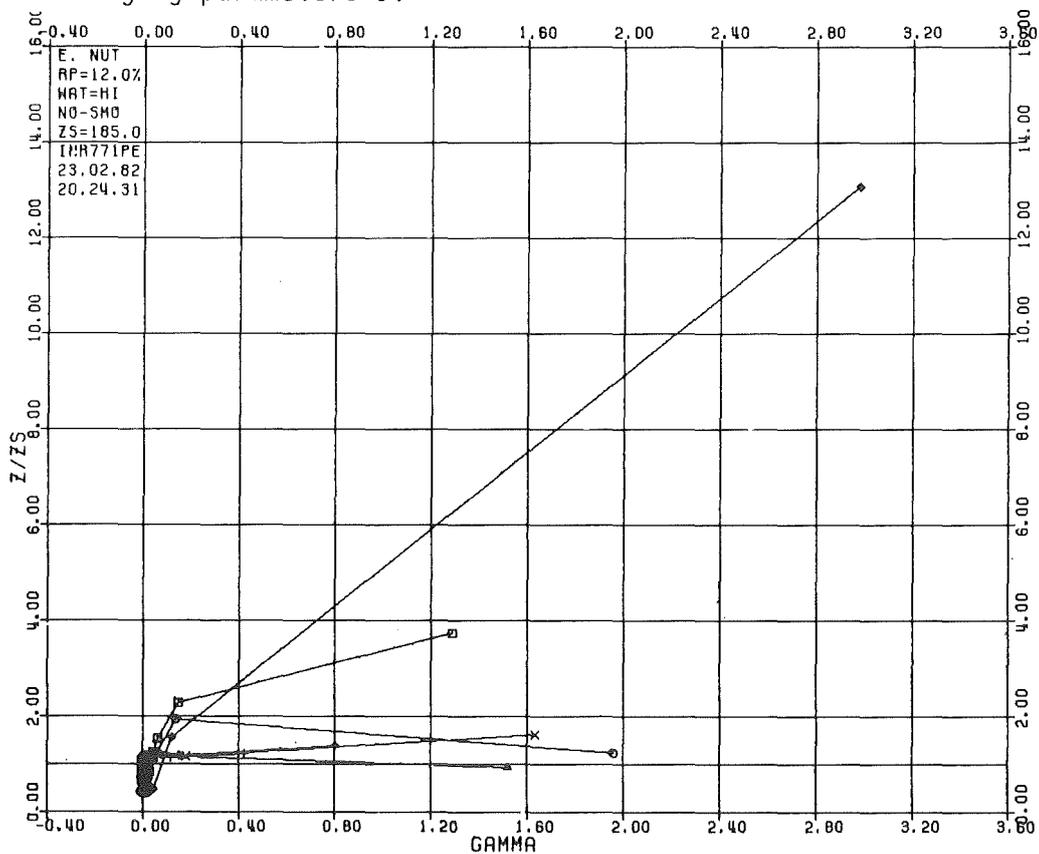


Abb. A-13.33: Versuche mit Explosionsmutter mit 12.0 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

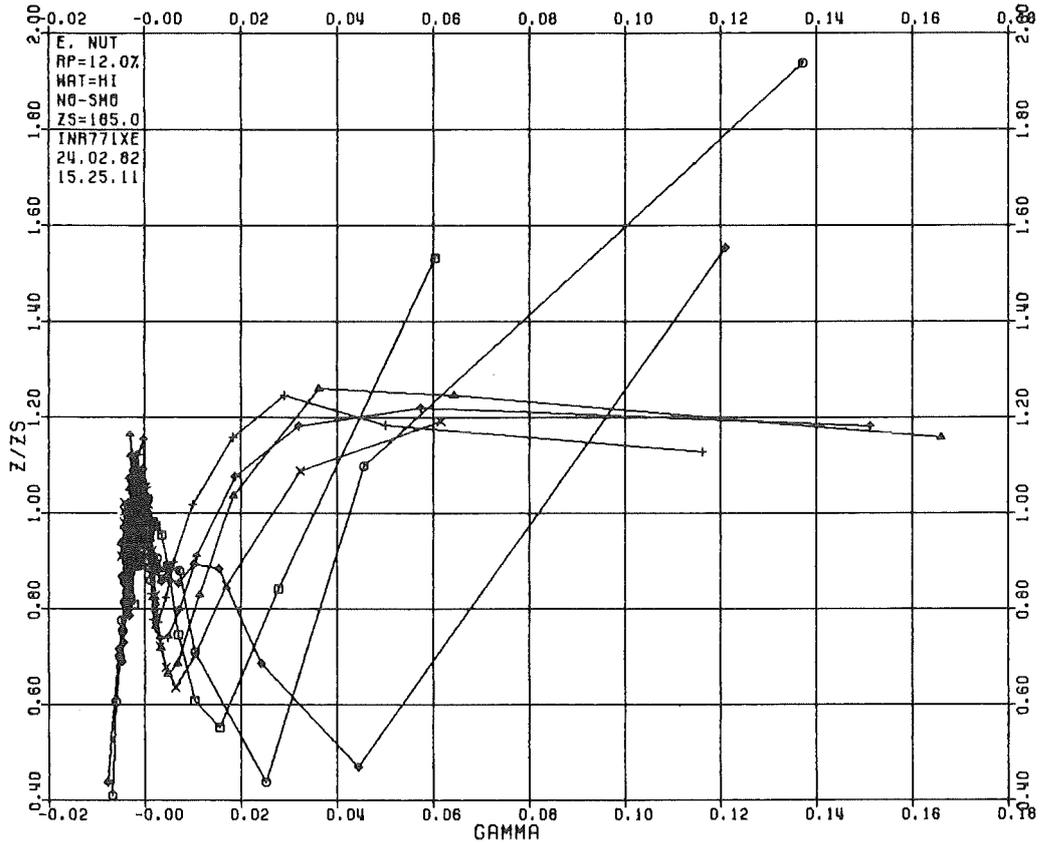


Abb. A-13.34: Versuche mit Explosionsmutter mit 12.0 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

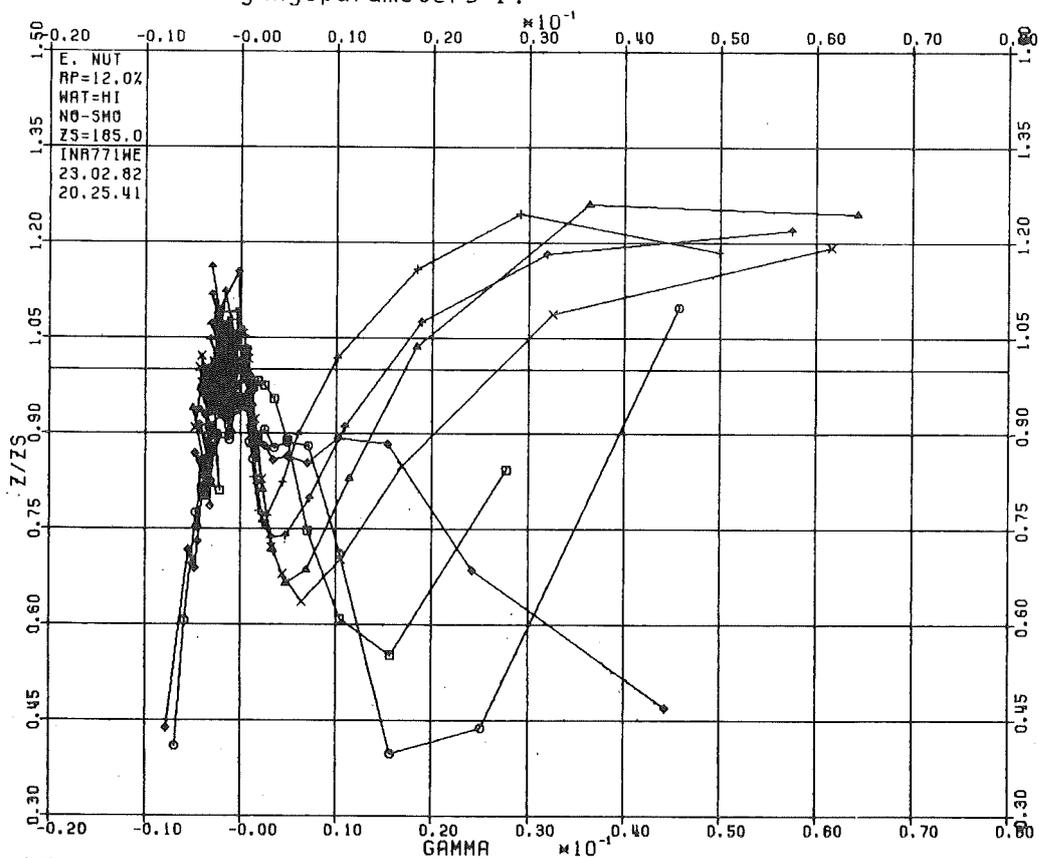


Abb. A-13.35: Versuche mit Explosionsmutter mit 12.0 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

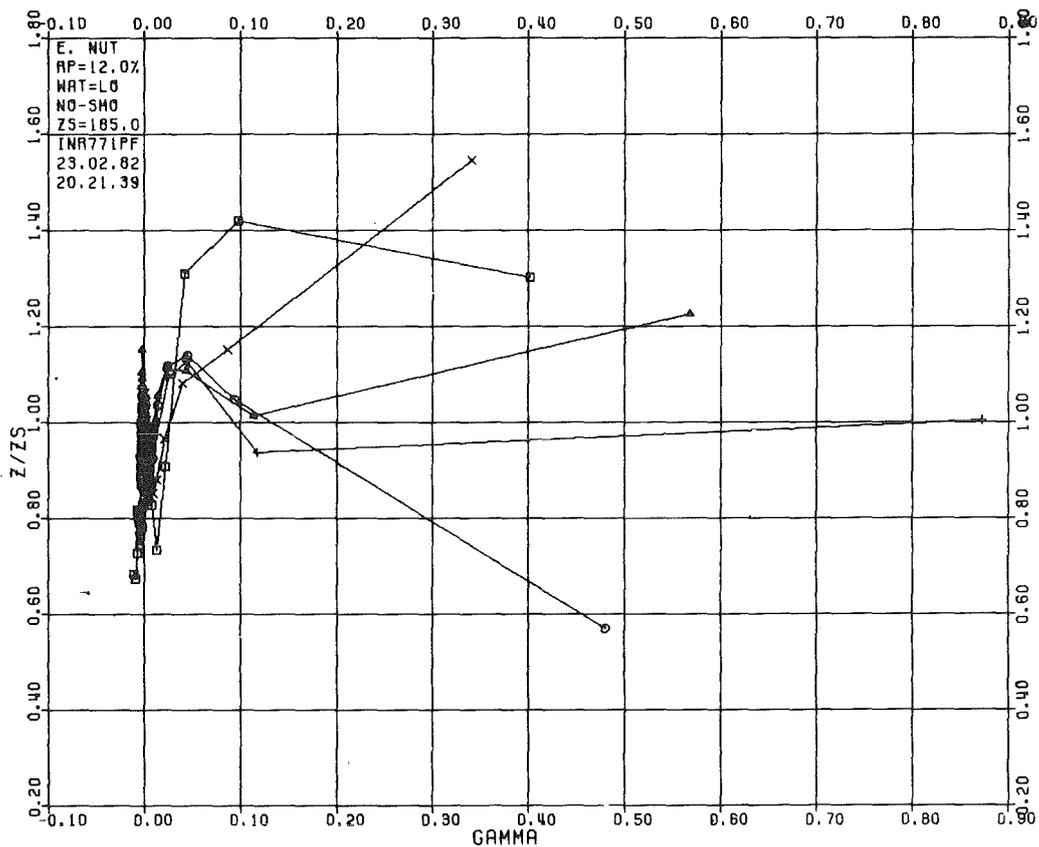


Abb. A-13.36: Versuche mit Explosionsmutter mit 12.0 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

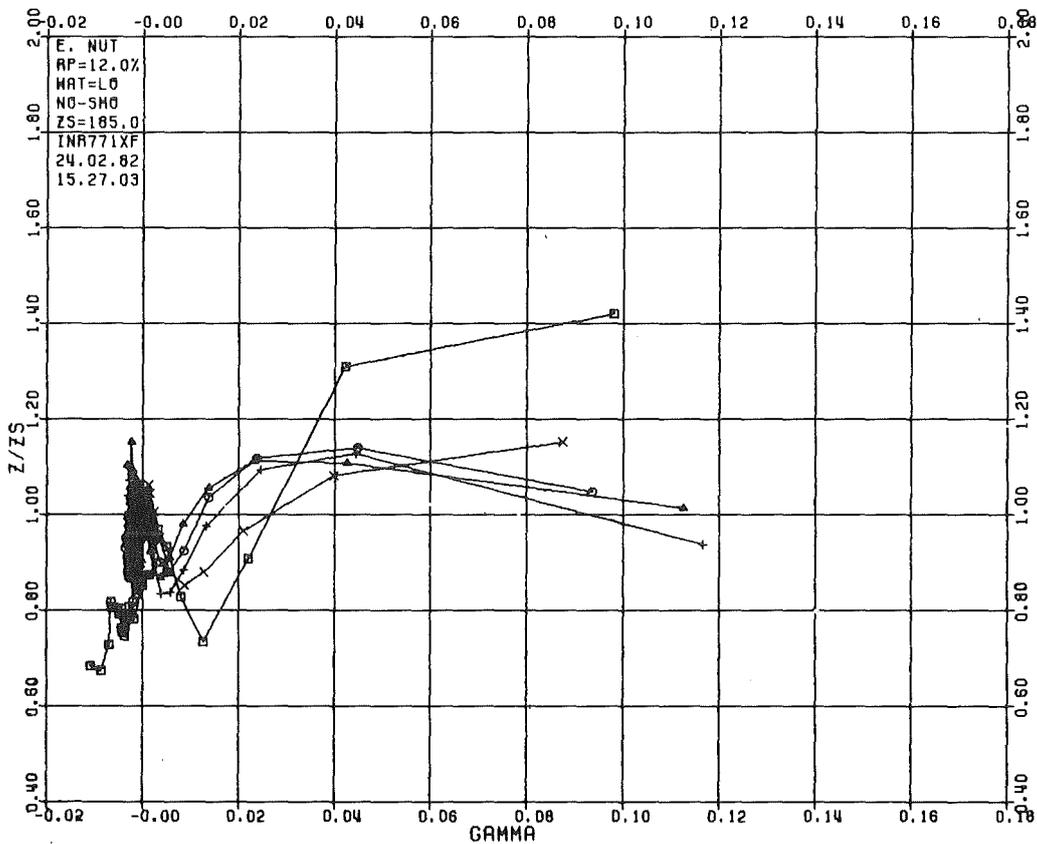


Abb. A-13.37: Versuche mit Explosionsmutter mit 12.0 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

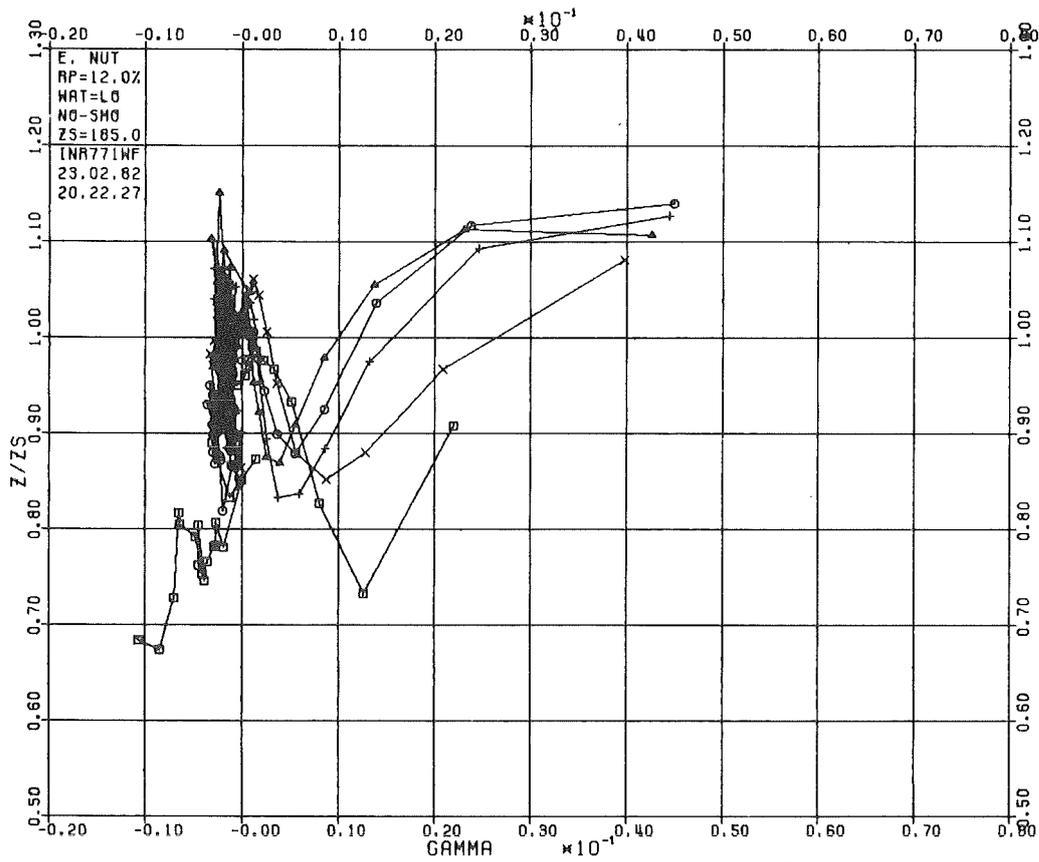


Abb. A-13.38: Versuche mit Explosionsmutter mit 12.0 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

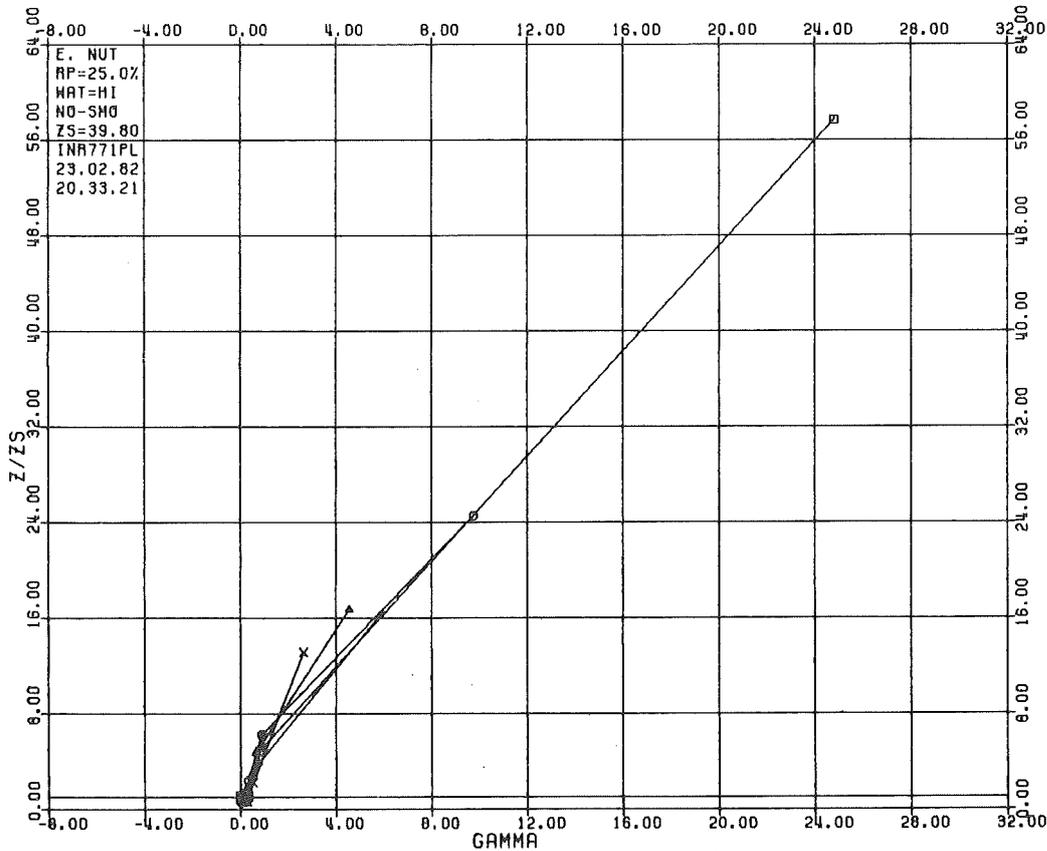


Abb. A-13.39: Versuche mit Explosionsmutter mit 25.0 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

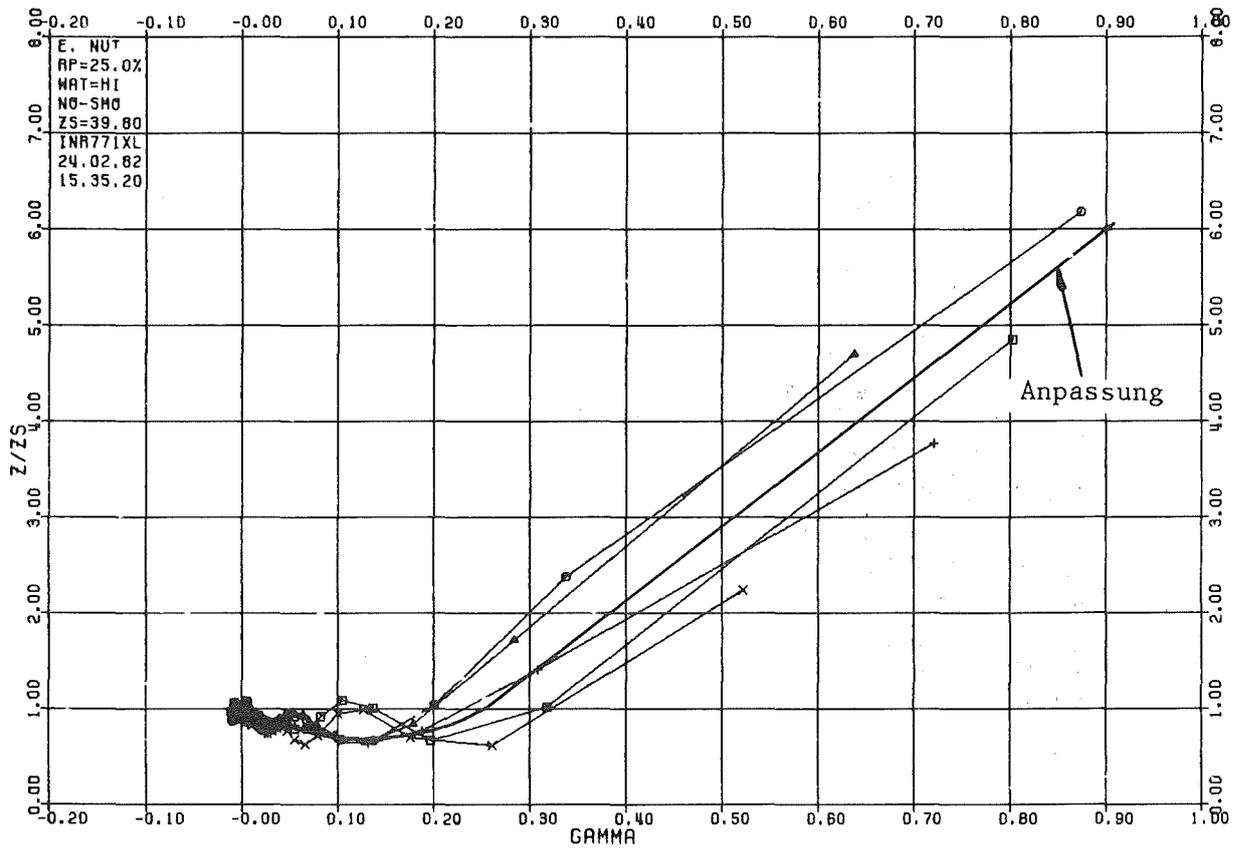


Abb. A-13.40: Versuche mit Explosionsmutter mit 25.0 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

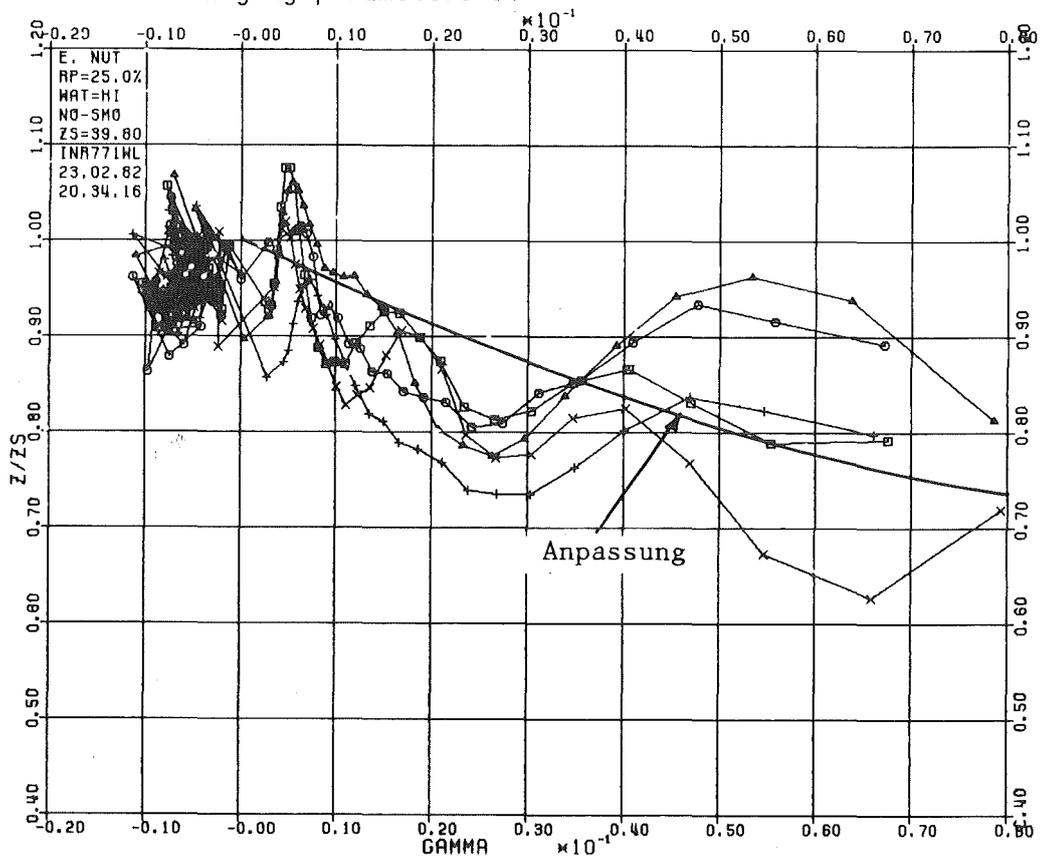


Abb. A-13.41: Versuche mit Explosionsmutter mit 25.0 % Perforationsverhältnis bei hohem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

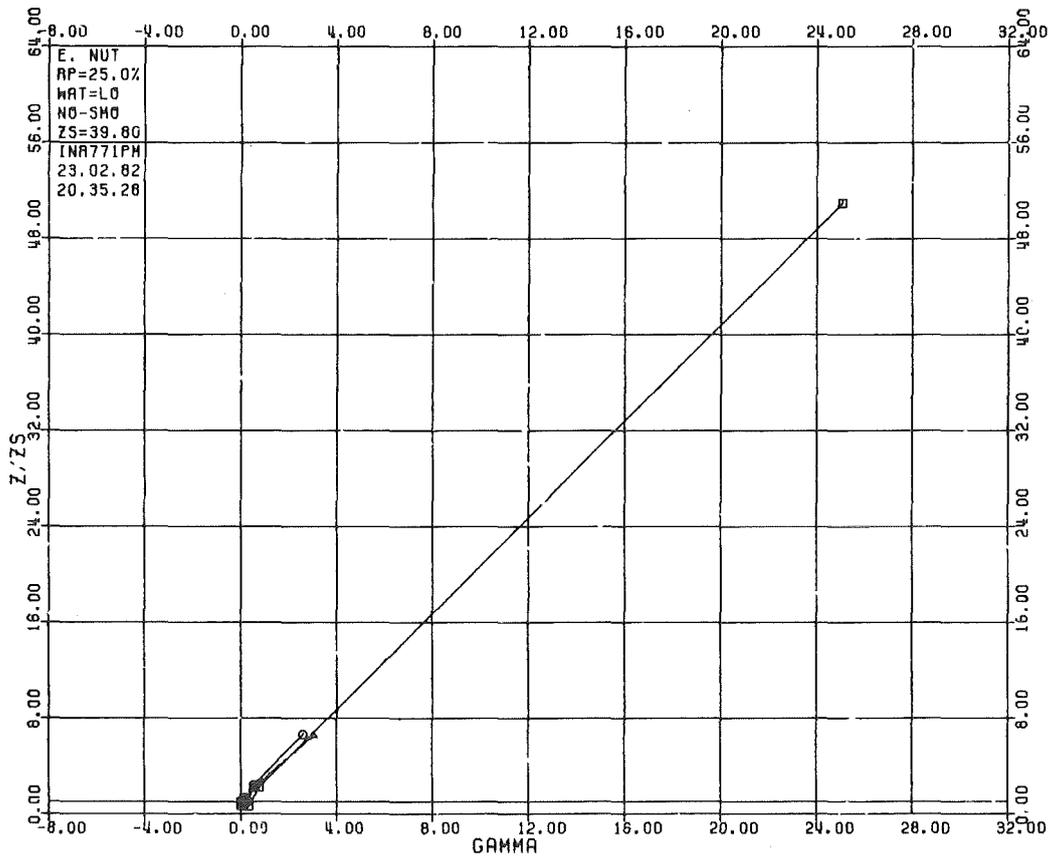


Abb. A-13.42: Versuche mit Explosionsmutter mit 25.0 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

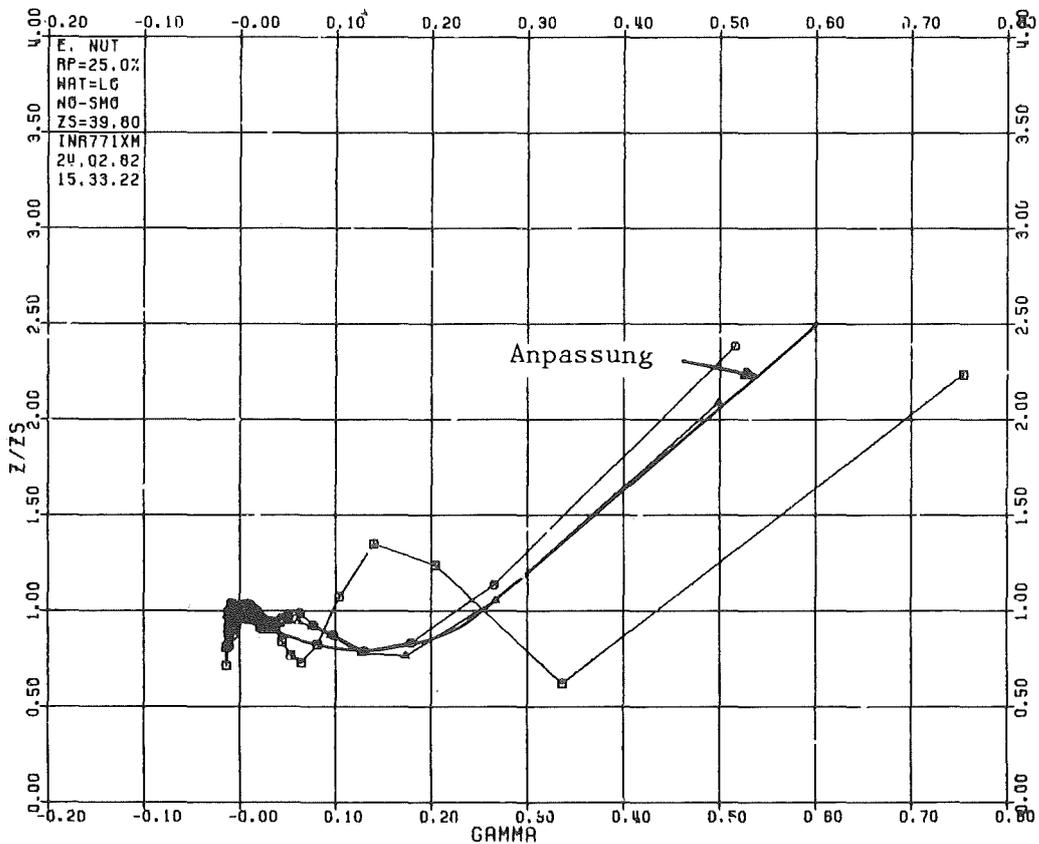


Abb. A-13.43: Versuche mit Explosionsmutter mit 25.0 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

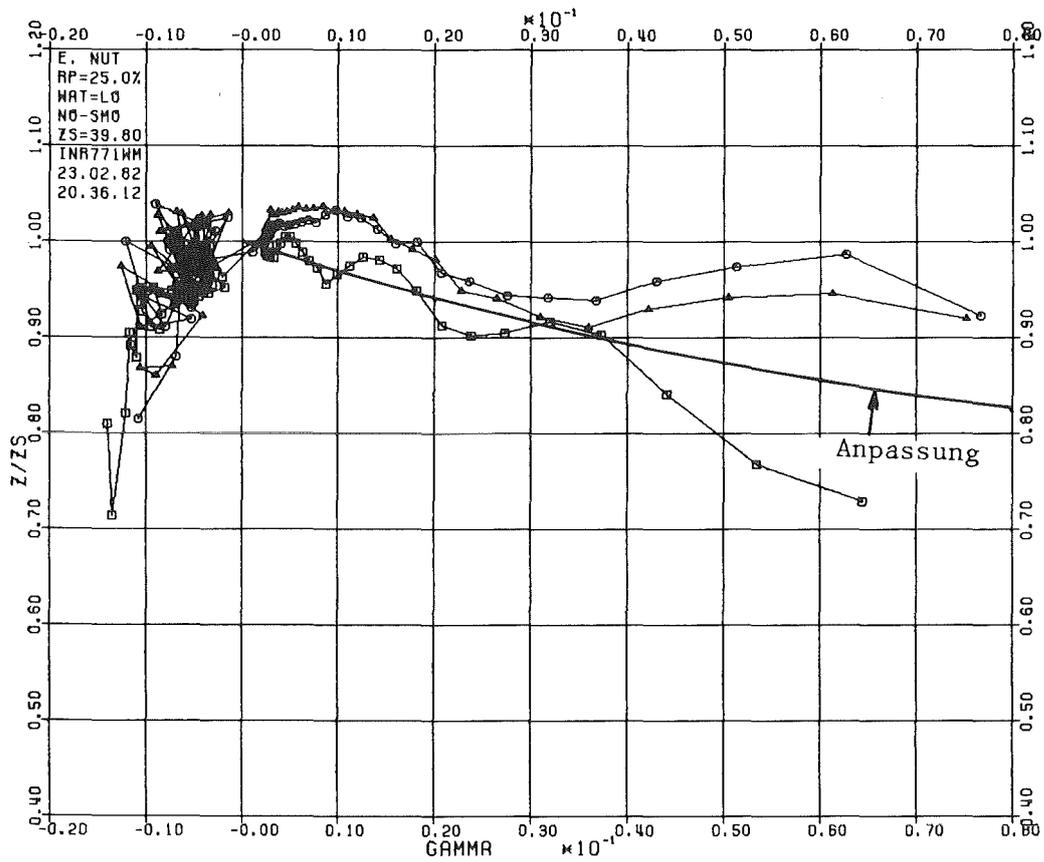


Abb. A-13.44: Versuche mit Explosionsmutter mit 25.0 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand. Verhältnis zwischen den Widerstandskoeffizienten für instationäre und stationäre Strömung als Funktion des Beschleunigungsparameters Γ .

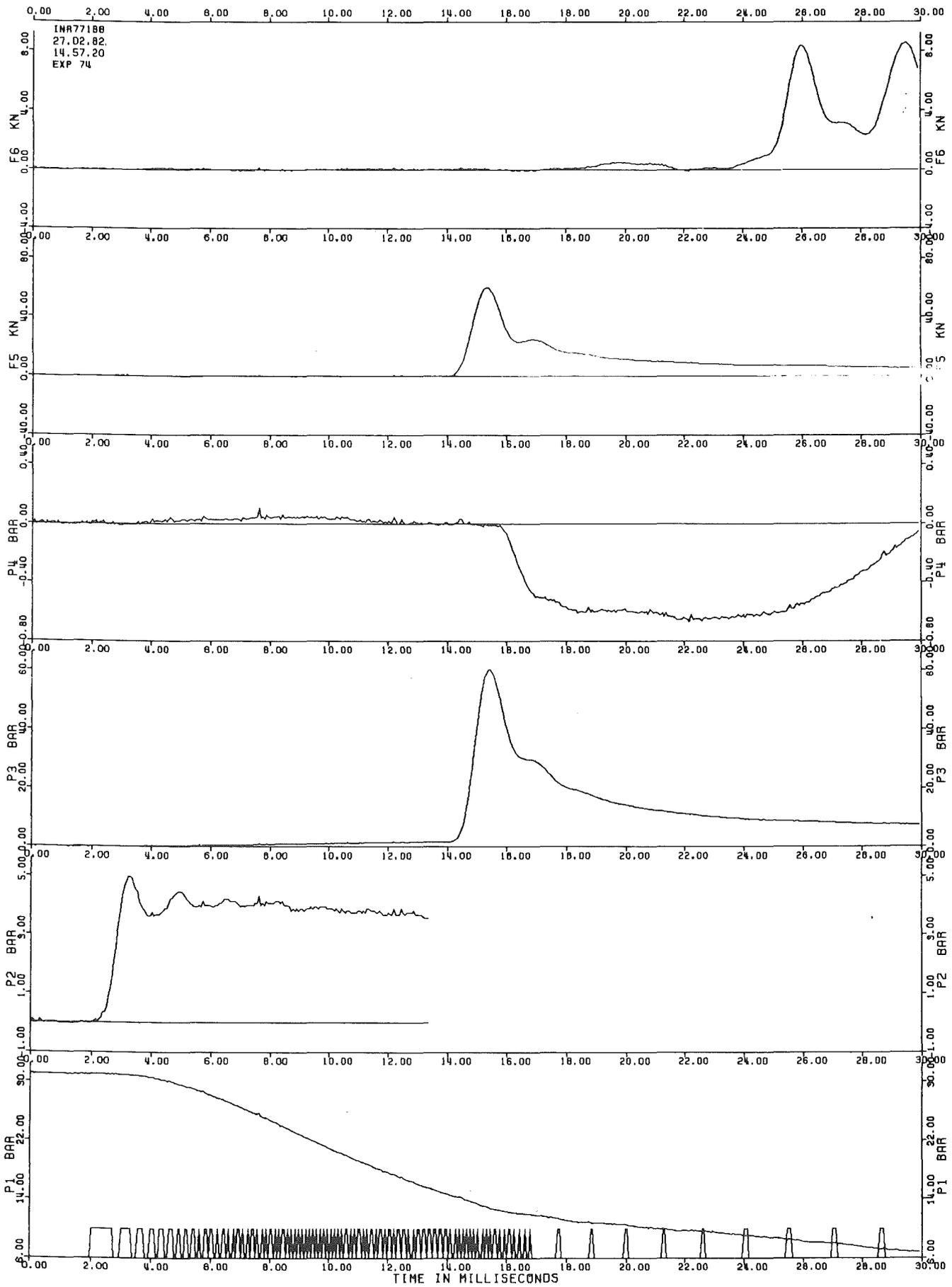


Abb. A-14.1: Versuch Nr. 74 - Meßsignale.

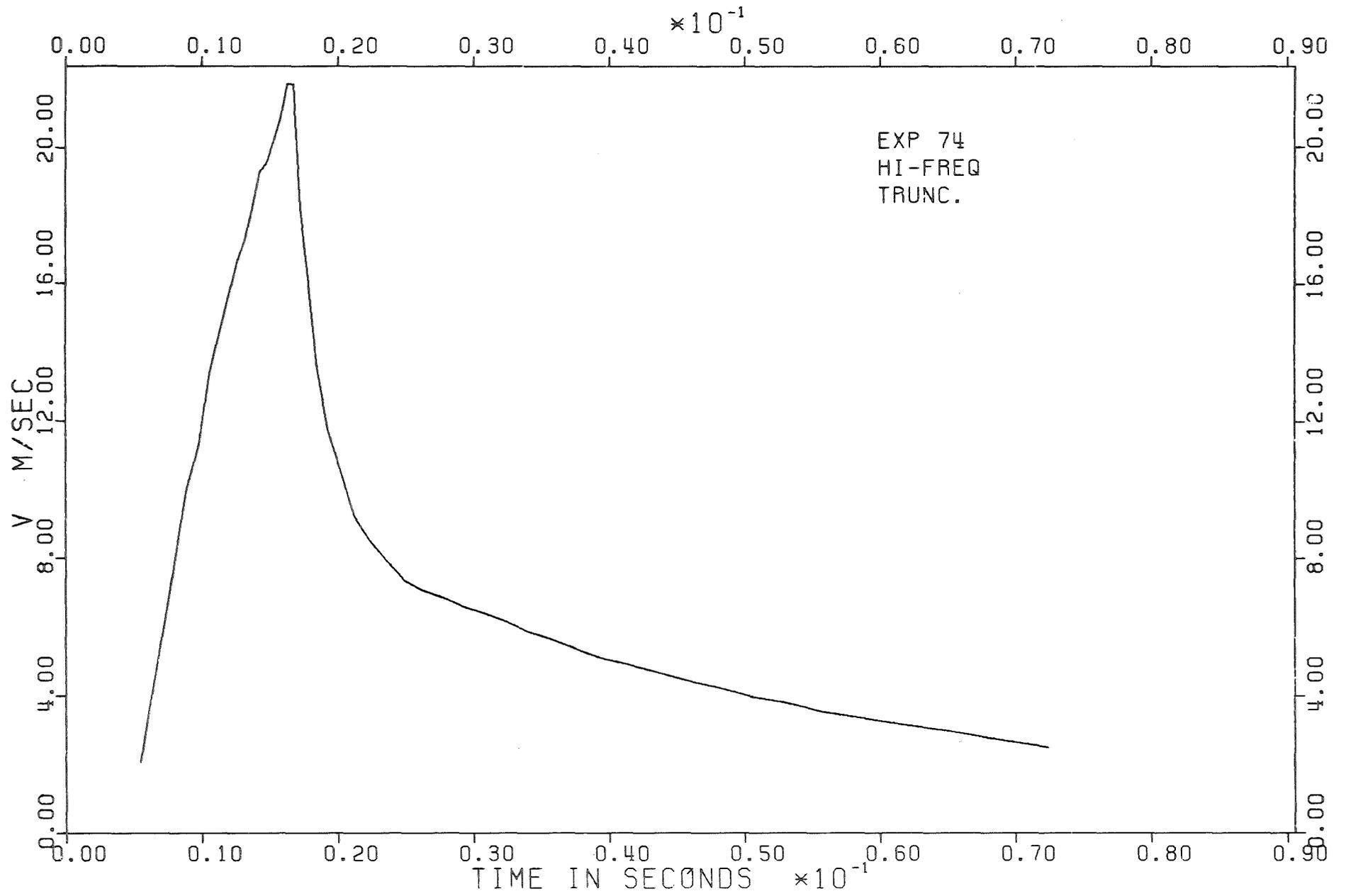


Abb. A-14.2: Versuch Nr. 74 - Kolbengeschwindigkeit.

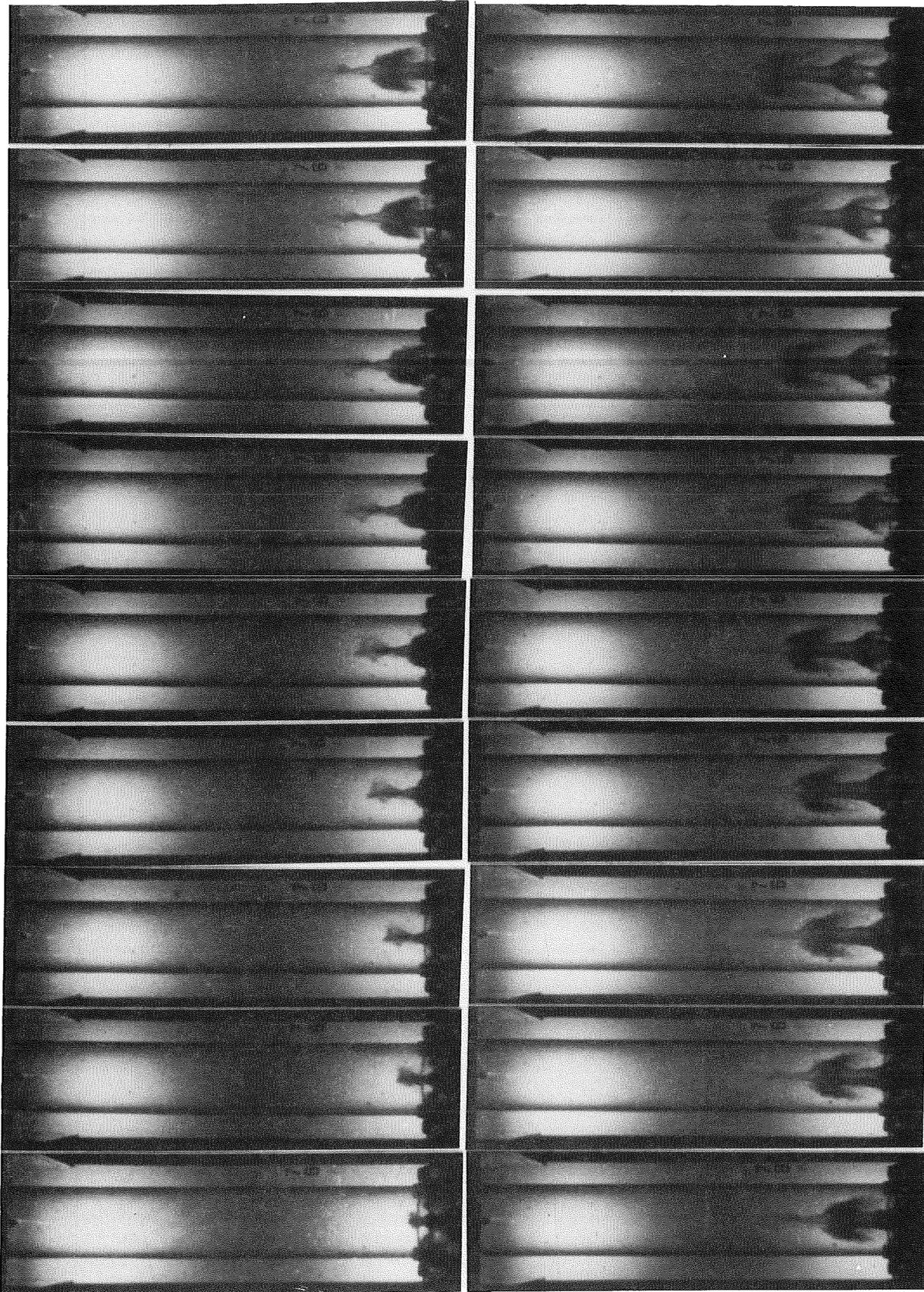


Abb. A-14.3: Versuch Nr. 76 - Filmbilder Nr. 1 bis 18.

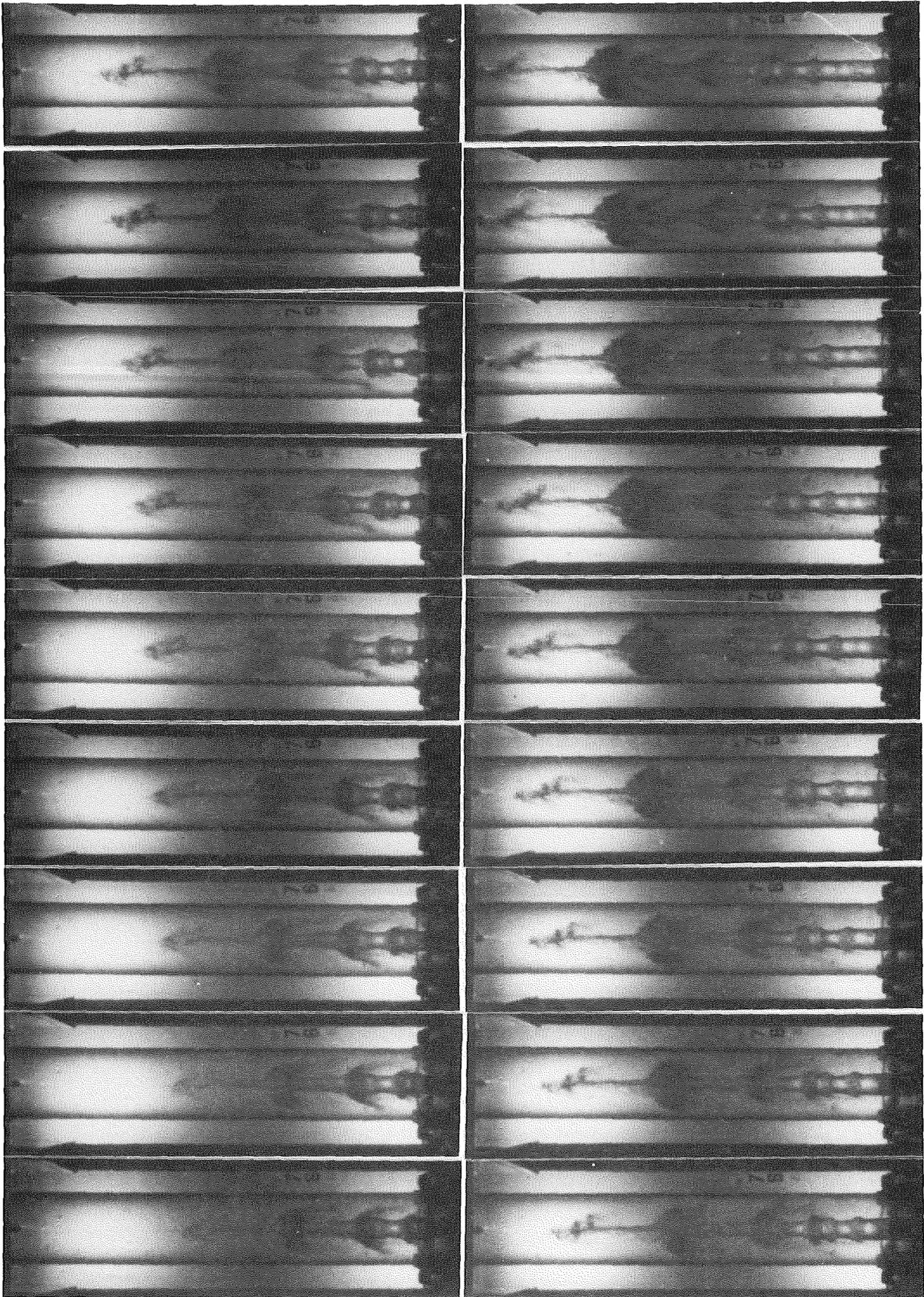


Abb. A-14.3: Versuch Nr. 76 - Filmbilder Nr. 19 bis 36.

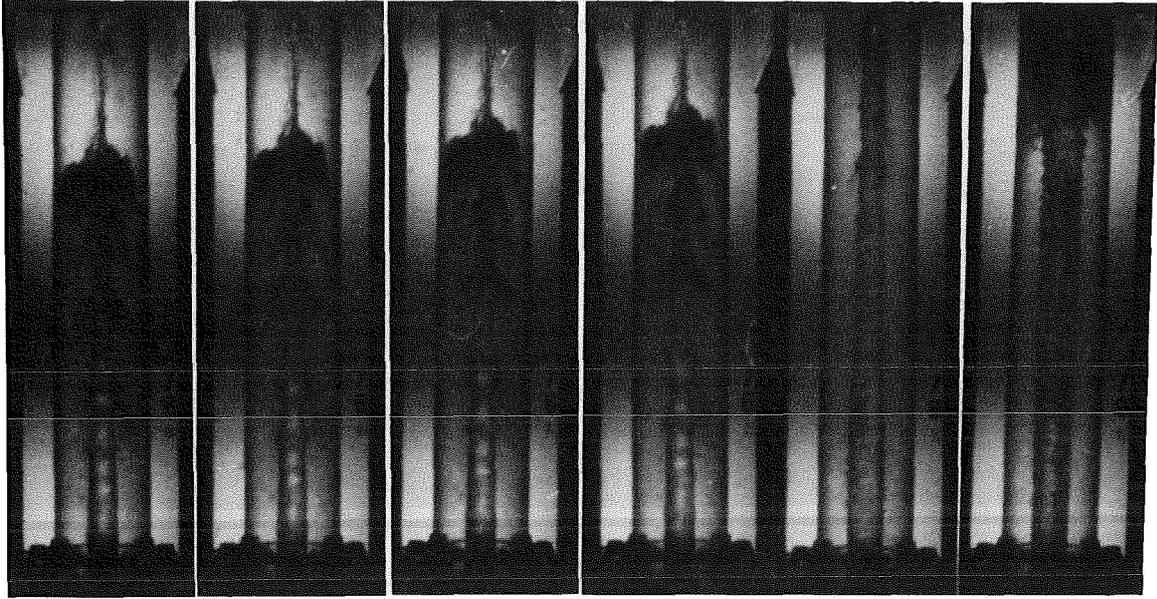


Abb. A-14.3: Versuch Nr. 76 - Filmbilder Nr. 37 bis 40 und Nr. 98 und Nr. 207.

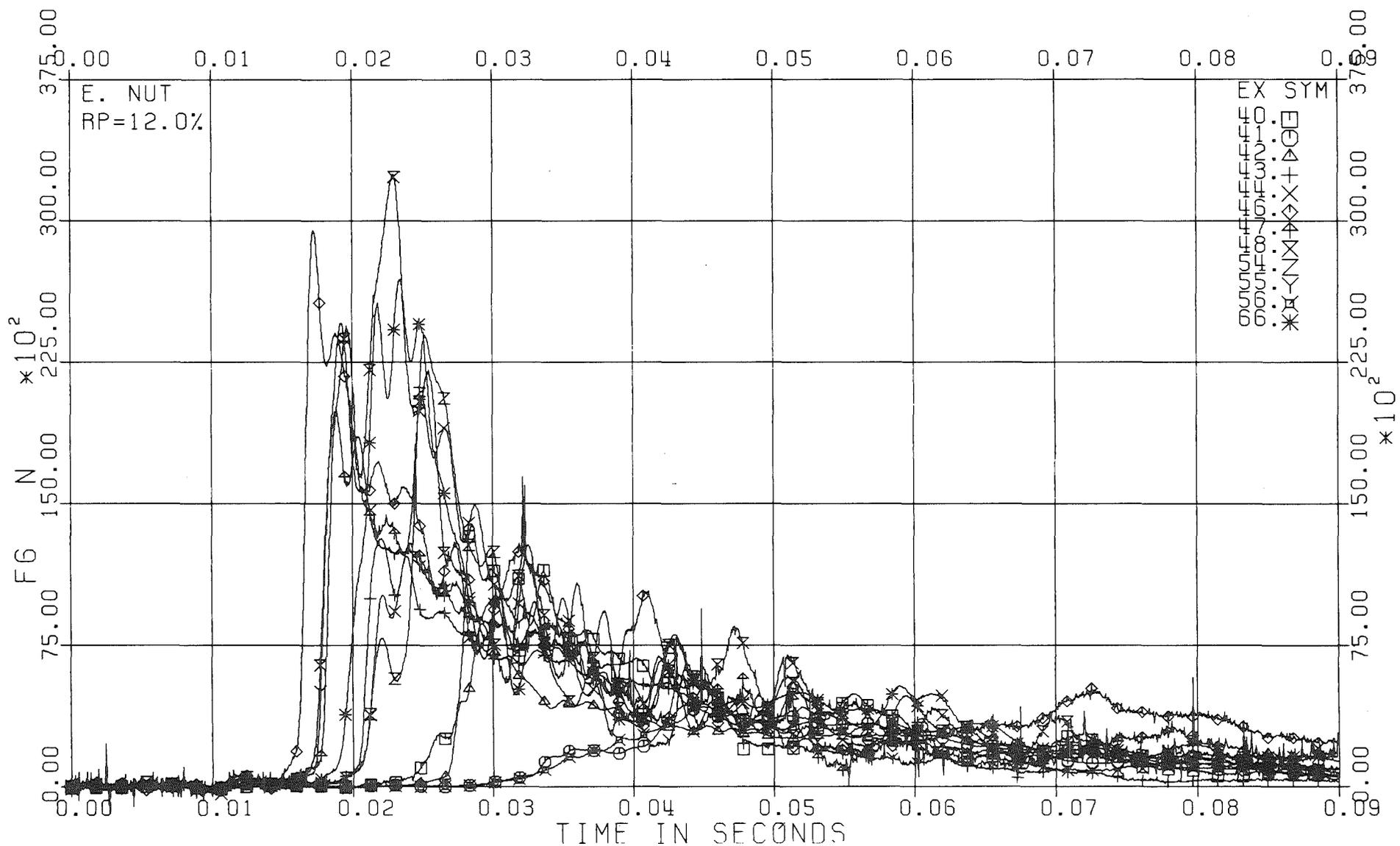


Abb. A-15.3: Vergleich zwischen den Kräften auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter und 12.0 % Perforationsverhältnis.

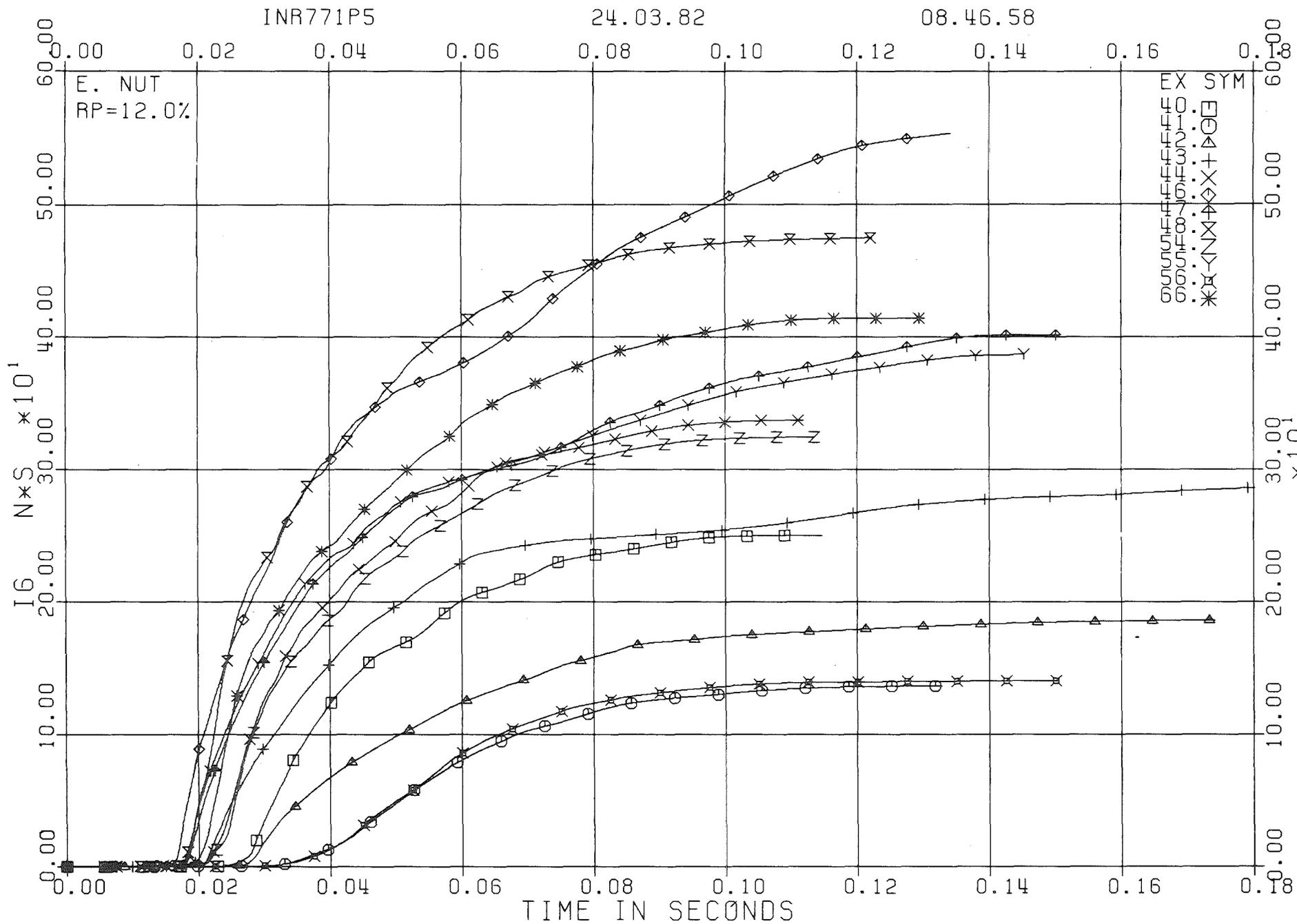
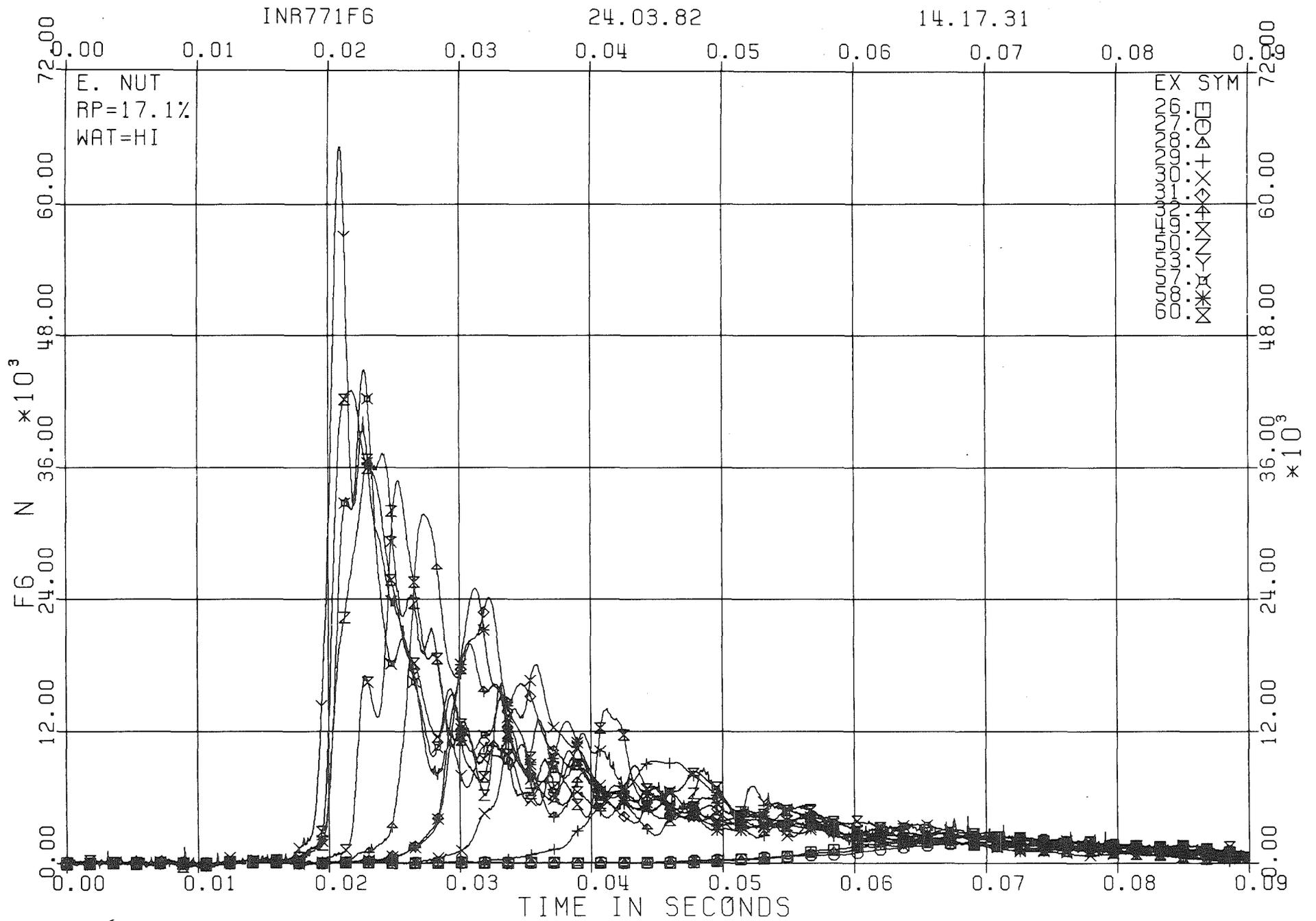


Abb. A-15.4: Vergleich zwischen den Impulsen auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter und 12.0 % Perforationsverhältnis.



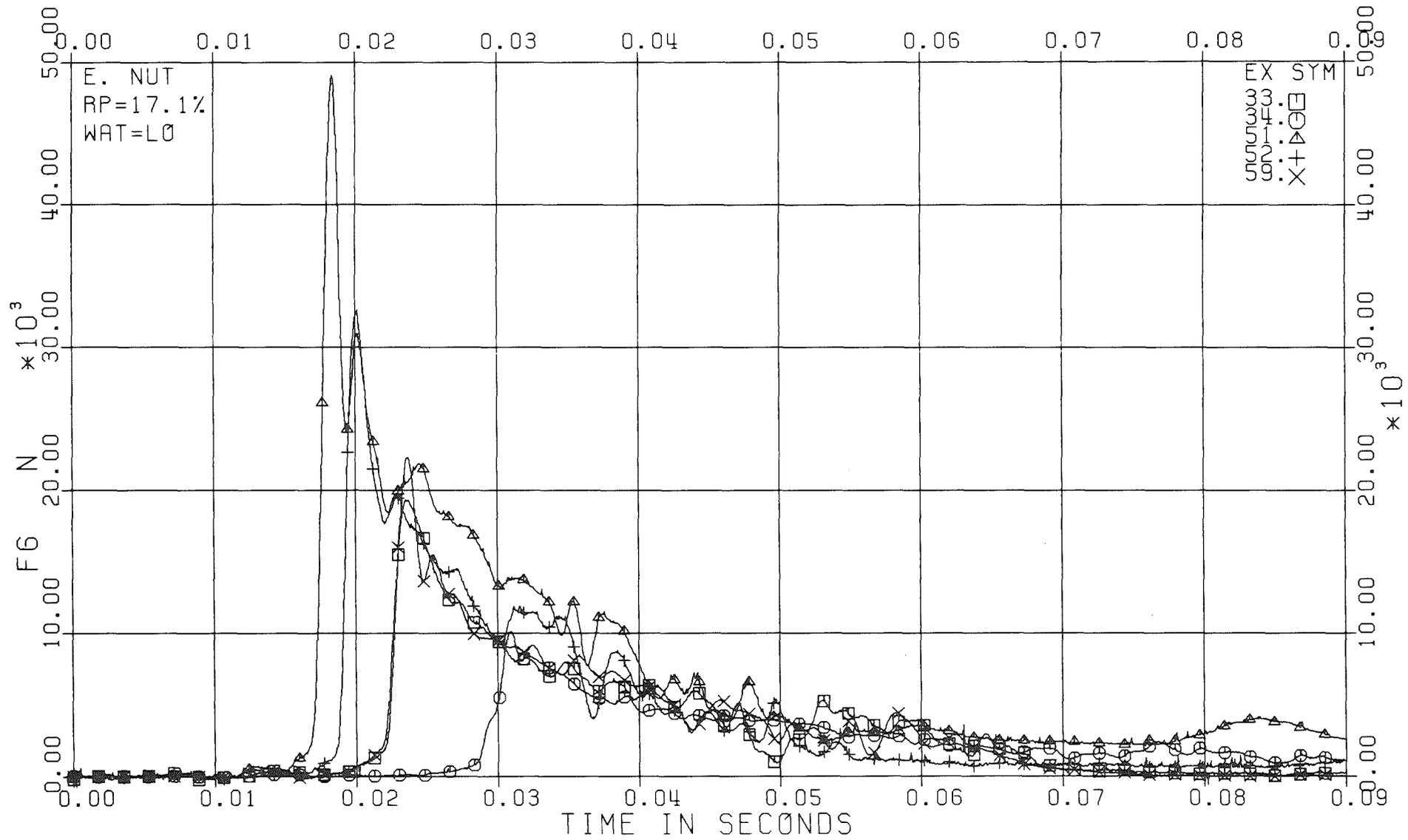


Abb. A-15.7: Vergleich zwischen den Kräften auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand.

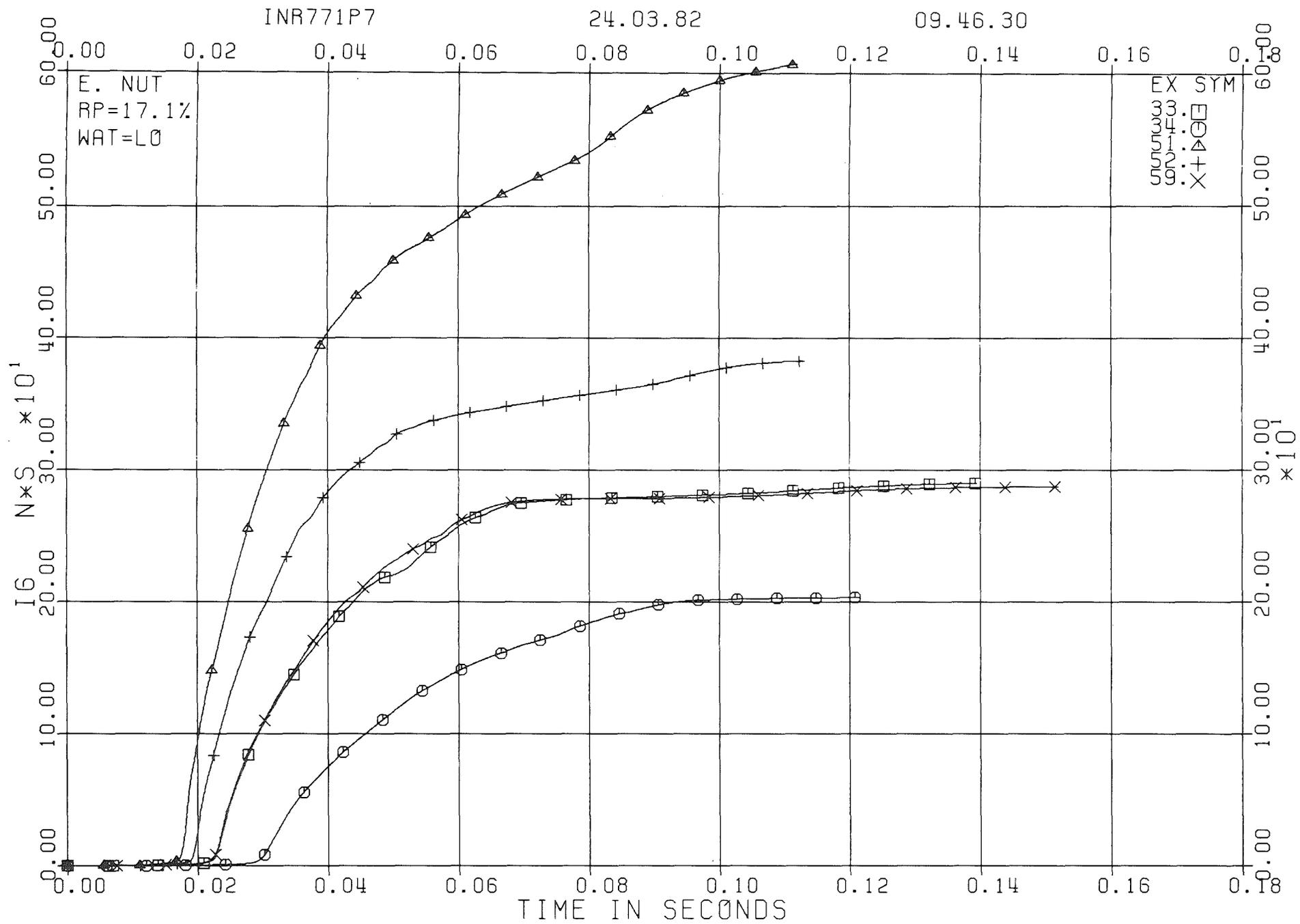


Abb. A-15.8: Vergleich zwischen den Impulsen auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis bei niedrigem Wasserstand.

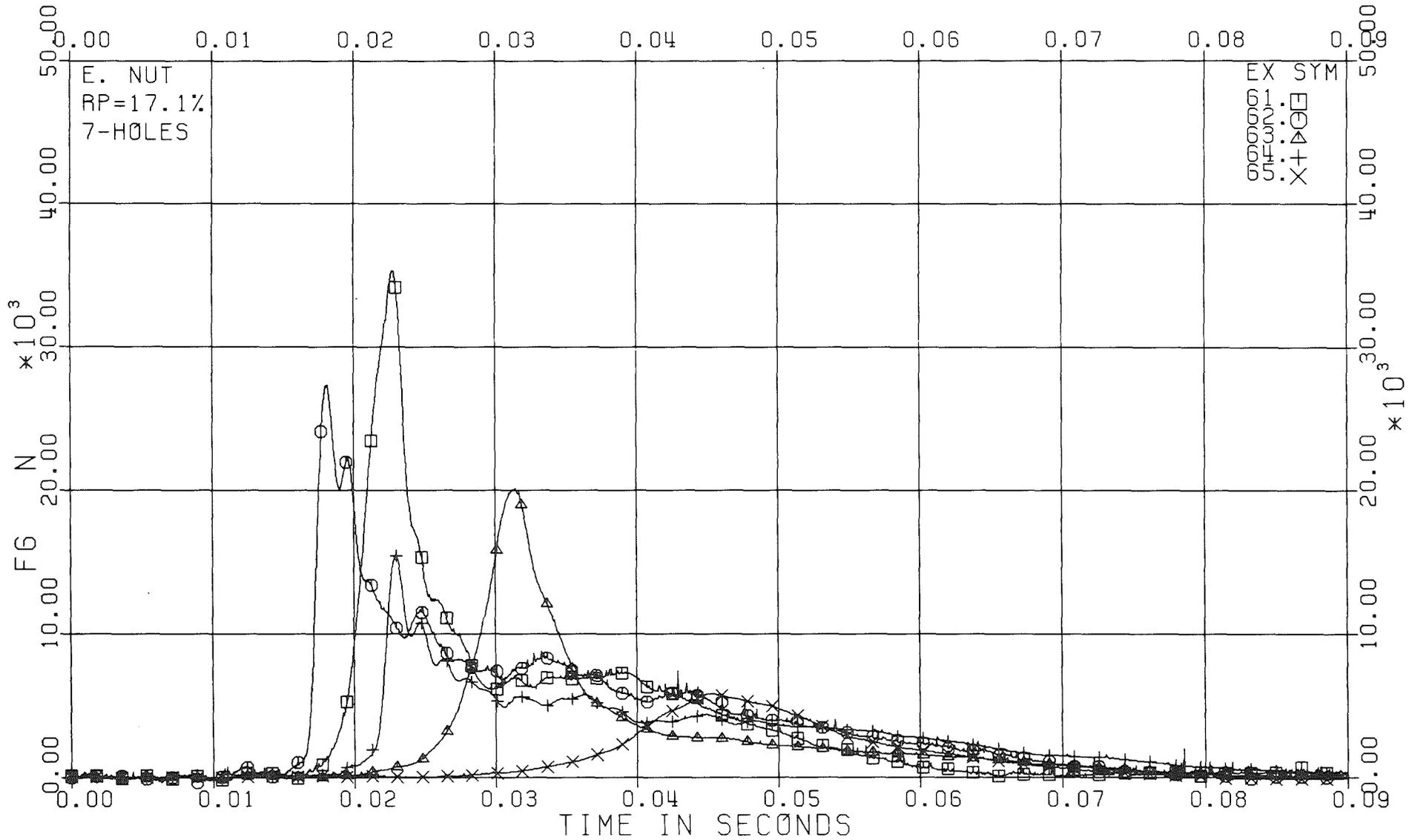


Abb. A-15.9: Vergleich zwischen den Kräften auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis mit 7 Bohrungen.

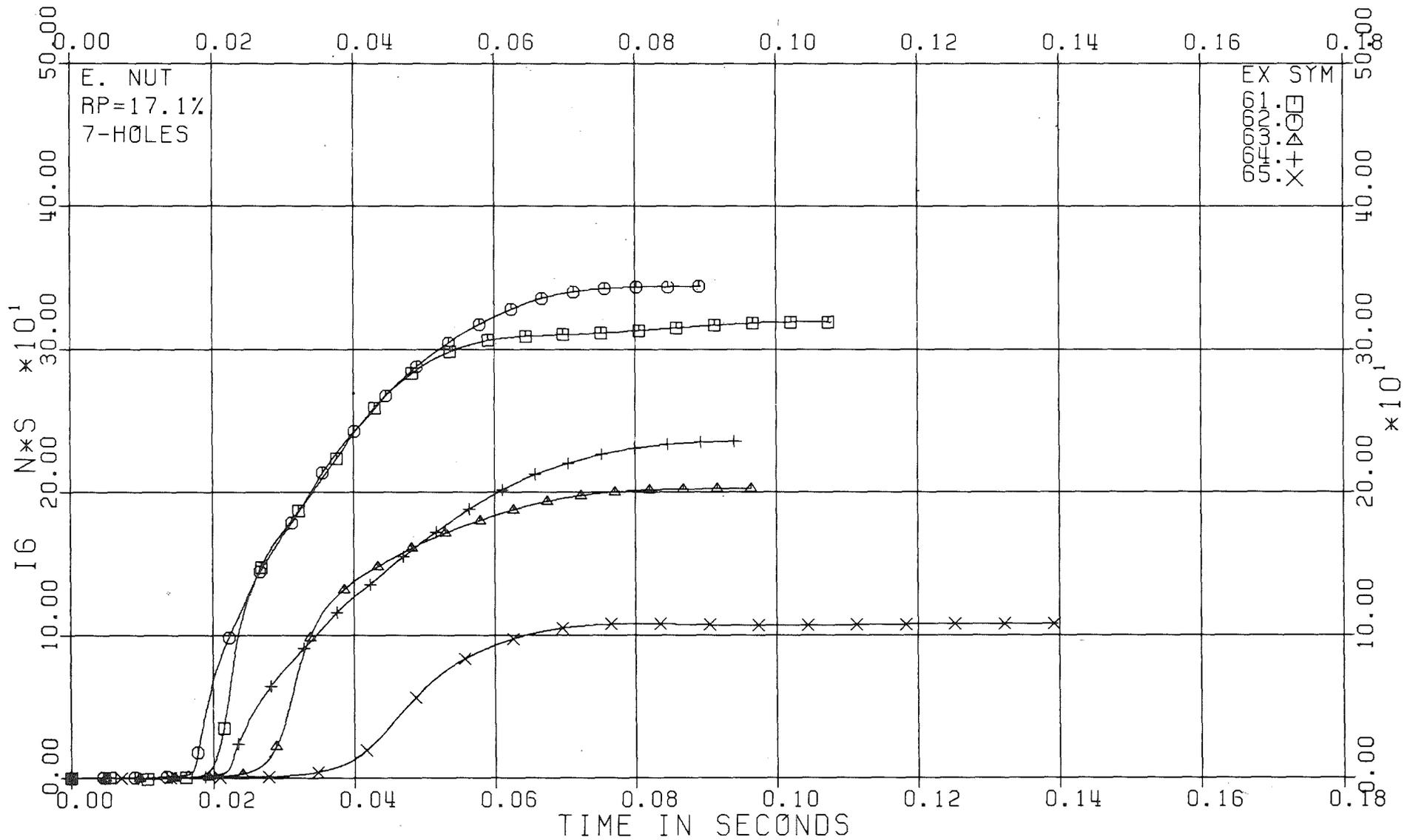


Abb. A-15.10: Vergleich zwischen den Impulsen auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter und 17.1 % Perforationsverhältnis mit 7 Bohrungen.

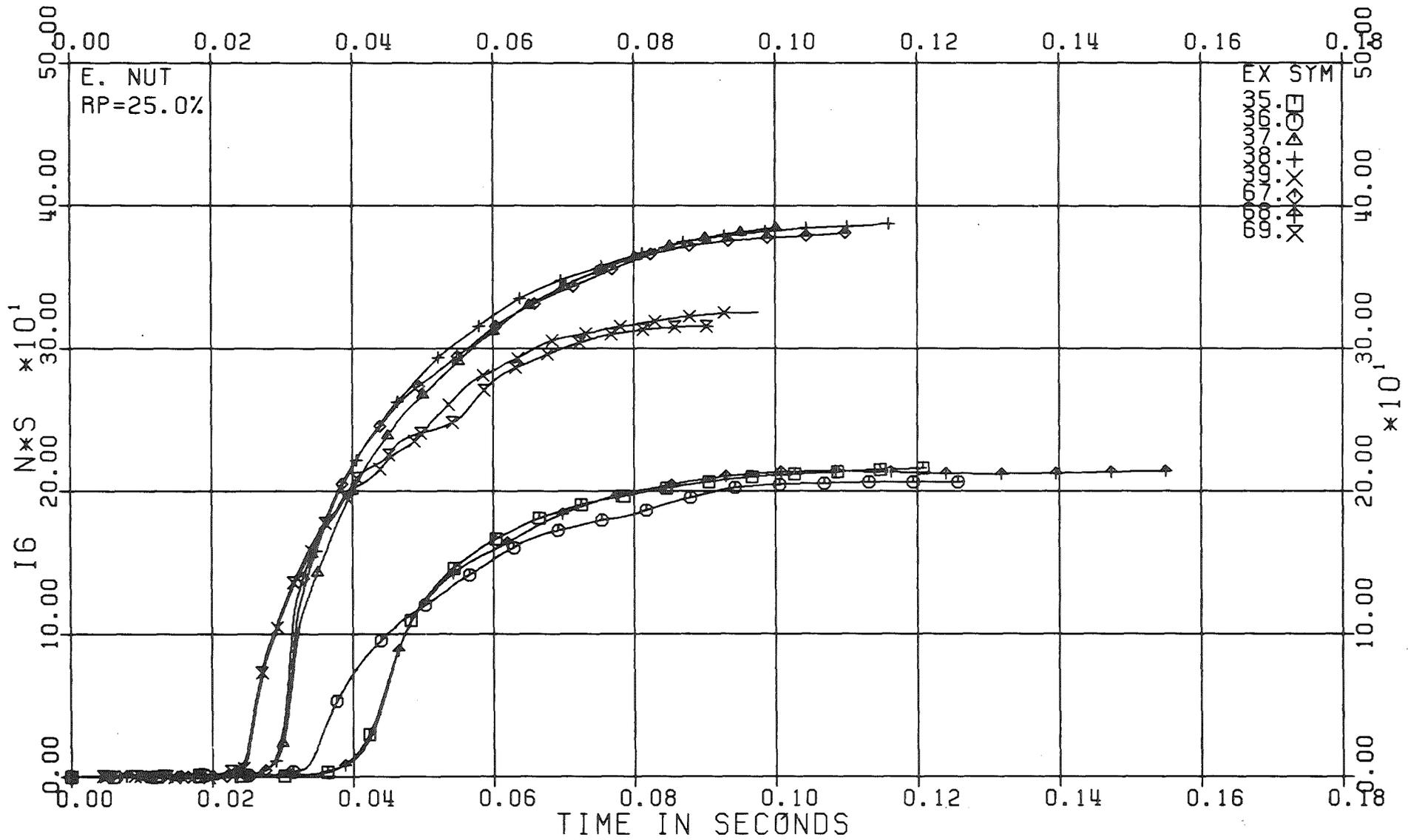


Abb. A-15.12: Vergleich zwischen den Impulsen auf die obere Platte bei den Versuchen mit Explosionsmutter und 25.0 % Perforationsverhältnis.

