

EIN ZWEIKAMMER-IONISATIONS MANOMETER

A TWO-CHAMBER IONIZATION GAUGE

E.W. Blauth und G. Venus

IPP 2/39

Juni 1965

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

IPP 2/39 E.W. Blauth A TWO-CHAMBER IONIZATION GAUGE
G. Venus June 1965 (in German)

EIN ZWEIKAMMER-IONISATIONS-MANOMETER

A TWO-CHAMBER IONIZATION GAUGE

E.W. Blauth und G. Venus

Abstract

In IPP 2/39 Juni 1965
with an ionisation gauge caused by the interaction of the

electron gun with the gas in the volume to be measured a
two-chamber ionization gauge was constructed. Electron
beam propagation and ionization take place in two spaces

separated. **Im Auszug vorgetragen auf dem**
Dritten Internationalen Vakuumkongreß
Stuttgart 1965
connected with Hears effect.

To be published in part in the
Proc. of the Third Int. Vacuum Congress
Pergamon Press, New York

Zur Vermeidung des Störanschlages des Elektronenstrahls mit einem
Ionisationsmanometer infolge der Wechselwirkung des Elektro-
nenguelle mit dem Gas im Meßvolumen wurde ein Zweikammer-
Ionisationsmanometer gebaut. Elektronenstrahlherzeugung und
Ionisierungsraum mit Ionenkollektor sind in zwei vakuumtech-
nisch weitgehend getrennten Räumen untergebracht. Die Zwei-
kammerrohre wurde für den Bereich von 10^{-1} bis 10^{-10} Torr
geeignet und ihr Verhalten durch Untersuchungen zum Hears-
Effekt geprüft.

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.

Inhalt

1.	Ionisationsmanometer	- 1 -
1.1	Druckmessung mit Ionisationsmanometern	- 1 -
1.2	IPP 2/39 E.W. Blauth heise Met A TWO-CHAMBER IONIZATION GAUGE G. Venus June 1965 (in German)	- 2 -
2.	Das Zweikammermanometer	- 2 -
2.1	Aufbau und Wirkungsweise des Zweikammermanometers	- 2 -
2.2	Ergebnisse der Eichmessungen	- 4 -
2.3	Messungen zum Blears-Effekt	- 10 -
2.3.1	Der Blears-Effekt	- 10 -
2.3.2	Meßergebnisse	- 10 -
2.3.3	Diskussion der Meßergebnisse	- 12 -
2.4	Fehlerabschätzung	- 13 -
3.	<u>Abstract</u>	- 15 -

Anhang	In order to avoid perturbations of the pressure measurement with an ionization gauge caused by the interaction of the electron gun with the gas in the volume to be measured a two-chamber ionization gauge was constructed. Electron beam propagation and ionization take place in two spaces separated almost completely as regards vacuum technique. The two-chamber gauge was calibrated for the range from 10^{-1} to 10^{-10} torr and its behaviour studied by investigations connected with Blears effect.	- 16 -
4.1		- 16 -
4.1.1		- 16 -
4.1.2		- 16 -
4.2		- 17 -
4.2.1		- 17 -
4.2.2		- 17 -
4.2.3		- 18 -
4.3	Versuchsaufbau	- 18 -
4.4	Messungen zum Blearseffekt	- 19 -
4.5	Zur Vermeidung von Störungen der Druckmessung mit einem Ionisationsmanometer infolge der Wechselwirkung der Elektronenquelle mit dem Gas im Meßvolumen wurde ein Zweikammer-Ionisationsmanometer gebaut. Elektronenstrahlerzeugung und Ionisierungsraum mit Ionenkollektor sind in zwei vakuumtechnisch weitgehend getrennten Räumen untergebracht. Die Zweikammerröhre wurde für den Bereich von 10^{-1} bis 10^{-10} Torr geeicht und ihr Verhalten durch Untersuchungen zum Blears-Effekt geprüft.	- 20 -
4.5.1		- 20 -
4.5.2		- 21 -
4.5.3		- 21 -
4.5.4		- 22 -
5.		- 23 -

I n h a l t

1.1 Druckmessung mit Ionisationsmanometern

1.	Ionisationsmanometer	- 1 -
1.1	Druckmessung mit Ionisationsmanometern	- 1 -
1.2	Druckmeßstörungen durch heiße Metallteile	- 2 -
2.	Das Zweikammermanometer	- 2 -
2.1	Aufbau und Wirkungsweise des Zweikammermanometers	- 2 -
2.2	Ergebnisse der Eichmessungen	- 4 -
2.3	Messungen zum Blears-Effekt	- 10 -
2.3.1	Der Blears-Effekt	- 10 -
2.3.2	Meßergebnisse	- 10 -
2.3.3	Diskussion der Meßergebnisse	- 12 -
2.4	Fehlerabschätzung	- 13 -
3.	Zusammenfassung	- 15 -

Anhang

4.1	Die Zweikammerröhre	- 16 -
4.1.1	Aufbau der Zweikammerröhre 2	- 16 -
4.1.2	Unterschiede zur Zweikammerröhre 1	- 16 -
4.2	Das Zweikammer-Steuergerät	- 17 -
4.2.1	Linsenspannungen und Wehneltspannungen	- 17 -
4.2.2	Kathodenheizung und Emissionsstabilisierung	- 17 -
4.2.3	Schutzeinrichtungen	- 18 -
4.3	Versuchsaufbau	- 18 -
4.4	Messungen zum Röntgeneffekt	- 19 -
4.5	Ergänzende Bemerkungen	- 20 -
4.5.1	Der Eichfaktor	- 20 -
4.5.2	Die Elektronenkanone	- 21 -
4.5.3	Der Röntgeneffekt	- 21 -
4.5.4	Spannungs- und Emissionsstabilität	- 22 -
5.	Literatur	- 23 -
	Symbole und Abkürzungen	- 24 -
	Tabellen	
	Bilder	

w ist abhängig von der Energie der Elektronen. Nach SCHÜTZE und ENLICH

$$w \sim U^{1.5}$$

wobei U die Beschleunigungsspannung für die Elektronen ist.

Für kommerzielle DA-Röhren ist $w \approx 5 \cdot 10^{-10}$ und, nach einiger Erfahrung, $w \approx 10^{-10}$ Torr, während als Röntgengrenze der Wert $p_R = 1$ bis $2 \cdot 10^{-10}$ Torr angegeben ist.

1. IONISATIONS-MANOMETER

1.1 Druckmessung mit Ionisationsmanometern

Seit der Einführung des Ionisationsprinzips zur Druckmessung in der Vakuumphysik durch BUCKLEY¹⁾ wurde das Ionisationsmanometer zum meistgebrauchten Druckmeßinstrument²⁻⁵⁾. Es zeichnet sich durch Einfachheit und einen großen Meßbereich aus. Mit einer kommerziellen Röhre vom BAYARD-ALPERT-Typ (BA-Röhre)⁶⁾ ist beispielsweise die Druckmessung im Bereich von 10⁻² bis 10⁻¹⁰ Torr möglich. Von SCHULZ und PHELPS⁷⁾, HINZPETER⁸⁾ und NAGEL et al.⁹⁾ wurden Konstruktionen vorgeschlagen, die Drücke zwischen 10⁻⁶ und 1 Torr zu messen gestatten. Ebenso konnte die untere Druckmeßgrenze durch geeignete Konstruktionen, wie sie von OOSTROM¹⁰⁾, REDHEAD¹¹⁾ und von SCHUEMANN¹²⁾ angegeben wurden, um mehr als eine Zehnerpotenz erweitert werden. Durch die zusätzliche Anwendung eines Magnetfelds läßt sich die untere Druckmeßgrenze bis unter 10⁻¹⁴ Torr verschieben (KLOPPER¹³⁾, REDHEAD^{14,15)}, BARNES et al.¹⁶⁾, LAFFERTY^{17,18)} und KANTOROWICZ¹⁹⁾). Die Anwendung eines Magnetfelds erschwert jedoch die Handhabung der Meßröhren.

Bezeichnet man mit I⁻ den Elektronenstrom im Ionisationsmanometer (die Elektronen werden auf etwa 100 eV beschleunigt), so ist der erzeugte Ionenstrom in weitem Druckbereich der Teilchendichte im Meßraum, d.h. dem Druck, proportional.

$$I^+ = I^- \cdot l \cdot s_0 \cdot p \tag{1}$$

oder

$$I^+ = I^- \cdot S \cdot p \tag{2}$$

wobei l die Ionisationsweglänge, s₀ die differentielle Ionisation und S die Manometerkonstante ist (s₀ wird als Funktion der Gasart und der Elektronenenergie von ARDENNE²⁰⁾ angegeben). Da s₀ gasartabhängig ist, man in den meisten Fällen aber die genaue Gaszusammensetzung im Rezipient nicht kennt, wird der mit Ionisationsmanometern gemessene Druck gewöhnlich in Stickstoffäquivalenten angegeben.

Die untere Druckmeßgrenze ist bei Ionisationsmanometern durch den "Röntgeneffekt" gegeben. Die auf die Anode treffenden Elektronen lösen eine weiche Röntgenstrahlung aus, die am Ionenkollektor einen Photostrom I_R erzeugt, der dem Ionenstrom gleichgerichtet, jedoch druckunabhängig ist. Diesem Photostrom entspricht ein Druck

$$p_R = I_R / I^- \cdot S \tag{3}$$

Führt man einen Faktor w ein

$$w = \frac{I_R}{I^-} = \left(\frac{I_{Koll}}{I^-} \right) \quad p \rightarrow 0, \tag{4}$$

der die Umsetzung des Elektronenstroms in den Röntgenphotostrom angibt, so kann nach DAHLKE und SCHÜTZE^{21,22)} die untere Druckmeßgrenze von Ionisationsmanometern durch den Druck p = p_{min} definiert werden, der durch den Röntgeneffekt um 10 % verfälscht wird:

$$p_{min} = 10 \cdot \frac{w}{S} = 10 \cdot p_R \tag{5}$$

w ist abhängig von der Energie der Elektronen. Nach SCHÜTZE und EHLBECK²³⁾ gilt

$$w \sim U^{1,5} \tag{6}$$

wobei U die Beschleunigungsspannung für die Elektronen ist.

Für kommerzielle BA-Röhren ist w ≈ 5 · 10⁻¹⁰ und, nach obiger Definition, p_{min} ≈ 1 bis 2 · 10⁻⁹ Torr, während als Röntgengrenze der Wert p_R ≈ 1 bis 2 · 10⁻¹⁰ Torr geläufig ist.

Die obere Druckmeßgrenze wird nach SCHULZ und PHELPS ⁷⁾ und HINZPETER ⁸⁾ durch Raumladungseffekte, Änderung der Elektronenbahnen und das Mitwirken von Sekundärelektronen bei der Ionisation verursacht. Aus diesen Gründen zeigen BA-Röhren oberhalb von 10^{-3} Torr Abweichungen von der Druck-Ionenstrom-Proportionalität.

1.2 Druckmeßstörungen durch heiße Metallteile

Die bekannten Ionisationsmanometer mit heißer Kathode haben nachteilige Eigenschaften, die sich in zwei Gruppen unterteilen lassen:

1. Nachteile, die mit der Ionisation der im Meßvolumen befindlichen Gasmoleküle durch den Elektronenstoß zusammenhängen.

Die Gasmoleküle werden ionisiert und zum Teil auch gecrackt. Die erzeugten Ionen werden durch einen Ionenkollektor aufgesammelt, d.h. abgepumpt. (Bei einer BA-Röhre beträgt diese Pumpgeschwindigkeit etwa 10^{-3} μ /sec bei 10 mA Elektronenstrom.)

2. Nachteile, die durch Wechselwirkung der Elektronen mit den Wänden und durch die Wechselwirkung des heißen Heizfadens mit dem Gas und den Wänden verursacht werden.

Die Nachteile der Gruppe 1. sind untrennbar mit dem Ionisationsprinzip verbunden. Sie lassen sich also nicht vermeiden, sondern durch die Wahl eines niedrigen Elektronenstroms nur herabsetzen. Die Nachteile der Gruppe 2. können durch technische Maßnahmen fast vollständig beseitigt werden.

Zu den Nachteilen der Gruppe 2. gehören:

- a) starke Pumpwirkung durch Adsorptionserscheinungen an der entgasten Elektrodenstruktur des Manometers (Pumpgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 10 μ /sec),
- b) die chemischen Umwandlungen (Veränderung der Restgaszusammensetzung) und das chemische Pumpen der Gase durch den Heizfaden und die von ihm ausgehende Wellenstrahlung,
- c) die Desorption von Gasen durch Elektronenstoß auf die Elektroden und durch die Wellenstrahlung vom Heizfaden.

Selbst wenn nur einfache Gase wie H_2 , CO , O_2 und H_2O in einer Meßröhre enthalten sind, können nach ALPERT ²⁵⁾ am heißen Heizfaden chemische Prozesse ablaufen, die die Restgaszusammensetzung in der Ionisationsröhre sehr stark verändern. Noch vielfältiger sind die möglichen Vorgänge, wenn die Restgasatmosphäre Öldämpfe enthält. In diesem Fall laufen Reaktionen ab, die die Ursache des an Ölpumpständen bei der Druckmessung mit BA-Manometern auftretenden Blears-Effektes sind. BLEARS ²⁶⁾, HAEFER und HENGEVOSS ^{27,28)} und REICH ²⁹⁾ zeigten, daß in Ölatmosphäre nur unter Beachtung besonderer Maßnahmen zuverlässig erscheinende Druckmessungen ausgeführt werden können.

2. DAS ZWEIKAMMERMANOMETER

Um die Nachteile der Gruppe 2. weitgehend auszuschalten und die Vorteile der Ionisationsmanometer beizubehalten, wurde ein Zweikammer-Ionisationsmanometer (ZK-Manometer) gebaut.

2.1 Aufbau und Wirkungsweise des ZK-Manometers

Die Figuren 1 und 2 zeigen schematisch den Aufbau der ZK-Röhre 1 und 2, Fig. 3 zeigt eine Photographie der ZK-Röhre 2. An diesen Bildern kann man das Wesentliche dieses neuen Röhrentyps erkennen. Die in Glas eingebaute Meßröhre hat zwei Vakuumräume, den Meßvakuumraum und den Hilfsvakuumraum. Die beiden Kammern sind nur durch zwei kleine Öffnungen von je 1 mm Durchmesser, die zusammen einen Molekularströmungsleitwert von 0,2 μ /sec haben, miteinander verbunden. Die im Hilfsvakuum liegende Elektronenkanone erzeugt einen Elektronenstrahl von etwa 0,5 mm Durchmesser bei Stromstärken bis 100 μ A. Bei richtiger Justierung des Systems tritt der Elektronenstrahl durch die eine Öffnung in den Anodenzylinder A ein und kann ihn durch die gegenüberliegende vollständig verlassen. Mit der Elektrode E bzw. E_2 wird der Elektronenstrahl aufgefangen.

Auf dem Weg durch den Anodenzylinder haben die Elektronen die Möglichkeit, die im Meßraum befindlichen Moleküle zu ionisieren. Die erzeugten Ionen werden am Ionenkollektor K gesammelt und als Strom I^+ nachgewiesen. Für den am Elektronenauffänger E bzw. E_2 gemessenen Elektronenstrom I^- und den Ionenstrom I^+ gilt im Meßbereich des ZK-Manometers die Gleichung (2).

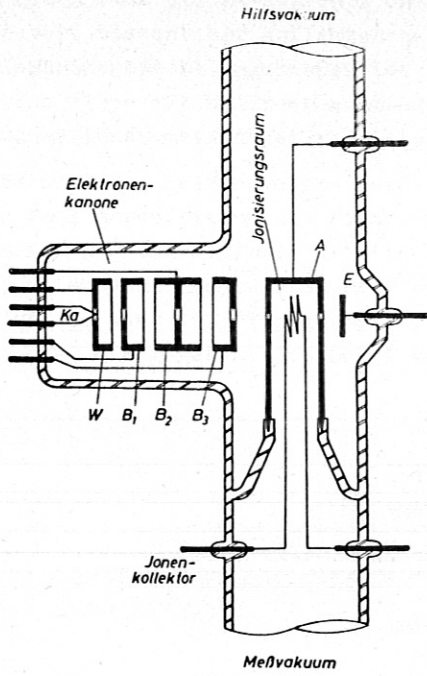


Fig. 1

ZK-Röhre 1, schematisch

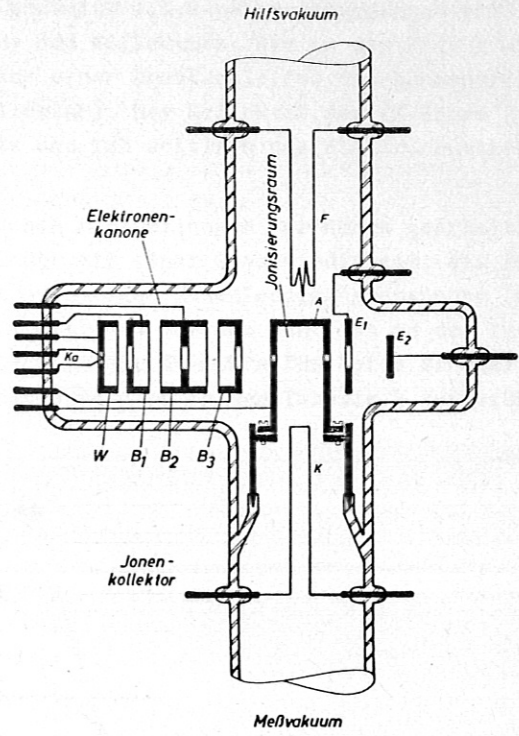


Fig. 2

ZK-Röhre 2, schematisch

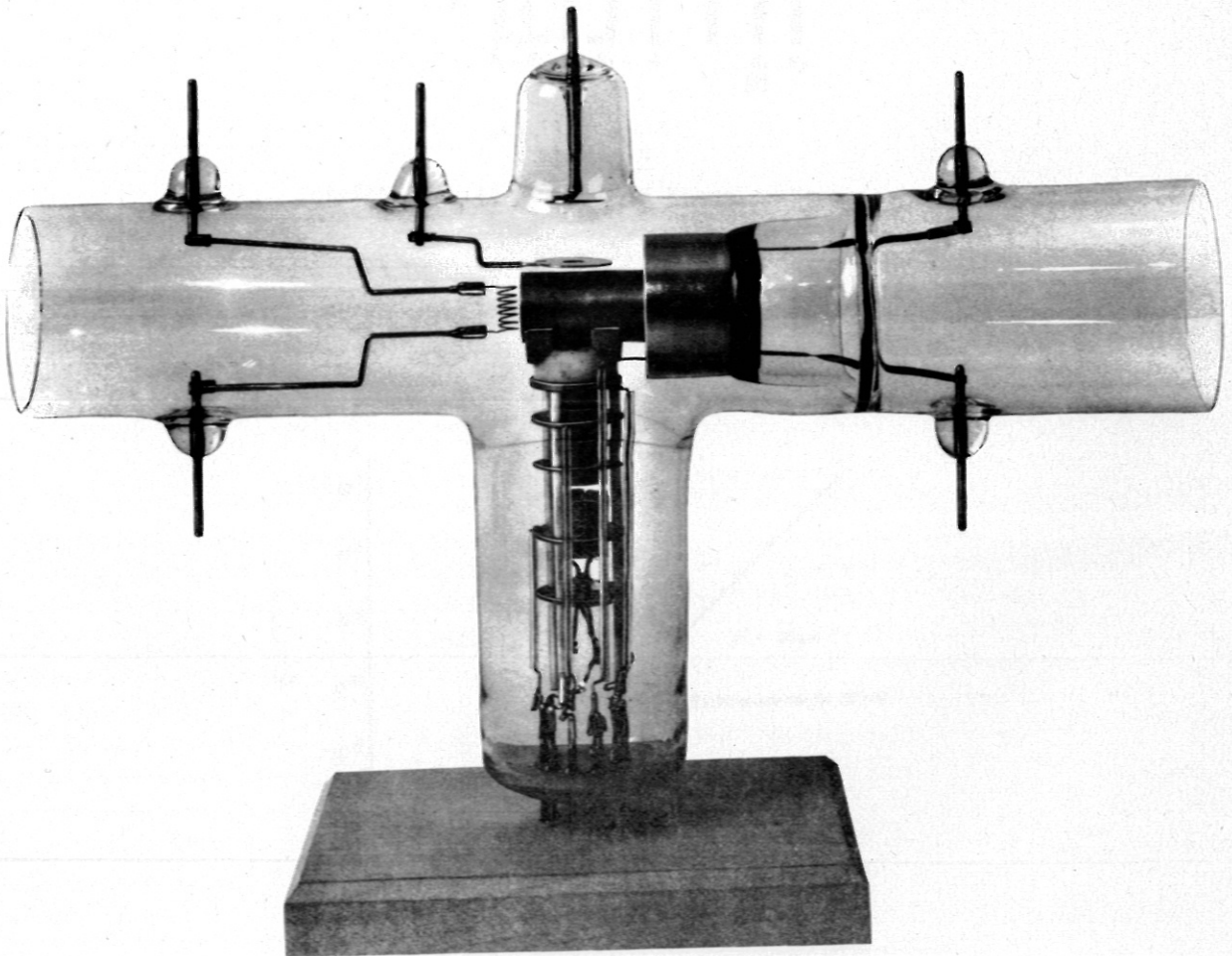


Fig. 3

Photo der ZK-Röhre 2

Abgesehen von konstruktiven Einzelheiten, auf die im Abschnitt 4.1.2 näher eingegangen wird, unterscheiden sich die ZK-Röhren 1 und 2 in der Anordnung des Kollektors. Wie in den Fig. 1 und 2 angedeutet, besteht der Kollektor bei der ZK-Röhre 1 aus einer Drahtschleife, die konzentrisch zum Elektronenstrahl angebracht ist (symmetrischer Kollektor). Der Kollektor der ZK-Röhre 2 besteht aus einem mit Wolframband eingefassten Wolframnetz und ist seitlich des Elektronenstrahls angeordnet (unsymmetrischer Kollektor).

Beim Betrieb des ZK-Manometers wurde mit zwei elektrischen Einstellungen der Röhre gearbeitet. Im ersten Fall durchflogen die Elektronen den Anodenzylinder mit einer Geschwindigkeit, die der gesamten für das einwandfreie Arbeiten der Elektronenkanone nötigen Beschleunigungsspannung (minimal 400 V) entspricht. Im zweiten Fall dagegen werden die Elektronen vor dem Eintritt in den Anodenzylinder auf etwa 100 eV abgebremst. Der Potentialverlauf in der ZK-Röhre für beide Einstellungen ist in Fig. 4 angegeben. Die dabei verwendeten Spannungswerte sind in der Tabelle 1 aufgeführt.

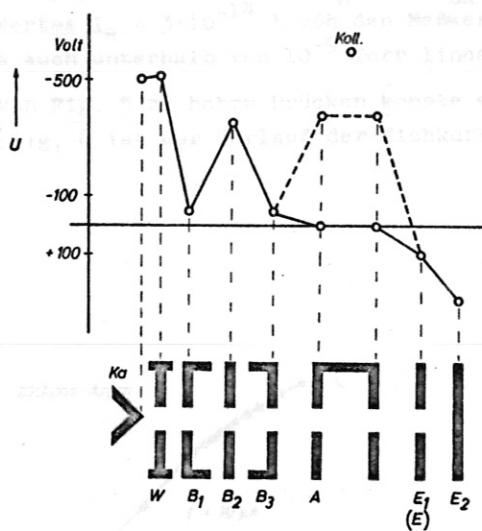


Fig. 4

Potentialverlauf in der ZK-Röhre, schematisch

2.2 Ergebnisse der Eichmessungen

Die mit der ZK-Röhre 1 und 2 aufgenommenen Eichkurven werden in den Fig. 5 bis 9 in doppelt-logarithmisch aufgetragenen I_{ZK}^+ - p -Diagrammen gezeigt. Der verwendete Emissionsstrom ist jeweils

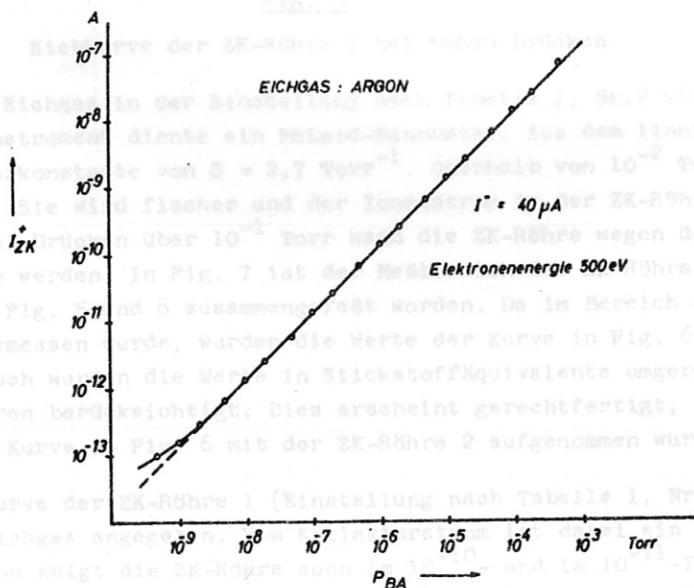


Fig. 5

Eichkurve der ZK-Röhre 1 gegen eine BAYARD-ALPERT-Röhre

in der Figur angegeben. Als Eichgase wurden Argon und Helium verwendet. Die Meßanordnung ist in Abschnitt 4.3 mit den Fig. 18 und 19 beschrieben.

Fig. 5 stellt die Eichkurve der ZK-Röhre 1 gegen eine BA-Röhre dar, wobei die ZK-Röhre nach Tabelle 1, Nr.1 eingestellt war. Im linearen Teil der Kurve, das ist von $5 \cdot 10^{-4}$ bis $2 \cdot 10^{-9}$ Torr ist die Steigung 1. Damit ist die Proportionalität zwischen Ionenstrom und Druck gegeben (Gleichung (2)). Für die Manometerkonstante S ergibt sich daraus $S = 3,2 \text{ Torr}^{-1}$.

Das Abbiegen der Eichkurve vom linearen Verlauf unter 10^{-9} Torr ist auf den Röntgeneffekt zurückzuführen. Die direkte Proportionalität zwischen I^+ und p geht verloren und anstelle von Gleichung (2) tritt

$$I^+ = I^-(S \cdot p + w_{ZK}) \quad (7)$$

Für $p \rightarrow 0$ nähert sich die Kurve asymptotisch dem Wert $I_R = I^- \cdot w_{ZK}$. Durch Abzug des allerdings nur in erster Näherung konstanten Wertes $I_R = 3 \cdot 10^{-14}$ A von den Meßwerten des Ionenstroms läßt sich die Eichkurve des ZK-Manometers auch unterhalb von 10^{-9} Torr linearisieren (gestrichelte Kurve).

Die Fortsetzung der Eichkurve von Fig. 5 zu hohen Drücken konnte wegen Zerstörung der ZK-Röhre 1 nicht mehr gemessen werden. In Fig. 6 ist der Verlauf der Eichkurve bei hohen Drücken für die ZK-Röhre 2 dargestellt.

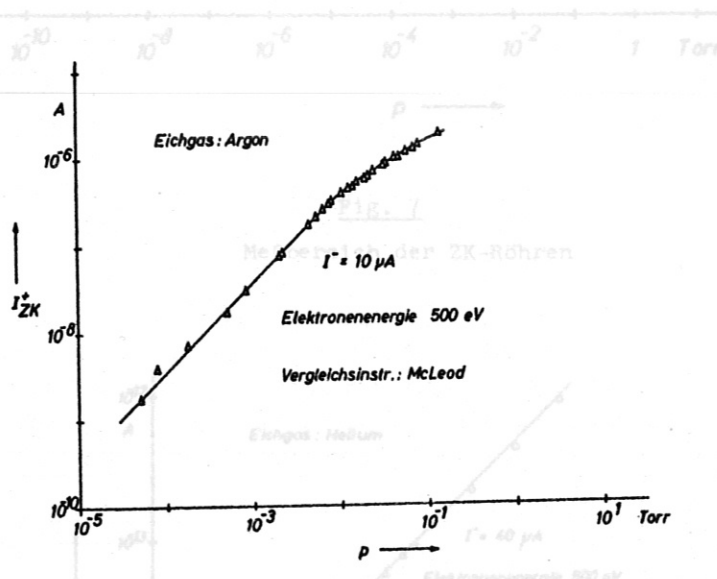
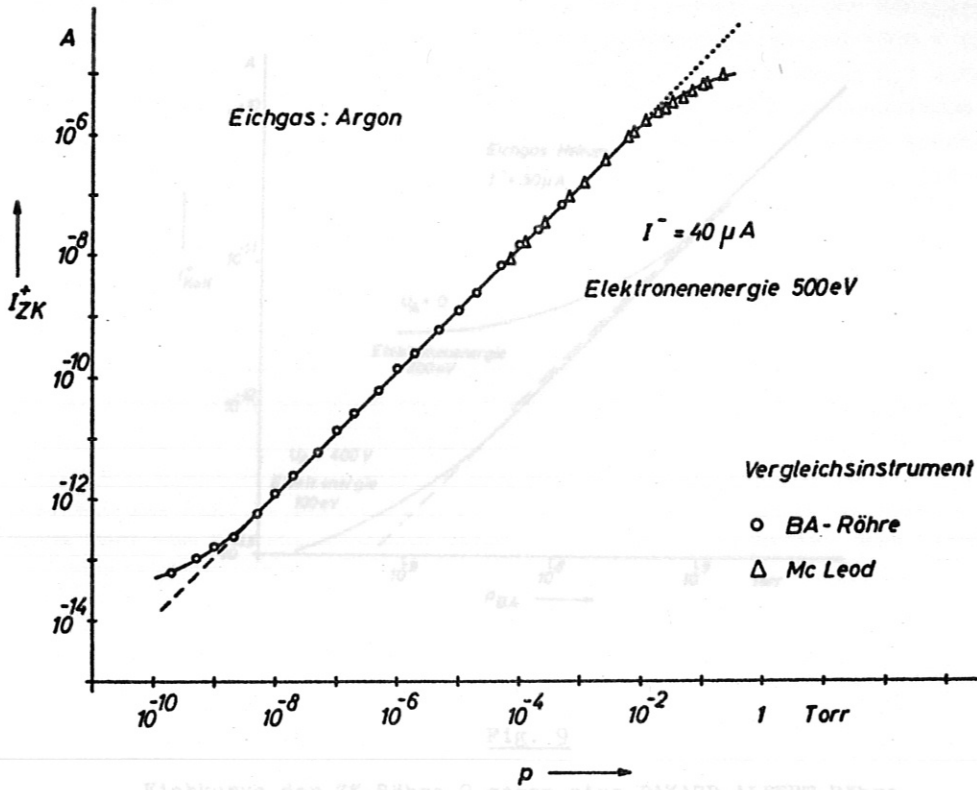


Fig. 6

Eichkurve der ZK-Röhre 2 bei hohen Drücken

Sie wurde mit Argon als Eichgas in der Einstellung nach Tabelle 1, Nr.2 mit $I^- = 10 \mu\text{A}$ gemessen. Als Vergleichsinstrument diente ein McLeod-Manometer. Aus dem linearen Teil der Kurve erhält man eine Manometerkonstante von $S = 2,7 \text{ Torr}^{-1}$. Oberhalb von 10^{-2} Torr weicht die Kurve vom linearen Verlauf ab. Sie wird flacher und der Ionenstrom in der ZK-Röhre steigt nicht mehr druckproportional an. Bei Drücken über 10^{-1} Torr kann die ZK-Röhre wegen der Gefahr von Gasentladungen nicht betrieben werden. In Fig. 7 ist der Meßbereich der ZK-Röhre dargestellt. Dazu sind die Eichkurven von Fig. 5 und 6 zusammengefaßt worden. Da im Bereich unter 10^{-4} Torr mit $40 \mu\text{A}$ Elektronenstrom gemessen wurde, wurden die Werte der Kurve in Fig. 6 von $10 \mu\text{A}$ auf $40 \mu\text{A}$ Emission umgerechnet. Auch wurden die Werte in Stickstoffäquivalente umgerechnet und der Unterschied in den Eichfaktoren berücksichtigt. Dies erscheint gerechtfertigt, da die Kurve in Fig.5 mit der ZK-Röhre 1, die Kurve in Fig. 6 mit der ZK-Röhre 2 aufgenommen wurde.

In Fig. 8 ist die Eichkurve der ZK-Röhre 1 (Einstellung nach Tabelle 1, Nr.1) für niedrige Drücke mit Helium als Eichgas angegeben. Vom Kollektorstrom ist dabei ein konstanter Wert von $3 \cdot 10^{-14}$ A abgezogen. Dann zeigt die ZK-Röhre auch im 10^{-10} - und im 10^{-11} -Torr-Bereich lineare Eichkurven der Steigung 1 sowohl gegen eine BA-Röhre als auch gegen eine Magnetron-Röhre¹⁴⁾. Für die Manometerkonstante ergibt sich der Wert $S = 4 \text{ Torr}^{-1}$.



Eichkurve der ZK-Röhre 2 gegen eine BAIRD-ALPERT-Röhre

Fig. 7

Der Punkt, bei dem die Eichkurve vom linearen Verlauf abzuweichen beginnt, verschiebt sich bei der Erniedrigung der Elektronenenergie auf 100 eV von etwa 10^{-7} auf $3 \cdot 10^{-9}$ Torr. Der Röntgeneffekt wird also durch die Verengung des Messbereichs der ZK-Röhren wesentlich reduziert.

Zur besseren Übersicht sind die Ergebnisse der Eichmessungen in Tabelle 2 zusammengestellt. Am Wert von p_0 zeigt sich, daß bei vergleichbaren Betriebsbedingungen in der ZK-Röhre 2 der Röntgeneffekt gegenüber der ZK-Röhre 1 um etwa den Faktor 100 erhöht ist. Diese Tatsache wird auf den unsymmetrischen Kollektor der ZK-Röhre zurückgeführt, der durch sein elektrisches Feld den Elektronenstrahl ablenkt, so daß mehr Elektronen auf den Rand der Austrittsöffnung treffen.

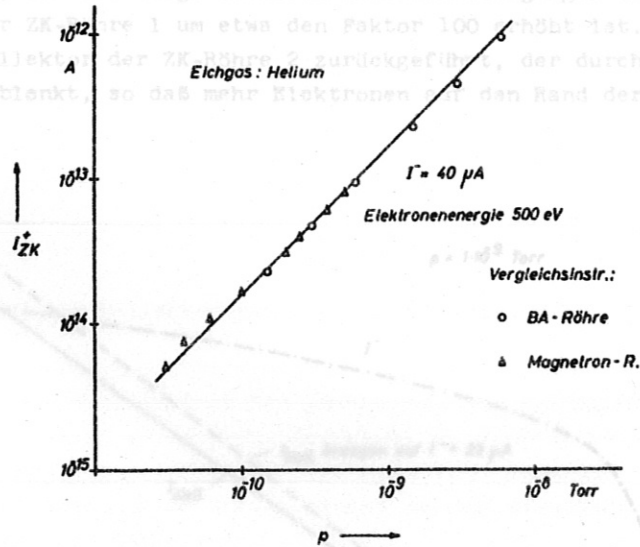


Fig. 8

Eichkurve der ZK-Röhre 1 von 10^{-9} bis 10^{-11} Torr

Die Eichkurven der ZK-Röhre 2 bei niedrigen Drücken sind in Fig. 9 wiedergegeben. Gearbeitet wurde mit Helium bei einer Röhreneinstellung nach Tabelle 1, Nr. 2 und 3, das bedeutet, mit Elektronenenergien von 500 eV und 100 eV ($U_A = 0$ V und $U_A = 400$ V). Als Manometerkonstante erhält man

$$S = 3,8 \text{ Torr}^{-1} \text{ bei einer Elektronenenergie von 500 eV } (U_A = 0 \text{ V}) ,$$

$$S = 3,2 \text{ Torr}^{-1} \text{ bei einer Elektronenenergie von 100 eV } (U_A = 400 \text{ V}).$$

Durch Abkissen der Elektronen vor Eintritt in den Anodenzylinder kann der Röntgeneffekt verringert werden, wie aus Fig. 10 hervorgeht. Für ein Kathodenpotential von -500 V ist der Kollektorstrom I_{Koll} gegen die Elektronenenergie (die abknappende Anodenkurve I_{A}) aufgetragen (ausgezogene Kurve). Da mit der Erniedrigung der Elektronenenergie der Elektronenstrom I_{A} sinkt (attrahierende Kurve), ist der Kollektorstrom I_{Koll} wegen des abknappenden Vort des Elektronenstromes I_{A} größer als bei einer Elektronenenergie $E_{\text{Elektr.}}$ von 100 eV . Das ergibt sich aus der Verringerung des Röntgeneffekts durch die abknappende Elektronenenergie (Gleichung (6)) durch die abknappende Verteilung der Elektronenstrahlung und durch die abknappende Elektronenenergie (Gleichung (6)) durch die abknappende Verteilung der Elektronenenergie (siehe Abschnitt 4.5.2). Die abknappende Verteilung der Elektronenenergie (siehe Abschnitt 4.5.2) wird durch die abknappende Verteilung der Elektronenenergie (siehe Abschnitt 4.5.2) verursacht. Da jedoch zusätzlich mit der Erniedrigung der Anodenspannung aus technischen Gründen die Ionenanzugsspannung U_{A} reduziert wurde, erkannte sich für U_{A} der Röntgeneffekt die Absaugspannung hat auf den Wert von 3 entsprechenden Einfluß, wie aus Fig. 11 hervorgeht. Es konnte jedoch auch bei hoher Absaugspannung der theoretische Wert von 3 erreicht werden. Der Grund hierfür ist noch nicht geklärt.

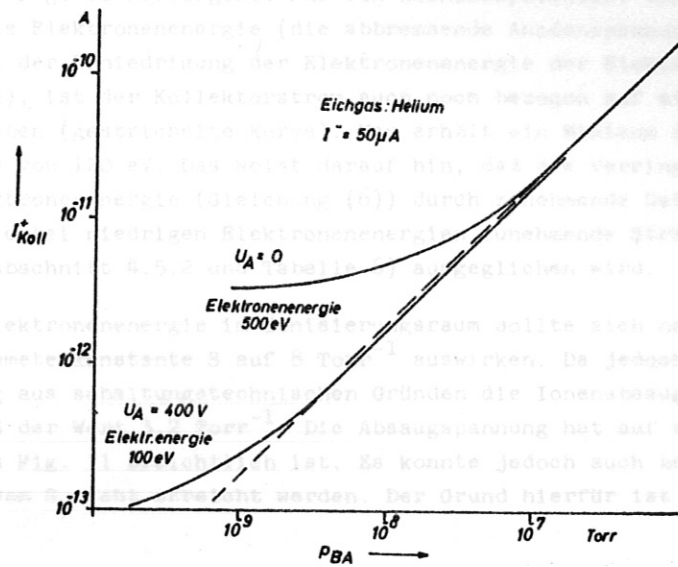


Fig. 9

Eichkurve der ZK-Röhre 2 gegen eine BAYARD-ALPERT-Röhre

Der Punkt, bei dem die Eichkurve vom linearen Verlauf abzuweichen beginnt, verschiebt sich bei der Erniedrigung der Elektronenenergie auf 100 eV von etwa 10^{-7} auf $3 \cdot 10^{-9}$ Torr. Der Röntgeneffekt wird also durch die Verminderung der Elektronenenergie wesentlich reduziert.

Zur besseren Übersicht sind die Ergebnisse der Eichmessungen in Tabelle 2 zusammengestellt. Am Wert von p_{R} zeigt sich, daß bei vergleichbaren Betriebsbedingungen in der ZK-Röhre 2 der Röntgeneffekt gegenüber der ZK-Röhre 1 um etwa den Faktor 100 erhöht ist. Diese Tatsache wird auf den unsymmetrischen Kollektor der ZK-Röhre 2 zurückgeführt, der durch sein elektrisches Feld den Elektronenstrahl ablenkt, so daß mehr Elektronen auf den Rand der Austrittsöffnung treffen.

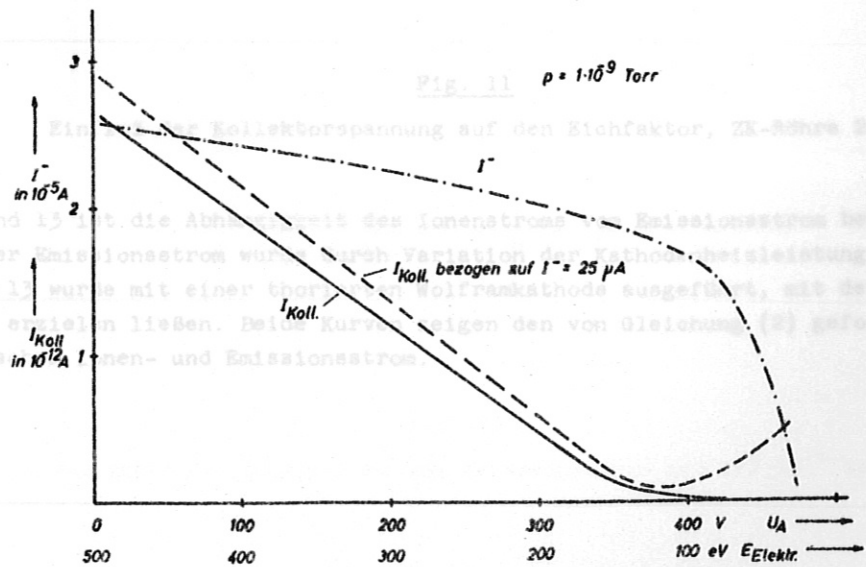


Fig. 10

Einfluß der Elektronenenergie (Anodenspannung) auf den Röntgeneffekt, ZK-Röhre 2

Durch Abbremsen der Elektronen vor Eintritt in den Anodenzylinder kann der Röntgeneffekt verringert werden, wie aus Fig. 10 hervorgeht. Für ein Kathodenpotential von -500 V ist der Kollektorstrom I_{Koll} gegen die Elektronenenergie (die abbremsende Anodenspannung U_A) aufgetragen (ausgezogene Kurve). Da mit der Erniedrigung der Elektronenenergie der Elektronenstrom I^- auf E_2 sinkt (strichpunktierte Kurve), ist der Kollektorstrom auch noch bezogen auf einen konstanten Wert des Elektronenstroms angegeben (gestrichelte Kurve). Man erhält ein Minimum des Kollektorstromes bei einer Elektronenenergie von 120 eV. Das weist darauf hin, daß die Verringerung des Röntgeneffekts durch die sinkende Elektronenenergie (Gleichung (6)) durch zunehmende Defokussierung des Elektronenstrahls und durch die bei niedrigen Elektronenenergien zunehmende Strahlverbreiterung infolge der Raumladung (siehe Abschnitt 4.5.2 und Tabelle 6) ausgeglichen wird.

Die Herabsetzung der Elektronenenergie im Ionisierungsraum sollte sich nach ARDENNE²⁰⁾ auch in einer Erhöhung der Manometerkonstante S auf 8 Torr^{-1} auswirken. Da jedoch zugleich mit der Erhöhung der Anodenspannung aus schaltungstechnischen Gründen die Ionenabsaugspannung U_{A-K} reduziert wurde, ergab sich für S der Wert $3,2 \text{ Torr}^{-1}$. Die Absaugspannung hat auf den Wert von S entscheidenden Einfluß, wie aus Fig. 11 ersichtlich ist. Es konnte jedoch auch bei hoher Absaugspannung der theoretische Wert von S nicht erreicht werden. Der Grund hierfür ist noch nicht geklärt.

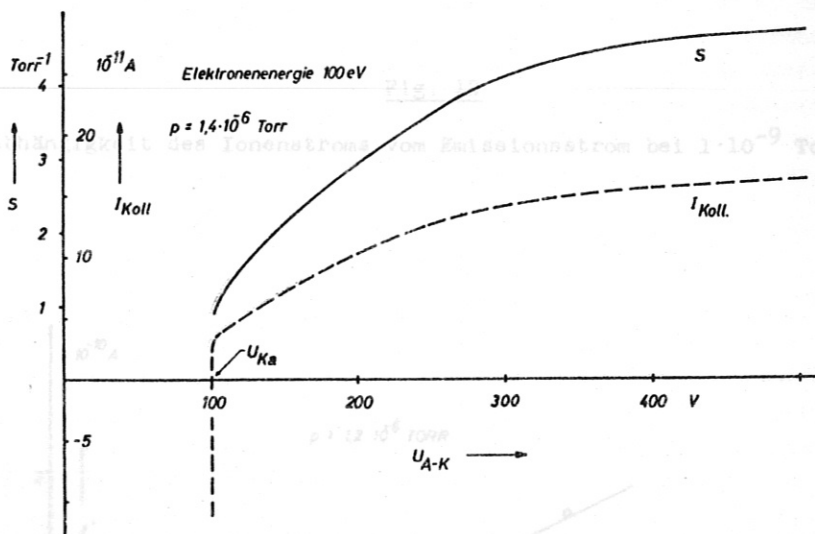


Fig. 11

Einfluß der Kollektorspannung auf den Eichfaktor, ZK-Röhre 2

In den Fig. 12 und 13 ist die Abhängigkeit des Ionenstroms vom Emissionsstrom bei konstantem Druck wiedergegeben. Der Emissionsstrom wurde durch Variation der Kathodenheizleistung verändert. Die Messung von Fig. 13 wurde mit einer thorierten Wolframkathode ausgeführt, mit der sich nur Emissionsströme bis $40 \mu\text{A}$ erzielen ließen. Beide Kurven zeigen den von Gleichung (2) geforderten linearen Zusammenhang zwischen Ionen- und Emissionsstrom.

Fig. 13

Abhängigkeit des Ionenstroms vom Emissionsstrom bei $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ Torr}$

2.3 Messung zum Blears-Effekt

Die bisher gebräuchlichen Konstruktionen zeigen, daß die ZK-Röhre zur Messung des Blears-Effekts nicht geeignet ist. Vor den Zweikammerkonstruktionen wurde dabei jedoch noch nicht bedacht, daß die Wahl der ZK-Röhre die Messung des Blears-Effekts erschweren kann. Die Messung des Blears-Effekts mit der ZK-Röhre ist durch die Tatsache erschwert, daß die ZK-Röhre bei der Messung des Blears-Effekts einen Ionenstrom von 10^{-13} A liefert, während die ZK-Röhre bei der Messung des Blears-Effekts einen Ionenstrom von 10^{-13} A liefert. Die Messung des Blears-Effekts mit der ZK-Röhre ist durch die Tatsache erschwert, daß die ZK-Röhre bei der Messung des Blears-Effekts einen Ionenstrom von 10^{-13} A liefert, während die ZK-Röhre bei der Messung des Blears-Effekts einen Ionenstrom von 10^{-13} A liefert.

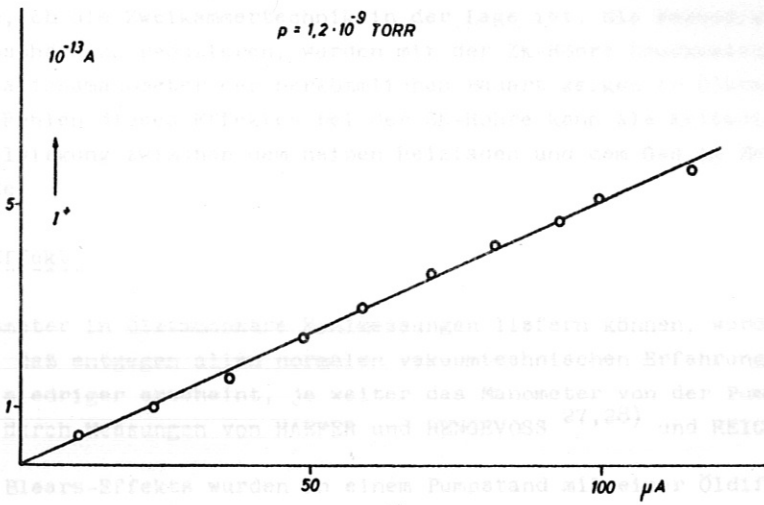


Fig. 12

Abhängigkeit des Ionenstroms vom Emissionsstrom bei $1 \cdot 10^{-9}$ Torr

Das Ionisationsmanometer in dieser Konstruktion liefert Messungen, welche durch die Tatsache erkannt. Er zeigte, daß entgegen allen normalen vakuumtechnischen Erfahrungen der Ionenstrom bei einem niedrigeren Druck ansteigt, je weiter das Manometer von der Pumpe entfernt ist. Die Messung des Blears-Effekts wurde in einem Pumpenraum bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-9}$ Torr durchgeführt. Ein Meßsystem war ohne Glasfuge in den Rezipient eingebaut - es wird als "high speed gauge" bezeichnet -, ein weiteres Meßsystem im Glaskolben - "normal gauge" - war in der üblichen Weise über ein Glasrohr mit einem Molekularströmungsleitwert von 1 l/sec an den Rezipient angeschlossen. Nach dem Ausheizen stimmten die Anzeigen beider Meßsysteme überein. Nach einer bestimmten Zeit begann jedoch der Meßwert der "high speed gauge" zu steigen. Der Druckanstieg betrug nach HAEFNER und HEMMEVOSS 10^{-9} Torr, je nach der Temperatur des Rezipient, maximal zwei Zehnerpotenzen.

Zur Beobachtung des Blears-Effekts wurden in einem Pumpenraum bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-9}$ Torr ein Ionisationsmanometer vom MA-Typ zur Druckmessung verwendet. Ein Meßsystem war ohne Glasfuge in den Rezipient eingebaut - es wird als "high speed gauge" bezeichnet -, ein weiteres Meßsystem im Glaskolben - "normal gauge" - war in der üblichen Weise über ein Glasrohr mit einem Molekularströmungsleitwert von 1 l/sec an den Rezipient angeschlossen. Nach dem Ausheizen stimmten die Anzeigen beider Meßsysteme überein. Nach einer bestimmten Zeit begann jedoch der Meßwert der "high speed gauge" zu steigen. Der Druckanstieg betrug nach HAEFNER und HEMMEVOSS 10^{-9} Torr, je nach der Temperatur des Rezipient, maximal zwei Zehnerpotenzen.

Zur Erklärung des Blears-Effekts wurden drei Theorien vorgeschlagen:

- 1) Der Blears-Effekt ist ein Ionenvorgang (BEICH ²⁹).
- 2) Der Leitwert des Verbindungsrohres weicht für Dimoleküle stark von dem durch die Knudsen-Poiseuille vorgeschriebenen Wert ab. Infolge der Crack-Wirkung der Ionisationsröhre entstehen Bruchstücke, durch die der Leitwert ansteigt. In der Meßröhre entsteht also ein Überdruck (HAEFNER und HEMMEVOSS ^{27,28}).
- 3) Durch die Crackwirkung und die Strahlungseinwirkung des Manometers entstehen an den Wänden des Verbindungsrohres zum Rezipient aus den Dimolekülen hochpolymere Schichten von Kohlenwasserstoffen, die an der Polymerisation beteiligten Dimoleküle verschwinden dadurch aus dem Meßraum und verursachen einen Druckanstieg (SCHERZER ³⁰).

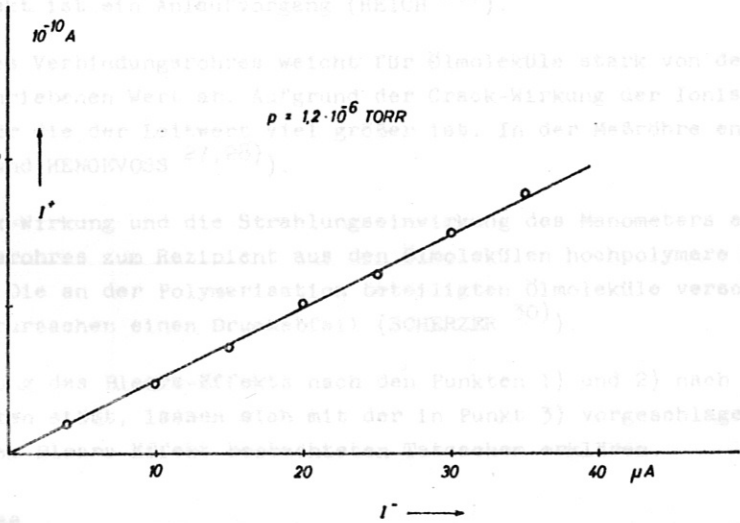


Fig. 13

Abhängigkeit des Ionenstroms vom Emissionsstrom bei $1,2 \cdot 10^{-6}$ Torr

Mit der ZK-Röhre wurden mehrere Versuche zum Blears-Effekt durchgeführt. Die Meßanordnung ist in Abschnitt 4.3 mit Fig. 20 beschrieben. Als Treibmittel wurde in den Diffusionspumpen das Silikonöl DC 704 verwendet. Nach einer Ausheizdauer von mindestens 12 Stunden bei $450^\circ C$ wurden die Druckmeßwerte der ZK-Röhre mit denen der MA-Röhre I verglichen. Zur Zeit $t = 0$ wurde der Ausheizvorgang beendet. Im Zeitraum von 0 bis 75 Stunden wird der Druckverlauf durch Sorptionsscheinungen an den ausgeheizten Wänden und bei der MA-Röhre durch das Füllen der Kühlflasche KF2 bestimmt, wie dies aus dem Leereffekt in Fig. 15 hervorgeht. Zur Zeit $t = 75$ Stunden stimmen die Meßwerte der ZK-Röhre und der MA-Röhre überein. Nach 75 bis 135 Stunden beginnt jedoch die Druckanzeige der ZK-Röhre zu steigen, während die MA-Röhre schon ihre stationäre Anzeige erreicht hat. Nach weiteren 100 Stunden hat auch die ZK-Röhre ihre stationäre Anzeige erreicht. Die ZK-Röhre

2.3 Messung zum Blears-Effekt

Die bisher gebrachten Ergebnisse zeigen, daß die ZK-Röhre zur Druckmessung im UHV-Bereich geeignet ist. Von den Zweikammereigenschaften wurde dabei jedoch noch kein Gebrauch gemacht. Zur Entscheidung der Frage, ob die Zweikammertechnik in der Lage ist, die Wechselwirkung des Heizfadens mit der Restgasatmosphäre zu reduzieren, wurden mit der ZK-Röhre Druckmessungen in Ölatmosphäre durchgeführt. Ionisationsmanometer der herkömmlichen Bauart zeigen in Ölatmosphäre den sogenannten Blears-Effekt. Das Fehlen dieses Effektes bei der ZK-Röhre kann als Kriterium dafür angesehen werden, daß die Wechselwirkung zwischen dem heißen Heizfaden und dem Gas im Meßvakuum wesentlich herabgemindert wurde.

2.3.1 Der Blears-Effekt

Daß Ionisationsmanometer in Ölatmosphäre Fehlmessungen liefern können, wurde zuerst von BLEARS ²⁶⁾ erkannt. Er zeigte, daß entgegen allen normalen vakuumtechnischen Erfahrungen der Enddruck eines Ölpumpstandes umso niedriger erscheint, je weiter das Manometer von der Pumpe entfernt ist. Dieses Ergebnis wurde durch Messungen von HAEFER und HENGEVOSS ^{27,28)} und REICH ²⁹⁾ bestätigt:

Zur Beobachtung des Blears-Effektes wurden an einem Pumpstand mit einer Öldiffusionspumpe zwei Ionisationsmanometer vom BA-Typ zur Druckmessung verwendet. Ein Meßsystem war ohne Glashülle direkt in den Rezipient eingebaut - es wird als "high speed gauge" bezeichnet -, ein weiteres Meßsystem im Glaskolben - "normal gauge" - war in der üblichen Weise über ein Glasrohr mit einem Molekularströmungsleitwert von 1 l/sec an den Rezipient angeschlossen. Nach dem Ausheizen stimmten die Anzeigen beider Meßsysteme überein. Nach einiger Zeit begann jedoch der Meßwert der "high speed gauge" zu steigen, während die angesetzte Röhre konstant einen niedrigen Druck zeigte. Der Druckanstieg betrug nach HAEFER und HENGEVOSS ²⁷⁾, je nach der Temperatur des Rezipient, maximal zwei Zehnerpotenzen.

Zur Erklärung des Blears-Effektes wurden drei Theorien vorgeschlagen:

- 1) Der Blears-Effekt ist ein Anlaufvorgang (REICH ²⁹⁾).
- 2) Der Leitwert des Verbindungsrohres weicht für Ölmoleküle stark von dem durch die Knudsen-Formel vorgeschriebenen Wert ab. Aufgrund der Crack-Wirkung der Ionisationsröhre entstehen Bruchstücke, für die der Leitwert viel größer ist. In der Meßröhre entsteht also ein Unterdruck (HAEFER und HENGEVOSS ^{27,28)}).
- 3) Durch die Crack-Wirkung und die Strahlungseinwirkung des Manometers entstehen an den Wänden des Verbindungsrohres zum Rezipient aus den Ölmolekülen hochpolymere Schichten von Kohlenwasserstoffen. Die an der Polymerisation beteiligten Ölmoleküle verschwinden dadurch aus dem Meßraum und verursachen einen Druckabfall (SCHERZER ³⁰⁾).

Während die Erklärung des Blears-Effektes nach den Punkten 1) und 2) nach SCHERZER auf grundsätzliche Schwierigkeiten stößt, lassen sich mit der in Punkt 3) vorgeschlagenen Hypothese alle im Zusammenhang mit dem Blears-Effekt beobachteten Tatsachen erklären.

2.3.2 Meßergebnisse

Mit der ZK-Röhre wurden mehrere Versuche zum Blears-Effekt durchgeführt. Die Meßanordnung ist in Abschnitt 4.3 mit Fig. 20 beschrieben. Als Treibmittel wurde in den Diffusionspumpen das Silikonöl DC 704 verwendet. Nach einer Ausheizdauer von mindestens 12 Stunden bei 450°C wurden die Druckmeßwerte der ZK-Röhre und der BA-Röhre I über einen Zeitraum von etwa 480 Stunden registriert. In Fig. 14 sind die ZK-Meßwerte mit denen der BA-Röhre I verglichen. Zur Zeit $t = 0$ wurde der Ausheizvorgang beendet. Im Zeitraum von 0 bis 75 Stunden wird der Druckverlauf durch Sorptionsercheinungen an den ausgeheizten Wänden und bei der BA-Röhre durch das Füllen der Kühlfalle KP2 bestimmt, wie dies aus dem Leereffekt in Fig. 15 hervorgeht. Zur Zeit $t = 75$ Stunden stimmen die Meßwerte der ZK-Röhre und der BA-Röhre überein. Nach 75 bis 135 Stunden beginnt jedoch die Druckanzeige der ZK-Röhre zu steigen, während die BA-Röhre schon ihre stationäre Anzeige erreicht hat. Nach weiteren 100 Stunden hat auch die ZK-Röhre ihre stationäre Anzeige erreicht. Die ZK-Röhre

Ausschnitt aus dem Kurvenverlauf beim 3. Blears-Versuch (nach dem Druckenstieg) zeigt Fig. 16. Für den Kurvenverlauf in Fig. 14 wurde über diese Schwankungen graphisch gemittelt.

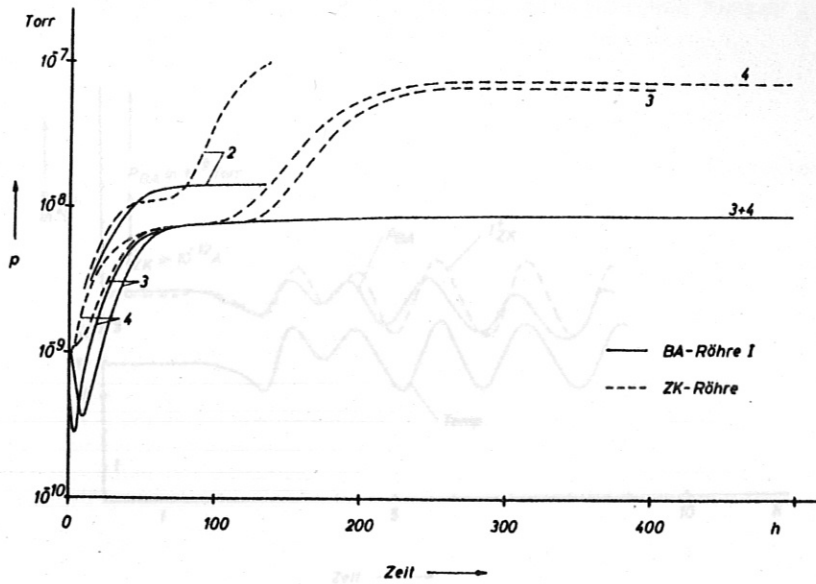


Fig. 14

Druckverlauf bei den Blears-Versuchen 2, 3 und 4

Einfluß der Raumtemperatur auf die Druckmessung bei den Blears-Versuchen

Während der Blears-Versuche war die Kühlfalle KF2 immer mit flüssigem Stickstoff gefüllt, um das Hilfsvakuum, dessen Druck mit der BA-Röhre III gemessen wurde, weitgehend 51frei zu halten. Der Druck im Hilfsvakuum war während der Messung durchwegs um etwa den Faktor 10 niedriger als der im Meßraum. Diese Tatsache schließt die Möglichkeit aus, daß der Druckenstieg im ZK-Manometer durch die beiden Anodenöffnungen über das Hilfsvakuum hervorgerufen wurde.

2.3.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Kurven, die den Druckverlauf bei den einzelnen Blears-Versuchen wiedergeben, stimmen untereinander gut überein. Es wurden unter verschiedenen Betriebsbedingungen gemessen. Der Beginn des Druckenstiegs, der nach etwa 15 Minuten einsetzt, scheint einen Zusammenhang mit der Ausheildauer zu haben (siehe Fig. 13).

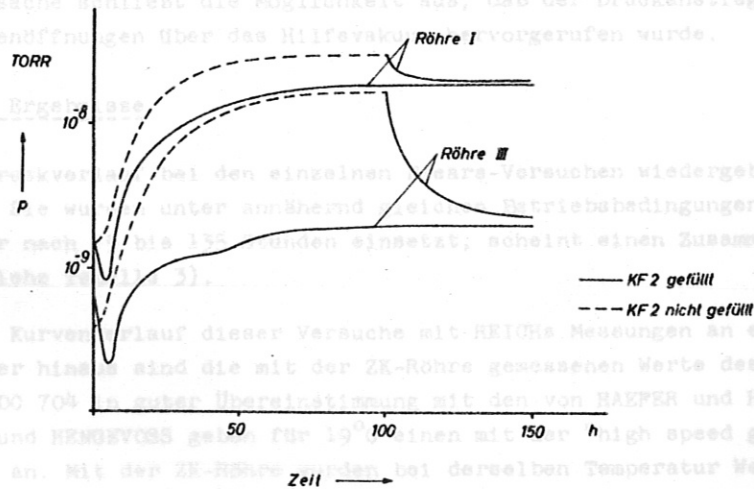


Fig. 15

Druckverlauf bei den Leerversuchen

Um zu ermitteln, welchen Einfluß die gefüllte Kühlfalle KF2 auf den Druck im Meßraum hat, wurden zwei Leerversuche durchgeführt, die in Fig. 15 dargestellt sind. Die ZK-Röhre war dabei vom Pumpstand abgenommen. Aus den Leerversuchen geht hervor, daß die mit flüssigem N₂ gefüllte Kühlfalle KF2 auf die Üldämpfe als Kryopumpe wirkt und den Druck im Meßraum um den Faktor 2, im Mittel um den Faktor 8 bis 10 senkt. Die Kurven, die den Druckverlauf bei den Leerversuchen wiedergeben, stimmen untereinander gut überein. Zur besseren Übersicht sind die wichtigsten Daten der Versuche 2, 3 und 4, und zum Vergleich auch die Werte des von REICH angegebenen Blears-Versuchs, in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Die Temperatur hat auf den Blears-Effekt einen starken Einfluß, wie von HAEFER und HENGEVOSS²⁷⁾ gezeigt wurde. Obwohl die hier besprochenen Versuche in einem klimatisierten Raum mit einer Regelabweichung der Raumtemperatur von nur $\pm 1^\circ\text{C}$ durchgeführt wurden, kommen die Temperaturschwankungen in den Druckmeßwerten sowohl der ZK-Röhre als auch der BA-Röhren deutlich zum Ausdruck. Einen

Ausschnitt aus dem Kurvenverlauf beim 3. Blears-Versuch (nach dem Druckanstieg) zeigt Fig. 16. Für den Kurvenverlauf in Fig. 14 wurde über diese Schwankungen graphisch gemittelt.

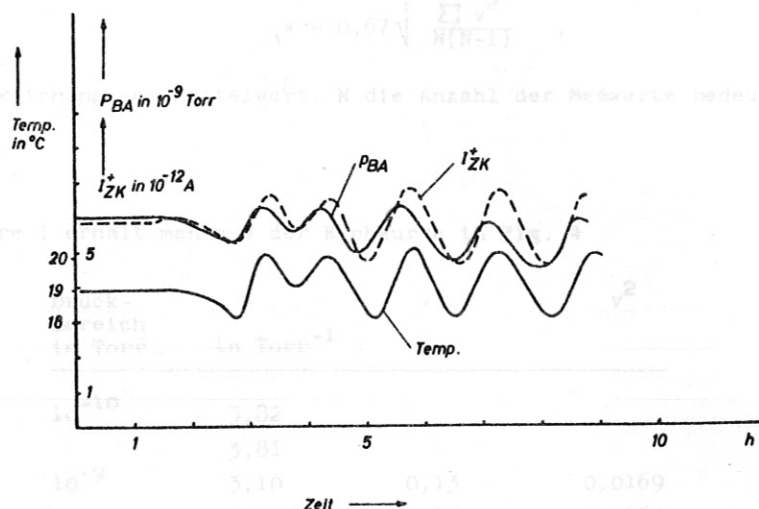


Fig. 16

Einfluß der Raumtemperatur auf die Druckmessung bei den Blears-Versuchen

Während der Blears-Versuche war die Kühlfalle KF2 immer mit flüssigem Stickstoff gefüllt, um das Hilfsvakuum, dessen Druck mit der BA-Röhre III gemessen wurde, weitgehend ölfrei zu halten. Der Druck im Hilfsvakuum war während der Messung durchwegs um etwa den Faktor 10 niedriger als der im Meßraum. Diese Tatsache schließt die Möglichkeit aus, daß der Druckanstieg im ZK-Manometer durch die beiden Anodenöffnungen über das Hilfsvakuum hervorgerufen wurde.

2.3.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Kurven, die den Druckverlauf bei den einzelnen Blears-Versuchen wiedergeben, stimmen untereinander gut überein. Sie wurden unter annähernd gleichen Betriebsbedingungen gemessen. Der Beginn des Druckanstiegs, der nach 75 bis 135 Stunden einsetzt, scheint einen Zusammenhang mit der Ausheizdauer zu haben (siehe Tabelle 3).

Qualitativ stimmt der Kurvenverlauf dieser Versuche mit REICHS Messungen an einer "high speed gauge" überein. Darüber hinaus sind die mit der ZK-Röhre gemessenen Werte des Enddrucks für das verwendete Silikonöl DC 704 in guter Übereinstimmung mit den von HAEFER und HENGEVOSS²⁷⁾ angegebenen Werten. HAEFER und HENGEVOSS geben für $19^{\circ}C$ einen mit der "high speed gauge" gemessenen Enddruck von $1 \cdot 10^{-7}$ Torr an. Mit der ZK-Röhre wurden bei derselben Temperatur Werte zwischen 0,85 und $1 \cdot 10^{-7}$ Torr gemessen.

Um zu ermitteln, welchen Einfluß die gefüllte Kühlfalle KF2 auf den Druck im Meßraum hat, wurden zwei Leerversuche durchgeführt, die in Fig. 16 dargestellt sind. Die ZK-Röhre war dabei vom Pumpstand abgenommen. Aus den Leerversuchen (Fig. 16) geht hervor, daß die mit flüssigem N_2 gefüllte Kühlfalle KF2 auf die Öldämpfe als Kryopumpe wirkt und den Druck im Meßraum um den Faktor 2, im Hilfsvakuum um den Faktor 7 erniedrigt. Die Druckerniedrigung im Meßraum könnte für die etwas zu niedrig ausgefallenen Werte des Enddruckes verantwortlich sein. Dieser Fehler läßt sich durch ein gesondertes Hilfsvakuumsystem beseitigen. Will man den wahren Enddruck mit der ZK-Röhre messen, dann muß diese nahe an der Diffusionspumpe angebracht werden. Außerdem müssen die BA-Röhren, die auf den Öldampf pumpend und crackend wirken, entfernt werden.

2.4 Fehlerabschätzung

Zur Abschätzung des Fehlers, mit dem der Eichfaktor des ZK-Manometers behaftet sein kann, läßt sich die Gaußsche Methode heranziehen. Für den wahrscheinlichen Fehler gilt danach

$$w = 0,67 \sqrt{\frac{\sum v^2}{N(N-1)}} \quad (8)$$

wobei v die Abweichung vom Mittelwert, N die Anzahl der Meßwerte bedeutet.

ZK-Röhre 1 :

Für die ZK-Röhre 1 erhält man aus der Eichkurve in Fig. 4

Druck-Bereich in Torr	S in Torr ⁻¹	v	v ²
10 ⁻¹⁰	3,82		
	3,81		
10 ⁻⁹	3,10	0,13	0,0169
	3,10	0,13	0,0169
10 ⁻⁸	3,19	0,04	0,0016
	3,15	0,08	0,0064
	3,13	0,10	0,0100
	3,13	0,10	0,0100
10 ⁻⁷	3,13	0,10	0,0100
	3,24	0,01	0,0001
	3,25	0,02	0,0004
	3,25	0,02	0,0004
10 ⁻⁶	3,25	0,02	0,0004
	3,24	0,01	0,0001
	3,32	0,09	0,0081
	3,31	0,08	0,0064
10 ⁻⁵	3,38	0,15	0,0225
	3,12	0,11	0,0121
	3,13	0,10	0,0100
	3,19	0,04	0,0016
10 ⁻⁴	3,12	0,11	0,0121
	3,40	0,17	0,0289
	3,25	0,02	0,0004
	<u>3,26</u>	0,03	<u>0,0009</u>
	70,93		$\sum v^2 = 0,1763$

$$\bar{S} = 70,93 : 22 = 3,23 \pm 0,0131 = 3,23 \pm 0,45 \%$$

$$w = 0,67 \sqrt{\frac{0,1763}{22 \cdot 21}} = 0,0131$$

ZK-Röhre 2 :

Für die ZK-Röhre 2 erhält man aus der Eichkurve in Fig. 7

In 10^{-10} Torr-Bereich Druck-
Bereich in Torr Fehler S in Torr⁻¹ v² grobenteils durch den Fehler der Ionen-
strommessung bestimmt. In Bereich über 10^{-8} Torr wesentlich durch den Fehler der
Entladungsmessung.

Druck- Bereich in Torr	Fehler S in Torr ⁻¹	v ²	Druck- Bereich in Torr	Fehler S in Torr ⁻¹	v ²
10^{-9}	3,27	0,07	10^{-8}	3,27	0,07
	3,13	0,21		3,13	0,21
	3,36	0,02		3,36	0,02
	3,21	0,13		3,21	0,13
10^{-8}	3,54	0,20	3,54	0,20	0,0400
	3,56	0,22	3,56	0,22	0,0484
	3,34	0,00	3,34	0,00	0,0000
	23,41	0,00	23,41	0,00	0,0000
		$\sum v^2 = 0,1547$			

$$\bar{S} = 23,41 : 7 = 3,34 \pm 0,041 = 3,34 \pm 1,2 \%$$

Die Zwickmanneigenschaften lassen sich durch eine Verkleinerung des Leitwertes zwischen Maß-
vakuumraum und Zwickmanneinrichtung $w = 0,67 \sqrt{\frac{0,1547}{7,6}} = 0,041$ Anschlußöffnung für den Elektronenstrahl läßt
sich auf den halben Durchmesser verkleinern. Die Austrittsöffnung kann durch einen isoliert an-
gebrachten Elektronenauffänger vollständig verschlossen werden. Der Leitwert reduziert sich so

Fehler der Druckmessung: dem Hauptteil, das der Elektronenauffänger sich im Maßvakuum befindet,
läßt sich ein zum Elektronenstrahl rotationssymmetrisches Manometer anordnen. Bei dieser Anordnung
Der Druck wird im ZK-Manometer gemessen nach Gleichung (1)

$$p = \frac{I^+}{I^- S}$$

Für den relativen Fehler von p gilt also

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta I^+}{I^+} + \frac{\Delta I^-}{I^-} + \frac{\Delta S}{S} \quad (9)$$

Für die ZK-Röhre 1 ist für Drücke von 10^{-8} Torr aufwärts

$$\frac{\Delta p}{p} = 1 \% + 3 \% + 1 \% = 5 \% ,$$

für Drücke im 10^{-9} Torr-Bereich

$$\frac{\Delta p}{p} = 3 \% + 3 \% + 1 \% = 7 \% ,$$

für Drücke im 10^{-10} Torr-Bereich

$$\frac{\Delta p}{p} = 10 \% + 3 \% + 1 \% = 14 \% .$$

Für die ZK-Röhre 2 ist für Drücke von 10^{-8} Torr aufwärts

$$\frac{\Delta p}{p} = 1 \% + 3 \% + 2,5 \% = 6,5 \% ,$$

für Drücke im 10^{-9} Torr-Bereich

$$\frac{\Delta p}{p} = 3 \% + 3 \% + 2,5 \% = 8,5 \% ,$$

für Drücke im 10^{-10} Torr-Bereich

$$\frac{\Delta p}{p} = 10 \% + 3 \% + 2,5 \% = 15,5 \% .$$

Im 10^{-10} Torr-Bereich ist der Fehler der Druckmessung größtenteils durch den Fehler der Ionenstrommessung bestimmt, während er im Bereich über 10^{-8} Torr wesentlich durch den Fehler der Emissionsstrommessung bestimmt wird.

Als Fehler von S wurde der doppelte wahrscheinliche Fehler eingesetzt.

3. ZUSAMMENFASSUNG

Es wurde gezeigt, daß die Zweikammerröhre zur Druckmessung im Bereich von 10^{-2} bis 10^{-10} Torr angewendet werden kann. Bei Beachtung besonderer Maßnahmen kann der Meßbereich nach unten und oben jeweils um etwa eine Zehnerpotenz erweitert werden. Aus den Blears-Versuchen kann geschlossen werden, daß in der Zweikammerröhre die Wechselwirkung der Elektronenquelle mit der Restgasatmosphäre gegenüber dem BA-Manometer stark vermindert ist. Die Zweikammerröhre zeigt in einer Öl-atmosphäre trotz Anschluß über einen Strömungsleitwert von 2 μ /sec die gleichen Drücke an wie eine "high speed gauge".

Die Zweikammereigenschaften lassen sich durch eine Verkleinerung des Leitwertes zwischen Meßvakuumraum und Hilfsvakuumraum verbessern. Die Einschuböffnung für den Elektronenstrahl läßt sich auf den halben Durchmesser verkleinern. Die Austrittsöffnung kann durch einen isoliert angebrachten Elektronenauffänger vollständig verschlossen werden. Der Leitwert reduziert sich so etwa um den Faktor 10. Mit dem Nachteil, daß der Elektronenauffänger sich im Meßvakuum befindet, läßt sich ein zum Elektronenstrahl rotationssymmetrisches Manometer bauen. Bei dieser Anordnung kann ein Magnetfeld zur besseren Fokussierung des Elektronenstrahls angewendet werden.

Die Anodenöffnungen werden an die mechanische Genauigkeit des Mikringes hohe Anforderungen gestellt. Der Anodenzylinder und damit auch die Elektronenkanone sind mit einer Schraubbefestigung 8 mit dem Anglesstativ 7 verbunden, der das ganze System in der Glasröhre trägt.

Als Kathode dient ein 0,3 mm Draht aus Wolfram oder Schrotiertem Wolfram. Die Lebensdauer der reinen Wolframbkathode liegt wegen der hohen Betriebstemperatur (2500°C) bei etwa 200 Stunden. Bei den Blears-Versuchen, die sich zum Teil über 500 Stunden ausdehnten, wurde mit Schrotiertem Wolframbkathoden gearbeitet, deren Betriebstemperatur bei etwa 1500°C liegt. Die Lebensdauer dieser Kathoden ist größer als 1000 Stunden, wenn eine Zwischenaktivierung durchgeführt wird.

Die meisten elektrischen Anschlüsse der ZK-Röhre sind mit Nickelbündchen an den Novolock 1 geführt. Der Ionenkollektor ist zur Erzielung eines hohen Isolationswiderstands vom Sockel getrennt herausgeführt. Zum leichteren Aufbau der ZK-Röhre sind die Elektroden E_1 , E_2 und 3 ebenfalls vom Sockel getrennt herausgeführt.

4.1.2 Unterschiede zur ZK-Röhre 1

Die ZK-Röhre 1 hatte einen in verschiedenen Punkten von der ZK-Röhre 2 abweichenden Aufbau. Die Unterschiede sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Wegen der Bedeutung des Ionenkollektors für die Funktion der ZK-Röhre wird der Aufbau des Kollektors der ZK-Röhre 1 und 2 im folgenden beschrieben. Die Fig. 1 und 2 deuten die Kollektoranordnung beider Röhren an. Der symmetrische Kollektor der ZK-Röhre 1 besteht aus einer Drahtschleife von 6 mm Durchmesser. Sie ist konzentrisch zum Elektronenstrahl angeordnet. Der 0,3 mm starke Kollektordraht ist beidseitig über 1,5 mm Vaconstifte aus der Röhre herausgeführt, so daß er vor der Messung durch Strosdurchgang ausgeheizt werden kann.

Der Kollektor der ZK-Röhre 2 ist seitlich vom Elektronenstrahl angebracht (unsymmetrischer Kollektor). Er besteht aus einem Wolfram-Drahtnetz mit einer optischen Transparenz von etwa 50 %. Das Netz wird von einem Wolfram-Band von 1 mm Breite begrenzt und auch von einem solchen getragen. Diese Kollektoranordnung ist ebenfalls durch Strosdurchgang ausgeheizbar. Die Kollektoranordnung stellt bei der ZK-Röhre 2 eine Kapazität von 4 pF dar. Die Anoden-Kollektorkapazität der ZK-Röhre 1 wurde nicht gemessen. Sie dürfte größenordnungsmäßig denselben Wert gehabt haben.

A N H A N G

4.1 Die Zweikammerröhre

4.1.1 Aufbau der Zweikammerröhre 2

Die ZK-Röhre 2 hat sich mechanisch gut bewährt. Daher wird ihr Aufbau im folgenden näher beschrieben.

Fig. 26 zeigt eine maßstäbliche Schnittzeichnung der ZK-Röhre 2. Kathode Ka, Wehneltzylinder W und die elektrostatische Linse mit den Elektroden B_1 , B_2 , B_3 bilden die Elektronenkanone. Die Anode A und der Anglasstützen 7 umschließen den Meßraum, in dem sich der Ionenkollektor K befindet. Die Elektroden E_1 und E_2 dienen als Elektronenauffänger. Um eine Störung des Elektronenstrahls durch magnetische Felder zu vermeiden, wurden fast alle Metallteile aus unmagnetischen Werkstoffen gefertigt. Die Blenden B_1 , B_2 , B_3 und der Anodenzylinder bestehen aus Molybdän, E_1 und E_2 aus V2A-Stahl, der Kollektor aus Wolfram. Nur der Anglasstützen für den Anodenzylinder und die Glasdurchführungen für die elektrischen Anschlüsse sind aus dem magnetischen Vacon hergestellt.

Die Linsenelektroden $B_{1,2,3}$, der Wehneltzylinder W und der Kathodenhalter 9 werden durch drei je um 120° versetzte Keramikstäbe 2 getragen. Um eine gegen thermische Beanspruchung dauerhafte Justierung der Elektronenkanone gegen den Anodenzylinder zu erhalten, sind diese beiden Teile über einen Keramikring 3 miteinander verbunden. Zur Erzielung einer exakten Justierung der Elektronenkanone bezüglich der beiden Anodenöffnungen werden an die mechanische Genauigkeit des Keramikringes hohe Anforderungen gestellt. Der Anodenzylinder und damit auch die Elektronenkanone sind mit einer Schraubbefestigung 8 mit dem Anglasstützen 7 verbunden, der das ganze System in der Glasröhre trägt.

Als Kathode dient ein 0,1 mm Draht aus Wolfram oder thoriertem Wolfram. Die Lebensdauer der reinen Wolframkathode liegt wegen der hohen Betriebstemperatur (2500°C) bei etwa 200 Stunden. Bei den Blears-Versuchen, die sich zum Teil über 500 Stunden ausdehnten, wurde mit thorierten Wolframkathoden gearbeitet, deren Betriebstemperatur bei etwa 1500°C liegt. Die Lebensdauer dieser Kathoden ist größer als 1000 Stunden, wenn eine Zwischenaktivierung durchgeführt wird.

Die meisten elektrischen Anschlüsse der ZK-Röhre sind mit Nickelbändchen an den Novalsockel 1 geführt. Der Ionenkollektor ist zur Erzielung eines hohen Isolationswiderstands vom Sockel getrennt herausgeführt. Zum leichteren Aufbau der ZK-Röhre sind die Elektroden E_1 , E_2 und F ebenfalls vom Sockel getrennt herausgeführt.

4.1.2 Unterschiede zur KZ-Röhre 1

Die ZK-Röhre 1 hatte einen in verschiedenen Punkten von der ZK-Röhre 2 abweichenden Aufbau. Die Unterschiede sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Wegen der Bedeutung des Ionenkollektors für die Funktion der ZK-Röhre wird der Aufbau des Kollektors der ZK-Röhre 1 und 2 im folgenden beschrieben. Die Fig. 1 und 2 deuten die Kollektoranordnung beider Röhren an. Der symmetrische Kollektor der ZK-Röhre 1 besteht aus einer Drahtschleife von 6 mm Durchmesser. Sie ist konzentrisch zum Elektronenstrahl angeordnet. Der 0,3 mm starke Kollektordraht ist beidseitig über 1,5 mm Vaconstifte aus der Röhre herausgeführt, so daß er vor der Messung durch Stromdurchgang ausgeheizt werden kann.

Der Kollektor der ZK-Röhre 2 ist seitlich vom Elektronenstrahl angebracht (unsymmetrischer Kollektor). Er besteht aus einem Wolfram-Drahtnetz mit einer optischen Transparenz von etwa 80 %. Das Netz wird von einem Wolfram-Band von 1 mm Breite begrenzt und auch von einem solchen getragen. Diese Kollektoranordnung ist ebenfalls durch Stromdurchgang ausheizbar. Die Kollektoranordnung stellt bei der ZK-Röhre 2 eine Kapazität von 4 pF dar. Die Anoden-Kollektorkapazität der ZK-Röhre 1 wurde nicht gemessen. Sie dürfte größenordnungsmäßig denselben Wert gehabt haben.

4.2 Das ZK-Steuergerät

Für den Betrieb der ZK-Röhre ist ein eigenes Steuergerät entwickelt worden (Fig. 25a-c). Im folgenden wird kurz auf die wichtigsten Punkte hingewiesen.

4.2.1 Linsenspannungen und Wehneltspannungen

Mit diesen werden der Heizstrom der ZK-Röhre und die Elektrodenspannungen abgeschaltet, wenn das Vorvakuum über 0,1 Torr ansteigt oder im Hochvakuum die an den Buchsen 0 und 1 (Fig. 25a) angelegte Gleichspannung von 500 - 600 V, der Kathodenspannung, wird durch die Potentiometer R_1 und R_2 die Spannung für $B_{1,3}$ und B_2 eingestellt. Die Wehneltspannung wird im Steuergerät selbst mit einer Stabilität von $5 \cdot 10^{-5}$ erzeugt. Sie ist am Potentiometer R_5 von 0 bis 24 V regelbar.

4.2.2 Kathodenheizung und Emissionsstabilisierung

Die Spannung für die Kathodenheizung wird ebenfalls im Steuergerät erzeugt. Sie wird gleichgerichtet, um einen Pufferbetrieb mit einem Akkumulator zu ermöglichen. Zwischen den Punkten X_1 und X_2 ist in den Heizkreis eine Regelstrecke zur Emissionsstabilisierung eingeschaltet. Die Schaltung der Emissionsregelung ist in den Fig. 25 b-c dargestellt. Das Prinzip der Regelung sei hier kurz erläutert.

Durch den Strom auf den Elektronenauffänger E_2 bzw. E wird die Heizleistung der Kathode geregelt. Da die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Elektronenauffänger etwa 700 V beträgt, darf der Regelkreis keine Gleichstromverbindung zwischen E_2 und Ka herstellen. Der an R_3 abgenommene Ist-Wert des Emissionsstromes wird daher mit dem Zerhacker (Fig. 25b) in ein Wechselspannungssignal umgeformt. Mit den Kondensatoren C_1 und C_2 wird dieses Signal vom E_2 -Potential abgetrennt und nach der Gleichrichtung der Regelstrecke (Fig. 25c, Transistor 1) zugeführt. Am Potentiometer R_4 läßt sich der Soll-Wert des Emissionsstromes einstellen.

Aufgrund der hohen Schaltfrequenz des Zerhacker ist die Schnelligkeit der Regelung nur durch die thermische Trägheit des Heizfadens begrenzt. Die Regelzeitkonstante beträgt etwa $5 \cdot 10^{-2}$ sec. Die Wirksamkeit der Regelung wird in Fig. 17 verdeutlicht, in der die Emission mit und ohne Stabilisation aufgetragen ist.

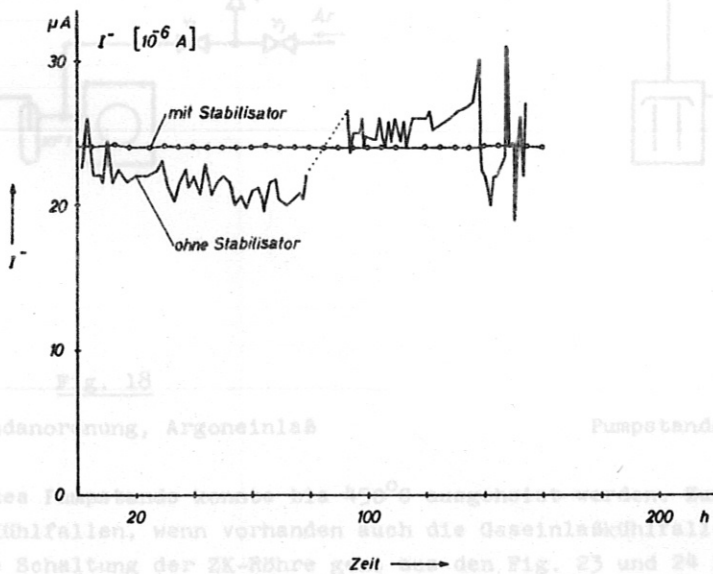


Fig. 17

Der bei den Blears-Versuchen verwendete Pumpstandaufbau ist in Fig. 20 gezeigt. An die Vorpumpe ist eine Metall-Diffusionspumpe und als letzte Stufe eine Nicken-Pumpe angeschlossen. Als Treibmittel wurde in den Wirksamkeit der Emissionsregelung 10^4 verwendet. Die doppelt eingeleiteten Leitungen bestehen aus Glasrohren mit einem Innendurchmesser von 30 mm, die einfach eingeleiteten Leitungen aus solchen mit 10 mm Innendurchmesser. Der Meßraum des ZK-Manometers und die ZK-Röhre I sind über zwei gleiche Rohrleitungen mit einem Strömungswert von 2 l/sec an den

4.2.3 Schutzeinrichtungen

Bei dieser Form der Emissionsregelung ist ein Überlastungsschutz des Heizfadens notwendig, da sonst durch eine Unterbrechung von I_{E2} die Kathode durch Überheizung zerstört werden kann. Fig. 25 d zeigt die Überstromsicherung. Zum Schutz der ZK-Röhre gegen Gasentladungen und Oxydation des Heizfadens dient das Relais Rel A (Fig. 25 a). Mit diesem werden der Heizstrom der ZK-Röhre und die Elektrodenspannungen abgeschaltet, wenn das Vorvakuum über 0,1 Torr ansteigt oder im Hochvakuum der Druck den eingestellten Bereich überschreitet.

4.3 Versuchsaufbau

Zur Eichung wurde die ZK-Röhre auf einen Quecksilberpumpstand aufgesetzt. Er bestand aus Vorpumpe, Quecksilberdiffusionspumpe, zwei HV-Kühlfallen, einer Magnetronröhre, einer BA-Röhre und der ZK-Röhre, sowie einer Vorrichtung zum Gaseinlaß. Der Aufbau des Pumpstandes geht aus den Fig. 18 und 19 hervor. Fig. 18 zeigt die Apparatur mit dem Dosierventil für den Argoneinlaß, Fig. 19 die sonst gleiche Anordnung mit dem Heliumeinlaß über ein Quarzdiffusionsventil.

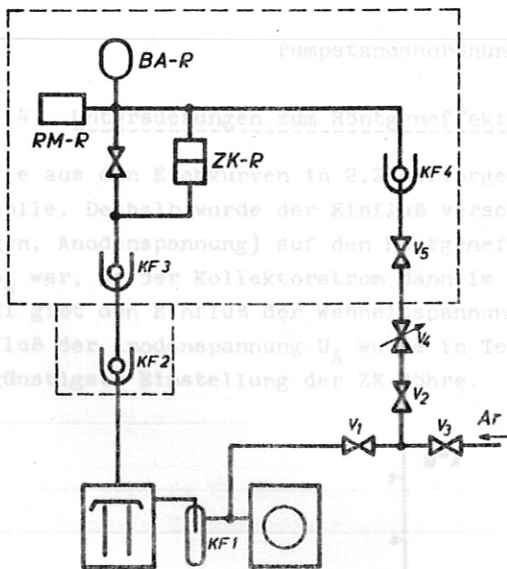


Fig. 18

Pumpstandanordnung, Argoneinlaß

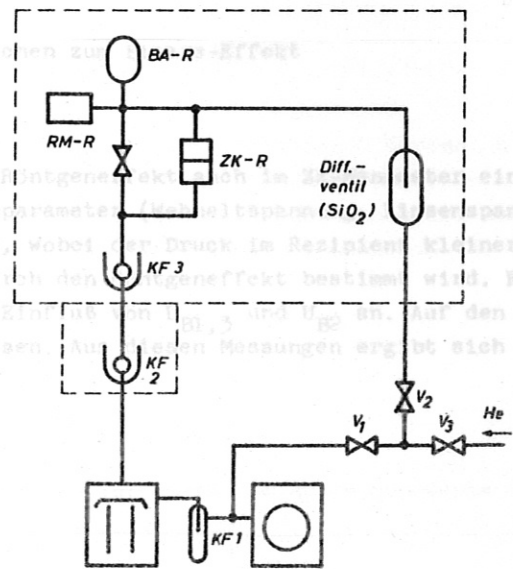


Fig. 19

Pumpstandanordnung, Heliumeinlaß

umrahmte Teil des Pumpstands konnte bis 450°C ausgeheizt werden. Zur Messung wurden in der Regel die beiden HV-Kühlfallen, wenn vorhanden auch die Gaseinlaßkühlfalle, mit flüssigem N_2 gefüllt. Die elektrische Schaltung der ZK-Röhre geht aus den Fig. 23 und 24 hervor.

Der bei den Blears-Versuchen verwendete Pumpstandaufbau ist in Fig. 20 gezeigt. An die Vorpumpe ist eine Metall-Öldiffusionspumpe und als letzte Stufe eine Hickman-Pumpe angeschlossen. Als Treibmittel wurde in den Diffusionspumpen das Silikonöl DC 704 verwendet. Die doppelt eingezeichneten Leitungen bestehen aus Glasrohren mit einem Innendurchmesser von 30 mm, die einfach gezeichneten Leitungen aus solchen mit 10 mm Innendurchmesser. Der Meßraum des ZK-Manometers und die BA-Röhre I sind über zwei gleiche Rohrleitungen mit einem Strömungsleitwert von 2 l/sec an den

Rezipient angeschlossen. Das Hilfsvakuum wurde durch eine Kühlfalle (KF2) mit flüssigem N₂ weitgehend ölfrei gehalten. Der Druck im Hilfsvakuum wird mit der BA-Röhre III kontrolliert.

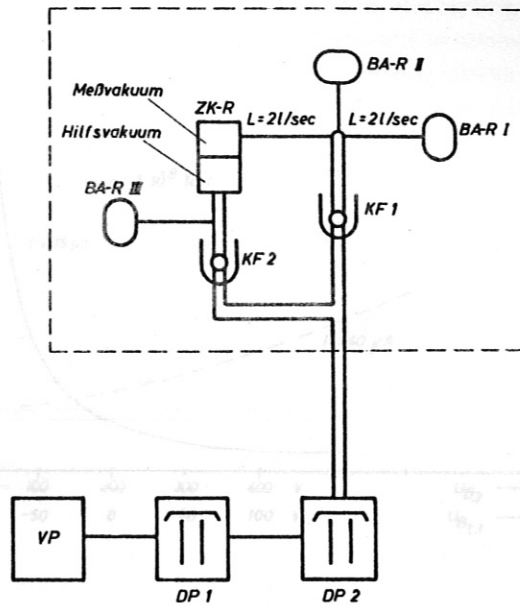


Fig. 20

Pumpstandanordnung bei den Versuchen zum Blears-Effekt

4.4 Untersuchungen zum Röntgeneffekt

Wie aus den Eichkurven in 2.2 hervorgeht, spielt der Röntgeneffekt auch im ZK-Manometer eine Rolle. Deshalb wurde der Einfluß verschiedener Systemparameter (Wehneltspannung, Linsenspannung, Anodenspannung) auf den Röntgeneffekt untersucht, wobei der Druck im Rezipient kleiner als P_R war, da der Kollektorstrom dann im wesentlichen durch den Röntgeneffekt bestimmt wird. Fig. 21 gibt den Einfluß der Wehneltspannung, Fig. 22 den Einfluß von $U_{B1,3}$ und U_{B2} an. Auf den Einfluß der Anodenspannung U_A wurde in Teil 2.2 hingewiesen. Aus diesen Messungen ergibt sich die günstigste Einstellung der ZK-Röhre.

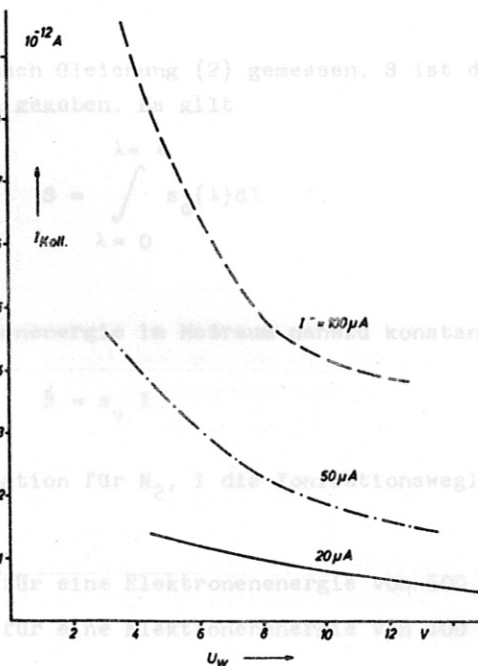


Fig. 21

Einfluß der Wehneltspannung auf den Röntgeneffekt, ZK-Röhre 2

4.5.2 Die Elektronenkanone

Als Elektronenkanone wurde für die ZK-Röhre eine erprobte Anordnung aus einem anderen Anwendungsgebiet übernommen. Die elektrostatische Einzellinse wurde deshalb gewählt, weil bei ihr die Beeinflussung des Strahlverlaufs durch Felder in der Umgebung stark reduziert ist. Darüberhinaus gestattet diese Linse die Beeinflussung der Brennfleckgröße durch das Potential von E_2 ohne Energieänderung der fokussierten Elektronen.

Nach ARDENNE (20) wurde die Brennfleckgröße und die Brennpunktgröße der Linse bestimmt. Für Einstellungen nach Tabelle 1 ergibt sich

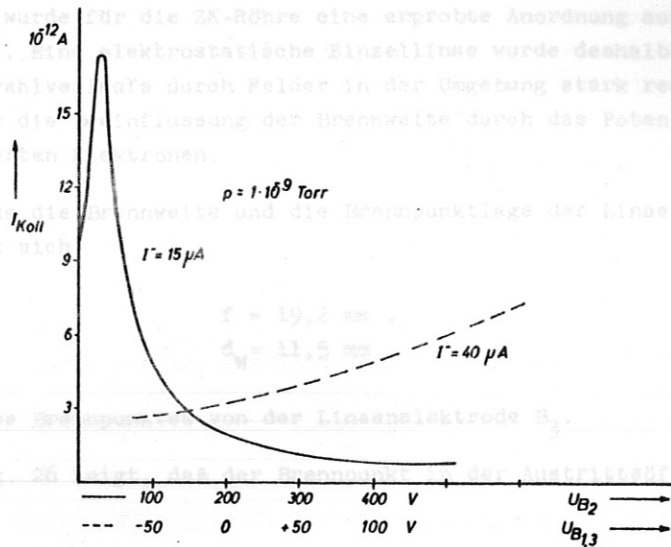


Fig. 22

Einfluß von $U_{B1,3}$ und U_{B2} auf den Röntgeneffekt, ZK-Röhre 2. Im Zusammenhang mit dem Röntgeneffekt muß auch der Quotient $I_{E2}/I_{Ka} = D$ betrachtet werden. D gibt den Bruchteil des von der Kathode emittierten Elektronenstroms an, der den Elektronenaufnehmer erreicht. Außer von den elektrischen Betriebswerten ist D natürlich sehr von einer exakten Justierung der Elektronenkanone abhängig. Bei den ZK-Röhren 1 und 2 wurden innerhalb der Meßgenauigkeit D-Werte bis 100 % erreicht.

4.5 Ergänzende Bemerkungen

4.5.1 Der Eichfaktor

Der Druck wird im ZK-Manometer nach Gleichung (2) gemessen. S ist durch die Röhrengometrie und die verwendete Elektronenenergie gegeben. Es gilt

$$S = \int_{\lambda=0}^{\lambda=l} s_o(\lambda) d\lambda \quad (10)$$

4.5.3 Der Röntgeneffekt

In der ZK-Röhre ist die Elektronenenergie im Meßraum nahezu konstant. Es gilt dann $S = s_o \cdot l$ (s_o ist die differentielle Ionisation für N₂, l die Ionisationsweglänge). Für das ZK-Manometer erhält man speziell

$S = 4 \text{ Torr}^{-1}$ für eine Elektronenenergie von 500 eV ,

$S = 8 \text{ Torr}^{-1}$ für eine Elektronenenergie von 100 eV .

Ein Vergleich mit den gemessenen Werten von S liefert für eine Elektronenenergie von 500 eV befriedigende Übereinstimmung (siehe Tabelle 2). Die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment bei einer Elektronenenergie von 100 eV ist noch nicht geklärt.

4.5.2 Die Elektronenkanone Instabilität

Als Elektronenkanone wurde für die ZK-Röhre eine erprobte Anordnung aus einem anderen Anwendungsgebiet übernommen ³¹⁾. Eine elektrostatische Einzellinse wurde deshalb gewählt, weil bei ihr die Beeinflussung des Strahlverlaufs durch Felder in der Umgebung stark reduziert ist. Darüberhinaus gestattet diese Linse die Beeinflussung der Brennweite durch das Potential von E_2 ohne Energieänderung der fokussierten Elektronen.

Nach ARDENNE ²⁰⁾ wurde die Brennweite und die Brennpunktlage der Linse bestimmt. Für Einstellungen nach Tabelle 1 ergibt sich

$$f = 19,2 \text{ mm} , \\ d_w = 11,5 \text{ mm} .$$

d_w ist der Abstand des Brennpunktes von der Linsenelektrode B_3 .

Ein Vergleich mit Fig. 26 zeigt, daß der Brennpunkt in der Austrittsöffnung des Anodenzylinders liegt.

Bei Elektronenstrahlen muß auch das Problem der Strahlverbreiterung durch Raumladung berücksichtigt werden. Dazu wird der Begriff "Perveanz" P eingeführt

$$P = I^- / U^{3/2} . \quad (12)$$

I^- ist die Stromstärke des Elektronenstrahls, U die Beschleunigungsspannung der Elektronen. Nach ROTHE und KLEEN ³²⁾ werden Raumladungseffekte, die zur Strahlverbreiterung führen, für Werte von P größer als $10^{-7} \text{ A/V}^{3/2}$ wirksam, während sie für Werte kleiner als $10^{-8} \text{ A/V}^{3/2}$ vernachlässigbar sind. In der Tabelle 5 sind die Werte der Perveanz in der ZK-Röhre bei verschiedener Emission für Elektronenenergien von 100 eV und 500 eV angegeben. Da die Werte für die hauptsächlich interessierende Elektronenenergie von 100 eV in dem Gebiet liegen, wo mit dem oben angegebenen Kriterium keine Entscheidung getroffen werden kann, wurden die Strahlverbreiterungen für einige interessierende Fälle nach ROTHE und KLEEN berechnet und in Tabelle 6 zusammengestellt. Für diese Berechnung mußten noch Annahmen über den Strahldurchmesser $2a_0$ beim Eintritt in den Anodenzylinder gemacht werden. Die größte Annahme ist $2a_0 = 1 \text{ mm}$ (d.h. Begrenzung des Strahls durch die Eintrittsöffnung). Aus dem Brennfleck auf einer Goldfolie, die an der Eintrittsöffnung angebracht war und mit einem Emissionsstrom von 100 μA beschossen wurde, läßt sich schließen, daß $2a_0$ kleiner als 0,5 mm war.

Aus Tabelle 6 ersieht man, daß für $a_0 = 0,25 \text{ mm}$ selbst unter der ungünstigsten Bedingung einer Elektronenenergie von 100 eV und $I^- = 100 \mu\text{A}$ die Strahlverbreiterung unter 100 % bleibt. Das bedeutet, daß der Elektronenstrahl an der Austrittsöffnung der Anode voll wieder austreten kann.

4.5.3 Der Röntgeneffekt

Der Röntgeneffekt im ZK-Manometer wird durch Strahlung ausgelöst, die durch auf die Anodeninnenwand treffende Elektronen entsteht. Nimmt man an, daß die Röntgenstrahlung räumlich isotrop emittiert wird (SCHUETZE und EHLBECK ²⁵⁾), so ist die emittierte Strahlungsleistung mit dem Raumwinkel zu multiplizieren, unter dem der Kollektor vom Ort der Röntgenstrahlungserzeugung aus erscheint, um den auf den Kollektor auftreffenden Teil zu erhalten. Für die ZK-Röhren 1 und 2 wurde dieser Raumwinkel berechnet. Dabei wurde angenommen, daß die unmittelbare Umgebung der Anodenaustrittsöffnung das röntgenemittierende Gebiet darstellt. Die Werte sind in Tabelle 7 angegeben. Zum Vergleich ist auch der entsprechende Raumwinkel einer BA-Röhre angeführt, wie er nach der Methode von APPELT ²⁴⁾ berechnet worden ist. Dieser Wert erscheint jedoch zu groß, weil zu seiner Berechnung alle Teile der Anodenspirale als gleich stark röntgenemittierend eingesetzt wurden.

In der Tabelle 7 sind auch noch die Werte des durch Gleichung (4) definierten Faktors w für die ZK-Röhren und die BA-Röhre angegeben. Die Werte für die ZK-Röhre 1 und eine Elektronenenergie von 100 eV sind hypothetisch. Sie konnten nicht gemessen werden, weil die Röhre durch einen Betriebsunfall zerstört wurde.

4.5.4 Spannungs- und Emissionsstabilität

Bei der ZK-Röhre traten bei niedrigem Druck Störungen der Ionenstrommessung auf, die ihre Ursache in Instabilitäten der Anoden-Kollektorspannung oder des Emissionsstromes hatten. Da die Anoden-Kollektorstrecke eine Kapazität von einigen Picofarad darstellt, koppelt die Anode kapazitiv auf den Kollektor. Eine sprunghafte Änderung der Anoden-Kollektorspannung U_{A-K} um ΔU_{A-K} ruft am Elektrometer eine Störspannung der Amplitude hervor

$$U_E \text{ max} = \frac{U_{A-K} \cdot C_S}{C_E}, \quad \frac{1}{C_S} = \frac{1}{C_E} + \frac{1}{C_{AK}}, \quad (13)$$

wobei C_E die Eingangskapazität des Elektrometers und C_{AK} die Anoden-Kollektorkapazität in der ZK-Röhre bedeuten. Die Amplitude der Störspannung ist unabhängig vom Wert des Elektrometereingangswiderstands R_E . Da das Nutzsignal des Kollektorstromes mit R_E wächst, kann zur Verbesserung des Nutzsignal-Störsignalverhältnisses R_E vergrößert werden. Damit erhöht sich auch die Elektrometereingangszeitkonstante.

Eine Abschätzung der nötigen Spannungsstabilität von U_{A-K} bei $U_{A-K} = 200 \text{ V}$ und $I^- = 25 \mu\text{A}$, vorgegebenem Elektrometerwiderstand und zu messendem Druck ist in Tabelle 8 angegeben.

Im Anodenzylinder ist aufgrund des Elektronenstrahls der Stromstärke I^- eine Raumladung q vorhanden:

$$q = \frac{I^-}{v_e} \cdot l = \sqrt{\frac{m_e}{2e_0 \cdot U}} \cdot I^- \cdot l, \quad (14)$$

wobei m_e die Masse des Elektrons, e_0 seine Ladung, l die Ionisationsweglänge und U die Beschleunigungsspannung der Elektronen bedeutet. Wenn zwischen dem Ort des Elektronenstrahls und dem Kollektor eine Kapazität von 1 pF besteht, wird bei einer Schwankung des Emissionsstroms um 10% am Elektrometer eine Spannung von $0,1 \text{ mV}$ influenziert. Spannungen dieser Größenordnung wurden bei 10% -iger Emissionsstromschwankung experimentell beobachtet. Um Störungen der Ionenstrommessung durch Schwankungen von I^- zu vermeiden, muß die Kurzzeitstabilität von I^- besser als 1% sein.

+) Die durch die Instabilität der Anoden-Kollektorspannung entstehenden Störungen der Ionenstrommessung lassen sich relativ einfach durch eine Kompensationsschaltung eliminieren. Dazu wird (Fig. 24) aus der Ionenabsaugspannung U_{Koll} über einen Spannungsteiler ein zur Schwankung gegenphasiges Signal gewonnen und über einen Luftkondensator dem Elektrometer zugeführt. Meßkreis und Kompensationskreis sollen möglichst symmetrisch aufgebaut sein.

- 26) J. Elears, Proc. Roy. Soc. London A 188, 62 (1946)
- 27) R.A. Haefler und J. Hengevoss, Vac. Symp. Trans. 7, 67 (1960)
- 28) R.A. Haefler und J. Hengevoss, Vacuum 13, 123 (1963)
- 29) G. Reich, Vac. Symp. Trans. 7, 122 (1960)
- 30) B.N.U. Scherzer, Phys. Verh. 15, 277 (1964)
- 31) E.W. Meuth, "Dynamische Massenspektrometer", Vieweg-Verlag, Braunschweig (1966)
- 32) H. Rothe und W. Kleen, "Hochvakuum-Elektronenröhren", Bd. 1, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main (1955)

Verwendete Symbole und Abkürzungen

Literatur

- 1) O.E. Buckley, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 2, 683 (1916)
- 2) H. Simon, Z. techn. Phys. 5, 221 (1924)
- 3) S. Dushman, "Scientific Foundations of Vacuum Technique", J. Wiley and Sons, New York (1949)
- 4) R. Jaeckel, "Kleinste Drucke, ihre Messung und Erzeugung", Springer-Verlag, Berlin (1950)
- 5) J.H. Leck, "Pressure Measurement in Vacuum Systems", The Institute of Physics, London (1957)
- 6) R.T. Bayard und D. Alpert, Rev. Sci. Instr. 21, 571 (1950)
- 7) G.J. Schulz und A.V. Phelps, Rev. Sci. Instr. 28, 1051 (1957)
- 8) G. Hinzpeter, Exper. Techn. d. Phys. 8, 89 (1960)
- 9) F. Nagel, E. Oldal und L. Ugrosdy, Symp. Electron and Vac. Phys. Ungarn 1962
- 10) A.v. Oostrom, Vac. Symp. Trans. 8, 443 (1961)
- 11) P.A. Redhead, Rev. Sci. Instr. 31, 343 (1960)
- 12) W.C. Schuemann, Vac. Symp. Trans. 9, 428 (1962)
- 13) A. Klopfer, Vac. Symp. Trans. 8, 439 (1961)
- 14) P.A. Redhead, Vac. Symp. Trans. 5, 153 (1958)
- 15) P.A. Redhead, Physical Electronics Conference, Massachusetts Institute of Technology 1959
- 16) G. Barnes, J. Gaines und J. Kees, Vacuum 12, 141 (1962)
- 17) J.M. Lafferty, J. Appl. Phys. 32, 424 (1961)
- 18) J.M. Lafferty, Rev. Sci. Instr. 34, 467 (1963)
- 19) G. Kantorowicz, Rev. Sci. Instr. 35, 126 (1964)
- 20) M.v. Ardenne, "Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie", Bd. I, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1956)
- 21) W.E. Dahlke und H.J. Schütze, Vacuum 10, 3 (1960)
- 22) W.E. Dahlke und H.J. Schütze, Report on the 20th Conference on Physical Electronics, Massachusetts Institute of Technology 245 (1960)
- 23) H.J. Schütze und H.W. Ehlbeck, 2. Int. Kongress für Vakuum-Physik, Washington 1961
- 24) G. Appelt, Vac. Techn. 11, 174 (1962)
- 25) D. Alpert, Le Vide 17, 19 (1962)
- 26) J. Blears, Proc. Roy. Soc. London A 188, 62 (1946)
- 27) R.A. Haefer und J. Hengevoss, Vac. Symp. Trans. 7, 67 (1960)
- 28) R.A. Haefer und J. Hengevoss, Vacuum 13, 123 (1963)
- 29) G. Reich, Vac. Symp. Trans. 7, 122 (1960)
- 30) B.M.U. Scherzer, Phys. Verh. 15, 277 (1964)
- 31) E.W. Blauth, "Dynamische Massenspektrometer", Vieweg-Verlag, Braunschweig (1965)
- 32) H. Rothe und W. Kleen, "Hochvakuum-Elektronenröhren", Bd. I, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main (1955)

Druck im ZK-Manometer

Raumladung

el. Widerstand

Elektronenreingangswiderstand

Verwendete Symbole und Abkürzungen

A	Anodenzylinder
a_0	Strahlhalbmesser an der Eintrittsöffnung
BA-Röhre	
BA-R	Bayard-Alpert Röhre
$B_{1,2,3}$	Linselektroden
C	Kondensator, Kapazität
C_{AK}	Anoden-Kollektorkapazität
C_E	Elektrometereingangskapazität
D	$D = I_{E2}/I_{Ka}$ bzw. I_E/I_{Ka}
DP	Diffusionspumpe
d_w	Abstand des Brennpunkts von B_3
E	Energie
E_{Elek}	Elektronenenergie
E	Elektronenauffänger
$E_{1,2}$	Elektronenauffänger
e_0	Ladung des Elektrons
F	Heizfaden zur Anodenentgasung (ZK-Röhre 2)
f	Brennweite der Elektronenlinse
I	Strom
I^+	Ionenstrom
I^-	Emissionsstrom
I_E	Strom auf E
I_{E2}	Strom auf E_2
I_K, I_{Koll}	Ionenkollektorstrom
I_R	Röntgenphotostrom
I_{ZK}^+	Ionenstrom der ZK-Röhre
K	Ionenkollektor
Ka	Kathode
KF	Kühlfalle
L	Knudsenleitwert (für Stickstoff)
l	Ionisationsweglänge
m_e	Masse des Elektrons
N	Anzahl der Meßwerte
P	Perveanz
p	Druck
P_{Ioni}	Druck am BA-Ionisationsmanometer
P_{min}	minimaler, mit einer Fehlergrenze von 10 % (wegen des Röntgeneffektes) meßbarer Druck
P_R	Röntgengrenze der Druckmessung
P_{ZK}	Druck am ZK-Manometer
q	Raumladung
R	el. Widerstand
R_E	Elektrometereingangswiderstand

Symbol	Definition	1	2	3	4	5	6	7
RM-R	Magnetronröhre nach REDHEAD							
S	Manometerkonstante, Eichfaktor für Stickstoff							
s ₀	Differentielle Ionisation (Stickstoff)							
Temp	Raumtemperatur							
U	Spannung							
U _A	Anodenspannung, bezogen auf den gemeinsamen Nullpunkt							
U _{A-K}	Kollektor-Anoden-Spannung, Ionenabsaugspannung							
U _{B1,3}	B _{1,3} -Spannung, bezogen auf den gemeinsamen Nullpunkt							
U _{B2}	B ₂ -Spannung, bezogen auf den gemeinsamen Nullpunkt							
U _K , U _{Koll}	Kollektorspannung, bezogen auf den gemeinsamen Nullpunkt							
U _{Ka-A}	Strahlspannung im Anodenzylinder							
V ₁₋₆	Ventile							
VP	Vorpumpe							
v _e	Geschwindigkeit der Elektronen							
v	Abweichung vom Mittelwert							
W	Wehnelttelektrode							
w	wahrscheinlicher Fehler							
w	Umsetzungsfaktor Emissionsstrom-Röntgenstrom							
ZK-Röhre	Zweikammerröhre							
ZK-R	Zweikammerröhre							
Ω	Ohm							
Ω	Raumwinkel							
Ω _{BA}	Raumwinkel für den Röntgeneffekt bei der BA-Röhre							
Ω _{ZK1}	Raumwinkel für den Röntgeneffekt bei der ZK-Röhre 1							
Ω _{ZK2}	Raumwinkel für den Röntgeneffekt bei der ZK-Röhre 2							
τ	Zeitkonstante							
τ _E	Elektrometereingangszeitkonstante							
Δ	Differenz, absoluter Fehler, Änderung							

Tabelle 1

x) * nicht gemessen

Tabelle 1

Elektrische Einstellungen der ZK-Röhre

	U_{Ka} in V	U_{B13} in V	U_{B2} in V	U_A in V	U_K in V	U_{E1} in V	$U_{E(2)}$ in V	U_{A-K} in V	U_w in V	$I_{E(2)}$ in μA	D in %	Schalt- bild Nr.	Anwendung
1 ZKR 1	550	60	385	0	600	-	170	600	10	40	>98	1	Eichmessung mit Ar u. He
2 ZKR 2	503	-25	365	0	530	100	250	530	25	35	x)	1	Eichkurve m. He Ausgangs- einstellg. f. Variation d.P.
3 ZKR 2	500	17	368	400	600	100	200	200	8	26	>98	1	Eichkurve He Blears-Vers.
4 ZKR 2	600	20	365	500	700	100	200	200	8	26	>98	1	Blears-Vers.
5 ZKR 2	600	20	365	500	-	100	200	200	8	25	>98	2	Mess. $I^+ - U_{AK}$
6 ZKR 2	600	20	365	500	-	100	200	300	8	25	>98	2	Mess. $I^+ - I^-$
7 ZKR 2	500	17	368	400	700	100	200	300	8	25	>98	1	Blears-Vers.

x) = nicht gemessen.

Röhre	Testgas	Einst. nach Tab.	U _{A-K} in V	Elektr. energie in eV	Druckbereich in Torr	S in Torr ⁻¹	I _R in A	PR in Torr	I in μ A
ZK-R 1	Argon	1-1	600	550	10 ⁻³ - 10 ⁻¹⁰	3,2	3 · 10 ⁻¹⁴	2,2 · 10 ⁻¹⁰	40
ZK-R 1	Helium	1-1	600	550	10 ⁻⁹ - 10 ⁻¹¹	4,0	3 · 10 ⁻¹⁴	1,9 · 10 ⁻¹⁰	40
ZK-R 2	Helium	1-2	530	500	10 ⁻⁶ - 10 ⁻⁹	3,8	3 · 10 ⁻¹²	1,6 · 10 ⁻⁸	50
ZK-R 2	Helium	1-3	200	100	10 ⁻⁷ - 10 ⁻¹⁰	3,2	6 · 10 ⁻¹⁴	3,7 · 10 ⁻¹⁰	50
ZK-R 2	Argon	1-6	300	500	10 ⁻¹ - 10 ⁻⁵	2,7	-	-	10

Eichmessungen

Tabelle 2

* gemessen mit der "high speed gauge".

Tabelle 3

Blearsversuche

	Bl. 2	Bl. 3	Bl. 4	Reich
Versuchsdauer in h	140	410	480	mind. 90
Blearsanstieg nach h	75	135	120	50
Öl	DC 704	DC 704	DC 704	-
Sauggeschw. d. Pumpe in l/sec	20	20	20	(120)
Ausheizdauer in h	13,5	16	15,5	-
Leitwert in l/sec	2	2	2	5
ZK-R Emiss. in μA	22	26	26	100
Heizer	W	th. W	th. W	-
Manometerk. in Torr ⁻¹	2	4	3	-
D in %	-	93	98	-
BA-R Emiss. in mA	1	1	1	0,1
Heizer	th. W	th. W	th. W	-
Enddruck ZKR in Torr	10^{-7}	$0,95 \cdot 10^{-7}$	$8,5 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$ *
Enddruck BAR in Torr	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$0,95 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-9}$	$2,3 \cdot 10^{-9}$
Bemerkg.	Enddruck hat sich nicht eingest.	KF ausge- fallen		

* gemessen mit der "high speed gauge".

Tabelle 4

Tabelle 5

Parveanz d. Elektronenkanone

	ZK - R1	Nachteile	ZK - R2	Nachteile
Anode	einteilig, Vacon	magnetischer Werkstoff	zweiteilig Mo-Vacon	-
Kollektor	konzentr. um Elektronenstrahl, 0,3 Wo-Draht	-	seitlich Wolfram	lenkt-Elektronenstrahl ab
Kanone	nicht starr mit Anodenzyllinder verbunden	dejustiert sich b. Ausheizen	durch Keramikring starr mit Anode verbunden	-
Elektronenauffänger	E	-	E ₁ und E ₂	-
Heizfaden F	nicht vorh.	Anodenzyllinder soll dch. Elektronenbeschuß vom glühenden Kollektor ausgeheizt werden, nicht möglich	0,3 Wo-Draht	reicht zum Ausheizen d. Anodenzyllinders dch. El.-beschuß nicht aus.

Tabelle 5

Perveanz d. Elektronenkanone

I^- in μA	p bei $E_{Elek.} = 100eV$		p bei $E_{Elek.} = 500eV$		Druckän- derungen zulässig in sec
	in $A/V^{3/2}$	in Torr	in $A/V^{3/2}$	in Torr	
100	$4 \cdot 10^{-5}$	10^{-7}	$9 \cdot 10^{-9}$		-
40	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$3,6 \cdot 10^{-9}$		-
26	$4 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-9}$		0,4
10		10^{-8}	$0,9 \cdot 10^{-9}$		40

Tabelle 6

Strahlverbreiterung durch Raumladung

I^- in μA	Verbreiterung in % $a_0 = 0,5 \text{ mm}$		Verbreiterung in % $a_0 = 0,25 \text{ mm}$		$E_{Elek.}$ in V
100-Röhre	5,0	25	1,3	75	100
40 K-Röhre $E_{Elek.} = 50 eV$	7,5	11	2,0	36	100
26		6,5		25	100
10 ZK-Röhre $E_{Elek.} = 10 eV$	1,1	3	3,0	11	100
100 ZK-Röhre $E_{Elek.} = 50 eV$	6,0	3	1,6	11	500
40 ZK-Röhre $E_{Elek.} = 10 eV$		2		4	500
26		2		3	500
10		1		2	500

Tabelle 8

Spannungsstabilitäten

R_E	τ_E	Untere Meßgr.	Spannungs- stabilität dabei	Spannungs- stabilität für 10^{-10} Torr	Druckän- derungen zulässig
in Ω	in sec	in Torr			in sec
10^6	$4 \cdot 10^{-5}$	10^{-6}	10^{-6}	(10^{-10})	-
10^8	$4 \cdot 10^{-3}$	10^{-8}	10^{-6}	(10^{-8})	-
10^{10}	$4 \cdot 10^{-1}$	10^{-10}	10^{-6}	10^{-6}	0,4
10^{12}	40	10^{-12}	10^{-6}	10^{-4}	40

Tabelle 7

Röntgeneffekt

	w	Raum- winkel Ω	$\frac{w}{s}$ in Torr	P_{min} in Torr
BA-Röhre	$5,0 \cdot 10^{-10}$	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$
ZK-Röhre 1 $E_{Elek.} = 500eV$	$7,5 \cdot 10^{-10}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$
ZK-Röhre 1 $E_{Elek.} = 100eV$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-11}$	$3,0 \cdot 10^{-10}$
ZK-Röhre 2 $E_{Elek.} = 500eV$	$6,0 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
ZK-Röhre $E_{Elek.} = 100eV$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$3,0 \cdot 10^{-9}$

Schaltbild für Zweikammerröhre, Nr. 1

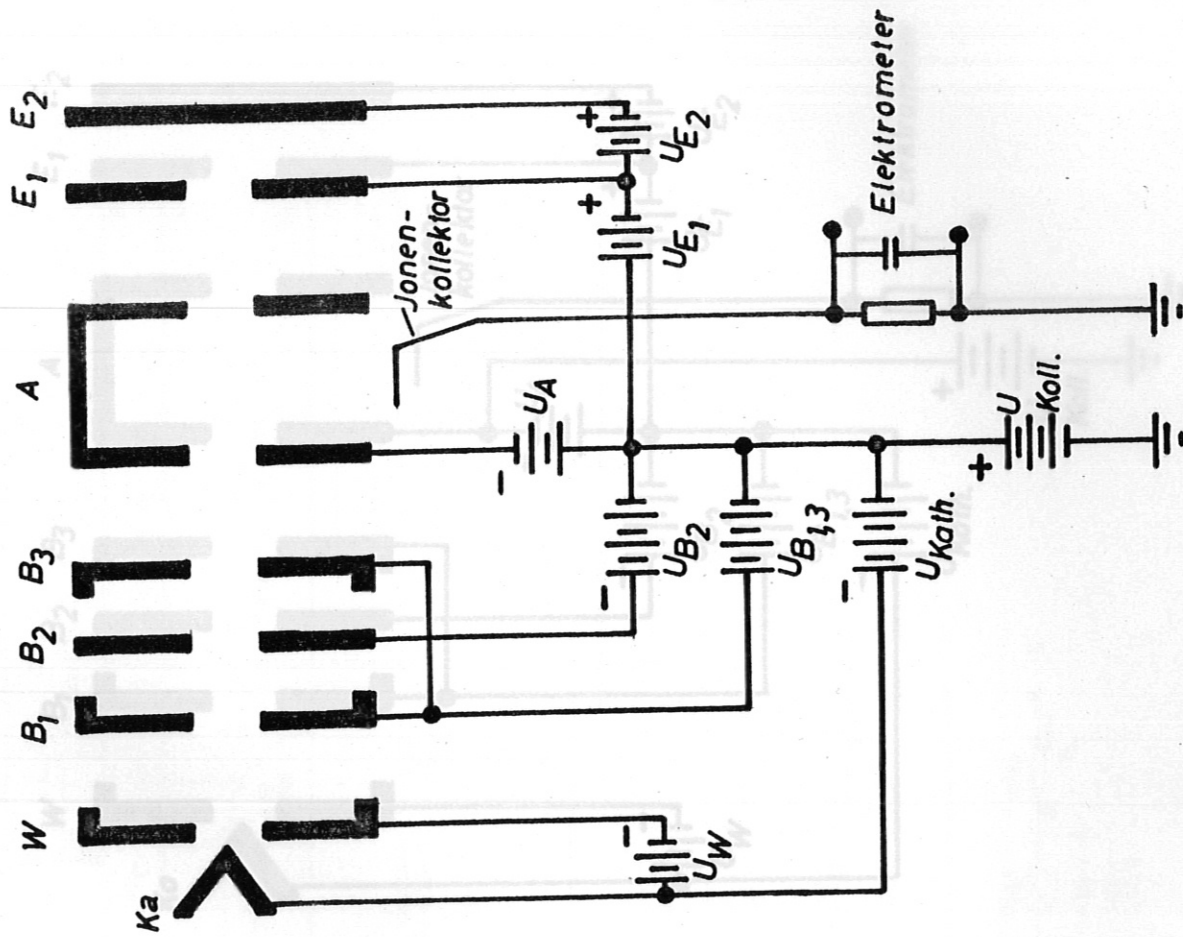


Fig. 23

Schaltbild für Zweikammerröhre, Nr. 2

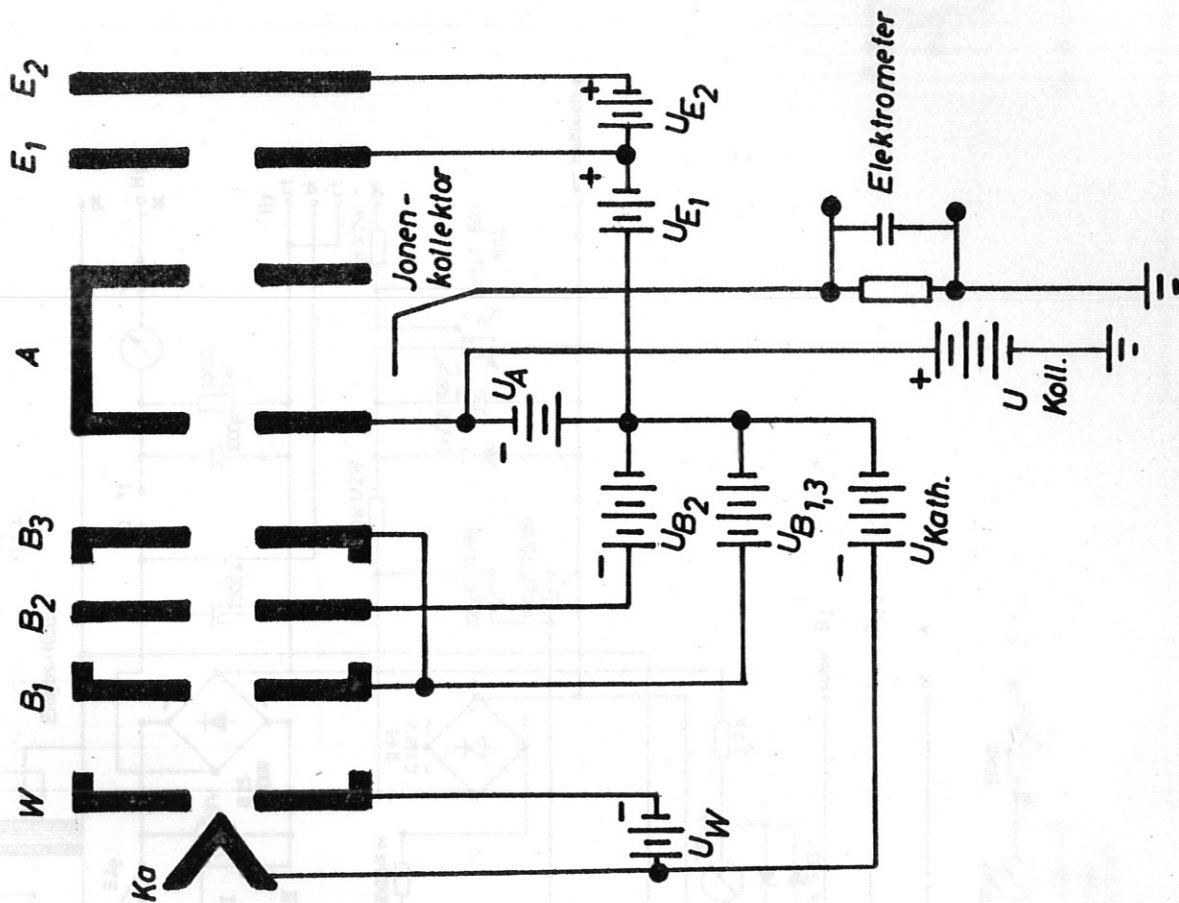
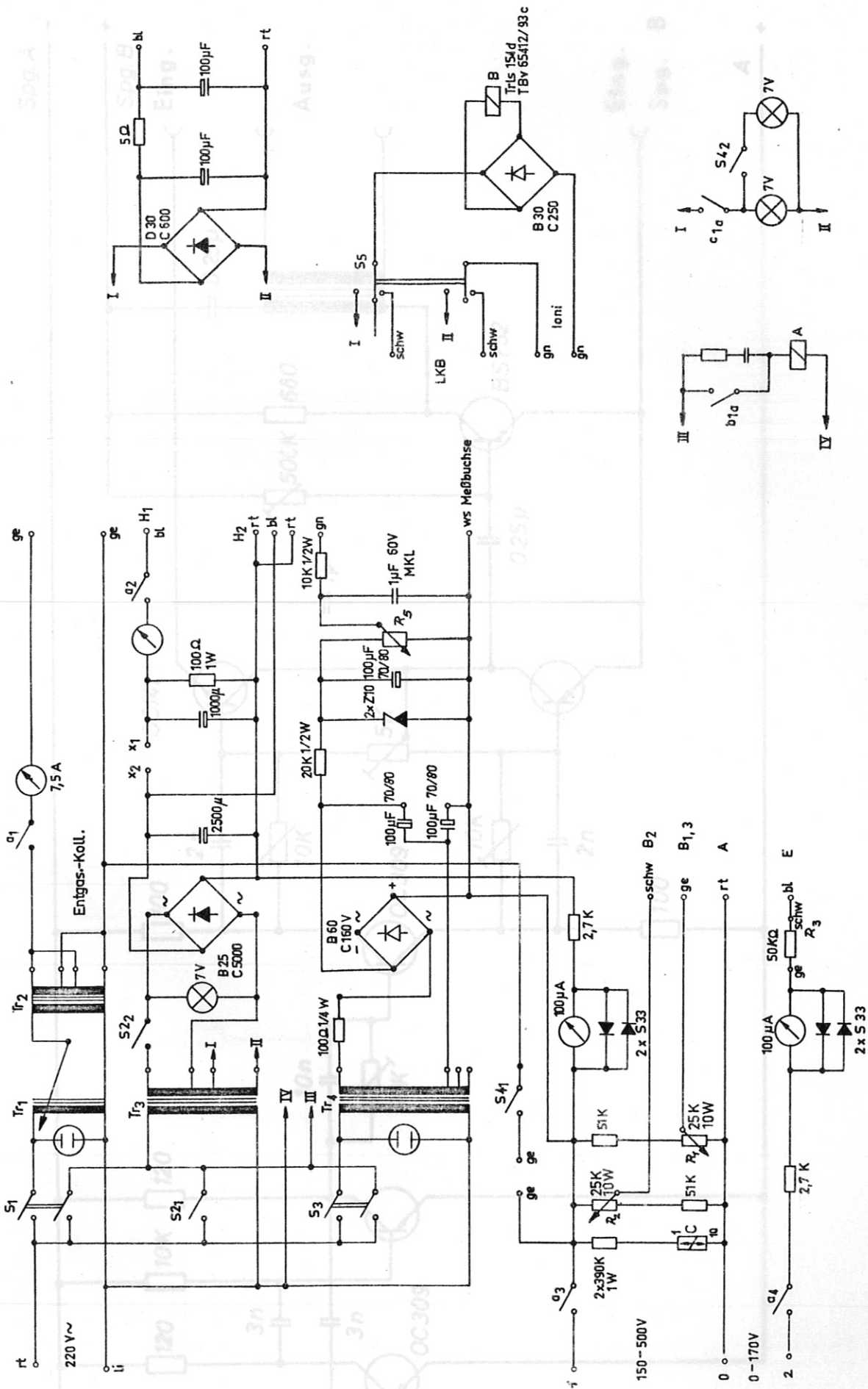


Fig. 24



Schaltplan
Steuergerät f. Zweikammermanometer

Fig. 25a

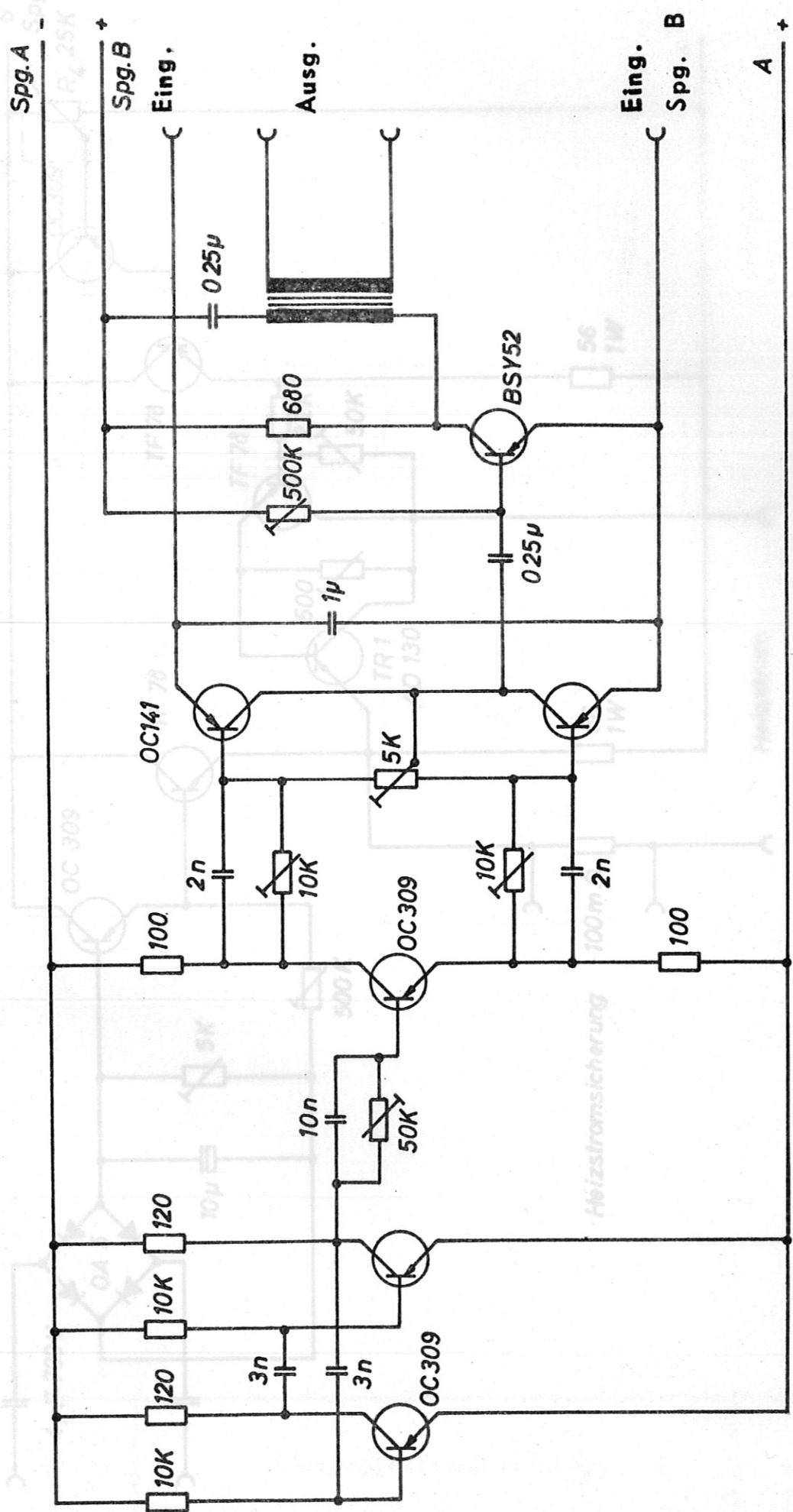


Fig. 25b Zehnhacker

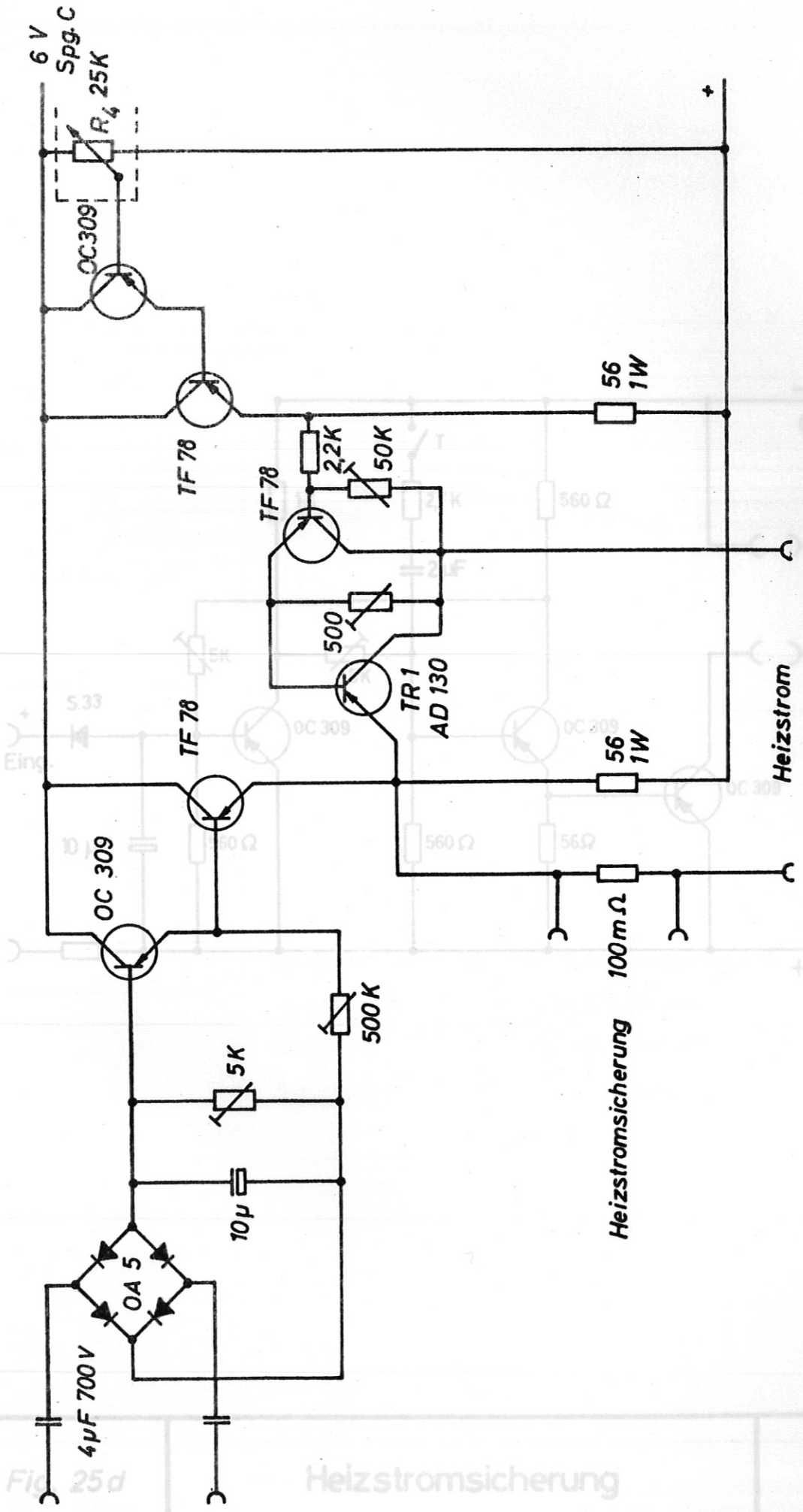
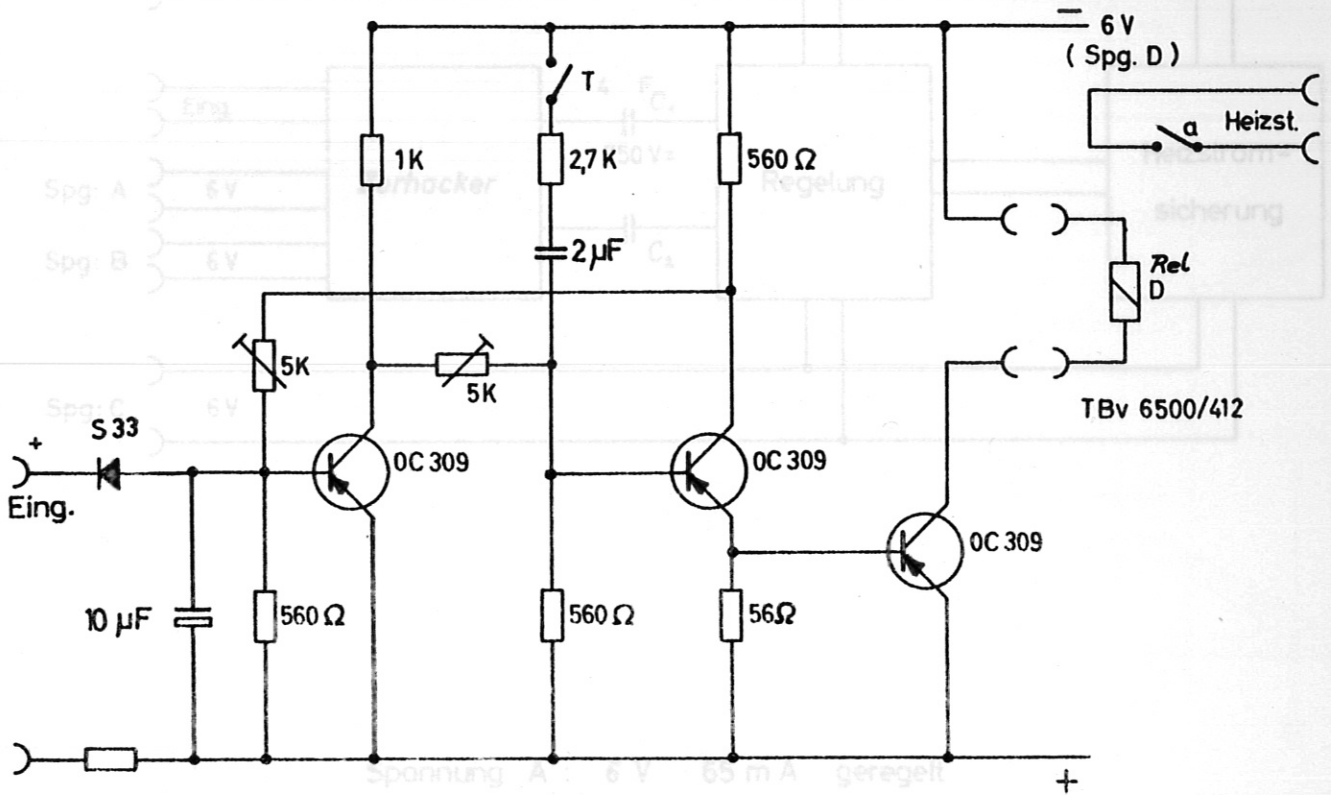


Fig. 25c Regelschaltung

Fig. 25d

Heizstromsicherung



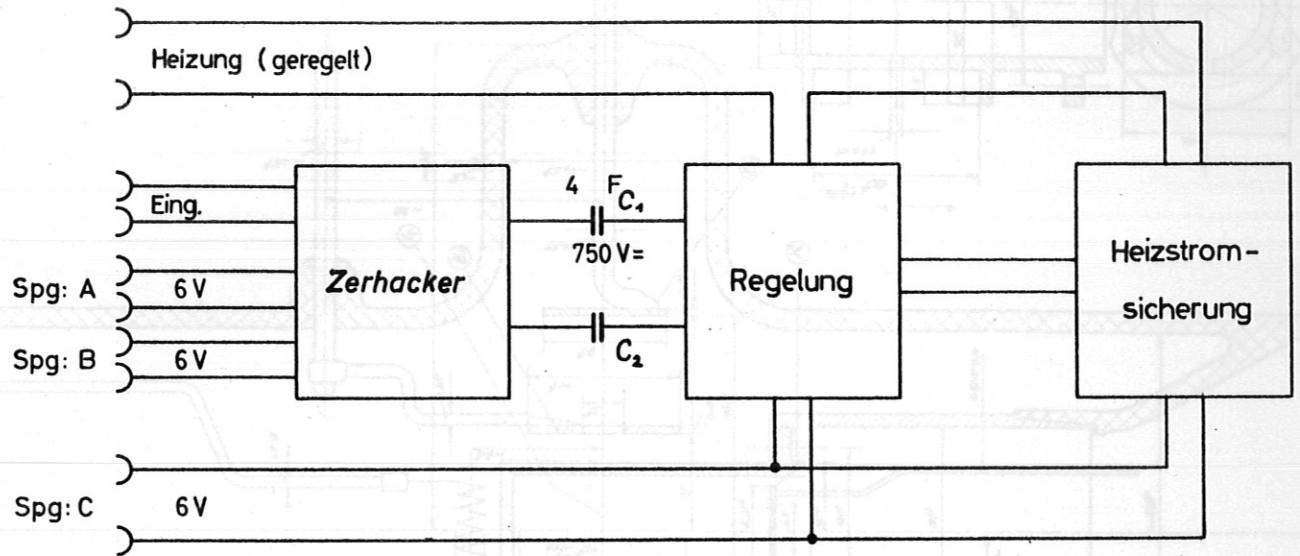
Spannung A :	6 V	65 mA	geregelt
Spannung B :	6 V	9 mA	geregelt
Spannung C :	6 V	300 mA	geregelt
Spannung D :	8 V		umgeregelt

Fig. 25d

Fig. 25e

Heizstromsicherung

Emissionsstabilisator



Spannung A :	6 V	65 mA	geregelt
Spannung B :	6 V	9 mA	geregelt
Spannung C :	6 V	300 mA	geregelt
Spannung D :	8 V		umgeregelt

Fig. 25e

Blockschaltbild des
Emissionsstabilisators

