

März 1966 (in German)

Entwicklung und Erprobung einer
hochauflösenden piezoelektrischen
Drucksonde.

W. Katsaros

IPP 1/46

März 1966

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

IPP 1/46

W. Katsaros

Development and testing of a piezoelectric pressure probe with high-resolving power.

März 1966 (in German)

Entwicklung und Erprobung einer hochauflösenden piezoelektrischen

Drucksonde.

Abstract: Pressure measurements in rapidly varying plasmas are of great interest for plasmadiagnostics. Measurements are meaningful only if the smallest time interval which can be resolved by the equipment is at least three times shorter than the duration of the process to be investigated.

W. Katsaros

The major purpose of this work is a development of piezoelectric probes with the aim of improving the presently available time resolving power by a factor of order three.

IPP 1/46

März 1966

This purpose has been approximately achieved and it is pointed out that further improvement appears impossible because of fundamental technical and physical limitations.

A test of the probes has been combined with pressure investigations in an inverse pinch. The results of the pressure measurements and of concurrent density determinations made it possible to carry out a detailed investigation of shock wave processes in an inverse pinch. The piezoelectric probe which has been developed satisfies the following requirements:

Time resolving power	ca 80 ns
Spacial " "	ca 0,5 mm
Sensitivity	ca 5 Torr/mV
Accuracy	ca ±10 %

Since the piezoelectric transducer is quite sensitive against electrical perturbations from the plasma the pressure impulse which is to be investigated is transmitted to the transducer through a pressure guide. This pressure guide consists of a cylindrical quartz rod with diameter $\varnothing = 0,3$ mm and length $L = 150 \pm 250$ mm.

In order to achieve a high sensitivity one uses a ceramic (P T.2) with very high piezoelectric coefficient.

In order to obtain an accuracy of ± 10 % a new calibrating method has been developed.

A high voltage pulse excites a piezoelectric shock generator and this generator then yields a pressure pulse the amplitude and shape of which may be varied. This pulse is used for calibrating the probe.

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

IPP 1/46

W. Katsaros

Development and testing of a piezoelectric pressure probe with high-resolving power.

März 1966 (in German)

Abstract: Pressure measurements in rapidly varying dense plasmas are of great interest for plasmadiagnostics. Such measurements are meaningful only if the smallest time interval which can be resolved by the equipment is at least three times shorter than the duration of the process to be investigated.

The major purpose of this work is a development of piezoelectric probes with the aim of improving the presently available time resolving power by a factor of order three.

This purpose has been approximately achieved and it turned out that further improvement appears impossible because of fundamental technical and physical limitations.

A test of the probes has been combined with pressure investigations in an inverse pinch. The results of the pressure measurements and of concurrent density determinations made it possible to carry out a detailed investigation of shock wave processes in an inverse pinch. The piezoelectric probe which has been developed satisfies the following requirements:

Time resolving power	ca	80	ns
Spacial " "	ca	0,5	mm
Sensitivity	ca	5	Torr/mV
Accuracy	ca	±10	%

Since the piezoelectric transducer is quite sensitive against electrical perturbations from the plasma the pressure impulse which is to be investigated is transmitted to the transducer through a pressure guide. This pressure guide consists of a cylindrical quartz rod with diameter $\varnothing \approx 0,3$ mm and length $l = 150 \div 250$ mm.

In order to achieve a high sensitivity one uses a ceramic (P T.2) with very high piezoelectric coefficient.

In order to obtain an accuracy of ± 10 % a new calibrating method has been developed.

A high voltage pulse excites a piezoelectric shock generator and this generator then yields a pressure pulse the amplitude and shape of which may be varied. This pulse is used for calibrating the probe.

Anhang II Fortpflanzung eines Impulses in anisotropen Medium

Anhang III Die Zentriervorrichtung

Anhang IV Der Antipinch

Zusammenfassung

Um bei schnellen Vorgängen im Plasma zeitlich hochaufgelöste Druckmessungen zu ermöglichen, wurde eine piezoelektrische Drucksonde entwickelt, die folgenden Forderungen genügt:

Zeitauflösung	ca. 80 ns
räumliche Auflösung	ca. 0,5 mm
Empfindlichkeit	ca. 5 Torr/mV
Meßgenauigkeit	ca. \pm 10 %

Da der piezoelektrische Umwandler gegen elektrische Störungen aus dem Plasma empfindlich ist, wird der zu messende Druckimpuls vom Meßpunkt über einen Druckleiter auf den Umwandler übertragen. Dieser Druckleiter besteht aus einem zylindrischen Quarzstab, dessen Durchmesser und Länge aus Dispersionsgründen so klein wie möglich gehalten wurden ($\phi = \text{ca. } 0,3 \text{ mm}$, $l = 150 - 250 \text{ mm}$). Um eine gute Meßempfindlichkeit zu erreichen, wird eine piezoelektrische Keramik (P.Z.T.2) mit sehr hohem piezoelektrischen Koeffizienten verwendet.

Der aus Gründen der elektrischen Anpassung notwendige Kathodenfolger wurde so gebaut, daß sowohl elektrische Störungen kompensiert werden konnten, als auch die Empfindlichkeit der Sonde nur unwesentlich vermindert wurde.

Um die Meßgenauigkeit von \pm 10 % zu erreichen, wurde eine neue Eichmethode entwickelt:

Ein Hochspannungsimpuls erregt einen piezoelektrischen Stoßgenerator, der seinerseits einen in Amplitude und Form variierbaren Druckimpuls liefert; dieser Druckimpuls wird zur Eichung der Sonde verwendet.

Die entwickelte Sonde wurde zur Untersuchung von Stoßwellen im Antipinch eingesetzt; die Resultate wurden mit interferometrischen Dichte- und Geschwindigkeitsmessungen verglichen und diskutiert.

Einleitung

Eine direkte Messung der Druckverhältnisse in schnell veränderlichen dichten Plasmen, ist für die Plasmadiagnostik von großem Interesse. Solche Messungen haben aber nur dann einen Sinn, wenn die Zeitauflösung der Meßanordnung mindestens um den Faktor 3 höher liegt als die Zeitdauer der zu untersuchenden Prozesse.

Diese Arbeit hat als erstes Ziel die Weiterentwicklung der bis dahin schnellsten Piezosonden (die für die Durchführung von praktischen Messungen nicht schnell genug waren) zwecks einer Verbesserung ihrer Zeitauflösung mindestens um den oben erwähnten Faktor. Die Sonden wurden so weit entwickelt, bis sie die technisch und physikalisch bedingten Grenzen asymptotisch erreichten.

Die Überprüfung dieser Sonden im Plasma wurde mit Druckuntersuchungen im Antipinch kombiniert. Die dadurch gewonnenen Druckmeßergebnisse und die parallel durchgeführten Dichtemessungen ermöglichten eine eingehende Untersuchung der stoßwellenähnlichen Prozesse im Antipinch.

Ferner wurde generell überprüft, welche weiteren Einsatzmöglichkeiten schneller Sonden dieser Art in der Plasmadiagnostik aussichtsreich sind.

Aus Anschaulichkeitsgründen wird diese Arbeit in drei Abschnitten beschrieben.

- | | | | | | | |
|-----------------|---|----------------|------------|----------------|------|------|
| Daten der Sonde | im Juli | in Plasma | erreicht | nicht zu über- | | |
| 1. Abschnitt: | Über die Konstruktion der Sonde bzw. der Meßanordnung. | gefordert | Grenzdaten | | | |
| 2. Abschnitt: | Über die Druckmessungen im Antipinch. | Zeitauflösung | 0,6 | 0,2 | 0,08 | 0,06 |
| 3. Abschnitt: | Über die weiteren Verwendungsmöglichkeiten der Sonde in der Plasmadiagnostik. | Meßgenauigkeit | < 10 | ca. 8 | | |

Weitere Informationen über die dazugehörige Physik bzw. Technik findet der sich näher interessierende Leser in den Anhängen I bis IV.

+) Die Empfindlichkeitsbetrachtung bezog sich auf die tatsächlichen Dimensionen der Sonden, d.h. unter Berücksichtigung des Verhältnisses des Radius der piezoelektrischen Keramiken, der im Quadrat einsteht, und unter Berücksichtigung des Verstärkungsfaktors des jeweils verwendeten Verstärkers.

++) Die um ca. Faktor 40 noch höher liegende Empfindlichkeitsgrenze ist kaum weiter erreichbar, da die Oberflächen-Rauheit der anliegenden Oberflächen von Druckleitern und Piezokeramik technisch nicht weiter reduziert werden kann.

1. Die Meßanordnung

1.1 Allgemeiner Überblick

Durch die Veröffentlichung der Arbeit von K. Büchl [3] im Juli 1963 erreichten die piezoelektrischen Drucksonden ihren damals besten Stand, gekennzeichnet durch folgende Daten:

- Zeitauflösung ca. 0,6 μ s
- Meßgenauigkeit ca. \pm 25 %
- Empfindlichkeit ca. 0,15 Torr/mV.

Die für die Plasmadiagnostik interessanten Zeiten liegen im Bereich von 0,2 bis 0,4 μ s.

Mit dem Ziel, über die gaskinetische Gleichung $p = n kT$ aus zwei gemessenen Größen die dritte zu bestimmen, muß man für die Meßgrößen eine Meßgenauigkeit fordern, die besser als \pm 10 % ist.

Somit werden die bei der Weiterentwicklung der piezoelektrischen Sonden zu erreichenden Ziele festgelegt. Zieht man die physikalisch und technisch bedingten Grenzen (Anhang I) in Betracht, so entsteht folgende Vergleichstabelle:

Tabelle 1

Daten der Sonde	im Juli 1963	von Plasma-diagnostik gefordert	erreicht	nicht zu überschreitende Grenzdaten
Zeitauflösung [μ s]	0,6	0,2	0,08	0,06
Meßgenauigkeit [%]	\pm 23	\pm 10	< 10	ca. 8
Empfindlichkeit ^{+))} [mV/kp]	$2,2 \cdot 10^4$	-	$18,3 \cdot 10^4$	$683 \cdot 10^4$ ++)

+) Die Empfindlichkeitsbetrachtung bezog sich auf die tatsächlichen Dimensionen der Sonden, d.h. unter Berücksichtigung des Verhältnisses des Radius der piezoelektrischen Keramiken, der im Quadrat eingeht, und unter Berücksichtigung des Verstärkungsfaktors des jeweils verwendeten Verstärkers.

++) Die um ca. Faktor 40 noch höher liegende Empfindlichkeitsgrenze ist kaum weiter erreichbar, da die Oberflächen-Rauheit der anliegenden Oberflächen von Druckleitern und Piezokeramik technisch nicht weiter reduziert werden kann.

Aus den letzten Spalten der Tabelle 1 ist zu entnehmen, daß weitere Versuche, diese Sonde weiterzuentwickeln, ohne das Prinzip grundsätzlich zu ändern, ziemlich aussichtslos sind.

1.2 Die Verbesserung der Zeitauflösung

1.2.1 Was ist Zeitauflösung und wodurch wird sie bestimmt?

Wenn $|dt|$ die notwendige Zeit ist, in der eine Größe vom Wert A zum Wert B übergeht, so bezeichnet man $|dt|$ als A n s t i e g s z e i t . Wird ein unendlich steiler Wertsprung ($dt = 0$) gemessen, so registriert die Meßanordnung einen flacheren Wertsprung ($dt = \tau \neq 0$). τ ist ein Maß für die Zeitauflösung der Meßanordnung und kommt durch ihre Trägheit zustande.

Die Zeitauflösung einer piezoelektrischen Drucksonde wird bedingt durch:

- i. Dicke des Umwandlers (sie liefert die Anstiegszeit τ_U)
- ii. Dispersion des Druckleiters (sie liefert die Anstiegszeit τ_D).

Da $\tau_D \approx 10 \cdot \tau_{gr}$ und weil man die Dicke des Umwandlers (piezoelektrische Keramikscheibe) aus Druckfestigkeitsgründen nicht beliebig klein machen kann, bleibt als einzige Möglichkeit für die Verbesserung der Anstiegszeit der piezoelektrischen Sonde (solange sie einen Druckleiter haben muß) lediglich die Beschränkung der Dispersion im Druckleiter.

1.2.2 Die Dispersion von Druckleitern

Ein steiler Druckimpuls, der durch einen Druckleiter übertragen wird, erfährt eine Formverzerrung, die hauptsächlich dadurch sichtbar ist, daß die Anstiegszeit länger wird. (Anhang II.) Diese Formverzerrung, auch Dispersion genannt, ist auf die Unregelmäßigkeiten der Kristallstruktur und auf die an seiner Oberfläche angebrachten mechanischen Belastungen zurückzuführen.

R. Skalak [15] untersuchte die Abhängigkeit der Dispersion von den Abmessungen des Druckleiters und stellte (für zylindrische Quarzstäbe als Druckleiter) folgende Diagramme auf:



Abb. 7

(nicht maßstäblich)

Die Kittlänge wurde schrittweise gekürzt, bis der Quarzstab in seiner ganzen Länge frei war. Somit entstand folgendes Kurve von rechts nach links.

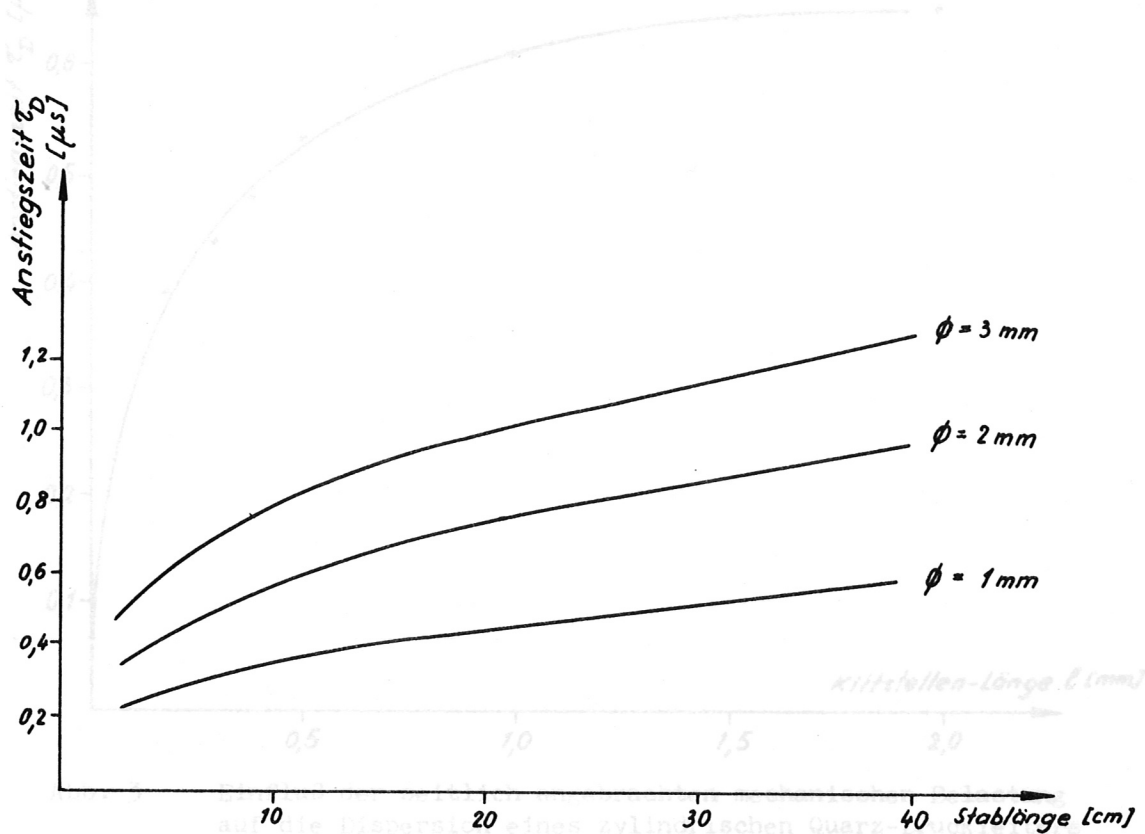


Abb. 1 Abhängigkeit der Dispersion eines Druckleiters von Länge und Durchmesser (nach Skalak).

Hier wird der Durchmesser des Druckleiters als Parameter berücksichtigt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde experimentell untersucht, welchen Einfluß seitlich angebrachte mechanische Belastungen auf die Dispersion eines zylindrischen Quarzstabes haben.

Ein zylindrischer Quarzstab von 1,0 mm Durchmesser und 30 mm Länge wurde in ein Quarzrohr einseitig mit Araldit gekittet. (Abb. 2)

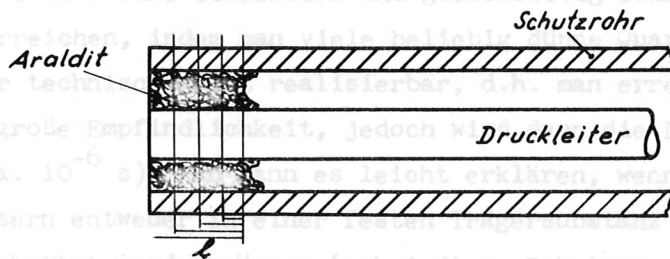


Abb. 2 (nicht maßstäblich)

Die Kittlänge wurde schrittweise gekürzt, bis der Quarzstab in seiner ganzen Länge frei war. Somit entstand folgende Kurve von rechts nach links:

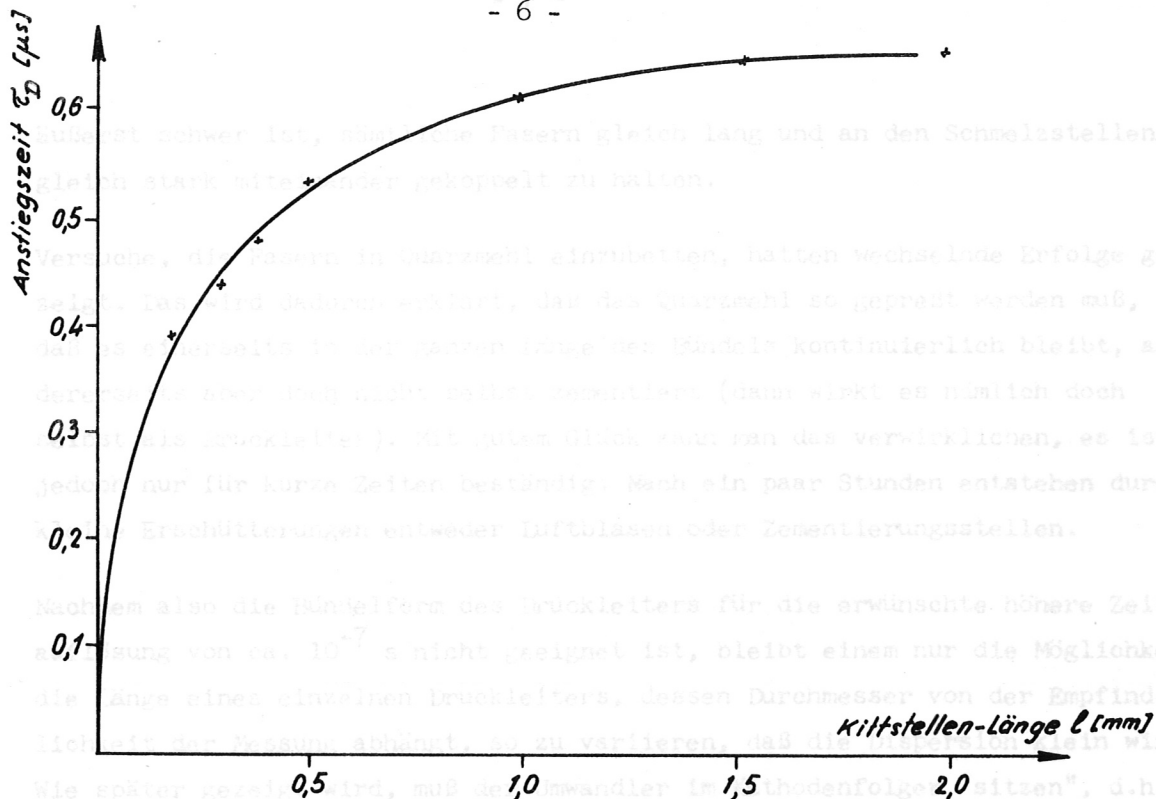


Abb. 3 Einfluß der seitlich angebrachten mechanischen Belastung auf die Dispersion eines zylindrischen Quarz-Druckleiters von 1 mm Durchmesser.

1.2.3 Möglichkeiten für die Beschränkung der Dispersion

Aus 1.2.2 resultiert: Die Dispersion wird um so kleiner, je

- dünner
- kürzer
- weniger seitlich belastet der Druckleiter ist.

Der Durchmesser des Druckleiters kann aus Empfindlichkeitsgründen und aus technischen Gründen nicht beliebig klein gemacht werden.

Die Idee, eine kleine Dispersion und gleichzeitig eine erhöhte Empfindlichkeit zu erreichen, indem man viele beliebig dünne Quarzfasern als Bündel formt, war technisch nicht realisierbar, d.h. man erreicht schon die zu erwartende große Empfindlichkeit, jedoch wird dann die Dispersion sogar noch größer (ca. 10^{-6} s). Man kann es leicht erklären, wenn man bedenkt, daß die vielen Fasern entweder in einer festen Trägersubstanz (etwa Wachs oder Araldit) eingebettet werden müssen (wobei diese Substanz erstens selbst als Druckleiter mit sehr verschiedener Schallgeschwindigkeit wirkt und zweitens die Fasern verschieden stark miteinander mechanisch koppelt) oder aber nur an ihren zwei Enden zusammengeschmolzen werden, während sie in ihrer übrigen Länge auseinander gehalten werden (etwa durch Elektrisierung), wobei es dann

äußerst schwer ist, sämtliche Fasern gleich lang und an den Schmelzstellen gleich stark miteinander gekoppelt zu halten.

Versuche, die Fasern in Quarzmehl einzubetten, hatten wechselnde Erfolge gezeigt. Das wird dadurch erklärt, daß das Quarzmehl so gepreßt werden muß, daß es einerseits in der ganzen Länge des Bündels kontinuierlich bleibt, andererseits aber doch nicht selbst zementiert (dann wirkt es nämlich doch selbst als Druckleiter). Mit gutem Glück kann man das verwirklichen, es ist jedoch nur für kurze Zeiten beständig. Nach ein paar Stunden entstehen durch kleine Erschütterungen entweder Luftblasen oder Zementierungsstellen.

Nachdem also die Bündelform des Druckleiters für die erwünschte höhere Zeitauflösung von ca. 10^{-7} s nicht geeignet ist, bleibt einem nur die Möglichkeit, die Länge eines einzelnen Druckleiters, dessen Durchmesser von der Empfindlichkeit der Messung abhängt, so zu variieren, daß die Dispersion klein wird. Wie später gezeigt wird, muß der Umwandler im Kathodenfolger "sitzen", d.h. die Länge des Druckleiters kann eine bestimmte Grenze nicht unterschreiten (mehrere cm, je nach Anwendung).

Für die Konstruktion einer hochauflösenden Sonde werden somit folgende Bedingungen gestellt:

- Der Druckleiter soll ein einzelner Quarzstab sein.
- Sein Durchmesser ist so klein zu halten, wie es die gewünschte Meßempfindlichkeit verlangt und wie es die technische Konstruktion überhaupt zuläßt.
- Seine Länge ist - je nach Meßzweck - so klein wie möglich zu halten.
- Der Druckleiter darf nirgends befestigt werden.

1.3 Die Steigerung der Empfindlichkeit

1.3.1 Ersatzschaltbild der Sonde

Den Kern der Sonde bildet der mechanische elektrische Umwandler; er ist eine piezoelektrische Keramik mit

- sehr hohem ϵ_r (= 450)
- großem piezoelektrischen Koeffizient d_{33} ($= 136 \cdot 10^{-12}$ m/V)
- einer Schallgeschwindigkeit c ($= 5,4 \cdot 10^6$ mm/s), die eine akustische Anpassung an Quarz erlaubt.

Wird dieser Umwandler durch den Druck p mechanisch beansprucht, so entsteht an seinen Elektroden die Ladung Q . Zwischen der Ladung und dem Druck besteht

die Beziehung:

$$Q = F \cdot d_{33} \cdot p \quad (1)$$

F = die mechanisch beanspruchte Oberfläche und

= die Oberfläche der Elektrode

Da bei einer Messung, so wenig Strom wie nur möglich fließen darf, betrachtet man den Umwandler als Ladungsgenerator. Die Ersatzschaltung der Sonde allein sieht folgendermaßen aus:

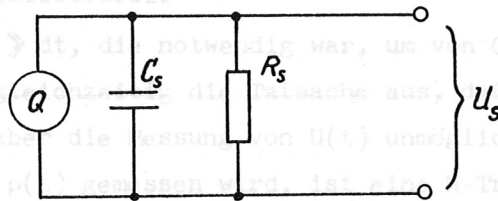


Abb. 4 Ersatzschaltbild der Sonde (ohne K.F.)

Aus der Strombetrachtung läßt sich folgende Differentialgleichung aufstellen:

$$\frac{dQ}{dt} = C_s \cdot \frac{dU_s}{dt} + \frac{U_s}{R_s} \quad (2)$$

wobei

- U_s die an den Elektroden der Sonde erscheinende Spannung ist, wenn
- C_s die Kapazität der Sonde mit der Ladung Q aufgeladen wird und
- R_s der Ohm'sche Widerstand des Umwandlers ist.

Gl. (1) und (2) und $Q = U \cdot C$ ergeben:

$$\frac{1}{C_s} \cdot F \cdot d_{33} \frac{dp}{dt} = \frac{U_s}{R_s C_s} + \frac{d U_s}{dt} \quad (3)$$

In Gl.(3) haben wir die allgemeingültige mathematische Darstellung der piezoelektrischen Energieumwandlung.

Vergleicht man die Zeiten $R_s \cdot C_s$ und dt , wobei $R_s \cdot C_s =$ Zeitkonstante der Sonde (≈ 10 s) und $dt =$ die Meßzeit ($\approx 10^{-5}$ s), so läßt sich erkennen, daß $dt \ll R_s C_s$ ist; dadurch vereinfacht sich Gl. (3) zu:

$$\frac{1}{C_s} \cdot F \cdot d_{33} \cdot \frac{dp}{dt} = \frac{dU_s}{dt} \quad (4)$$

Nach Integration und mit den Anfangsbedingungen $t = 0, p = p_0$ und $U = 0$, ergibt sich:

$$U(t) = \frac{1}{C_s} \cdot F \cdot d_{33} \cdot [p(t) - p_0], \quad (5)$$

wobei p_0 = der Ruhedruck zur Zeit $t = 0$. In Worten ausgedrückt besagt Gl.(5): Wenn $U(t)$ gemessen werden kann, so wird $p(t)$ linear ermittelt.

1.3.2 Die Messung von $U(t) \rightsquigarrow p(t)$

Die Bedingung $RC \gg dt$, die notwendig war, um von Gl. (3) zur Gl.(4) überzugehen, drückt gleichzeitig die Tatsache aus, daß $U(t)$ hochohmig gemessen werden soll. Da aber die Messung von $U(t)$ unmöglich am gleichen Ort erfolgen kann, an dem $p(t)$ gemessen wird, ist eine R-Transformation notwendig.

Diese Widerstands- (bzw. Leistungs-) Transformation übernimmt der Kathodenfolger (auch Anodenbasis- oder Kathoden-Verstärker genannt). Er hat die Eigenschaft, ein hochohmig eingeführtes Meß-Signal niederohmig weiterzugeben; diese R-Transformation ist im Gegensatz zu einer U-Transformation nur in dieser Richtung (hochohmig \rightarrow niederohmig) möglich und nicht umgekehrt. Somit wird erstens die Verwendung von Verbindungs-koaxialkabeln ermöglicht, die einen niederohmigen Wellenwiderstand haben, und zweitens die Gefahr ausgeschaltet, elektrische Störungen, die unterwegs (vom Meß- bis zum Registrier-raum) auftreten oder elektrische Rückkopplungen von der Registrier- an die Meßanordnung zu haben.

Ein Kathodenfolger ist als ein normaler Anodenverstärker zu verstehen, der zusätzlich mit einem Kathodenwiderstand R_k versehen ist. (Abb. 5)

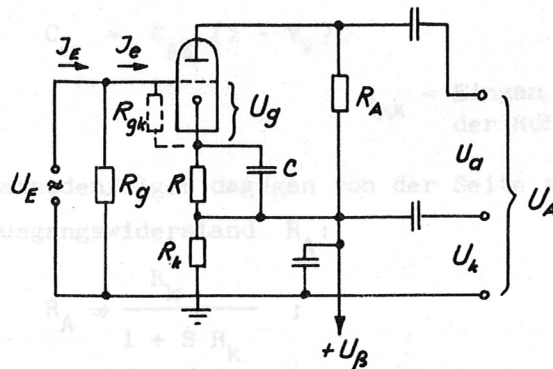


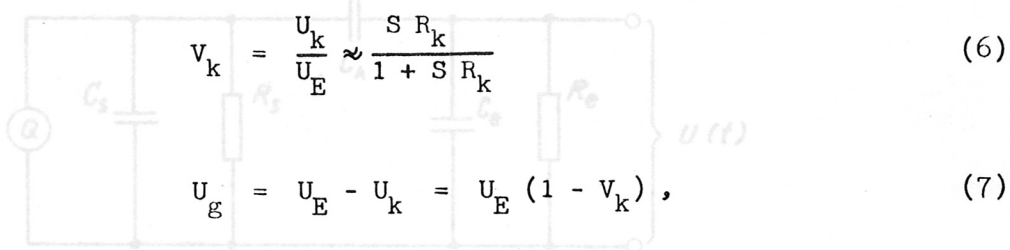
Abb. 5 Das Schaltbild eines Kathodenfolgers im Prinzip

Da der Anodenwechselstrom I_a auch R_k durchfließt, wird er in diesem Falle auch an R_k eine Wechselspannung U_k erzeugen, die in Serie zu U_E liegt und für die Steuerspannung U_g eine Rückwirkung bedeutet.

U_k können wir an der Kathode genauso wie sonst an der Anode abgreifen; im ersteren Fall spricht man von einer Kathoden- im letzteren von einer Anoden-Verstärkung.

Die durch die Gegenkopplung verursachte Rückwirkung an der Gitterwechselspannung U_g bewirkt ihre Reduzierung, so daß große Eingangsamplituden U_E möglich sind.

Den Rückgang von U_g bzw. U_g/U_E mit wachsendem R_k beschreiben folgende Beziehungen (abgeleitet für eine Pentode)



$$V_k = \frac{U_k}{U_E} \approx \frac{S R_k}{1 + S R_k} \quad (6)$$

und

$$U_g = U_E - U_k = U_E (1 - V_k), \quad (7)$$

wobei V_k = Verstärkungsfaktor
(er bleibt immer kleiner als 1)

S = die Steilheit der Röhre.

Bei hohem R_k ist U_k nahezu gleich U_E ; die Kathode macht alle Änderungen von U_E kaum vermindert mit; sie folgt in ihrer Spannung unmittelbar dem Gitter. Dieses Verhalten hat auch zu der Bezeichnung Kathodenfolger geführt.

Betrachtet man den Kathodenfolger von der Seite seines Eingangs her, so ist seine Eingangskapazität C_e wichtig. Es gilt für C_e :

$$C_e = C_{gk} (1 - V_k). \quad (8)$$

C_{gk} = Eingangskapazität der Röhre

Betrachtet man den Kathodenfolger dagegen von der Seite seines Ausgangs her, so gilt für seinen Ausgangswiderstand R_A :

$$R_A \approx \frac{R_k}{1 + S R_k}; \quad (9)$$

d.h. für $S R_k \gg 1$ wird $R_A \approx 1/S$. (10)

1.3.4 Der Kathodenfolger

Dieser kleine Ausgangswiderstand der Schaltung wird im allgemeinen viel kleiner als R_k und bietet die Möglichkeit einer Anpassung eines hochohmigen Einganges an einem niederohmigen Koaxialkabel, ohne an Amplitude zu verlieren, da $V_k \approx 1$ ist.

1.3.3 Das Ersatzschaltbild der Sonde, angeschlossen an den Kathodenfolger.

Ist R_e der Eingangswiderstand, C_e die Eingangskapazität des Kathodenfolgers, R_s der Eingangswiderstand, C_s die Eingangskapazität der Sonde und C_k die Koppelkapazität zwischen Sonde und Kathodenfolger, so sieht das Ersatzschaltbild der Sonde, belastet mit dem Kathodenfolger, folgendermaßen aus:

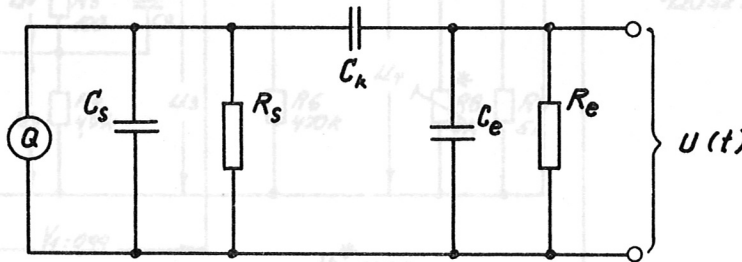


Abb. 6 Ersatzschaltbild der Sonde (mit Kathodenfolger)

Dieses Ersatzschaltbild kann unter folgenden Bedingungen zu demjenigen in 1.3.1 übergehen:

$$\begin{aligned} R_s &\gg R_e \\ C_k &\gg C_e \end{aligned} \tag{11}$$

Somit erhält man wieder die Gleichung (5), wobei aber nun statt C_s $C_{ges} = C_s + C_e$ eingesetzt werden muß und unter der Voraussetzung, daß der Umwandler direkt im Kathodenfolger sitzt, d.h. praktisch die Zuleitungen keine zusätzliche Kapazität liefern.

Resultierend kann man folgende Anforderungen stellen, die vom Kathodenfolger erfüllt werden müssen:

- Eingangskapazität C_e so klein wie möglich, so daß $C_{ges} \approx C_s$ wird.
- Eingangswiderstand R_e so groß, daß gleichzeitig $R_e C_{ges} \gg dt$ wird und $R_e \ll R_s$ bleibt.
- Kathodenwiderstand R_k so angemessen groß, daß $V_k \approx 1$ ist, ohne daß das Leistungsverhältnis darunter leidet und der erwünschte Frequenzbereich garantiert wird.

1.3.4 Der Kathodenfolger

Entsprechend den in 1.3.3 gestellten Anforderungen wurde im Labor für Elektronik der Abteilung I des Institutes für Plasmaphysik der im Schaltbild (Abb. 7) beschriebene Kathodenfolger entwickelt.

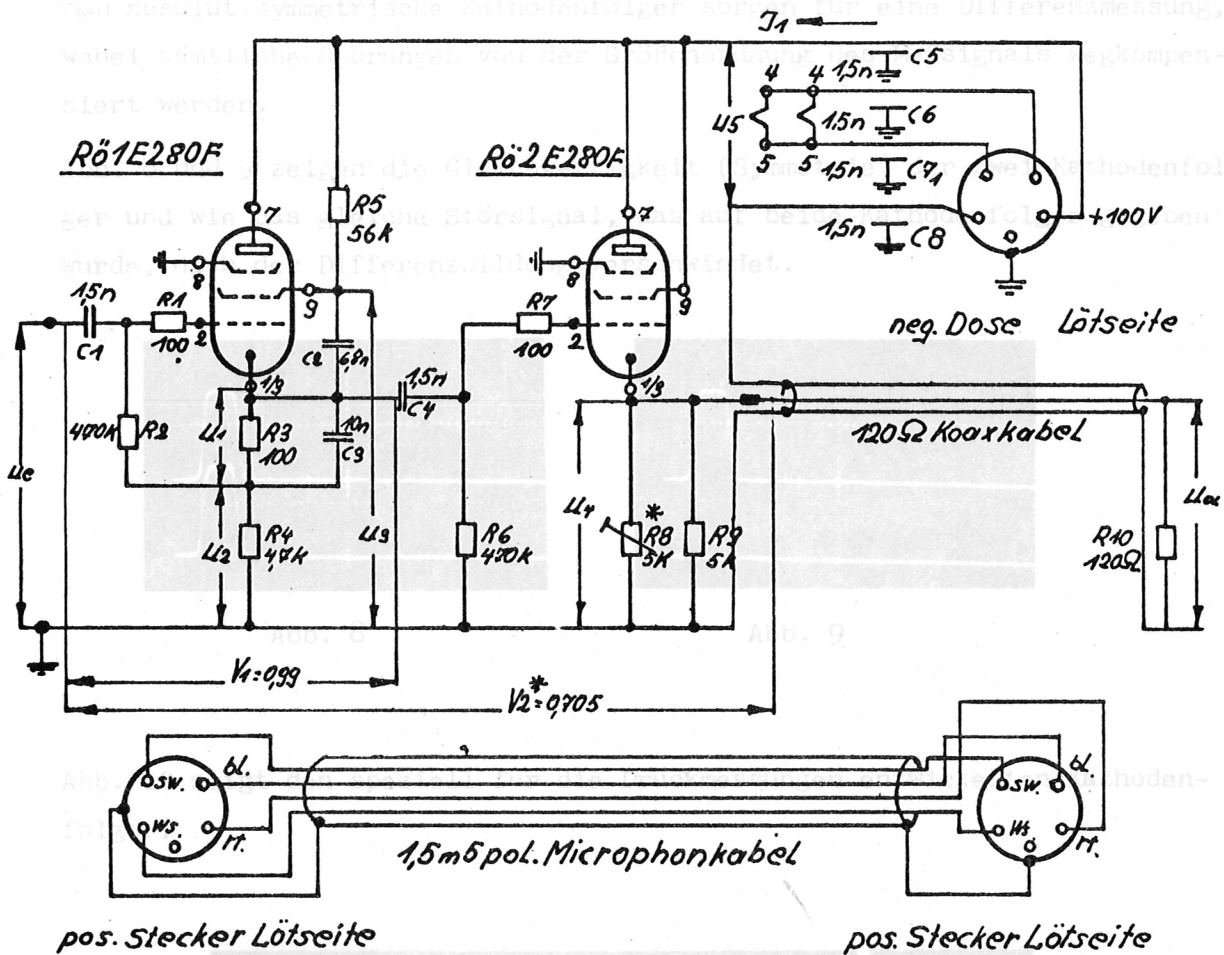


Abb. 7 Schaltbild des Kathodenfolgers

Technische Daten

Eingangskapazität $C_e = 0,8 \text{ pF}$

Eingangswiderstand $R_e \text{ M}$

Anstiegszeit $\tau_{KF} = 20 \text{ ns}$

$U_F = 6,3 \text{ V}$ (vorgesehen f. Autobatterie)

$I_F = 0,63 \text{ A}$

$U_a = 100 \text{ V}$ (vorgesehen f. Anodenbatterie)

$I_1 = 15 \text{ mA}$

$U_{e \text{ max}} = 2 \text{ V}$

$V_{\text{ges}} = 0,7^*$ eingestellt über R8

Einheit A

$U_1 = 40 \text{ mV}$

$U_2 = 20,8 \text{ V}$

$U_3 = 54 \text{ V}$

$U_4 = 1,08 \text{ V}$

$U_5 = 100 \text{ V}$

$I_1 = 14,2 \text{ mA}$

Einheit B

$U_1 = 35 \text{ mV}$

$U_2 = 18,7 \text{ V}$

$U_3 = 58 \text{ V}$

$U_4 = 1,35 \text{ V}$

$U_5 = 100 \text{ V}$

$I_1 = 15,1 \text{ mA}$

Spannungen und Ströme gemessen mit P 817 00/01

Er besteht aus zwei Stufen, um eine höhere Leistungstransformation zu erzielen.

Eine Neuerung besteht auch darin, daß man ihn in Zwillingsform verwendet. Zwei absolut symmetrische Kathodenfolger sorgen für eine Differenzmessung, wobei sämtliche Störungen von der Größenordnung des Meßsignals wegkompensiert werden.

Abb. 8 und 9 zeigen die Gleichwertigkeit (Symmetrie) der zwei Kathodenfolger und wie das gleiche Störsignal, das auf beide Kathodenfolger gegeben wurde, nach der Differenzbildung verschwindet.

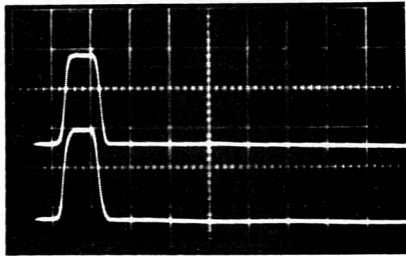


Abb. 8

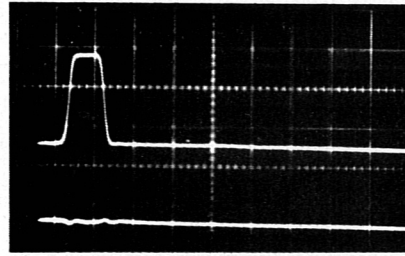


Abb. 9

Abb. 10 zeigt den speziell für die Druckmessungen entwickelten Kathodenfolger.

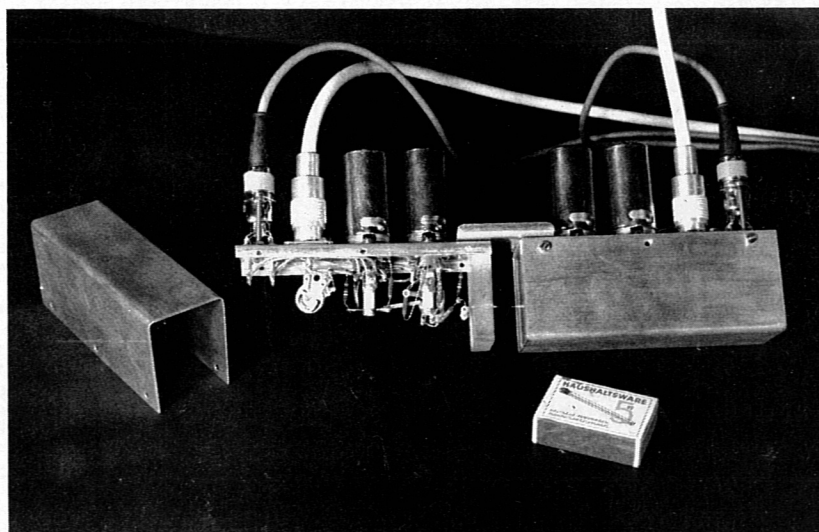
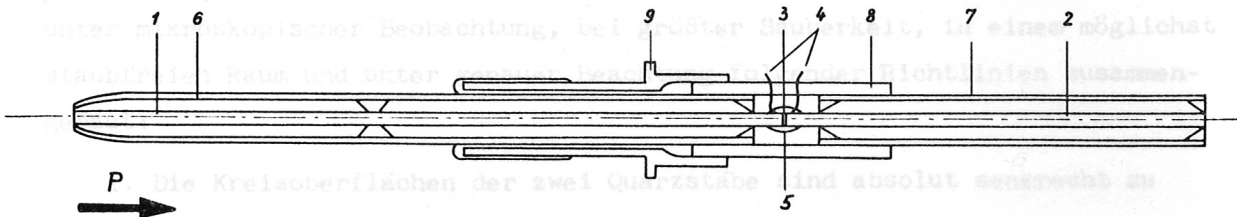


Abb. 10 Der Kathodenfolger in Zwillingsform

1.4 Die Sonde

1.4.1 Die Konstruktion der Sonde

Nach Feststellung dessen, was zu vermeiden sei bzw. was zugelassen ist, steht nun die Frage offen, wie die technische Verwirklichung aussieht. Eine Antwort darauf gibt folgende Zeichnung und die anschließend aufgeführte Tabelle mit den bei verschiedenen Sonden errechneten Daten. Die Zeichnung zeigt eine komplette Sonde im Schnitt; die verschiedenen Teile werden einzeln beschrieben und diskutiert.



(Photoaufnahmen der Sonde werden auf S. 16 gebracht) Abb. 11 Längsschnitt der Sonde (nicht maßstäblich)

Nr.	Bezeichnung bzw. Zweck des Teils	∅ [mm]	Länge [mm]	Material	Lieferfirma	Bemerkungen
1	Druckleiter: er überträgt den Impuls vom Meßpunkt bis zu der Piezokeramik [3]	A	B	Quarz, Herasil I	Heraeus	Die Länge und der Durchmesser gemeinsam bestimmen die Anstiegszeit. Die Länge allein bestimmt die Laufzeit und der Durchmesser allein die Empfindlichkeit.
2	Druckableiter: er leitet den schon registrierten Impuls ab.	A	C	Quarz, Herasil I	Heraeus	Durch seine Doppellänge bestimmt er die Meßdauer der Sonde. Als Meßdauer wird die ungestörte Zeit bezeichnet, bis die erste Reflexion am Ende der Sonde die Piezokeramik erreicht.
3	Mechanisch-elektrischer Umwandler	A	0,2	PZT 2	Intermetall	Es ist notwendig u. wichtig, daß sein Querschnitt der gleiche ist wie der von den Teilen 1 u. 2.
4	Zuleitungen zum Kathodenfolger	0,01	15	Kupferdraht		Jeder Draht wird an seinem Quarzstab durch Leitsilberkitt (Nr.251 Degussa) befestigt. Der elektrische Kontakt zwischen den angebrannten Elektroden an der Piezokeramik und den Zuleitungen 4 wird dadurch gesichert, daß man zwischen den Kreisoberflächen 1 und 3 bzw. 3 und 2 eine sehr dünne Schicht aus dem gleichen Leitsilberkitt anbringt. Die Teile 1, 3 und 2 werden zusammengehalten, indem man um die Piezokeramik und um die anliegenden Enden von Teil 1 und 2 einen Mantel aus der Masse "K" anbringt. Diese Masse ist mechanisch sehr stabil, elektrisch isolierend, schallabsorbierend und leicht entfernbar.
5	Befestigungs- und Absorptionsmantel	ca. 3 A	ca. 3	Masse "K"		Er hält die Teile 1, 3 und 2 mechanisch fest miteinander verbunden und absorbiert die an 3 auftretenden Radialschwingungen.
6	Schutzrohr des Druckleiters	2x3	B-10	Quarz, Heralux	Heraeus	Es schützt den Druckleiter vor mechanischen Störungen.
7	Schutzrohr des Druckableiters	2x3	C-10	Quarz, Heralux	Heraeus	Es schützt den Druckableiter vor mechanischen Störungen.
Die drei allerwichtigsten Teile der Sonde - 1, 3 und 2 - müssen auf alle Fälle auf der Achse der Sonde liegen. Das wird durch die vier Plexiglas-Führungsringe, die an 6 und 7 befestigt sind, und durch die Düse am vorderen Ende von 6 gesichert. Es wurde vermieden, an der Stirnfläche der Sonde auch einen Plexiglasführungsring zu verwenden, erstens um in das Plasma so wenig Verunreinigungen wie nur möglich zu bringen, und zweitens da Plexiglas sehr stark dampft, hat man nach mehreren starken Entladungen keine glatte, ebene Sondenstirnfläche mehr, was sehr unangenehme Störeffekte zur Folge haben kann.						
8	Verbindungsrohr	3x5	60	Plexiglas		Es verbindet 6 und 7 miteinander und sorgt dafür, daß die ganze Sonde eine einzige Achse hat. Die Verbindung des Rohres 8 mit den Schutzrohren 6 und 7 und die Verbindung des Systems 1, 3 und 2 mit dem Ende der Sonde (Ende des Schutzrohres 7) wird durch ein destilliertes Wachs-Kolophoniumgemisch zustande gebracht. Somit wird die Sonde für Vakuum bis zu 10 ⁻⁶ Torr dicht.
9	Abschirmungskamin. Seine vordere Partie ist mit aufgeschmolzenem Duranglas überzogen.			Vakon-Legierung		Er ist als eine Verlängerung der Abschirmung des K.F. zu verstehen, um elektr. Störungen, die evtl. vom vorderen, abschirmfreien Teil der Sonde eintreten können, "abzuschneiden".

Für den Zusammenbau der Sonde war es notwendig, eine mechanische Vorrichtung zu konstruieren, die es ermöglichte, die verschiedenen Teile der Sonde gegeneinander zu zentrieren und aufeinander zu bewegen bzw. zu halten. (Näheres über die Zentriervorrichtung ist in Anhang III zu finden.) Die Sonde wurde unter mikroskopischer Beobachtung, bei größter Sauberkeit, in einem möglichst staubfreien Raum und unter genauer Beachtung folgender Richtlinien zusammengebaut:

- i. Die Kreisoberflächen der zwei Quarzstäbe sind absolut senkrecht zu den Achsen zu schleifen und so fein wie möglich zu polieren.
- ii. Das Kernstück der Sonde (Teile 1, 3 und 2) ist unter einheitlichen Querschnitt und Achse zu bringen.
- iii. Die Schichten aus Leitsilberkitt zwischen den Quarzstäben und der Piezokeramik sind dünn und möglichst frei von Luftblasen anzubringen.
- iv. Die Stirnfläche der Sonde ist absolut eben zu halten.

Somit wurde auch dafür gesorgt, daß die theoretisch zu erwartende Empfindlichkeit auch technisch so gut wie möglich erreicht wird, nämlich durch

- i. sicherte man die Möglichkeit der größtmöglichen mechanischen Anspannung und Ausnützung des größten Teils der Kreisoberfläche der Piezokeramik als p-Empfangs- bzw. Q-erzeugende Oberfläche,
- ii. garantierte man eine gute akustische Anpassung zwischen 1, 3 und 2,
- iii. erzielte man einen guten elektrischen Kontakt mit geringem C,
- iv. kommt man strömungsmechanischen Forderungen entgegen.

1.4.2 Die gebaute piezoelektrische Sonde

Die Abb. 12 - 14 zeigen die entwickelte piezoelektrische Sonde.

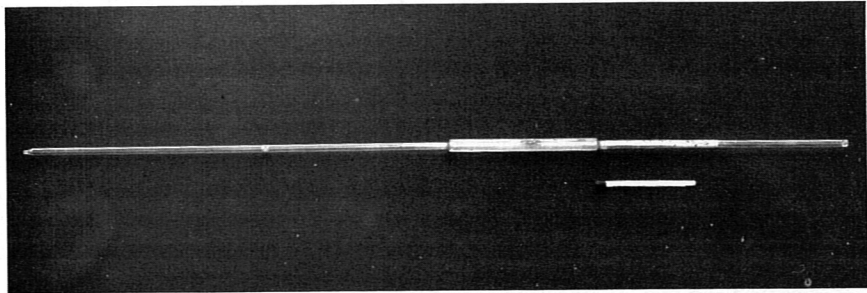


Abb. 12 Die Sonde

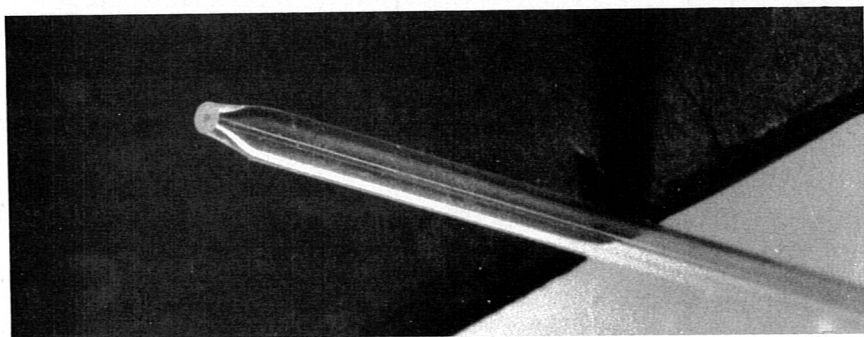


Abb. 13 Die druckaufnehmende Stirnfläche der Sonde

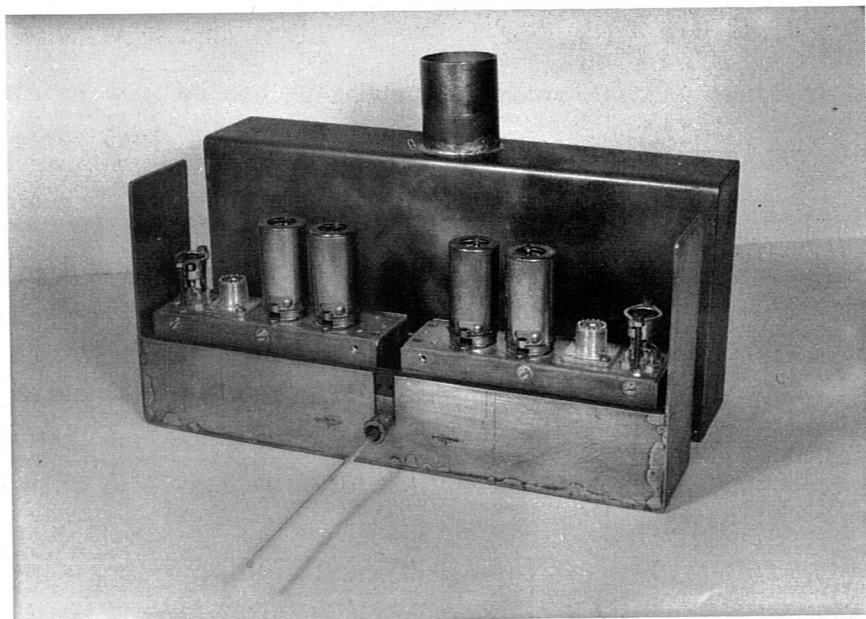


Abb. 14 Die im Kathodenfolger eingebaute Sonde

Tabelle 2 zeigt die erreichten Daten der verschieden dimensionierten Sonden:

Tabelle 2

Sonden	Daten [mm]	Laufzeit [μ s]	absolute Anstiegszeit [ns] ⁺	absolute Empfindlichkeit [Torr/mV] ⁺⁺
1	A = 0,250 B = 81,75	15,0	60	} ca. 4
2	A = 0,300 B = 136,25	25,0	80	
3	A = 0,300 B = 190,75	35,0	120	
4	A = 0,400 B = 245,25	45,0	150	
5	A = 0,400 B = 299,75	55,0	200	

+) bei der Anstiegszeit τ : $\tau_{abs}^2 = \tau_{gemessen}^2 - \tau_{K.F.}^2 - \tau_{Oszill.}^2$ (12)

++) bei der Empfindlichkeit $\frac{P}{U_{abs}}$: $U_{abs} = U_{gemessen} \cdot \frac{1}{V_k}$; (13)

(V_k = Verstärkungsfaktor des Kathodenfolgers)

Im folgenden soll geprüft werden, ob die Meßsonde die theoretisch zu erwartende Impulswiedergabe erreicht (Abb. 15 und 16).

Die eingezeichneten Kurven zeigen die nach Hsieh und Kolsky [11] berechnete Verformung eines steilen Impulses nach Durchlaufen eines langen festen zylindrischen Druckleiters (Anhang II).

Die charakteristischen Merkmale der Stoßfortpflanzung in festen Druckleitern, nämlich die Verschlechterung der Anstiegszeit und die auftretende Schwingung im Plateau des Impulses sind dabei gut zu erkennen und sind auch experimentell festgestellt worden.

Die zum Vergleich dienenden Oszillogramme, die im Stoßrohr aufgenommen wurden, liefern noch eine experimentelle Bestätigung der oben erwähnten theoretischen Arbeit und lassen erkennen, daß die gebauten Sonden die an sie gestellte Aufgabe erfüllen.

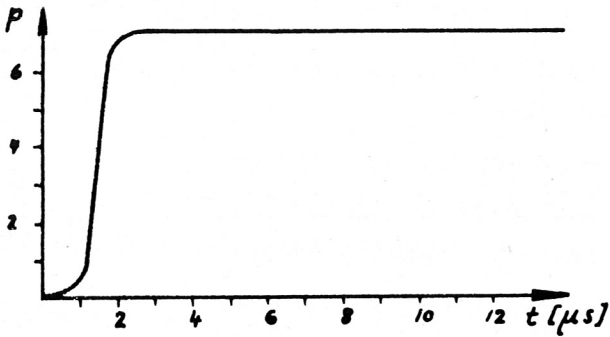


Abb. 15
gegebener (unverzerrter Impuls)

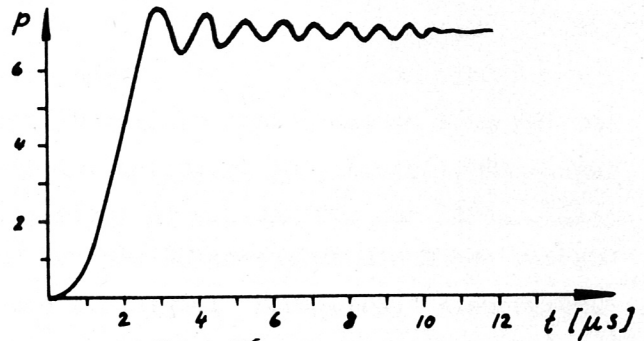


Abb. 16
nach Kolsky berechneter Impuls

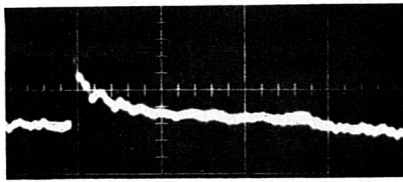


Abb. 17
Testimpuls im Stoßrohr
aufgenommen mit einer piezoelektrischen Sonde ohne vorderen Druckleiter

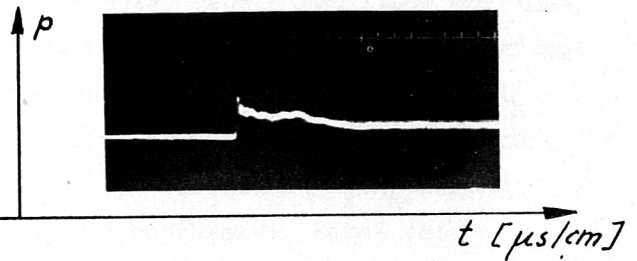


Abb. 18
Sondenimpuls
aufgenommen im Stoßrohr mit einer piezoelektrischen Sonde mit vorderem Druckleiter
 $10 \mu\text{s/cm}$

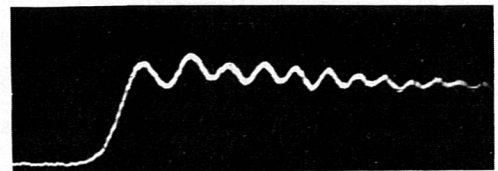


Abb. 19
aufgenommen im Stoßrohr mit einer piezoelektrischen Sonde mit vorderem Druckleiter
 $0,2 \mu\text{s/cm}$

1.5 Die Erhöhung der Meßgenauigkeit

1.5.1 Allgemeines über die Eichung der Sonde

Es soll hier kurz erörtert werden, welche Eigenschaften der Sonde bei der Eichung überprüft werden müssen.

i. Das qualitative Verhalten der Sonde.

Dazu ist es notwendig, ein $p(t)$ -Signal zu haben, dessen Form gut reproduzierbar und vor allem absolut definiert ist. Liefert man dieses $p(t)$ -Signal der Sonde und vergleicht es mit dem von der Sonde registrierten Signal, so kann man darüber aussagen, ob die Sonde verzerrungsfrei arbeitet, d.h. ob sie ein Signal "formgetreu" wiedergibt, und ferner auch, welche Anstiegszeit sie hat, mit anderen Worten, welche Zeiten von der Sonde aufgelöst werden können.

ii. Das quantitative Verhalten der Sonde.

Es ist wiederum ein $p(t)$ -Signal notwendig, dessen Amplitude aber nun von Wichtigkeit ist. Sie muß reproduzierbar sein, bekannt und bedingt variable innerhalb des erwünschten Meßbereiches der Sonde. Ist A_k die Amplitude des die Sonde anregenden Signals und A'_k die von der Sonde registrierte Amplitude, so ist das Verhältnis A_k/A'_k der Ausdruck, welcher die Eichkurve der Sonde beschreibt. Dabei ist $i \leq k \leq j$, wenn i die untere und j die obere Grenze des erwünschten Meßbereiches der Sonde sind.

iii. Der Arbeitsbereich der Sonde.

Dieser ist durch die technischen Daten der verwendeten Materialien und durch die Dimensionierung der Sonde bedingt. Folgendes soll dabei untersucht werden:

- a) Das akustische Frequenzverhalten der Sonde
- b) das elektrische Frequenzverhalten der Sonde
- c) die Druck- bzw. Zerreißfähigkeit der Sonde
- d) die Depolarisationsgrenzen des Umwandlers.

Zu der qualitativen Überprüfung der Sonde wurde das von K. Büchl [3] gebaute Stoßrohr weiter benützt. Das Stoßrohr liefert ein stufenförmiges $p(t)$ -Signal mit sehr kurzer Anstiegszeit (ca. 20 ns). Obwohl durch Variation des Anfangs- bzw. des Überdruckes eine sehr große Amplitudenvariation möglich ist, ist das Stoßrohr für eine gleichzeitige (quantitative) Eichung der Sonde ungeeignet,

da bei der Eichung am Stoßrohr die Gültigkeit der Rankine-Hugoniot-Gleichungen vorausgesetzt werden müssen.

Dafür wurde eine neue Methode für die (quantitative) Eichung der Sonde entwickelt, die im Abschnitt 1.5.2 beschrieben wird.

Über die Arbeitsweise zur Bestimmung des Arbeitsbereiches der Sonde wird hier nichts erwähnt, denn sie beruht auf bekannten elektroakustischen Verfahren.

1.5.2 Die Eichung der Sonde durch einen piezoelektrischen Stoßgenerator

1.5.2.1 Das Prinzip des Stoßgenerators

Betrachtet man ein System, wie es unten schematisch dargestellt wird, so erkennt man im Prinzip einen piezoelektrischen Stoßgenerator.

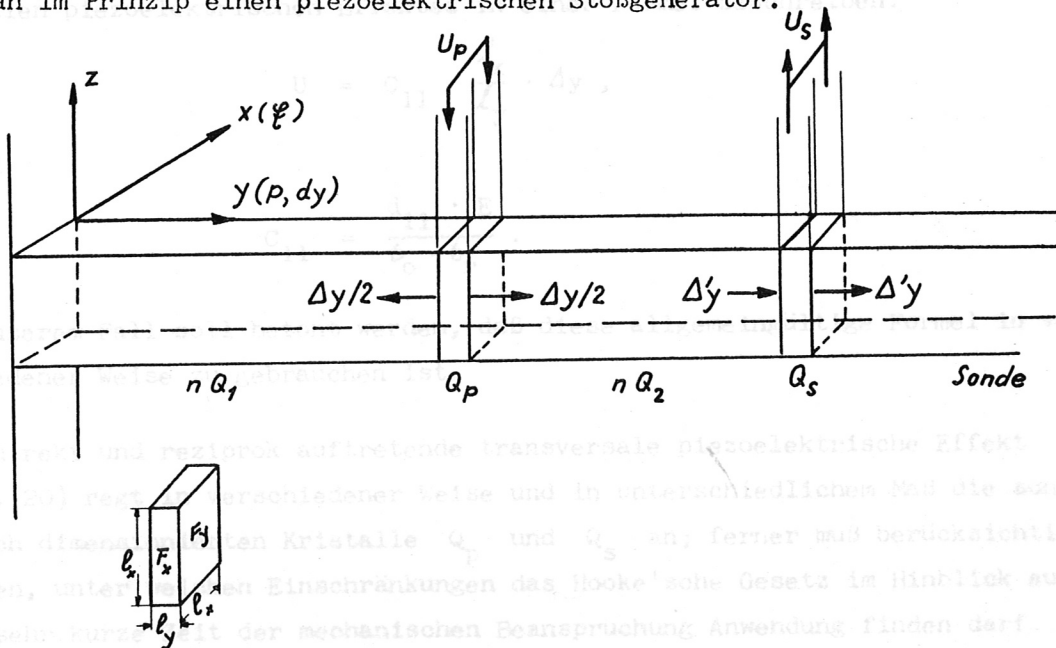


Abb. 20 Das Prinzip eines piezoelektrischen Stoßgenerators

- nQ = neutraler (nicht-piezoelektrischer) Quarz
- Q_p = primärer (piezoelektrischer) Quarz
- Q_s = sekundärer (piezoelektrischer) Quarz

Die Theorie des transversalen piezoelektrischen Effektes wird in zwei Formeln zusammengefaßt (Anhang I)

$$\Delta y = d_{11} \cdot U \cdot \frac{F_x}{F_y} = d_{11} U \frac{l_y}{l_x} \quad (14)$$

(für den reziproken Effekt)

$$U = d_{11} \cdot \frac{1}{C} \cdot \frac{F_x}{F_y} \cdot K = d_{11} \cdot \frac{1}{C} \cdot \frac{l_y}{l_x} \cdot K \quad (15)$$

(für den direkten Effekt)

D.h.: Legt man an den Oberflächen F_x (als Elektroden gesehen) eine Spannung U_p an, so erfährt der Quarzquader Q_p eine Längenänderung $\pm \Delta y$ in der y -Richtung (Vorzeichen abhängig von der Polung der U_p) oder: Wirkt auf die Oberflächen F_y des Quarzquaders Q_s eine Kraft K ein, so erscheint an seinen Oberflächen F_x eine Spannung U_s . Setzt man das Hooke'sche Gesetz ein

$$\frac{\Delta y}{y} = \frac{1}{E} \cdot \frac{K}{F_x}, \quad (16)$$

so kann man innerhalb seiner Gültigkeitsgrenzen die beiden Arten des transversalen piezoelektrischen Effektes in einer Formel beschreiben:

$$U = C_{11} \cdot \frac{l_x}{l_y} \cdot \Delta y, \quad (17)$$

wobei

$$C_{11} = \frac{d_{11} \cdot E}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}. \quad (18)$$

In unserem Fall soll betont werden, daß diese allgemeingültige Formel in verschiedener Weise zu gebrauchen ist.

Der direkt und reziprok auftretende transversale piezoelektrische Effekt (Abb. 20) regt in verschiedener Weise und in unterschiedlichem Maß die sonst gleich dimensionierten Kristalle Q_p und Q_s an; ferner muß berücksichtigt werden, unter welchen Einschränkungen das Hooke'sche Gesetz im Hinblick auf die sehr kurze Zeit der mechanischen Beanspruchung Anwendung finden darf.

Eine ausführliche Erläuterung des Eichverfahrens und der Anwendung der Gleichung (17) folgt in 1.5.2.3.

1.5.2.2 Die Eichanordnung

Folgendes Schema stellt die piezoelektrische Eichanordnung dar.

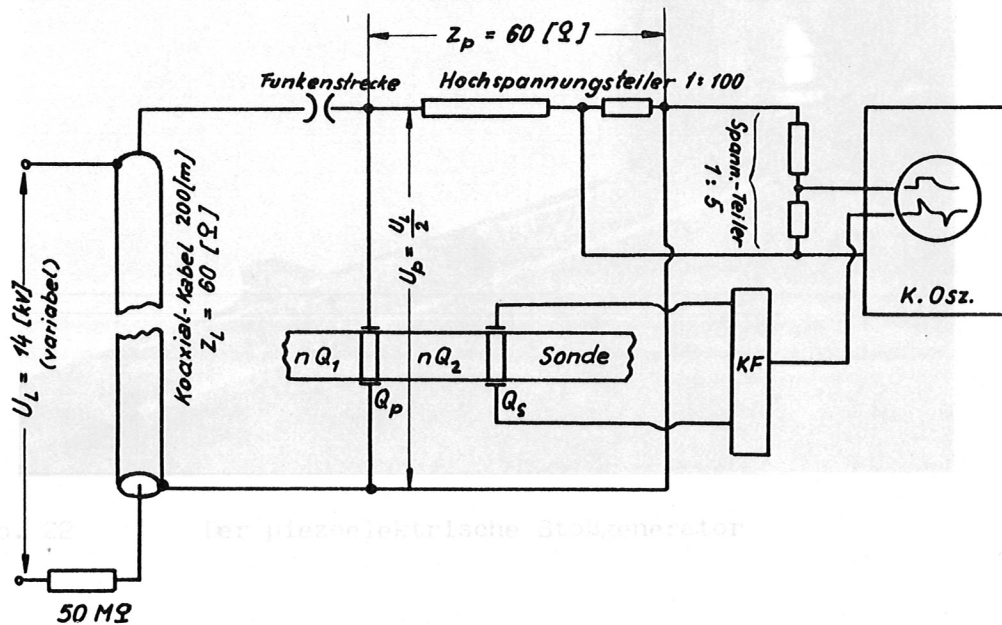


Abb. 21 Die piezoelektrische Eichanordnung

Ein Ladegerät lädt ein koaxiales Kabel mit $Z_L = 60$ auf U_L auf. Durch richtige Regelung einer Funkenstrecke entlädt sich das Kabel und liefert einen Rechteck-Impuls von $U_p = U_L/2$ Amplitude und $2 \mu s$ Dachlänge (bedingt durch die 200 m Länge des Kabels). Dieser U_p -Impuls wird einerseits an den Quarzquader gelegt, der damit eine Längenänderung Δy liefert, andererseits über Hochspannungsteiler zum Oszillographen geleitet, der damit getriggert wird. Dieses Δy läuft durch den neutralen Quarz nQ_1 und nQ_2 und erregt beim zweiten Quarzquader Q_s eine Spannung U_s , die über den Kathodenfolger am Oszillographen registriert wird.

Die Längenänderung Δy bewegt sich über Q_s weiter fort und erregt beim Umwandler der zu eichenden Sonde eine Spannung U_E .

Der U_p -Impuls, der als Triggerimpuls im Oszillographen erscheint, kann direkt an den Oszillogrammen abgelesen werden, und zwar mit einer Amplitudengenauigkeit von $\pm 4 \%$.

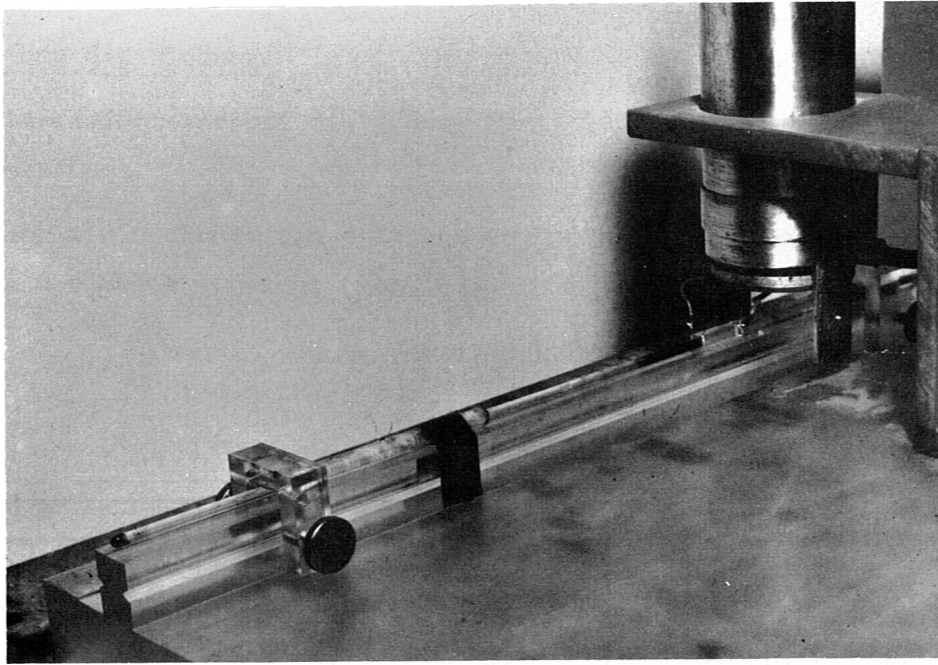


Abb. 22 Der piezoelektrische Stoßgenerator

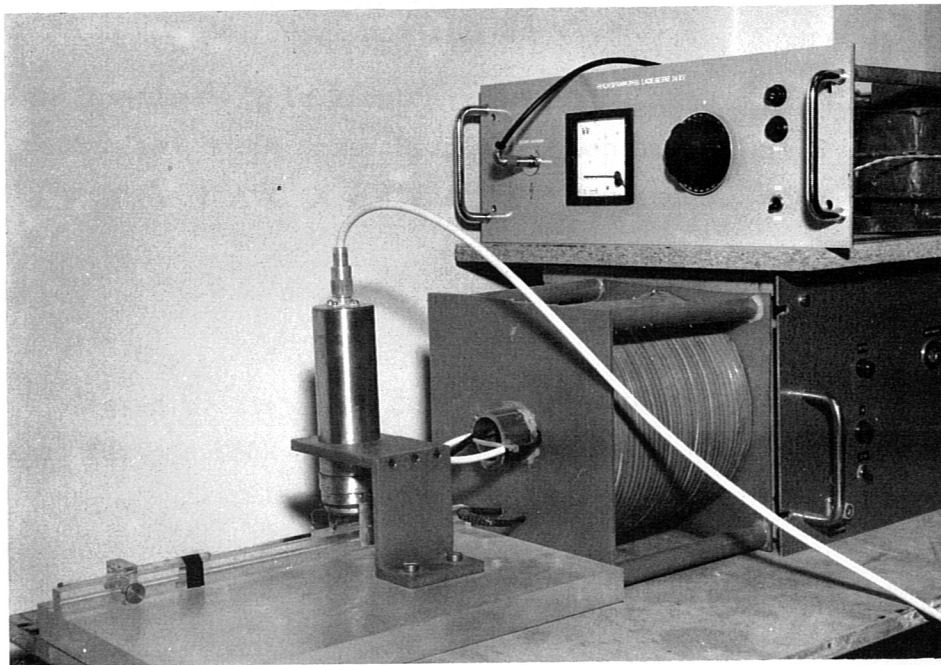


Abb. 23 Die piezoelektrische Eichanordnung

1.5.2.3 Auswertung der Eichung

Uns interessiert vorerst die genaue Ermittlung des Druckimpulses, den die Sonde empfängt.

Verfolgen wir nochmals den p-Impuls von seiner Entstehung, bis er den Umwandler der Sonde erreicht (Abb. 24)

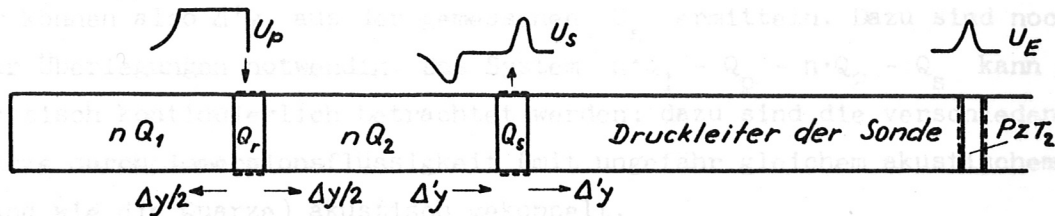


Abb. 24 Das Prinzip der Entstehung eines mechanischen Stoßes durch einen piezoelektrischen Stoßgenerator

Q_p wird durch U_p angeregt und liefert $\Delta y = d_{11} \cdot \frac{l_y}{l_x} \cdot U_p$, (19)

wobei sich jeweils $\Delta y/2$ in Richtung zu $n \cdot Q_1$ bzw. $n \cdot Q_2$ fortpflanzt. $n \cdot Q_2$ deformiert durch seine Dispersion den Impuls $\Delta y/2$ zu $\Delta'y$.

Q_s wird durch die Kraft K , die $\Delta'y$ auf ihn ausübt, angeregt und liefert

$$U_s = d_{11} \cdot \frac{1}{C} \cdot \frac{l'_y}{l_x} \cdot K. \quad (20)$$

Dabei ist l'_y die Dicke der Schicht von Q_s , die von $\Delta'y$ momentan überdeckt wird, d.h. diejenige Schicht, die momentan eine Ladung liefert. Es ist also für das Hooke'sche Gesetz einzusetzen

$$\frac{\Delta'y}{l'_y} = \frac{1}{E} \cdot \frac{K}{F} \quad (21)$$

wobei

$$F = F_x = l_x^2.$$

Weil $l'_y \ll l_y$ ist und weil l'_y eine so geringe Anstiegszeit liefert, wird praktisch der ganze p-Impuls, der von $\Delta'y$ auf l'_y angeregt wird, in U_s umgewandelt.

Für die an Q_s registrierte Spannung U_s gilt:

$$U_s = \frac{d_{11} \cdot E}{\epsilon_r \epsilon_0 l_y} \cdot \frac{l'_y}{l_y} \cdot \Delta'y = c' \cdot \Delta'y, \quad (22)$$

wenn

$$c' = \frac{d_{11} \cdot E}{\epsilon_r \epsilon_0 l_y}. \quad (23)$$

Wir können also $\Delta'y$ aus der gemessenen U_s ermitteln. Dazu sind noch ein paar Überlegungen notwendig. Das System $n \cdot Q_1 - Q_p - n \cdot Q_2 - Q_s$ kann als akustisch kontinuierlich betrachtet werden; dazu sind die verschiedenen Quarze durch Immersionsflüssigkeit (mit ungefähr gleichem akustischem Widerstand wie die Quarze) akustisch gekoppelt.

Bedenkt man außerdem, daß die ganze Anordnung - einschließlich Sonde - im Gültigkeitsbereich des Hooke'schen Gesetzes arbeitet, so kann man sicher erwarten, daß die Anstiegs- und die Abfallszeit von $\Delta'y$ gleich groß ist. Diesen Schluß bestätigen auch die Oszillogramme an Q_s , die einen völlig symmetrischen U_s -Impuls wiedergeben, so wie es die Fig. 14 idealisiert darstellt und die beigelegten Oszillogramme 26 u. 27 bestätigen.

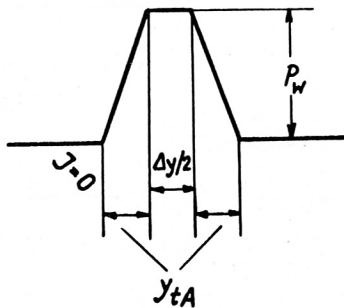


Abb. 25

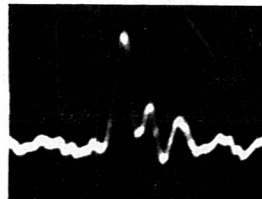


Abb. 26

an Q_s aufgenommen

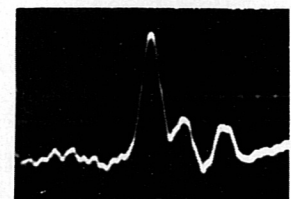


Abb. 27

von der Sonde aufgenommen

Definiert man $\Delta'y = \frac{I}{P_w}$ (Abb. 25) (24)

wobei
$$I = \int_{y=0}^{y=2y_{tA} + \Delta y/2} P_w \cdot dy = 2 \underbrace{\int_{y=0}^{y=y_{tA}} P_w \cdot dy}_{I_1} + \underbrace{\int_{y=0}^{y=\Delta y/2} P_w \cdot dy}_{I_2} \quad (25)$$

und nimmt man näherungsweise an, daß

$$I_1 = \frac{1}{2} P_w (y_{tA} + \Delta y/2) \quad \text{und} \quad I_2 = P_w \cdot \Delta y/2, \quad (26)$$

$$\text{so ist } I = P_w (y_{tA} + \Delta y) \quad (27)$$

$$\text{und} \quad \Delta'y = y_{tA} + \Delta y, \quad (28)$$

wobei y_{tA} die zusätzliche Basislänge des Impulses wegen der Dispersion in $n Q_2$ ist.

Aus den Gleichungen (22) und (14) läßt sich ersehen, daß $\Delta'y \approx 5/2 \Delta y$. Somit ermittelt man, daß $y_{tA} \approx \frac{3}{2} \Delta y$ ist; auf diese Weise kennt man die geometrische Form des mechanischen Impulses $\Delta'y$, der etwas abgeflacht (durch die Dispersion im Druckleiter der Sonde) den piezoelektrischen Umwandler erreicht und durch diesen formgetreu wiedergegeben wird, da er longitudinal arbeitet.

Ist U_E die an der Sonde gemessene Spannung, so gilt:

$$U_E = \frac{d_{33} \cdot K}{C}, \quad (29)$$

wobei wiederum

$$K = \frac{\Delta'y}{d} \cdot E \cdot F \quad (30)$$

und

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \pi \cdot R^2}{d} \quad (31)$$

R = Radius des Umwandlers

d = Dicke des Umwandlers

E = Elastizitätsmodul des Umwandlers

F = Oberfläche des Umwandlers

ϵ_r = relative Dielektrizitätskonstante des Umwandlers

d_{33} = piezoelektrischer Koeffizient des Umwandlers

$$U_E = \frac{d_{33} \cdot E}{\epsilon_r \cdot \epsilon_0} \cdot \Delta'y = C'' \cdot \Delta'y \quad (32)$$

$$C'' = \frac{d_{33} \cdot E}{\epsilon_r \cdot \epsilon_0} \quad (33)$$

Dabei handelt es sich um das gleiche $\Delta'y$, das vom Q_s ausgeht.

Um die Genauigkeit der Eichung zu bestimmen, untersuchen wir einzeln die eingehenden Meßgrößen:

U_p meßbar mit $\pm 4\%$

d_{11} , d_{33} , d_{13} sind angegeben mit $\pm 5\%$

U_s meßbar mit $\pm 4\%$.

Daraus läßt sich für U_E ein Meßfehler errechnen, der kleiner als $\pm 10\%$ ist. Es wurden Sonden im Stoßrohr und im piezoelektrischen Stoßgenerator geeicht. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Eichgenauigkeit des Stoßrohres von $\pm 23\%$ und des piezoelektrischen Stoßgenerators von $\pm 10\%$ gut überein.

2. Die Messung

2.1 Allgemeines über die Auswertung von Druckmessungen

Es ist notwendig, bereits am Beginn dieses Abschnittes zu definieren, was für eine Meßgröße von einer Drucksonde überhaupt gemessen wird. Dazu müssen auch die Umstände, unter welchen die Sondenmessungen zustandekommen, in Betracht gezogen werden.

Es kann allgemein gesagt werden, daß die Sonde einen stationären Zustand nicht ohne weiteres wahrzunehmen vermag; sie reagiert hauptsächlich auf dynamische Vorgänge (z.B. eine plötzliche Änderung des thermischen Druckes, eine nichtstationäre Stoßwelle etc.).

Trägt man noch der Tatsache Rechnung, daß die Meßsonde ein orts- und richtungsgebundenes Koordinatensystem hat, dessen Ursprung mit dem Schwerpunkt der sich makroskopisch bewegenden Teilchen nicht zusammenfällt, so wird die Stirnfläche der Sonde, auf welche die Teilchen auftreffen, als eine starre Wand gesehen, an der sie reflektieren.

Was die Sonde mißt, ist also der doppelte Impulsstrom sämtlicher auftreffender Teilchen. Dabei bleibt das Verhältnis der Impulskomponenten aus thermischer und gerichteter Geschwindigkeit noch unbekannt, so lange in gleicher Richtung gemessen wird, wie die makroskopische Bewegung stattfindet. Dieses Verhältnis kann dann bestimmt werden, wenn zwei Sonden gleichzeitig messen, und zwar entweder senkrecht zueinander oder antiparallel.

Für den speziellen, uns hauptsächlich interessierenden Fall von Druckmessungen im Plasma, muß zusätzlich die Einschränkung gemacht werden, daß auch die Beiträge der Teilchengruppen, die durch ihren unterschiedlichen elektrischen Charakter gekennzeichnet sind, hierbei unbekannt bleiben. Mit anderen Worten, es kann nicht unterschieden werden, welche Impuls- bzw. Druckanteile die Elektronen, die Ionen und die Neutralteilchen haben.

Als letztes soll noch untersucht werden, inwiefern die von der Sonde gelieferten Informationen den tatsächlich vorherrschenden Druckverhältnissen entsprechen.

Bei Sondenmessungen ist es allgemeingültig, daß durch die Anwesenheit der Meßsonde die Zustandsverhältnisse im Meßgebiet mehr oder weniger gestört werden. Der Grad der Störung und der damit verbundene Grad der Realität der gewonnenen Meßergebnisse kann dadurch optimiert werden, daß die geometrischen bzw. elektrischen Dimensionen der Sonde im Vergleich zu denen des zu messenden Vorganges verschwindend klein gehalten werden und die Meßdauer in einem entsprechend kleinen Verhältnis zu der Dauer des zu untersuchenden Vorganges steht.

Nach diesem kurzen, nur die wichtigsten Umstände betreffenden Überblick ist leicht einzusehen, daß eine eindeutige Auswertung der gewonnenen Druckmeßergebnisse nur unter bestimmten Einschränkungen erlaubt ist. Es ist dennoch möglich, durch physikalisch vernünftige Annahmen und Abschätzungen gute Annäherungen zu erreichen, die ihrerseits eine wahrheitsmäßige Auswertung zulassen.

Der in der Magnetohydrodynamik allgemeingültige Drucktensor

$$\psi = \iiint_{-\infty}^{+\infty} (n_0 - \bar{n}_0)(n_0 - \bar{n}_0) \cdot f(n, n_0, t) d^3 n_0 \quad (34)$$

kann nur unter besonderen Vereinfachungen verwendet werden, die von folgenden Annäherungen abhängen: Kann man das Verhältnis zwischen thermischer und gerichteter Geschwindigkeit und die Verteilungsfunktion der Teilchen in der Meßrichtung (Achsenrichtung der Sonde) annähernd bestimmen und sorgt man außerdem dafür, daß die Sonde keine Scherkräfte mißt, so ist es möglich, die für die Messung interessanten Tensorkomponenten durch den von der Sonde gemessenen Impulsstrom auszudrücken.

2.2 Die Messung im Antipinch

Für die Messungen im Antipinch wurde die Temperatur T abgeschätzt (durch Vergleich mit einem äquivalenten Z-Pinch) und dadurch angenähert festgelegt daß

$$\bar{v}_x \gg \bar{v}_{th} , \quad (35)$$

wobei \bar{v}_x die gerichtete Geschwindigkeit der Teilchen ist. Weiter wurde eine Maxwell-Verteilung für die Teilchen angenommen und somit folgender Ausdruck für den von der Sonde gemessenen Gesamtimpulsstrom aufgestellt.

$$\Phi_x = n kT + 2 m n \bar{v}_x^2 . \quad (36)$$

Dabei ist $n kT$ der Beitrag aus der gaskinetischen Geschwindigkeit und $2 m n \bar{v}_x^2$ der Beitrag aus der gerichteten Geschwindigkeit der Teilchen. Der Faktor 2 im zweiten Term kommt daher, daß die Sonde den doppelten Impuls mißt.

Durch diesen Ausdruck werden die Druckmeßergebnisse im Antipinch ausgewertet.

2.2.1 Durchführung der Messung

Über eine genauere Beschreibung der Antipinch-Anlage wird der interessierte Leser auf Anhang IV verwiesen. Hier seien nur die allerwichtigsten Daten des Antipinches angegeben.

Füllgas:	Deuterium (eingefüllt im Vakuum von ca. 10^{-6} Torr)
Spannung:	36 kV für die Hauptentladung 18 kV für die Vorionisierung
Strom:	ca. 800 kA.

Zur Messung wurden drei Sonden von verschiedener Länge verwendet, um den Druck in drei verschiedenen Positionen im Entladungsgefäß zu messen.

Folgende Tabelle enthält die technischen Daten der verwendeten Sonden.

Abb. 28 Die optische Einrichtung zur Messung des Plasmalichtes an der Stirnfläche der Sonden (Positionen I, II, III)

Position I:	7,5 cm vor der Sonde
Position II:	3,0 cm "
Position III:	0 cm "

Tabelle 3

Sonde Position	Außen ϕ [mm]	Druckleiter		Anstieg [ns]	Empfindlichkeit [Torr/mV]
		ϕ [mm]	l [mm]		
A III	3	0,4	134	80	7,9
C II	3	0,3	218	120	6,1
D I	3	0,3	218	120	5,3

Bei jeder Sondenposition wurde, einmal ohne Vorionisierung und einmal mit Vorionisierung, der Fülldruck P_0 von $2 \cdot 10^{-2}$ bis $2 \cdot 10^{-1}$ Torr variiert.

Gleichzeitig mit den Druck- wurden auch Lichtmessungen unternommen, um eine exakte Zeitkorrelation der gewonnenen Meßsignale zu ermöglichen. Die Meßsignale wurden mit einem Zweistrahloszillographen und einer eingebauten Polaroidkamera registriert.

Folgende Zeichnung bzw. Photos zeigen den Aufbau der Pinch-Anlage mit der eingeführten Sonde sowie die Vorrichtung für die Lichtmessung.

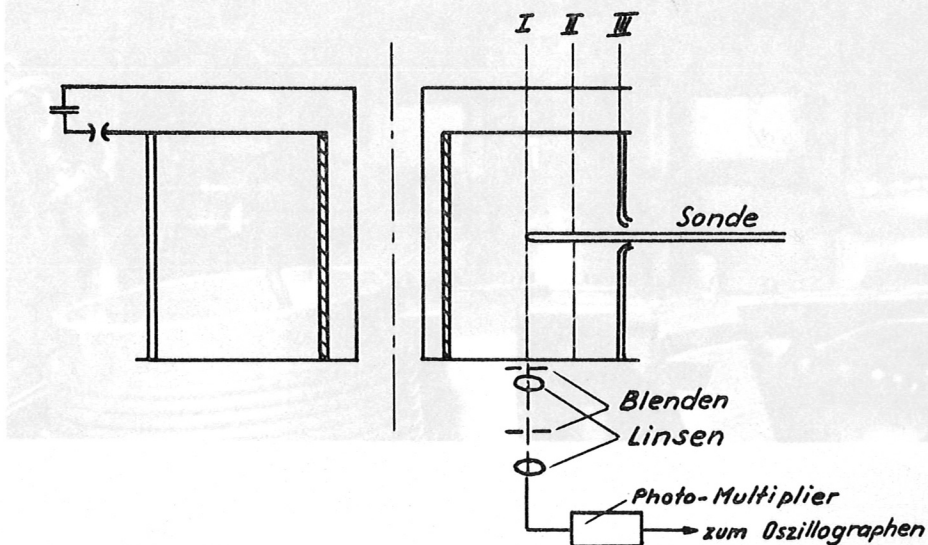


Abb. 28 Die optische Einrichtung zur Messung des Plasmalichtes an der Stirnfläche der messenden Drucksonde.

Position I: 7,5 cm von Außenwand
 " II: 3,0 cm " "
 " III: 0 cm " "

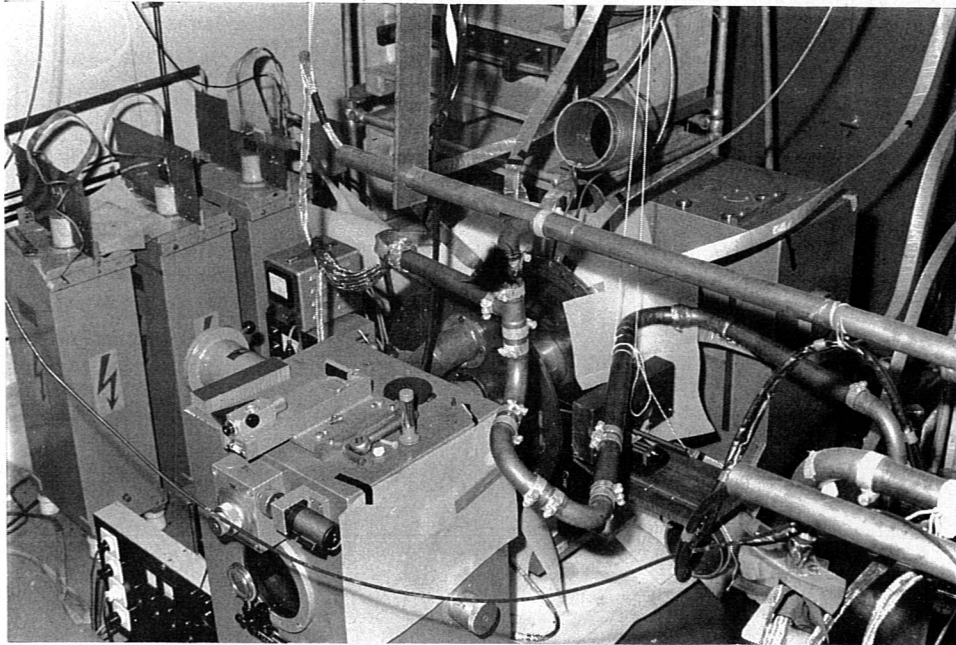


Abb. 29 Die Antipinch-Anlage (Gesamtbild)

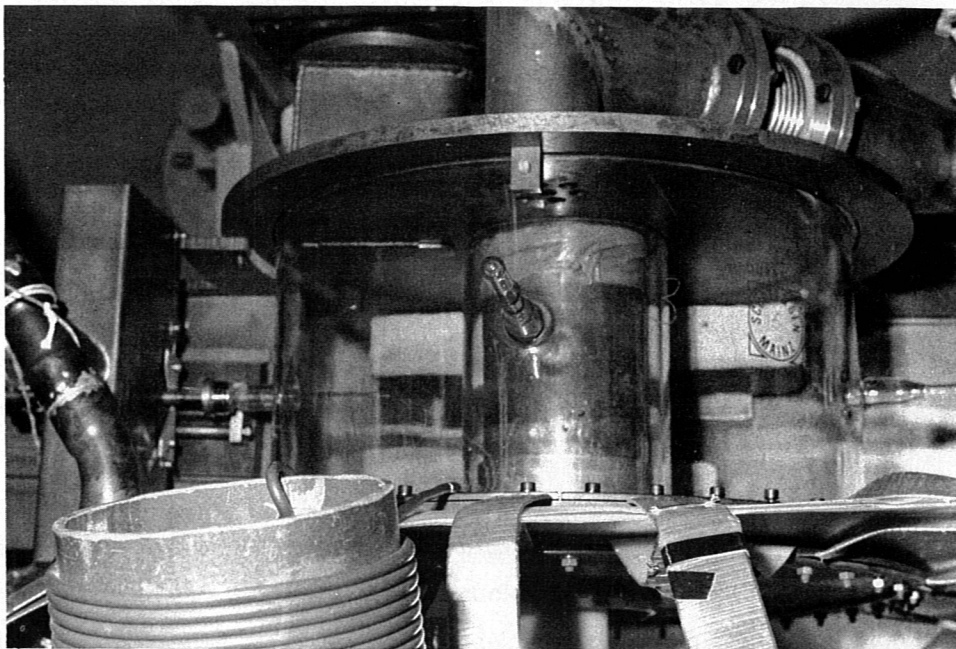


Abb. 30 Das Entladungsgefäß des Antipinches mit eingeführter Drucksonde (s. Pfeil links)

2.2.2 Die Meßergebnisse

Anhand der folgenden Oszillogramme soll zunächst rein qualitativ ein Überblick über die allgemeine Form der Druckimpulse im Antipinch gegeben werden. Sie wurden in Entladungen mit Vorionisierung aufgenommen und mit $11 \cdot 10^{-2}$ Torr Fülldruck, jedoch in zwei verschiedenen Positionen und mit zwei verschiedenen Sonden registriert.

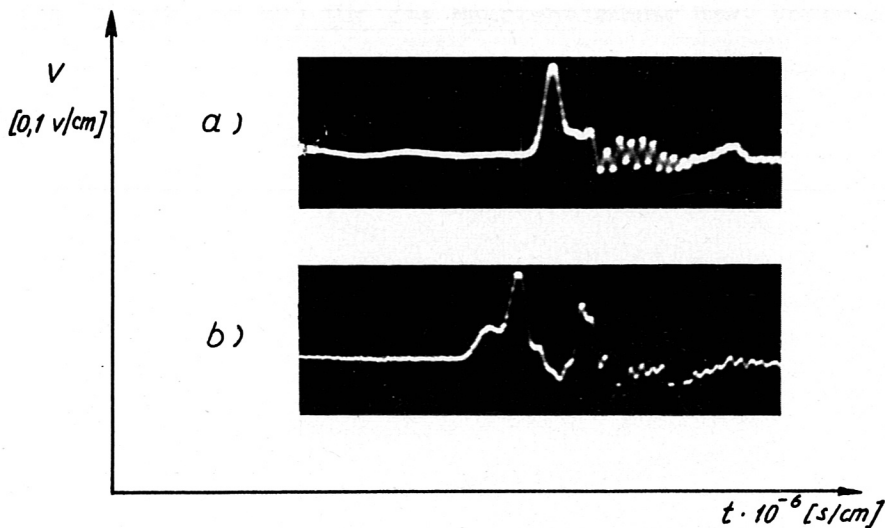


Abb. 31 Aufgenommene Spannungs-(Druck-)Profile

Man beobachtet vor bzw. nach dem Hauptimpuls, der den Maximaldruck wiedergibt, einen Druck-Vor- bzw. Nachläufer. Das zweite Maximum, das nach ca. $1 \mu\text{s}$ dem ersten folgt, soll uns weiterhin nicht interessieren, denn es ist bewiesen worden, daß es sich um eine Reflexion an der Innenwand der Gefäßmulde handelt, wo die Sonde eingeführt wurde (es tritt nur bei den Aufnahmen der Position III auf Abb. 31 b).

Interpretiert man aus diesen Oszillogrammen den tatsächlichen Druckverlauf, so erhält man ein dreistufiges Druckprofil, wie es in Abb. 32 im Prinzip dargestellt wird, bei dem der Vor- oder der Nachläufer oder beide fehlen können.

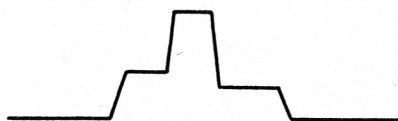
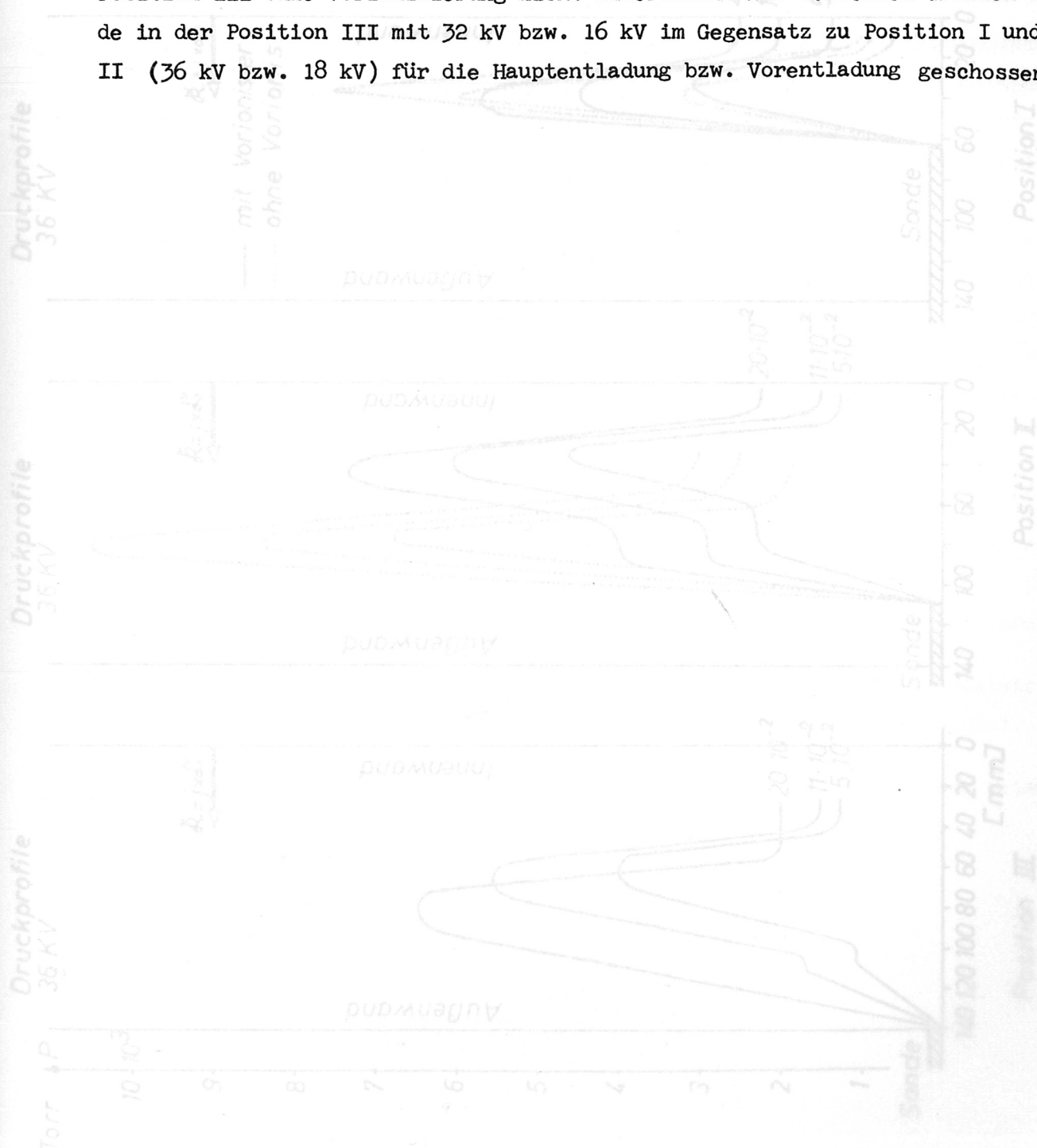


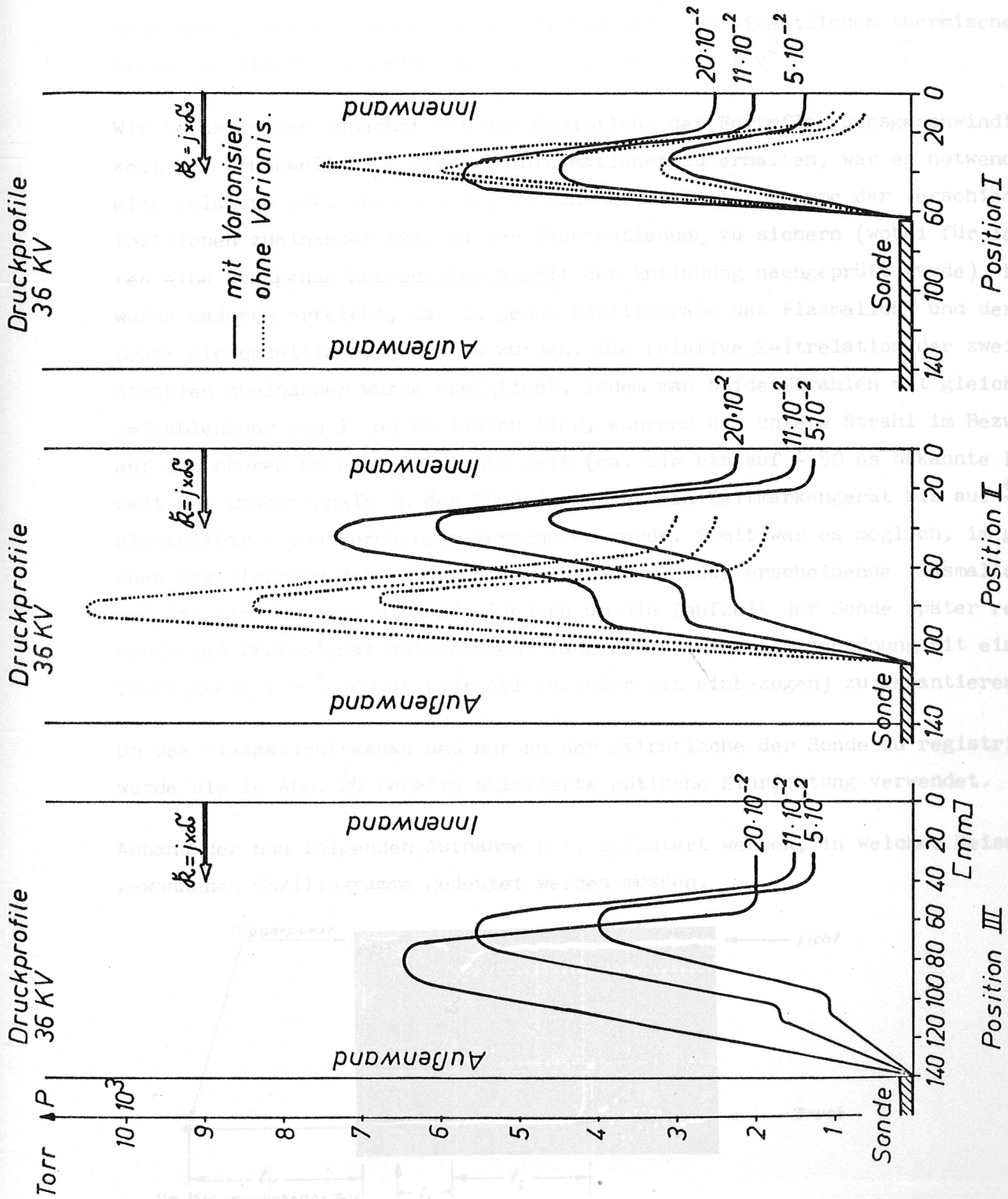
Abb. 32 Das gemessene Druckprofil idealisiert

Aus sämtlichen gewonnenen Oszillogrammen wurden die nun folgenden maßstabsgetreuen Druckprofile entnommen. Dabei wird jede Meßserie mit nur drei Oszillogrammen vertreten, die den Fülldruckbereich von $5 \cdot 10^{-2}$ bis $20 \cdot 10^{-2}$ Torr wiedergeben. Hierbei sind 5 Meßserien abgebildet, je eine Meßserie in jeder der drei untersuchten Positionen mit Vorionisierung und je eine Meßserie in Position I und II ohne Vorionisierung. Aus technischen Gründen wurde die Position III ohne Vorionisierung nicht untersucht. Aus denselben Gründen wurde in der Position III mit 32 kV bzw. 16 kV im Gegensatz zu Position I und II (36 kV bzw. 18 kV) für die Hauptentladung bzw. Vorentladung geschossen.



Druckprofile (5, 11, 20 $\cdot 10^{-2}$) als Parameter J

Abb. 13. Druckprofile



Druckprofile (5, 11, 20 · 10⁻²) als Parameter J
Abb. 33 Druckprofile

Aus der Tatsache, daß die drei Meßpositionen drei verschiedene Entfernungen von der Innenwand des Entladungsgefäßes darstellen und daß der Maximaldruck mit zunehmender Zeit registriert wird, kann man als erstes daraus schließen, daß es sich hier um eine sich radial von der Innen- zur Außenwand hin fort-pflanzenden Druckwelle handelt. Anders ausgedrückt bedeutet es, daß der gemessene Druck zwei Komponenten enthält, nämlich: den eigentlichen thermischen Druck des Plasmas und eine dynamische Komponente ρv^2 .

Wir befassen uns zunächst mit der Ermittlung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckwelle. Um darüber Informationen zu erhalten, war es notwendig, eine relative bzw. absolute Zeitzuordnung der Oszillogramme der verschiedenen Positionen zueinander bzw. zu der Hauptentladung zu sichern (wobei für letzteres eine genügende Reproduzierbarkeit der Entladung nachgeprüft wurde). Dies wurde dadurch erreicht, daß in jedem Oszillogramm das Plasmalicht und der Druck gleichzeitig aufgenommen wurden. Die relative Zeitrelation der zwei Strahlen zueinander wurde ermöglicht, indem man beide Strahlen mit gleicher Zeitablenkung von 1 $\mu\text{s}/\text{cm}$ laufen ließ, während der untere Strahl im Bezug auf den oberen um eine bestimmte Zeit (ca. die bis auf ± 50 ns bekannte Laufzeit des Drucksignals in der Sonde) - durch ein Zeitmarkengerät bis auf ± 50 ns einstellbar - von vornherein verschoben wurde. Somit war es möglich, im gleichen Oszillogramm das an der Stirnfläche der Sonde erscheinende Plasmalicht und das gleichzeitig wirkende (jedoch um die Laufzeit der Sonde später registrierte) Drucksignal aufzunehmen. Dadurch ist eine Zeitzuordnung mit einer Genauigkeit von ± 200 ns (der Ablesefehler mit einbezogen) zu garantieren.

Um das Plasmalicht genau und nur an der Stirnfläche der Sonde zu registrieren, wurde die in Abb. 28 bereits skizzierte optische Einrichtung verwendet.

Anhand der nun folgenden Aufnahme soll erläutert werden, in welcher Weise die gewonnenen Oszillogramme gedeutet werden müssen.

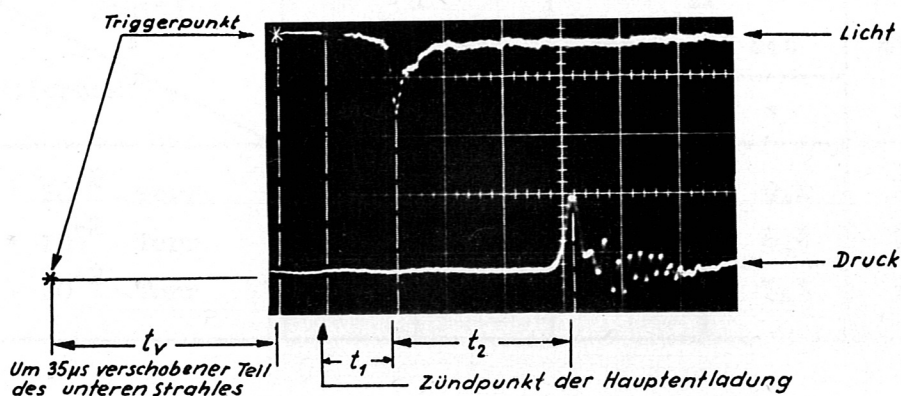


Abb. 34 Zeitkorrelation zwischen Plasmalicht an der Stirnfläche der Sonde und Drucksignal

Vom Zündzeitpunkt der Hauptentladung bis zu dem Zeitpunkt, in dem das Drucksignal registriert wird, verstreicht die Zeit $t_g = t_v + t_1 + t_2$. Dabei ist $t_v + t_2$ die Laufzeit des Drucksignals in der Sonde (bedingt durch die Länge des Druckleiters) und t_1 die Zeit, die das Plasma braucht, um die Strecke zwischen seinem Entstehungspunkt bis an die Stirnfläche der Sonde zurückzulegen. Die Zeit t_1 kann aus den Oszillogrammen entweder direkt im oberen Strahl abgelesen werden oder im unteren Strahl indirekt, indem man aus der Gesamtlaufzeit t_g die bekannte Laufzeit des Drucksignals in der Sonde subtrahiert.

Vergleicht man die Zeiten t_1 zwischen Oszillogrammen, die in gleicher Position aufgenommen wurden, jedoch mit verschiedenem Fülldruck p_0 , so hat man die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit vom Fülldruck für die betreffende Position. Dabei wird angenommen, daß das Plasma direkt an der Innenwand entsteht, d.h. als zurückgelegte Strecke innerhalb der Zeit t_1 wird die Entfernung Innenwand - Stirnfläche der Sonde angenommen.

Vergleicht man dagegen die Zeiten t_1 zwischen Oszillogrammen, die mit gleichem Fülldruck aber in verschiedenen Positionen aufgenommen wurden, so erhält man den absoluten Wert für die mittlere Geschwindigkeit in jeweiliger Entfernung Innenwand - Sonde.

Diese Auswertung wurde getrennt durchgeführt für die mittleren Geschwindigkeiten bei Entladungen mit und ohne Vorionisierung. Weil die ermittelten Werte nicht ausreichten, um Abhängigkeitskurven aufzutragen, wurde folgende Wertta-
belle aufgestellt. Die darin enthaltenen Werte sind mit einem Fehler von $\pm 25\%$ behaftet.

Tabelle 4

Position Fülldruck	I		II		III mit Vorioni- sierung v [cm/ μ s]
	ohne	mit	ohne	mit	
	v	v	v	v	
$5 \cdot 10^{-2}$ Torr	7,8	7,0	8,3	9,0	8,5
$14 \cdot 10^{-2}$ Torr	7,0	6,0	7,5	8,4	8,2
$30 \cdot 10^{-2}$ Torr	5,5	5,4	6,0	7,3	7,5

Will man den absoluten Wert für die Geschwindigkeit an einem bestimmten Punkt ermitteln, so sind zwei Sondenmessungen nötig in zwei Positionen, die so nahe wie möglich diesseits und jenseits des Meßpunktes liegen, wobei natürlich die Zeitkorrelations- und Ablesegenauigkeit unterhalb von ± 50 ns liegen sollte, was bei den durchgeführten Messungen nicht der Fall sein konnte.

Es folgen anschließend Kurven, die den Verlauf des gemessenen Druckes (als Maximaldruck, Vor- oder Nachläufer) in Abhängigkeit von:

1. dem Fülldruck p_0
2. der Entfernung von der Innenwand

wiedergeben. Dabei wird angenommen, daß das erste Maximum bzw. der Nachläufer im Oszillogramm der Position I dem Vorläufer bzw. Maximum in den Oszillogrammen der Position II und III entspricht. Diese Annahme wird auf Grund von Zeitkorrelationsbetrachtungen zwischen Licht- und Druckimpuls und innerhalb einer Genauigkeitsgrenze von ± 50 % gemacht.



Abb. 35 Druckverlauf im Antipinch (in Abhängigkeit vom Fülldruck)

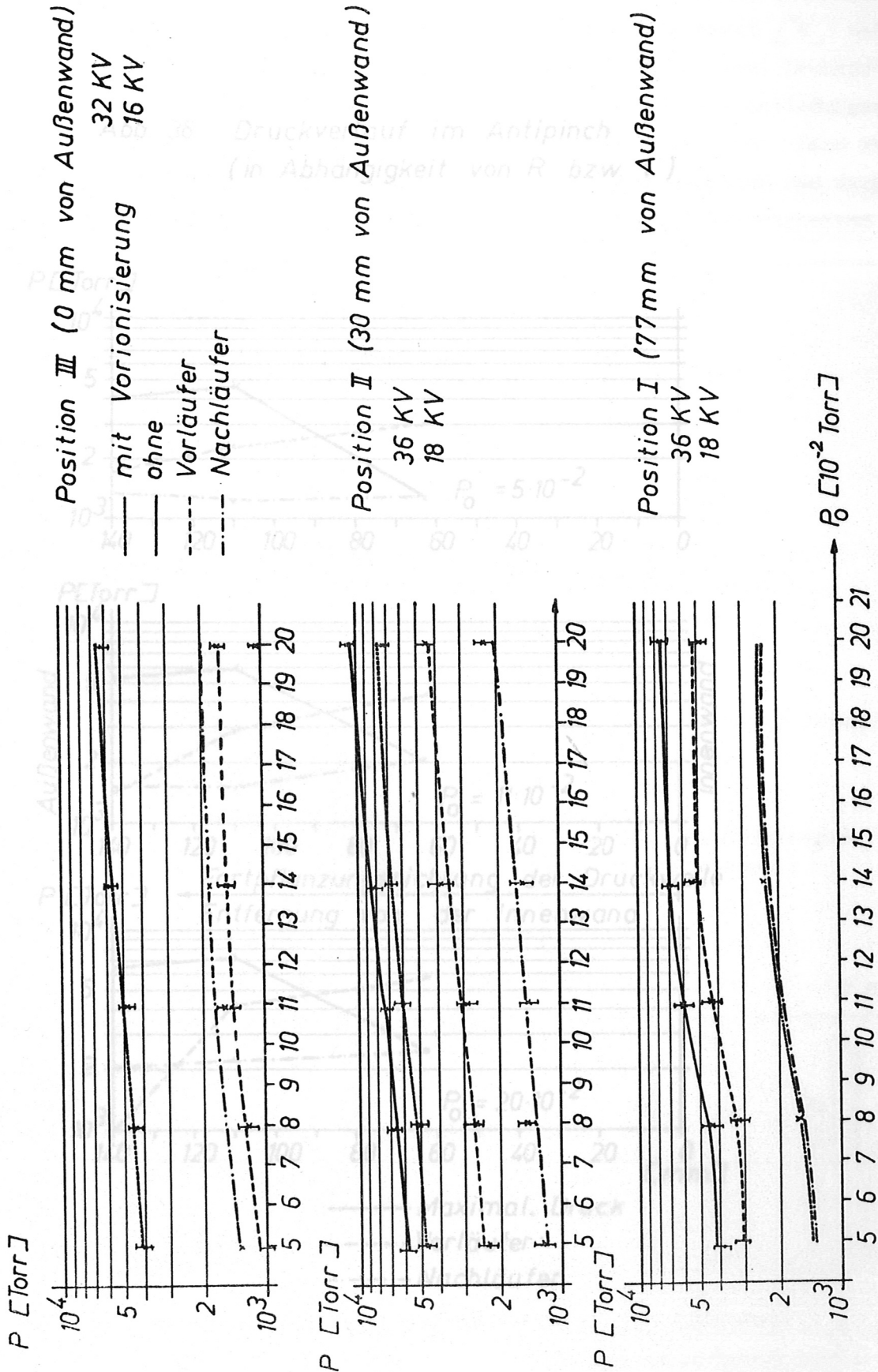


Abb. 36 Druckverlauf im Antipinch
(in Abhängigkeit von R bzw. t)

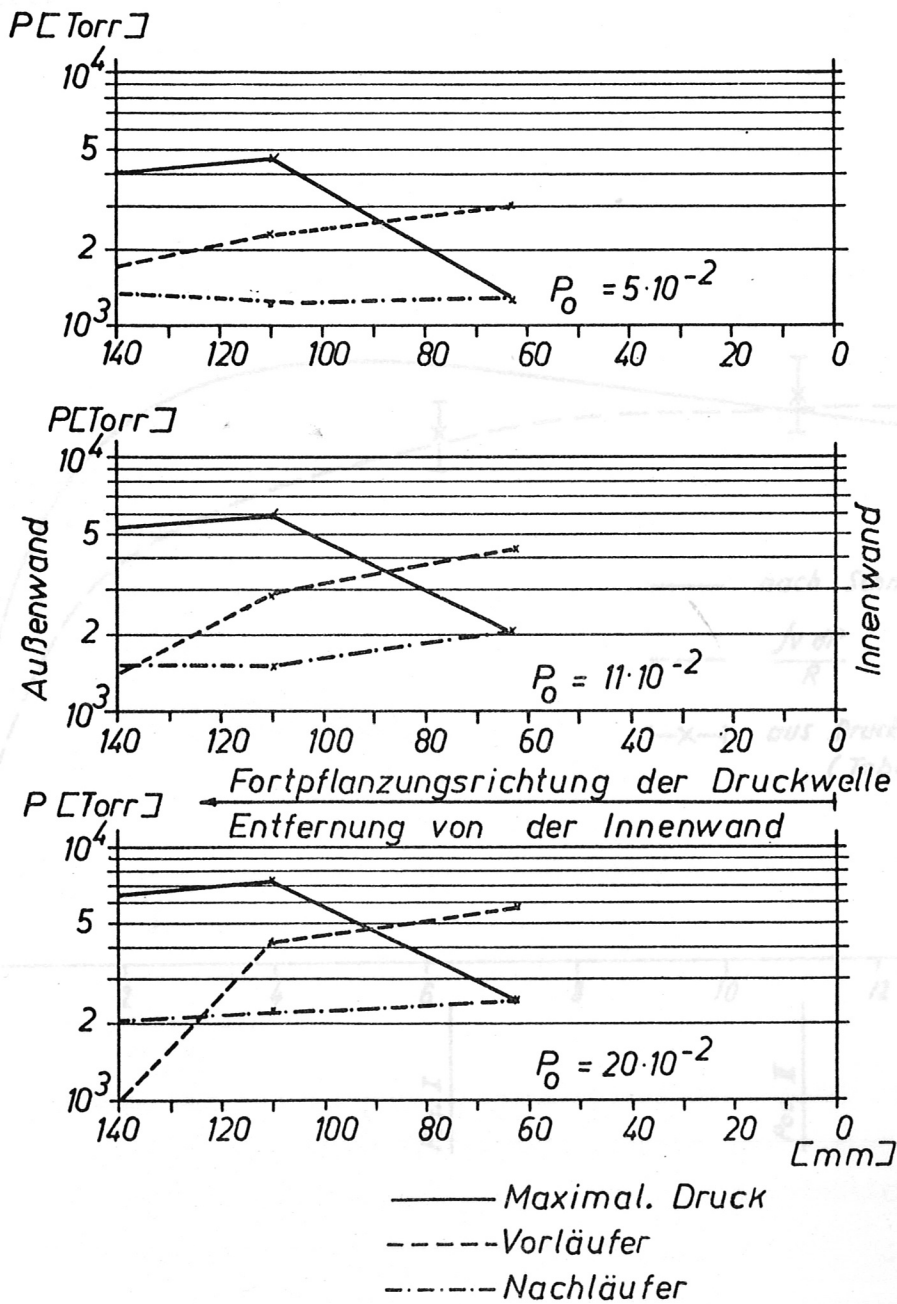


Abb. 37 Geschwindigkeitsverlauf im Antipinch (in Abhängigkeit von R bzw. t)

2.3 Zusammenfassung über die Messungen im Antipinch

Eine Vergleichsmöglichkeit zwischen den Meßergebnissen aus den Druckmessungen und interferometrischen Dichtemessungen nach W. Engelhardt [4] besteht lediglich darin, daß man die Geschwindigkeiten und Dichte- bzw. Druckprofile miteinander korreliert. Folgende Kurve gibt den über mehrere Entladungen (Statistik) gemittelten Geschwindigkeitsverlauf nach Engelhardt. Dazu wurde noch eine $\int \frac{v}{R} dR$ Kurve über R (gestrichelte Kurve) aufgetragen und darauf die aus Druckmessungen gewonnenen Mittelwerte für die Geschwindigkeiten überlagert.

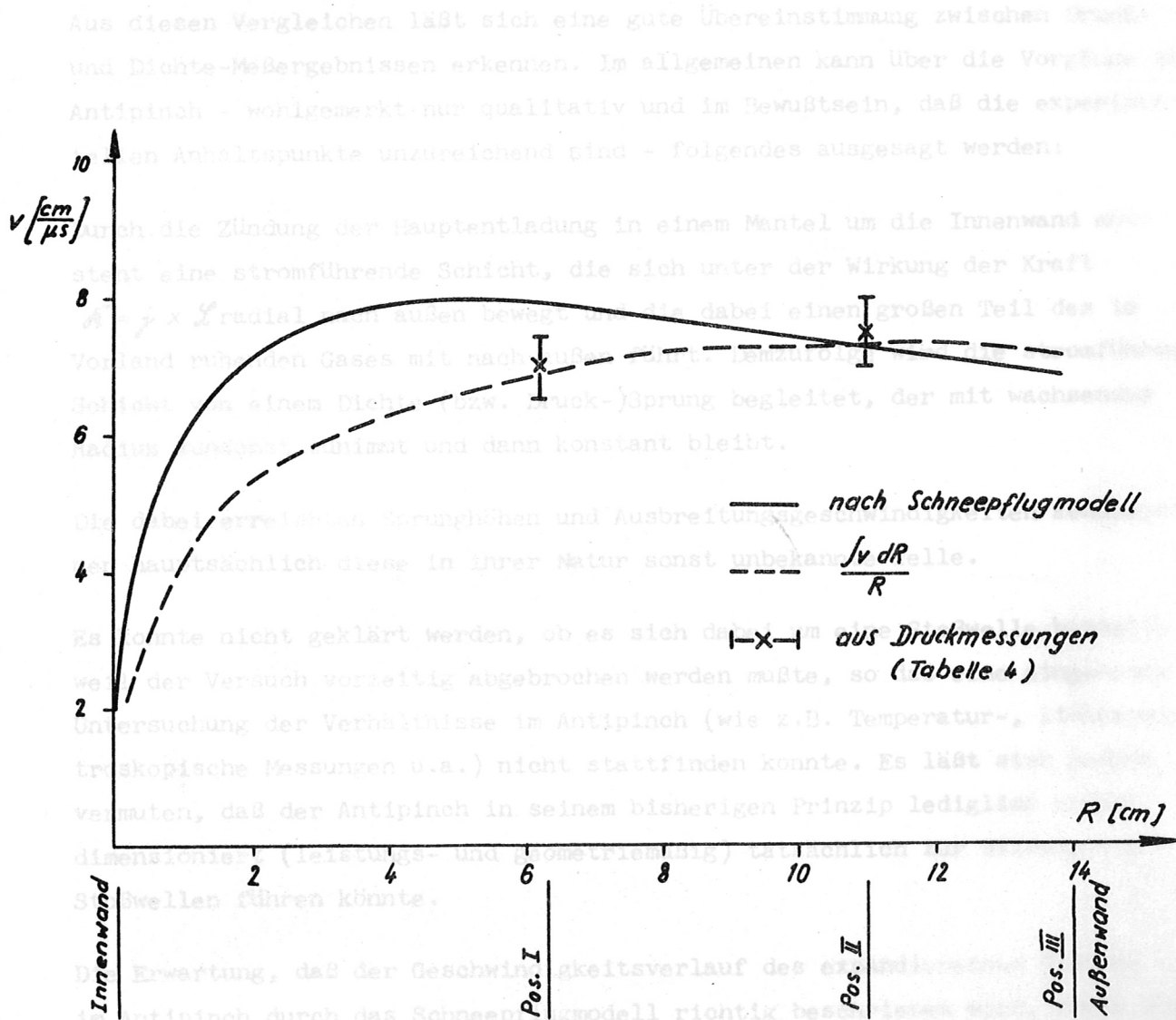


Abb. 37 Geschwindigkeitsverlauf im Antipinch (in Abhängigkeit von R und t)

Ein direkter Vergleich mit Zeitzuordnung zwischen Dichte- und Druckprofilen ist dagegen nicht möglich, denn die Dichte- bzw. Druckmessungen fanden zu verschiedenen Zeiten statt. Außerdem erlaubt der Fehler, mit dem beide Messungen behaftet sind, keine exakte Zeitzuordnung. Verglichen werden können nur Form und Amplitude bzw. ihre Abhängigkeit von p_0 und R .

Die Kurven auf S.42 zeigen parallel Druck- und Dichteprofile für $p_0 = 11 \cdot 10^{-2}$ Torr mit Vorionisierung bzw. $10 \cdot 10^{-2}$ Torr ohne Vorionisierung für die Positionen I und III.

Aus diesen Vergleichen läßt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Druck- und Dichte-Meßergebnissen erkennen. Im allgemeinen kann über die Vorgänge im Antipinch - wohlgermerkt nur qualitativ und im Bewußtsein, daß die experimentellen Anhaltspunkte unzureichend sind - folgendes ausgesagt werden:

Durch die Zündung der Hauptentladung in einem Mantel um die Innenwand entsteht eine stromführende Schicht, die sich unter der Wirkung der Kraft $\vec{K} = \vec{j} \times \vec{L}$ radial nach außen bewegt und die dabei einen großen Teil des im Vorland ruhenden Gases mit nach außen führt. Demzufolge wird die stromführende Schicht von einem Dichte-(bzw. Druck-)Sprung begleitet, der mit wachsendem Radius zunächst zunimmt und dann konstant bleibt.

Die dabei erreichten Sprunghöhen und Ausbreitungsgeschwindigkeiten kennzeichnen hauptsächlich diese in ihrer Natur sonst unbekannte Welle.

Es konnte nicht geklärt werden, ob es sich dabei um eine Stoßwelle handelt, weil der Versuch vorzeitig abgebrochen werden mußte, so daß eine eingehende Untersuchung der Verhältnisse im Antipinch (wie z.B. Temperatur-, lichtspektroskopische Messungen u.a.) nicht stattfinden konnte. Es läßt sich jedoch vermuten, daß der Antipinch in seinem bisherigen Prinzip lediglich größer dimensioniert (leistungs- und geometriemäßig) tatsächlich zur Bildung von Stoßwellen führen könnte.

Die Erwartung, daß der Geschwindigkeitsverlauf des expandierenden Plasmas im Antipinch durch das Schneeflugmodell richtig beschrieben wird, wurde auf Grund der aufgenommenen Druckprofile und unter Berücksichtigung eines Mitnahmefaktors in befriedigender Weise bestätigt.

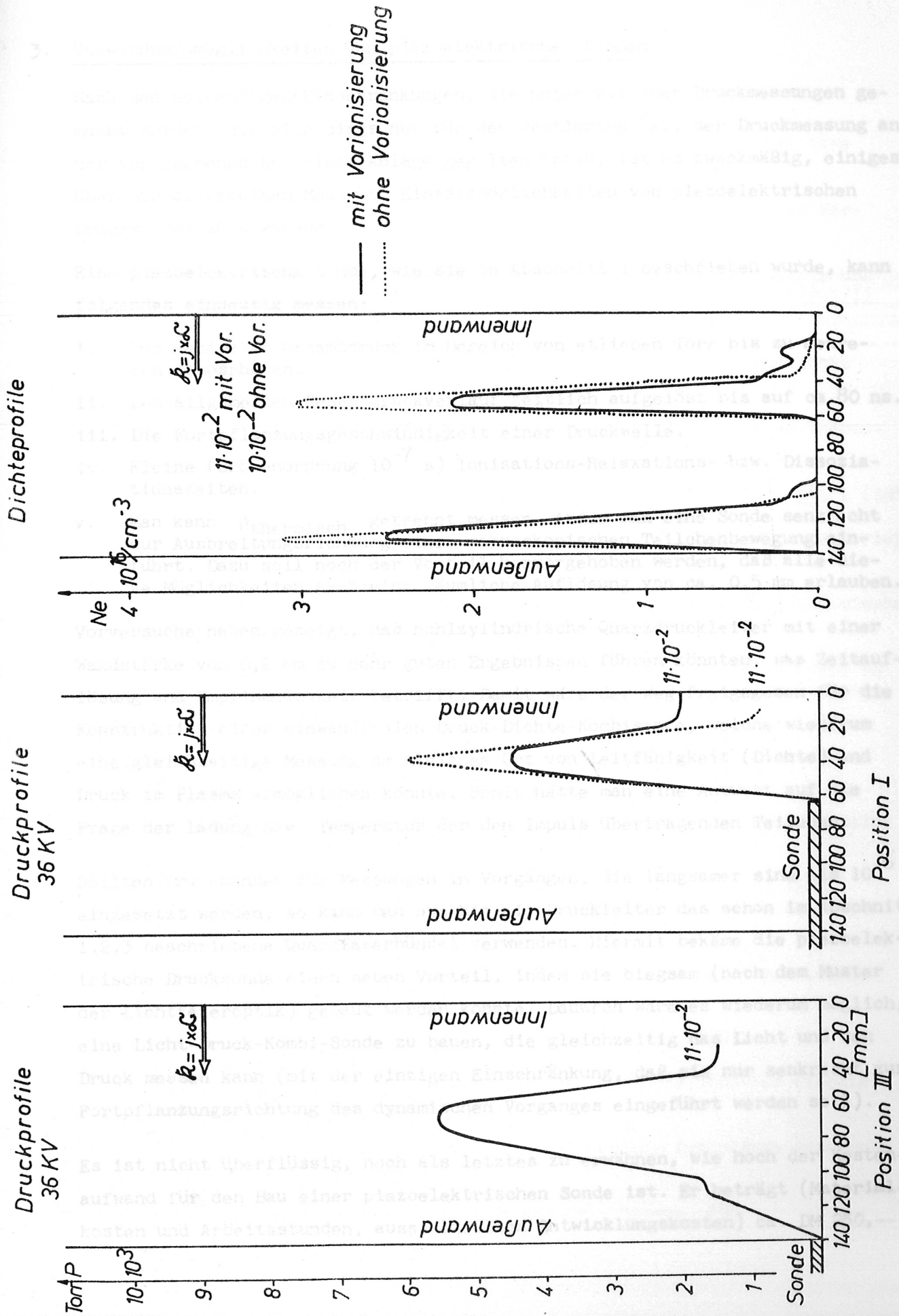


Abb. 38 Vergleich zwischen Druckprofilen und Dichteprofilen

3. Verwendungsmöglichkeiten von piezoelektrischen Sonden

Nach den notwendigen Einschränkungen, die unter 2.1 über Druckmessungen gemacht wurden, die allerdings nur für den bestimmten Fall der Druckmessung an der vorgegebenen Antipinch-Anlage gegolten haben, ist es zweckmäßig, einiges über die allgemeinen Meß- und Einsatzmöglichkeiten von piezoelektrischen Drucksonden zu erwähnen.

Eine piezoelektrische Sonde, wie sie in Abschnitt 1 beschrieben wurde, kann folgendes eindeutig messen:

- i. Den maximalen Gesamtdruck im Bereich von etlichen Torr bis zu mehreren Atmosphären.
- ii. Den allgemeinen Gesamtdruckverlauf zeitlich aufgelöst bis auf ca. 80 ns.
- iii. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Druckwelle.
- iv. Kleine (Größenordnung 10^{-7} s) Ionisations-Relaxations- bzw. Dissoziationszeiten.
- v. Man kann $p_{\text{thermisch}}$ getrennt messen, indem man eine Sonde senkrecht zur Ausbreitungsrichtung einer makroskopischen Teilchenbewegung einführt. Dazu soll noch der Vorteil hervorgehoben werden, daß alle diese Möglichkeiten auch eine räumliche Auflösung von ca. 0,5 mm erlauben.

Vorversuche haben gezeigt, daß hohlzylindrische Quarzdruckleiter mit einer Wandstärke von 0,2 mm zu sehr guten Ergebnissen führen könnten, was Zeitauflösung und Empfindlichkeit betrifft. Damit wäre der Weg freigegeben für die Konstruktion einer einwandfreien Druck-Dichte-Kombisonde, welche wiederum eine gleichzeitige Messung am gleichen Ort von Leitfähigkeit (Dichte) und Druck im Plasma ermöglichen könnte. Somit hätte man eine Antwort auf die Frage der Ladung bzw. Temperatur der den Impuls übertragenden Teilchen.

Sollten Drucksonden für Messungen in Vorgängen, die langsamer sind als 10^{-6} s, eingesetzt werden, so kann man ohnehin als Druckleiter das schon im Abschnitt 1.2.3 beschriebene Quarzfaserbündel verwenden. Hiermit bekäme die piezoelektrische Drucksonde einen neuen Vorteil, indem sie biegsam (nach dem Muster der Lichtfaseroptik) gebaut werden könnte. Dadurch wäre es wiederum möglich, eine Licht-Druck-Kombi-Sonde zu bauen, die gleichzeitig das Licht und den Druck messen kann (mit der einzigen Einschränkung, daß sie nur senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des dynamischen Vorganges eingeführt werden soll).

Es ist nicht überflüssig, noch als letztes zu erwähnen, wie hoch der Kostenaufwand für den Bau einer piezoelektrischen Sonde ist. Er beträgt (Materialkosten und Arbeitsstunden, ausschließlich Entwicklungskosten) ca. DM 250,--.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Baganoff, Pressure gauge with one-tenth microsecond rise time for shock reflexion studies.
- [2] L. Bergmann, Der Ultraschall und seine Anwendungen, Springer Verlag, Hamburg 1954.
- [3] K. Büchl, Piezoelektrische Drucksonden zur Untersuchung heißer und dichter Plasmen, Laborbericht, Institut für Plasmaphysik, IPP-1/11 (1963).
- [4] W. Engelhardt, Stoßwellenexperimente im Antipinch, Laborbericht, Institut für Plasmaphysik, IPP-1/ , (1966).
- [5] N.V. Filippow, "Plasma physics and the problem of controlled thermonuclear reactions", Pergamon Press, New York, 3, 280, 1959.
- [6] E. Fünfer und G. Lehner, Plasmaphysik, Erg. Ex. Nat. Wiss. 34, 1 (1962).
- [7] S. Glasstone, Kontrollierte thermonukleare Reaktionen, Thiemig Verlag, München, 1963.
- [8] W. Gohlke, Einführung in die piezoelektrische Meßtechnik, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1959.
- [9] D.S. Johnson, Design and Application of piezoceramic transducers to transient pressure measurements, California Institute of Technology, Pasadena 1962.
- [10] M. Kulp, Elektronenröhren und ihre Schaltungen, Vandenhoeck und Ruprecht, Göttingen, 1963.
- [11] J. Mikowitz, The propagation of compressional waves in an dispersive elastic rod, J. Appl. Mech., 6, (1957).
- [12] M. Redwood, Mechanical waveguides, Pergamon Press, Oxford 1960 und: Transient Performance of a piezoelectric transducer, J. Acoust. Soc. Amer. 33, 4th April, (1961).
- [13] W. Roth, Piezoelectric transducers proceedings of the I.R.E., July (1949).
- [14] A.W. de Silva, Piezoelectric probes, UCRL-8887, (1959)..
- [15] R. Skalak, Longitudinal impact of a semi-infinite circular elastic bar, J. Appl. Mech. 24, 59 (1957).
- [16] M.O. Stern und E.N. Dacus, Piezoelectric probes for plasma research, Rev. Sci. Instr. 32, 140 (1961).
- [17] J.K. Wright, Shock tubes, Methuen and Co., London, 1961.

Abbildung 1

Grundlagen über den piezoelektrischen Effekt

Definition

Unter piezoelektrischen Effekt versteht man die Eigenschaften bestimmter Kristalle, wenn sie mechanisch verformt werden, mechanische Beanspruchung gegenüber dem elektrischen Feld zu erzeugen und umgekehrt das Zustandekommen des piezoelektrischen Effektes durch das Zusetzen eines elektrischen Feldes zu bewirken. Dieser Effekt tritt nur bei nicht-zentrosymmetrischen Kristallen auf.

Dem Direktor der Abteilung I des Institutes für Plasmaphysik, Herrn Professor Dr. E. Fünfer, bin ich für die Förderung dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Weiterer Dank gebührt Herrn Dr. Klaus Büchl und Herrn Dipl.-Ing. Friedrich Lindenberger, die mich mit ihren Kenntnissen und Unterlagen unterstützten.

Die Abhängigkeit zwischen mechanischer Beanspruchung und elektrischem Feld ist reversibel, so daß man zwischen direktem (mech. Beanspruchung \rightarrow elektrisches Feld) und reziproken (elektrisches Feld \rightarrow mechanischen Deformation) piezoelektrischen Effekt unterscheiden kann.

In Wirklichkeit sind alle diese Variationen des piezoelektrischen Effektes stark miteinander verknüpft, so daß praktisch alle diese Variationen fast gleichzeitig eintreten als primäre oder sekundäre Folge.

Zustandekommen des piezoelektrischen Effektes

Wir betrachten als typisches Beispiel eines piezoelektrischen Kristalls die Strukturzelle des Quarzes (Abb. 1.1).



Abb. 1.1 Strukturzelle eines linksdrehenden Quarzes gesehen von der positiven z-Richtung.

Grundlagen über den piezoelektrischen Effekt

Definition:

Unter piezoelektrischem Effekt versteht man die Eigenschaften bestimmter Kristalle, wenn sie unter günstig gerichtete mechanische Beanspruchung gesetzt werden, eine Ladungstrennung hervorzubringen, die ihrerseits das Zustandekommen eines elektrischen Feldes innerhalb des betreffenden Kristalls zur Folge hat.

Je nach dem Winkel der Richtung der ausgeübten mechanischen Beanspruchung zu der Richtung des erzeugten elektrischen Feldes unterscheidet man zwischen longitudinalem und transversalem Effekt.

Die Abhängigkeit zwischen mechanischer Beanspruchung und elektrischem Feld ist reversibel, so daß man zwischen direktem (mech. Beanspruchung \rightarrow elektrischen Feld) und reziprokem (elektrisches Feld \rightarrow mechanischen Deformation) piezoelektrischem Effekt unterscheiden kann.

In Wirklichkeit sind alle diese Variationen des piezoelektrischen Effektes stark miteinander verknüpft, so daß praktisch alle diese Variationen fast gleichzeitig erscheinen als primäre oder sekundäre Folge.

Zustandekommen des piezoelektrischen Effektes

Wir betrachten als typisches Beispiel eines piezoelektrischen Kristalls die Strukturzelle des Quarzes (SiO_2).

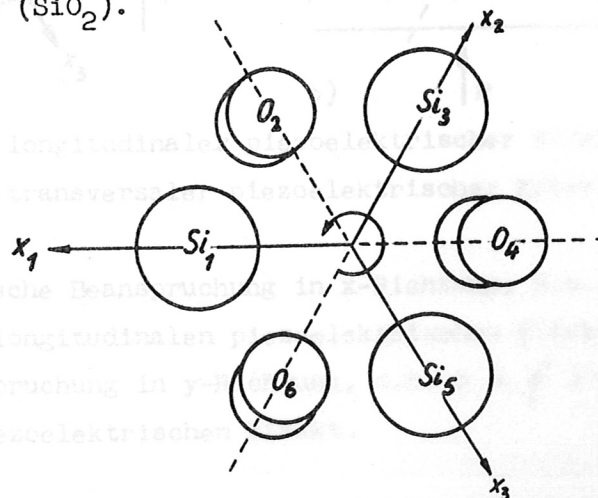


Abb. I,1 Strukturzelle eines linksdrehenden Quarzes gesehen von der positiven z-Richtung.

Die Si-Atome liegen auf einer Wendel, deren Drehsinn bestimmt, ob es sich um einen optisch links- oder rechtsdrehenden Quarzkristall handelt.

Man beachte dabei die Gleichwertigkeit der drei x-Achsen des Kristalls. Auf jeder dieser x-Achsen stehen je eine y- und eine z-Achse senkrecht, so daß jeder Strukturzelle 3 rechtwinkelige Koordinatensysteme zugeordnet werden, die um je 120° zueinander geneigt sind.

Die zwei richtungsbestimmenden Achsen für den piezoelektrischen Effekt sind die y- und die x-Achse.

Da jedem Si-Atom 4^+ und jedem O-Atom 2^- Einheitsladungen zugeordnet werden, scheint die Zelle nach außen elektrisch neutral. Wird durch mechanische Beanspruchung in Richtung einer der x-Achsen oder der dazugehörigen y-Achse das Ladungsgleichgewicht gestört (durch Verschiebung der Atome ineinander), so erscheint immer in der x-Richtung ein elektrisches Feld.

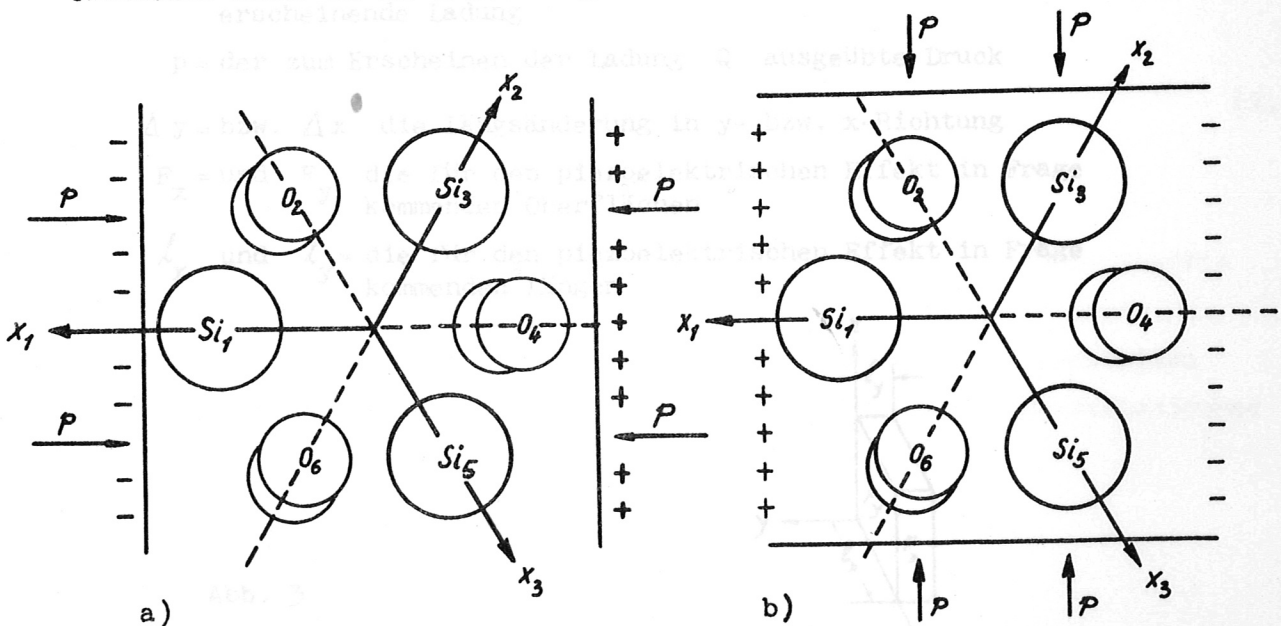


Abb. I,2

- a) longitudinaler piezoelektrischer Effekt
- b) transversaler piezoelektrischer Effekt

Im ersten Fall (mechanische Beanspruchung in x-Richtung, d.h. $p \parallel \xi$) handelt es sich um den longitudinalen piezoelektrischen Effekt. Im zweiten Fall (mechanische Beanspruchung in y-Richtung, d.h. $p \perp \xi$) handelt es sich um den transversalen piezoelektrischen Effekt.

Drei Bestimmungsgrößen legen den elektrischen Zustand des Kristalls fest, nämlich die drei Komponenten der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} bzw. der elektrischen Polarisation \mathcal{P} .

Quantitative Betrachtung:

Durch genauere Betrachtung der Kristallstrukturzelle sind folgende Sätze leicht zu postulieren: (eine genauere Ableitung steht nicht im Rahmen dieser Arbeit)

- a) Bei gleichbleibender Kraft ist bei dem longitudinalen Effekt die erzeugte Ladung von sämtlichen Abmessungen des Quarzes unabhängig

$$Q_{lg} \sim p \quad \text{bzw.} \quad \Delta x \sim U \quad (I,1)$$

- b) Bei dem transversalen Effekt wird umso mehr Ladung frei, je mehr Zellen mechanisch hintereinander und elektrisch parallel geschaltet werden.

$$Q_{tr} \sim p \cdot \frac{F_x}{F_y} \sim p \cdot \frac{l_y}{l_x} \quad \text{bzw.} \quad \Delta y \sim U \frac{F_x}{F_y} \sim U \frac{l_y}{l_x} \quad (I,2)$$

wobei: Q = die als Folge der mechanischen Beanspruchung erscheinende Ladung

p = der zum Erscheinen der Ladung Q ausgeübte Druck

$\Delta y =$ bzw. Δx : die Längsänderung in y- bzw. x-Richtung

F_x und F_y : die für den piezoelektrischen Effekt in Frage kommenden Oberflächen

l_x und l_y = die für den piezoelektrischen Effekt in Frage kommenden Längen

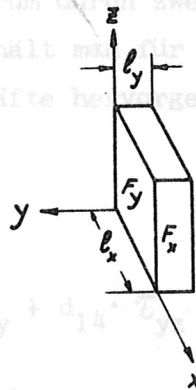


Abb. 3

Da die piezoelektrischen Eigenschaften der Kristalle achsengebunden und damit richtungsabhängig sind, genau wie ihre elastischen Eigenschaften, kann man in gleicher Weise die quantitativen Beziehungen des piezoelektrischen Effekts aufstellen.

Drei Bestimmungsgrößen legen den elektrischen Zustand des Kristalls fest, nämlich die drei Komponenten der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} bzw. der elektrischen Polarisation γ .

Geht man von dem Spannungstensor aus und setzt man anstelle der Verformungskoeffizienten die Piezoelektrizitätskonstanten d_{ij} ein, so erhält man für die drei γ -Komponenten die drei Gleichungen

$$I_x = d_{11} \cdot \sigma_{xx} + d_{12} \cdot \sigma_{yy} + d_{13} \cdot \sigma_{zz} + d_{14} \tau_{yx} + d_{15} \tau_{zx} + d_{16} \tau_{xy} \quad (1,7)$$

$$I_y = d_{21} \cdot \sigma_{xx} + d_{22} \cdot \sigma_{yy} + d_{23} \cdot \sigma_{zz} + d_{24} \tau_{yx} + d_{25} \tau_{zx} + d_{26} \tau_{xy} \quad (1,8)$$

$$I_z = d_{31} \cdot \sigma_{xx} + d_{32} \cdot \sigma_{yy} + d_{33} \cdot \sigma_{zz} + d_{34} \tau_{yx} + d_{35} \tau_{zx} + d_{36} \tau_{xy} \quad (1,9)$$

Berücksichtigt man, daß für einen Quarzquader mit

- x als elektrische oder polare Achse,
- y als mechanische oder neutrale Achse und
- z als optische Achse

$$\left. \begin{array}{cccccc} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2 d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array} \right\} \quad (1,4)$$

gilt, so ist festzustellen, daß bei Quarz nur fünf piezoelektrische Koeffizienten von Null verschieden sind, die wiederum durch zwei Zahlenwerte d_{11} und d_{14} dargestellt werden können, so erhält man für die Polarisierung als Wirkung der Kräfte bzw. der durch die Kräfte hervorgerufenen mechanischen Spannungen

für den direkten piezoelektrischen Fall

$$\left. \begin{array}{l} I_x = d_{11} \cdot \sigma_{xx} - d_{11} \cdot \sigma_{yy} + d_{14} \cdot \tau_{yz} \\ I_y = -d_{14} \cdot \tau_{zx} - 2 d_{11} \cdot \tau_{xy} \\ I_z = 0 \end{array} \right\} \quad (1,5)$$

für den reziproken piezoelektrischen Effekt

$$\left. \begin{array}{l} \xi_{xx} = d_{11} \cdot E_x ; \quad \xi_{yy} = -d_{11} \cdot E_x ; \quad \xi_{zz} = 0 \\ \xi_{yz} = d_{14} \cdot E_x ; \quad \xi_{zx} = -d_{14} \cdot E_y ; \quad \xi_{xy} = -2d_{11} \cdot E_y \end{array} \right\} \quad (1,6)$$

Annang II

Durch die Beziehungen zwischen γ , ξ und der Ladung Q ergibt sich dann für den speziellen Fall des x-y-z-koodinierten Quarzquaders folgendes Gleichungssystem:

longitud. direkt. piezoelekt. Effekt $Q_x = F_x \cdot d_{11} \cdot \sigma_{xx}$ (I,7)

transvers. " " " $Q_x = F_x \cdot d_{11} \cdot \sigma_{yy}$ (I,8)

longitud. reziproken " " $\Delta x = \xi_{xx} \cdot l_x = d_{11} \cdot E_x \cdot l_x$ (I,9)

transvers. " " " $\Delta y = \xi_{yy} \cdot l_y = -d_{11} \cdot E_x \cdot l_y$

dabei ist l_x die Ausdehnung des Quarzes in x-Richtung und
 l_y " " " " " y-Richtung.

Die gleichen Überlegungen gelten ferner für andere piezoelektrische Kristalle, wie z.B. BaTiO₄, Turmalin, Seignettsalz usw. Bei Druckmessungen mit Sonden, die den piezoelektrischen Effekt anwenden, werden neuerdings keine Naturkristalle, sondern wegen der erwünschten größtmöglichen Meßempfindlichkeit piezoelektrische Keramiken verwendet.

Solche piezoelektrischen Keramiken sind die von Clevite Electronic Components entwickelten P.Z.T.-Keramiken. Ihre Hauptbestandteile sind Bleioxyd (PbO), Zirkoniumoxyd (ZrD₂) und Titanoxyd (TiO₂). (Die Kennzeichenzahl (PZT_{2,3,4}) gibt Information über ein bestimmtes Mischungsverhältnis der verschiedenen Komponenten.)

das die allseitige Verformung eines festen Körpers infolge mechanischer Beanspruchung beschreibt; es gilt sowohl für isotrope als auch für anisotrope Medien.

Durch Einführung des skalaren Potentials ϕ für den longitudinalen Wellenmodus und Einführung des Vektorpotentials ψ für den transversalen Wellenmodus ergeben sich die Wellengleichungen

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c_d^2} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t^2}$$

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{c_t^2} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t^2}$$

Fortpflanzung eines Impulses im anisotropen Medium

Aus den Komponenten des Spannungstensors

$$\left. \begin{aligned}
 \tau_{xx} &= C_{11} e_{xx} + C_{12} e_{yy} + C_{13} e_{zz} + C_{14} e_{yz} + C_{15} e_{zx} + C_{16} e_{xy} \\
 \tau_{yy} &= C_{21} e_{xx} + C_{22} e_{yy} + C_{23} e_{zz} + C_{24} e_{yz} + C_{25} e_{zx} + C_{26} e_{xy} \\
 \tau_{zz} &= C_{31} e_{xx} + C_{32} e_{yy} + C_{33} e_{zz} + C_{34} e_{yz} + C_{35} e_{zy} + C_{36} e_{xy} \\
 \tau_{yz} &= C_{41} e_{xx} + C_{42} e_{yy} + C_{43} e_{zz} + C_{44} e_{yz} + C_{45} e_{zy} + C_{46} e_{xy} \\
 \tau_{zx} &= C_{51} e_{xx} + C_{52} e_{yy} + C_{53} e_{zz} + C_{54} e_{yz} + C_{55} e_{zy} + C_{56} e_{xy} \\
 \tau_{xy} &= C_{61} e_{xx} + C_{62} e_{yy} + C_{63} e_{zz} + C_{64} e_{yz} + C_{65} e_{zy} + C_{66} e_{xy}
 \end{aligned} \right\} \quad (II,1)$$

(wobei $C_{11} \dots C_{66}$ = die 36 elastischen Konstanten des beanspruchten Körpers, $e_{xx} = \partial u / \partial x$, $e_{yy} = \partial v / \partial y$ und $e_{zz} = \partial w / \partial z$ = Verschiebungen)

der das Stoke'sche Gesetz in seiner verallgemeinerten Form wiedergibt, und durch Einführen des 2. Newton'schen Gesetzes erhält man das Gleichungssystem

$$\left. \begin{aligned}
 \rho \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} && \text{wobei } u, v \text{ und } w \\
 \rho \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} && \text{die Koordinaten sind,} \\
 \rho \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} && \text{auf welche die Verschiebungen} \\
 &&& \text{des betrachteten Punktes bezogen} \\
 &&& \text{werden,}
 \end{aligned} \right\} \quad (II,2)$$

das die allseitige Verformung eines festen Körpers infolge mechanischer Beanspruchung beschreibt; es gilt sowohl für isotrope als auch für anisotrope Medien.

Durch Einführung des skalaren Potentials Φ für den longitudinalen Wellenmodus und Einführung des Vektorpotentials ψ für den transversalen Wellenmodus ergeben sich die Wellengleichungen

$$\left. \begin{aligned}
 \nabla^2 \Phi &= \frac{1}{c_d^2} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t^2} \\
 \nabla^2 \psi_i &= \frac{1}{c_t^2} \cdot \frac{\partial \psi_i}{\partial t^2} \quad i = x, y, z
 \end{aligned} \right\} \quad (II,3)$$

wobei

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_x}{\partial y} + \frac{\partial \psi_y}{\partial z}$$

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi_x}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x}$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial y}$$

die die Wellenfortpflanzung in festen Körpern in allgemeingültiger Form beschreiben.

Die durch Gleichung (II,3) beschriebene Fortpflanzungsarten einer Welle in einem festen Medium sind die einzig möglichen. Die erste Wellenart, vertreten durch das Potential Φ , pflanzt sich mit der Geschwindigkeit c_d fort und enthält keinen Rotationsanteil; es handelt sich dabei um eine Longitudinalwelle.

Die zweite Wellenart, vertreten durch das Potential ψ , pflanzt sich mit der Geschwindigkeit c_t fort und sie beschreibt eine Transversalwelle.

Mittels der Reflexionsgesetze kann der quantitative Zusammenhang der auftretenden Longitudinal- und Transversalwellen untersucht werden; hier soll lediglich qualitativ gezeigt werden, wie diese zwei Wellenarten bei ihrer Fortpflanzung in einem festen Druckleiter miteinander verbunden sind, und in welcher Weise diese Verknüpfung zu einer Formverzerrung des durch den Druckleiter fortschreitenden Impulses führen kann.

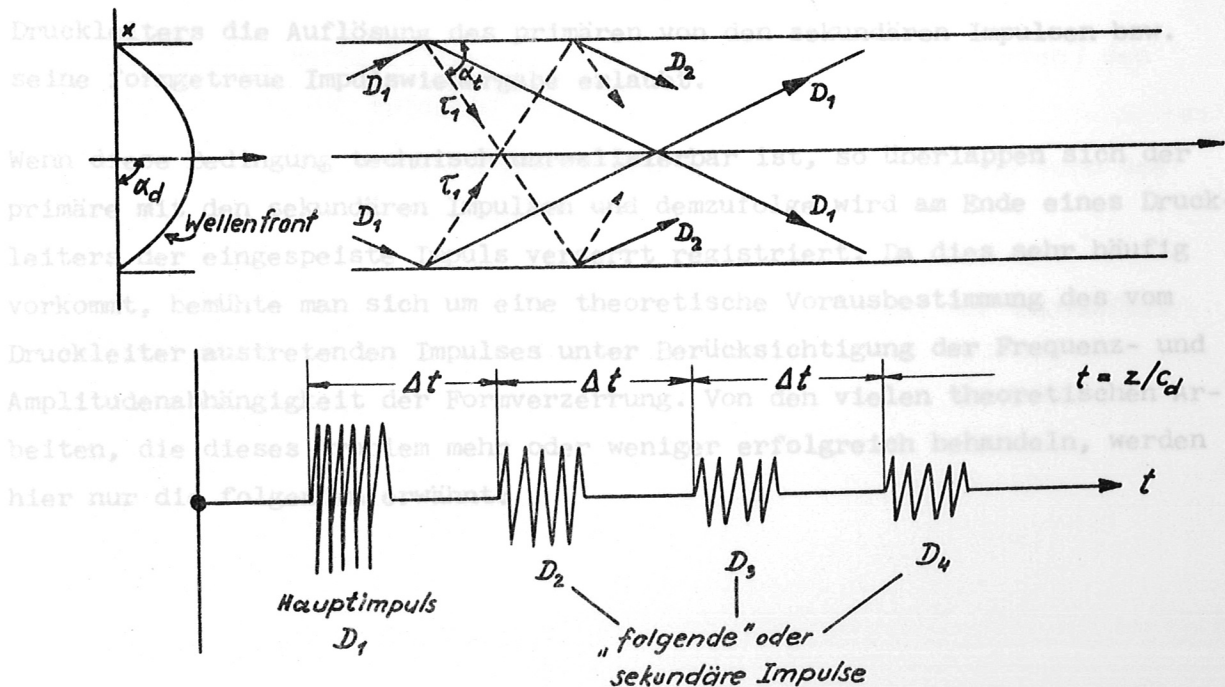


Abb. II,1

Primäre und sekundäre Impulse bei der Fortpflanzung eines Stoßes im festen Schalleiter

1.) Arbeit von Invers: Die Verzerrung eines trapezförmigen Impulses.

Wird an einem Ende eines festen Druckleiters ein einzelner Stoßimpuls eingespeist, so empfängt man am anderen Ende des Druckleiters den gleichen Impuls stark abgeschwächt und außerdem eine Serie von weiteren immer schwächer werdenden Impulsen. Man bezeichnet den ersten als "primären Impuls" und die nachfolgenden als "sekundäre Impulse".

Die Entstehung dieser Impulse wird anhand von Abb. II,1 erläutert. Da die Front einer in einem festen Druckleiter fortschreitenden Longitudinalwelle niemals ideal eben sein kann, wird ein Teil der Welle an der Begrenzung des Druckleiters reflektiert; bei dieser Reflexion entsteht eine Transversalwelle, die wiederum bei ihrer nächsten Reflexion eine neue Longitudinalwelle erzeugt.

Die Verzerrungsfunktion nach Fourier lautet
Die Zeit Δt , die vom Auftreten einer Wellengruppe bis zum Erscheinen der nächstfolgenden verstreicht, wird durch folgende Gleichung wiedergegeben: (II,3)

$$\Delta t = \frac{2b}{c_t \cos a_t} - \frac{2b}{c_d} \operatorname{tg} a_t, \quad (\text{II},4)$$

wobei a_t = der Einfallswinkel

b = der Radius des Zylinders bzw. die Kante des Vierecks
(wenn der Druckleiter Kreis- bzw. Vierecks-Querschnitt hat). (II,6)

Eine genaue Betrachtung der Gleichung (II,4) ergibt, daß für jeden Impuls mit einer bestimmten Dachlänge nur eine ganz bestimmte Dimensionierung des Druckleiters die Auflösung des primären von den sekundären Impulsen bzw. seine formgetreue Impulswiedergabe erlaubt.

Wenn diese Bedingung technisch unrealisierbar ist, so überlappen sich der primäre mit den sekundären Impulsen und demzufolge wird am Ende eines Druckleiters der eingespeiste Impuls verzerrt registriert. Da dies sehr häufig vorkommt, bemühte man sich um eine theoretische Vorausbestimmung des vom Druckleiter austretenden Impulses unter Berücksichtigung der Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der Formverzerrung. Von den vielen theoretischen Arbeiten, die dieses Problem mehr oder weniger erfolgreich behandeln, werden hier nur die folgenden erwähnt:

1.) Arbeit von Davies: Die Verzerrung eines trapezförmigen Impulses.
 Am Erregungspunkt des Druckleiters wird eine trapezförmige Verschiebung in z-Richtung angenommen, die einem rechteckigen Druckimpuls entspricht.

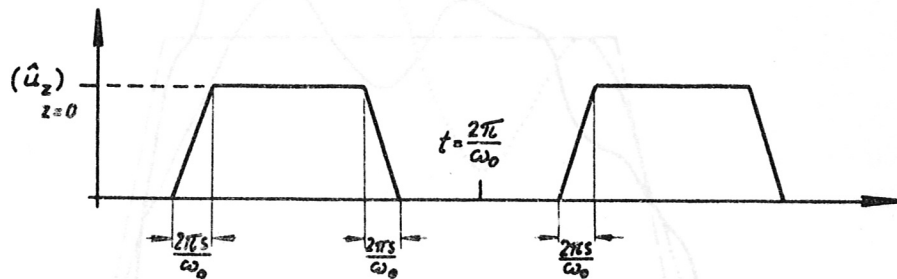


Abb. II,2

Die Verschiebungsfunktion nach Fourier lautet

$$(u_z)_{z=0} = \frac{1}{2} (\hat{u}_z)_{z=0} - \frac{2(\hat{u}_z)_{z=0}}{\pi^2 s} \cdot \sum_{n=1,3,5} \frac{(-1)^{\frac{1}{2}(n-1)}}{n^2} \sin \pi n s \cos n \omega_0 t \quad (\text{II,5})$$

In einem Abstand z vom Erregungspunkt ist dann:

$$(u_z)_z = \frac{1}{2} (\hat{u}_z)_{z=0} - \frac{2(\hat{u}_z)_{z=0}}{\pi^2 s} \cdot \sum_{n=1,3,5} \frac{(-1)^{\frac{1}{2}(n-1)}}{n^2} \cdot \sin \pi n s \cos n \omega_0 \left(t - \frac{z}{c_{pn}} \right), \quad (\text{II,6})$$

wobei die C_{pn} -Werte (entnommen aus den Pochhammer-Chree-Kurven) den Frequenzen von $n\omega_0$ entsprechen.

Durch Summation der Reihen erhält man den Ausdruck, der die Form des Impulses im Punkt z beschreibt.

11.) Arbeit von Walsh und Krisky: Die Verzerrung eines Stufenimpulses.
 Abb. II,3 (auf der nächsten Seite) zeigt die Änderung der Impulsform mit der Länge des Druckleiters (nach Davies).

Integral II,2 schreiben

$$u(0,t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2s} B \exp(-\frac{1}{2} \frac{t^2}{s^2}) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \cos(\omega t) d\omega$$

wobei $B = \alpha/2$.

$$u(0,t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \cos(\omega t) d\omega$$

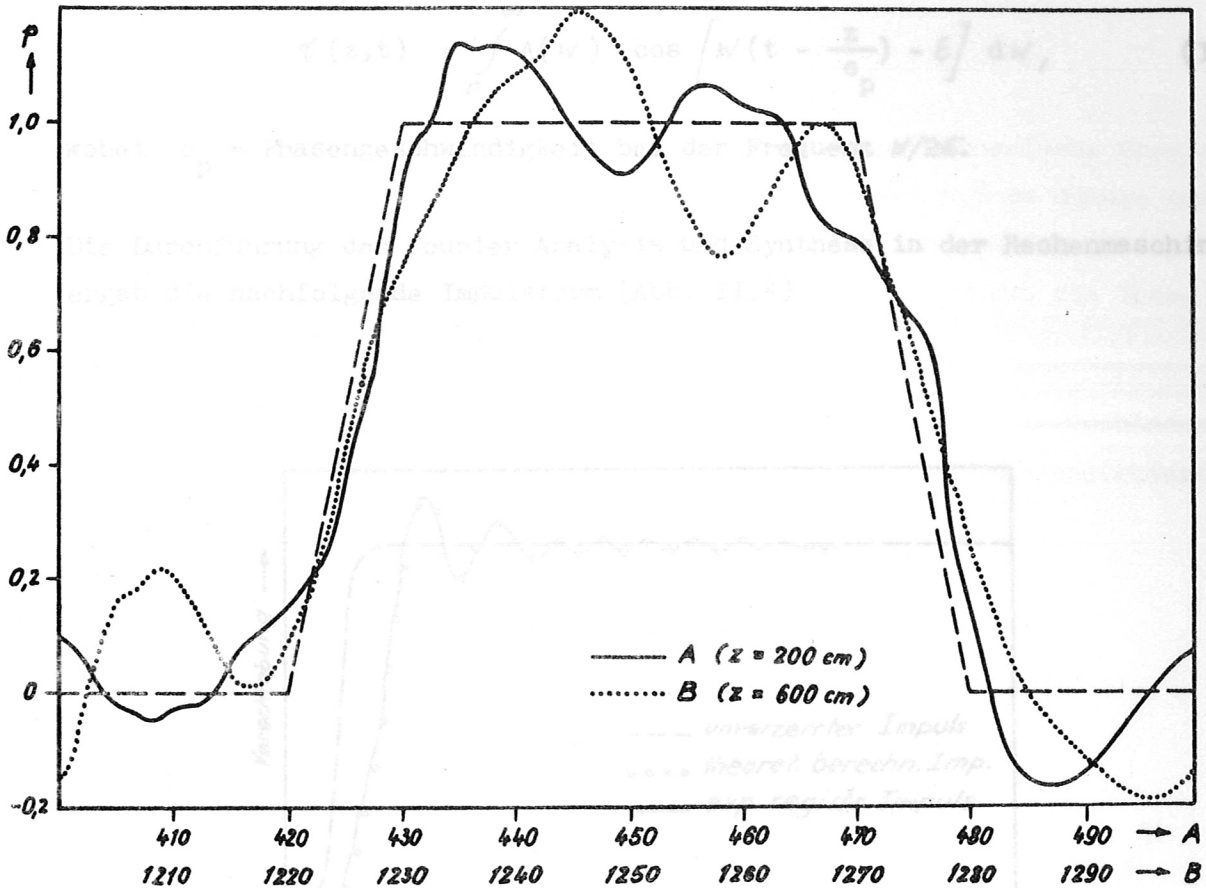


Abb. II,3 Änderung der Impulsform mit der Länge des Druckleiters (nach Davies)

Abb. II,3 demonstriert den Einfluß der Dispersion auf die Impulsform.

ii.) Arbeit von Hsieh und Kolsky. Die Verbesserung eines Stufenimpulses, angenähert durch eine Fehlerfunktion. Wird der Erregungsimpuls durch die Fehlerfunktion II,7 ausgedrückt, so läßt sich weiter als Fourierintegral II,8 schreiben

$$\tau(0,t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha} B \exp(-\beta^2 t^2) = \int_0^{\infty} B^{-\alpha^2 \omega^2} \cdot \cos \omega t \cdot d\omega \quad (\text{II,7})$$

wobei $\beta = \alpha/2$.

$$\tau(0,t) = \int_0^{\infty} A(\omega) \cos(\omega t - \varepsilon) d\omega. \quad (\text{II,8})$$

Dann gilt für den in Abstand z aufgenommenen Impuls

$$\tau(z,t) = \int_0^{\infty} A(\omega) \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{c_p} \right) - \varepsilon \right] d\omega, \quad (\text{II},9)$$

wobei c_p = Phasengeschwindigkeit bei der Frequenz $\omega/2\pi$.

Die Durchführung der Fourier Analysis und Synthese in der Rechenmaschine ergab die nachfolgende Impulsform (Abb. II,4)

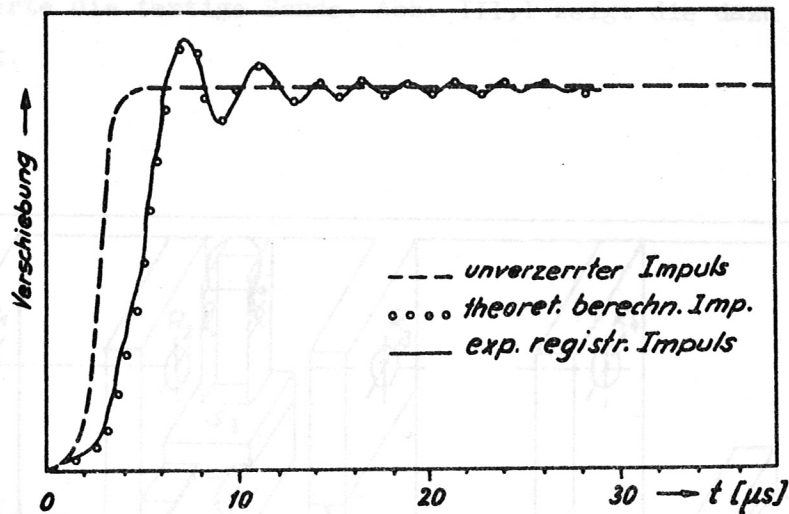


Abb. II,4

Charakteristische Merkmale der Formverzerrung sind wiederum:

- die Verschlechterung der Anstiegszeit und
- die auftretende Schwingung im Plateau des Impulses.

A n h a n g III

Die Zentriervorrichtung

Für den Zusammenbau der Sonde war es notwendig, eine mechanische Vorrichtung zu Hilfe zu nehmen, die es ermöglichte, die zwei 0,3 mm dünnen Quarzdruckleiter gefahrlos zentrisch aufeinander zu pressen, so daß das System Druckleiter - piezoelektrische Keramik - Druckableiter durch die Masse "K" zu einer kompakten Einheit verbunden werden konnte.

Diese Einheit zusammen mit den Schutzrohren und dem Plexiglas-Verbindungsstück lieferte die fertige Sonde. Abb. III,1 zeigt die dazu konstruierte Vorrichtung.

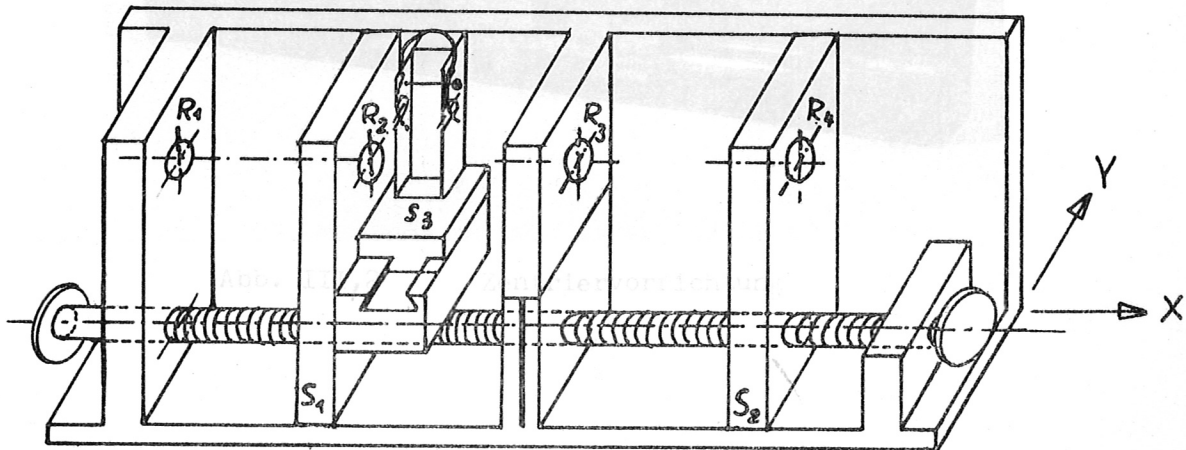


Abb. III,1 Die Zentriervorrichtung
(nicht maßstäblich)

Zwei unabhängig voneinander drehbare Schrauben sorgen dafür, daß die zwei Schlitten S_1 und S_2 entlang der x-Achse verschoben werden können.

Der Schlitten S_3 kann durch eine Schraube an der hinteren Wand des Gestelles in y-Richtung verstellt werden.

Führt man den Druckableiter mit seinem Schutzrohr durch die Bohrungen R_1 und R_2 und den Druckleiter mit seinem Schutzrohr durch R_3 und R_4 , so kann man beide gegeneinander bewegen und mittels zwei mit Federn versehenen

Abschlußbuchsen (an den Enden von R_1 und R_4) elastisch anspannen.

Der Schlitten S_3 mit einer Halterung aus zwei Schlitzen und einem Drahtbügel ermöglicht, die zwei zu kittenden Druckleiterenden - mit der Keramik dazwischen - unter mikroskopischer Beobachtung präzise axial aufeinander zu bringen.

Sobald das System gefestigt ist, schiebt man das Verbindungsröhrchen aus Plexiglas über die Kittstelle und verkittet an beiden Seiten mit dem Schutzrohr. Damit kann die fertige Sonde aus der Vorrichtung genommen werden.

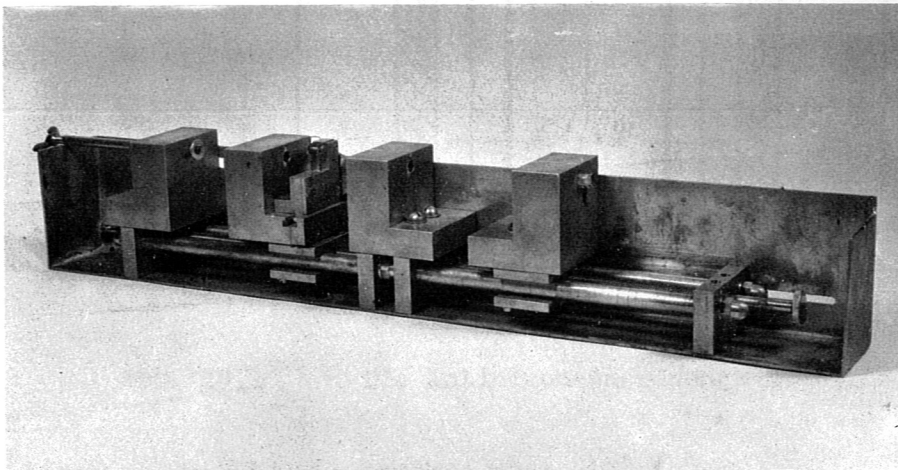


Abb. III,2 Zentriervorrichtung

A n h a n g IV

Der Antipinch

Anhand der folgenden Skizze soll die Antipinch-Anordnung schematisch erläutert werden.

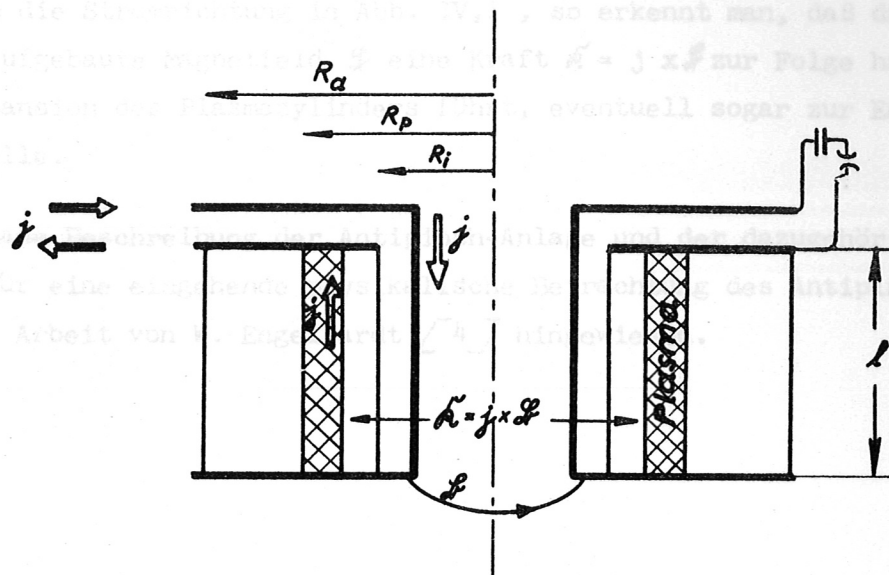


Abb. IV,1 Die Antipinch-Anordnung

Innenradius des Entladungsgefäßes	$R_i = 8,25$	cm
Außenradius " "	$R_a = 22,6$	cm
Plasmaradius	$R_p =$	
Länge des Entladungsgefäßes	$l = 25$	cm

<u>Technische Daten:</u>	<u>Hauptentladung</u>	<u>Vorionisierung</u>
Ladespannung	36 kV	18 kV
Dämpfungswiderstand für die Vorionisierung	0,07 Ohm (als Serienwiderstand)	
Kapazität	80 μ F	5 μ F
Energie	52 kJ	0,8 kJ
Maximalstrom	750 kA	50 kA
Schwingungsdauer	14 μ s	12 μ s
Zeitfolge:	$t = 0$ μ s Vorionisierung	
	$t = 50$ μ s Hauptentladung	
Vakuum	ca. $5 \cdot 10^{-6}$ Torr	
Füllgas	$5 \cdot 10^{-2}$ bis $5 \cdot 10^{-1}$ Torr, D_2	

Durch die Zündung der Hauptentladung und unter der Wirkung des Skin-Effekts bildet sich um den Rückleiter eine zylindrische stromführende Plasmaschicht.

Beachtet man die Stromrichtung in Abb. IV,1, so erkennt man, daß das um den Rückleiter aufgebaute Magnetfeld \mathcal{L} eine Kraft $\vec{K} = \mathbf{j} \times \mathcal{L}$ zur Folge hat, die zu einer Expansion des Plasmazylinders führt, eventuell sogar zur Entstehung einer Stoßwelle.

Für eine genaue Beschreibung der Antipinch-Anlage und der dazugehörigen Batterie bzw. für eine eingehende physikalische Betrachtung des Antipinches wird auf die Arbeit von W. Engelhardt [4] hingewiesen.