

EXPERIMENTE AN EINER
IONENSTRAHLAPPARATUR

von
W. Herrmann

IPP 2/13

Mai 1963



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

EXPERIMENTE AN EINER
IONENSTRAHLAPPARATUR

von
W. Herrmann

IPP 2/13

Mai 1963

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.

EXPERIMENTE AN EINER IONENSTRAHLAPPARATUR

W. Herrmann.

Zusammenfassung

Die Ionenstrahlapparatur besteht aus drei Teilen: 1. der Ionenquelle, 2. der Linse, 3. verschiedenen Auffängern als Meßeinrichtungen. Als Ionenquelle wurde das Duoplasmatron verwendet. Die Ergiebigkeit der Quelle für Ionen und Elektronen wurde als Funktion der verschiedenen Parameter der Quelle untersucht. Für die Fokussierung wurden verschiedene Arten von elektrostatischen Einzellinsen benutzt. Am geeignetsten erwies sich die 4-Elektroden-Einzellinse, die neben guter Fokussierung auch eine Raumladungskompensation des Strahls bringt.

Die Eigenschaften des Strahls wurden untersucht, darunter seine Dichte, seine Zusammensetzung und Schwingungen. Die Schwingungen stammen aus der Ionenquelle. Ihre Frequenz schwankt zwischen 0,9 und 1,5 MHz. Es handelt sich bei den Schwingungen um Dichteschwankungen, die nicht von Energieschwankungen begleitet sind.

Einleitung

Das Studium kollektiver Wechselwirkungen in einem Plasma ist gegenüber der Untersuchung von Elementarprozessen, bei denen nur zwei oder drei Teilchen oder Strahlungen beteiligt sind, in der Geschichte der Gasentladungsphysik bis zu den letzten Jahren fast völlig vernachlässigt worden. Erst seit der Zeit, in der die Plasmaphysik groß wurde und der Gasentladungsphysik einen ungeahnten Aufschwung verlieh, sind die Folgen kollektiver Wechselwirkung auf das Verhalten des Plasmas (hier sei nur die Diffusion und die Anregung von Instabilitäten erwähnt) als so gravierend angesehen worden, daß allenthalben die theoretische Erforschung dieser Prozesse in Angriff genommen wurde. Bis heute liegen eine Anzahl von Arbeiten vor, die sich mit dem Problem der Wechselwirkung einer Gruppe schneller Teilchen (Teilchenstrahl) mit einem Plasma beschäftigen. Diese Theorien ermöglichen es jetzt, gezielte Experimente anzustellen.

Zu den grundlegenden Experimenten in diesem Problemkreis gehört die Wechselwirkung eines Ionenstrahls mit einem Plasma. Die Energieabgabe des Ionenstrahls ist dabei von besonderer Bedeutung. Im Anschluß an theoretische Arbeiten von Kippenhahn und de Vries ¹⁾, Canobbio ²⁾ und Croci ^{3,4)} wurden daher Experimente geplant, die es ermöglichen sollten, den Energieverlust eines monochromatischen Protonenstrahls mittlerer Energie, etwa 10 keV, beim Durchgang durch ein Plasma senkrecht zum Magnetfeld zu bestimmen. Die dazu aufgebaute Apparatur besteht aus drei Teilen:

1. Ionenstrahlapparatur,
2. Plasma, FIG-Entladung,
3. Gegenfeldanalysator.

Abb. 1 gibt eine schematische Zusammenstellung des Versuchsaufbaus. Der Ionenstrahl wird aus dem Duoplasmatron als Ionenquelle abgesaugt und in einer elektrostatischen Einzellinse fokussiert. Der Strahl durchläuft eine Pumpkammer und trifft auf die erste Blende, die einen Durch-

messer von entweder 8 oder 14 mm hatte. Am Ausgang aus einer zweiten Pumpkammer, die dicht hinter dieser ersten Blende zwei Platten für eine HF-Ablenkung des Strahls enthält, wird der Strahl auf 8 mm ausgeblendet. Die Eingangsblende in das Plasma hat einen Durchmesser von 6 mm und ist - zur Erreichung eines höheren Druckabfalls - kanalartig. Im Plasmaraum wird der Strahl durch das Magnetfeld abgelenkt. Bei einem Winkel von 30 oder 45° findet der Strahl eine Austrittsblende von $3 \text{ mm } \varnothing$. Durch diese Blende gelangt der Strahl in den Gegenfeldanalysator.

Der vorliegende Laborbericht handelt nur über Experimente an der Ionenstrahlapparatur. Über die PIG-Entladung und den Energieanalysator wird nach Abschluß weiterer Messungen gesondert berichtet.

An den Ionenstrahl waren vom Experiment her einige Forderungen gestellt. Diese betrafen den Durchmesser, die Divergenz, die Dichte, die Zusammensetzung und die Energiestreuung im Strahl.

a.) Durchmesser

Da im Plasmaraum ein hoher Druck (10^{-3} bis 10^{-2} Torr), im Beschleunigungsraum ein niedriger Druck herrschen muß, konnten bei den verfügbaren Pumpen nur Blenden mit kleinen Durchmessern für den Strahleingang in das Plasma benutzt werden. Blenden von $6 \text{ mm } \varnothing$ waren vorgesehen. Strahldurchmesser $d > 6 \text{ mm}$ waren daher unerwünscht, da der in den äußeren Zonen transportierte Strom einen Verlust bedeutet und wegen der Zerstäubung an den Blenden schadet.

b.) Divergenz

Außer dem Durchmesser des Strahls an einem bestimmten Ort ist als zweite geometrische Größe auch seine Divergenz beschränkt. Die Strahldichte soll sich auf dem Weg des Strahls durch das Plasma nicht ändern. Das geht nur, wenn der Strahl parallel ist. Welche Abweichung von der Parallelität soll zugelassen werden? Bei einer Divergenz von 1° , einem Weg von 15 cm (das entspricht dem Weg des Strahls durch das Plasma), nimmt der Strahldurchmesser von 6 auf

11 mm zu, d.h. die Dichte wird auf $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ ihres ursprünglichen Wertes absinken. Sollen nur Dichteänderungen von etwa 20 % zugelassen werden, muß die Strahldivergenz weniger als $0,1^\circ$ betragen.

c.) Dichte

Die Strahldichte n_s muß klein sein gegen die Plasmadichte n_e . Da aber die Energieabgabe proportional mit der Teilchendichte im Strahl geht, muß die Dichte möglichst hoch sein. Bei einer Plasmadichte $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erscheint $n_s = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ als günstig. Das entspricht bei H_2^+ und 10 keV einem Strom von 160 mA durch die Öffnung von 6 mm \varnothing .

d.) Zusammensetzung

Die Energieabgabe ist für verschiedene Teilchenarten verschieden. Gewünscht ist daher ein Strahl, der nur aus einer Komponente besteht. Sind mehrere Komponenten vorhanden, nimmt das Magnetfeld des Plasmas eine Massentrennung vor. Die einzelnen Massen können getrennt untersucht werden. Wegen der Strahldichte jeder Komponente bleibt es erwünscht, wenn eine Komponente dominiert.

e.) Energiestreuung

Für die Wechselwirkung selbst ist eine Energiestreuung nicht so bemerkenswert. Schlimmer ist sie für die Energiemessung. Die Energiestreuung sollte kleiner sein als entweder die zu erwartende Energieabgabe oder das Auflösungsvermögen des Analysators. Ist die Energiebreite größer als z.B. der zu erwartende Energieverlust, läßt sich nur schwer eine Aussage über den Energieverlust machen. Da Energieverluste von 10 eV noch feststellbar sein sollen, darf die Energiebreite ebenfalls höchstens 10 eV betragen.

Die Experimente an der Ionenstrahlapparatur dienen außer für den genannten Zweck auch noch dazu, Erfahrungen mit dem Duoplasmatron als Ionenquelle zu gewinnen, die für den Aufbau eines größeren Experiments von Nutzen sein können.

In der vorliegenden Arbeit wird als erstes das Duoplasmatron beschrieben. (Die Ergiebigkeit der Quelle, d.h. der absaugbare Strom, für Ionen und Elektronen wird angegeben.) Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Absaugung der Ladungsträger, der dritte mit den Eigenschaften und verschiedenen Arten einer elektrostatischen Einzellinse. Der vierte Teil berichtet über die Eigenschaften des Strahls, insbesondere über seine Zusammensetzung, und über auftretende Dichtemodulationen.

A) Duoplasmatron

Als Ionenquelle wurde das Duoplasmatron benutzt, wie es bei v.Ardenne ⁵⁾ oder Fröhlich ^{6,7)} beschrieben ist. Das Duoplasmatron wurde von SIEMENS-SCHUCKERT, Erlangen, geliefert. Nach Angaben in ⁵⁾, ⁶⁾ oder ⁸⁾, ⁹⁾ soll das Duoplasmatron bis zu einer Emissionsöffnung von 1,2 mm \varnothing einen Ionenstrom (Gemisch von H^+ , H_2^+ , H_3^+) von ca. 60 A/cm² bis 100 A/cm² liefern können. Das Duoplasmatron schien damit die geeignete Quelle für intensive Ionenstrahlen zu sein. Der Vorteil des Duoplasmatrons ist sein großer Nutzeffekt, der zwischen 90 und 100 % liegt; d.h. aus der Emissionsöffnung der Quelle tritt praktisch kein Neutralgas aus. Trotz hohem Druck in der Quelle (10^{-2} bis 10^{-1} Torr) kann wegen der kleinen Emissionsöffnung und des hohen Wirkungsgrades im Beschleunigungsraum leicht ein gutes Vakuum von ca. $2 \cdot 10^{-5}$ Torr erreicht werden. Je nach Einstellung der Betriebsparameter der Ionenquelle kann das Spektrum der emittierten Ionen in großen Bereichen geändert werden. In extremen Fällen (hohe Bogenströme, Impulsbetrieb ¹⁰⁾, kleiner Druck) kann bei H_2 -Gaszufuhr der Strahl bis ca. 80 % aus Protonen bestehen. Andererseits ist es möglich, den Anteil an H_3^+ heraufzusetzen. Die Quelle ist daher vielseitig und ergiebiger als alle bis dahin bekannten Ionenquellen. Eine genaue Beschreibung der Ionenquelle findet sich in ⁵⁾, ⁶⁾, ⁷⁾, eine Abwandlung dieser Quelle in ⁸⁾, ¹⁰⁾, ¹¹⁾ Eine schematische Skizze zeigt Abb. 2.

Zu Beginn der Arbeit wurde die Ergiebigkeit der Quelle für Ionen und Elektronen untersucht. In einem trichterförmigen Faradaykäfig mit einer Öffnung von 6 mm \varnothing , der sich im Abstand von 2 bis 3 mm von der Emissionsöffnung der Anode befand, wurde - je nach der angelegten Spannung - der Ionen- oder Elektronenstrom abgesaugt. Die für den Ionenstrom erhaltene Meßkurve (Abb. 3) ist leicht verständlich. Erst bei negativeren Spannungen als -25 V wird der Auffängerstrom positiv, d.h. erst bei -25 V überwiegt der Ionenstrom den Elektronenstrom. Mit negativerer Spannung wächst der Ionenstrom an und erreicht bei ca. -60 V einen konstanten Wert. Aus dem Verlauf dieser Kurve kann man schließen, daß Elektronen mit einer Energie bis zu 60 eV die Ionenquelle verlassen. Aus der Unabhängigkeit des Ionenstroms von der Absaugspannung bei höheren Spannungen ergibt sich die Möglichkeit, den tatsächlichen, nicht durch Elektronenströme oder Sekundärelektronen verfälschten Ionenstrom als Funktion der inneren Parameter der Quelle zu messen.

Für den Elektronenstrom gilt das nicht, wie Abb. 4 zeigt. Schon bei negativen Spannungen steigt der Elektronenstrom stark an und erreicht ein nicht sehr stabiles, steiles Maximum. Ab 0 bis 100 V sinkt der Strom langsam ab; steigt dann wieder monoton mit der Absaugspannung an. Das Maximum findet keine leichte Erklärung. Die Zunahme des Elektronenstroms mit der Absaugspannung dürfte auf dem Eindringen des Absaugfeldes in den Anodenraum beruhen.

Alle weiteren Messungen für den Ionenstrom wurden mit einer Absaugspannung von -100 V durchgeführt, die Messungen für den Elektronenstrom mit +60 V.

Abb. 5 zeigt Kurven, die den Verlauf des Ionenstroms bei Änderung des Bogenstroms, des Erregerstroms für das Magnetfeld, des Potentials der Zwischenelektrode (Z.E.) und des Drucks in der Quelle angeben. Die Parameter, die nicht geändert wurden, hatten dabei folgende Werte:

Bogenstrom	:	I_B	=	2	A
Erregerstrom	:	I_M	=	3,2	A
Potential der Z.E.	:	U_{ZE}	=	-52	V
Druck	:	P_{Duo}	=	$5 \cdot 10^{-2}$	Torr

Der Ionenemissionsstrom steigt linear mit dem Bogenstrom (Abb. 5a). Höhere Bogenströme konnten wegen des verwendeten Netzgeräts nicht eingestellt werden. Es ist aber anzunehmen, daß der Ionenstrom auch für höhere Bogenströme linear ansteigt.

Bei der Änderung des Erregerstroms (Abb. 5b) ergab sich ein Maximum, das auch bei späteren Messungen in anderem Zusammenhang immer wieder auftrat. Dieses Maximum läßt sich nicht auf Sättigung im Eisen dieser Quelle zurückführen, wie andere Messungen zeigen. Entweder verringert sich bei höheren Feldern die Dichte des Plasmas auf Grund einer erhöhten radialen Diffusion oder aber die Entladung löst sich mit wachsendem Magnetfeld mehr und mehr von der Kanalwand in der Z.E. ab. Dies würde geringere Wandverluste zur Folge haben, was wiederum bewirken würde, daß die Entladung mit einem niedrigeren Ionisationsgrad brennen kann. Geklärt ist dieses Problem noch nicht.

Auch durch Ändern des Potentials der Z.E. (Abb. 5c) läßt sich der Ionenstrom beeinflussen. Dies könnte aber auch, wie unten im Abschnitt D noch gezeigt wird, damit zusammenhängen, daß der effektive Anodenstrom durch die Änderung des Z.E.-Potentials ebenfalls geändert wird. [†])

Die Abhängigkeit vom Druck (Abb. 5d) zeigt ein ausgeprägtes Maximum. Zunächst ist man geneigt, den Abfall bei höheren Drucken auf die vermehrte Bildung von H_3^+ zurückzuführen. H_3^+ würde weniger leicht durch die Emissionsöffnung diffundieren. Da aber auch die Kurve für Elektronen (Abb. 6d) dieses Maximum zeigt, ist diese Erklärung kaum stichhaltig. Eine andere mögliche Erklärung wäre eine wachsende Volumenrekombination im Bereich der Emissionsöffnung.

[†]) Anmerkung: vgl. die Schlußbemerkung in ¹¹).

Die Kurven (Abb. 6a bis 6d) für den abgesaugten Elektronenstrom bedürfen keiner weiteren Erklärung. Im wesentlichen verlaufen sie wie die für Ionen. Alle Meßkurven stimmen in ihrem Verlauf mit denen überein, die Fröhlich in ⁶⁾ angibt.

Nachdem der Verlauf der Kurven bekannt war, wurde versucht, maximale Ionen- und Elektronenströme abzusaugen. Bei $I_B = 4 \text{ A}$, $I_M = 5 \text{ A}$, $P_{\text{Duo}} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$, $U_{ZE} = -65 \text{ V}$ ergab sich ein Ionenstrom von ca. 100 mA. Das gibt bei der verwendeten Emissionsöffnung von 0,5 mm \emptyset eine Emissionsstromdichte von 51 A/cm^2 . Dieser Wert kann durch höheren Bogenstrom sicher noch gesteigert werden. Bei geeigneter Kühlung scheint eine Emissionsstromdichte von 100 A/cm^2 auch im Dauerbetrieb realisierbar, wie in ⁸⁾ angegeben. Für Elektronen gibt Fröhlich eine maximale Emission von 490 A/cm^2 an. Nach unseren Messungen scheint es, als ob auch dieser Wert im Dauerbetrieb erreicht werden kann.

B) Absaugung

Setzt man das Duoplasmatron in Betrieb, ohne eine der Strahlkomponenten - Elektronen oder Ionen - abzusaugen, dann driften die Elektronen aus der Emissionsöffnung, ziehen die Ionen hinter sich her. Es bildet sich vor der Öffnung eine Raumladungswolke aus, deren äußere Berandung durch das magnetische Streufeld des Duoplasmatrons gegeben ist. Die Plasmawolke weitet sich trichterförmig aus und verliert bei 10^{-5} Torr nach ca. 2 cm die scharfen Konturen.

Legt man eine Absaugelektrode, die sich in wenigen mm Abstand von der Emissionsöffnung befindet, eine negative Spannung, so werden die Ionen aus dem Plasma in der Emissionsöffnung abgesaugt, die Elektronen werden zurückgehalten. Es bildet sich im Bereich der Emissionsöffnung eine Grenzschicht aus. Die Lage dieser Grenzschicht hängt von zwei Faktoren ab: 1. dem Plasmaangebot in der Quelle,

2. der Feldstärke des Absaugfeldes, d.h. bei festem Saugabstand dem angelegten Potential.

Bei festem angelegten Potential und kleinem Plasmaangebot dringt das Feld durch die Emissionsöffnung in das Plasma ein, die Plasmagrenzschicht ist von der Saugelektrode weggekrümmt (Abb. 7). Erhöht man das Plasmaangebot, wird das Potential im Plasma auf kürzerem Abstand durch die Raumladung kompensiert, d.h. die Grenzschicht verschiebt sich in Richtung auf die Saugelektrode. Man kann das Plasmaangebot so weit erhöhen, daß das Plasma weit aus der Emissionsöffnung herausdriftet, bis es schließlich zu einem Durchbruch zwischen den Elektroden kommt.

Das Plasmaangebot bestimmt nicht nur die Form der Grenzschicht, sondern auch den Strahlstrom, der abgesaugt werden kann. Es kann immer nur so viel Ionenstrom abgesaugt werden, wie durch die Grenzschicht der Emissionsöffnung diffundiert. Bei höherem Angebot steigt der Strahlstrom, das elektrische Feld wird auf kürzerem Abstand durch die Ionen kompensiert, die Grenzschicht wandert auf die Saugelektrode zu. Zu einem bestimmten Potential stellt sich bei einem bestimmten Plasmaangebot eine entsprechende Feldstärke und ein entsprechender Saugabstand ein.

Die Form der Grenzschicht beeinflusst den Strahlverlauf. Ist bei kleinem Plasmaangebot die Schicht von der Saugelektrode weggekrümmt, wird der Strahl konvergent. Mit wachsendem Angebot wird die Schicht eben und konvex, der Strahlverlauf parallel und schließlich divergent. Bei einer festen Absaugspannung gibt es daher für einen gewünschten, z.B. parallelen Strahlverlauf ein optimales Plasmaangebot. Dies wird später auf Abb. 10 noch erläutert.

Auch die Geometrie der Elektroden ist durch den gewünschten Strahlverlauf festgelegt. Werden die Ionen aus einer ebenen Grenzschicht mit der Anfangsgeschwindigkeit 0 abgesaugt, so wird der Ionenstrahl auch bei ebenem Feld nicht parallel bleiben, sondern auf Grund der Raumladung divergieren. Durch geeignete Wahl der Elektrodenform läßt es

sich aber bei raumladungsbegrenztem Ionenstrom und ebener Emissionsfläche erreichen, daß der Strahl zwischen den Elektroden parallel verläuft. Pierce¹²⁾ hat für diesen Zweck geeignete Elektrodengeometrien angegeben. M. v. Ardenne verwendet für seine Quelle eine etwas abgeänderte Optik, die keinen höheren Ionenstrom, aber einen besseren Richtstrahlwert liefert. Abb. 8 zeigt diese Plasma-Strahlrichtoptik, die bei den meisten unserer Versuche in einigen Varianten verwendet wurde. Sie unterscheidet sich von der Pierce-Optik vor allem durch die Formgebung der Emissionsanode. Im vorliegenden Fall verläuft der Strahl im Sauggebiet nicht nur parallel, sondern wegen der Krümmung der Potentiallinien im Bereich der Emissionsanode sogar konvergent. Der Saugabstand ist bei Abb. 8 etwa 2 mm. Die Form der Saugelektrode wurde verschiedentlich geändert, um die für den Betrieb besten Bedingungen zu finden.

Die Öffnung der Saugelektrode spielt für die weitere Fokussierung des Strahls eine bedeutende Rolle. Die Öffnung der Saugelektrode bildet eine Aperturlinse mit Zerstreuungswirkung. Der Divergenzwinkel für einen anfänglich parallelen Strahl berechnet sich nach der Formel $\alpha = r/f$. Dabei ist r der Radius der Öffnung und f die Brennweite der Aperturlinse, die näherungsweise gegeben ist durch: $f \approx 4V/(E_1 - E_2)$. Dabei ist V die Absaugspannung, E_1 das Absaugfeld, E_2 das Feld hinter der Öffnung. Es gilt: $E_2 = 0$ und $E_1 \sim V/d$, wenn d der Absaugabstand ist. Damit wird $\text{tg } \alpha = r/4d$. Mit $d = 2$ mm wird bei $r = 2$ mm: $\text{tg } \alpha = 0,25$, $\alpha = 14^\circ$. Bei $d = 4$ mm wird $\text{tg } \alpha = 0,125$, $\alpha = 7^\circ$. Ein Winkel von 14° ist bereits so groß, daß mit einer elektrostatischen Einzellinse (s.u.) wegen der großen sphärischen Aberration der Strahl nicht mehr gut fokussiert werden kann. Um den Winkel zu verkleinern, muß man also entweder den Saugabstand vergrößern oder die Feldgeometrie in der Absaugöffnung ändern. Man bevorzugt das zweite, da die Feldstärke im Absaugraum hoch bleiben soll. Man erreicht eine positive Änderung der Absauggeometrie, indem man die Saugöffnung kanalartig baut. Unter dieser Voraussetzung konnten bei unseren Messungen

auch Saugabstände von 2 mm angewandt werden (Abb. 9b).

Abb. 9a zeigt den abgesaugten Strahlstrom $I_{\text{Auff.}}$ als Funktion der Absaugspannung, Abb. 9b die Meßanordnung und die Absauggeometrie. Die Anordnung der Abb. 9b erwies sich nach einer Reihe von Versuchen als die, die den größten Ionenstrom für eine bestimmte Absaugspannung U_p liefert. Da die Saugöffnung klein und obendrein kanalartig ist, ist der Durchgriff des Anodenpotentials und damit der Linsenfehler der Öffnung klein. Der Saugabstand war gering. Mit dieser Anordnung konnte auf die Dauer jedoch nicht experimentiert werden, da bei dem kleinen Durchmesser der Saugöffnung die Justierung zur Emissionsöffnung bereits schwierig war. Mit größerer Saugöffnung und größeren Abständen konnten Ionenströme abgesaugt werden, die nicht viel niedriger als die der Abb. 9a waren.

Wie aus Abb. 9 hervorgeht, ist der bei einer bestimmten Spannung maximal auf den Auffänger absaugbare Strom sehr begrenzt. Das liegt daran, daß der Strahl mit wachsendem Strom mehr und mehr divergent wird und schließlich die Saugelektrode streift. Abb. 10 zeigt dies sehr deutlich. Der Strom auf dem Auffänger (Kurve I) durchläuft ein Maximum, wenn man den Bogenstrom der Quelle, d.h. das Plasmaangebot, bei konstanter Spannung erhöht. Etwa bei dem Wert des Bogenstroms, der zu dem Maximum des Auffängerstroms führt, beginnt der Strom auf die Saugelektrode (Kurve II) stärker zu steigen: der Strahl streift die Elektrode, und gleichzeitig sinkt der Strahlstrom pro Raumwinkel. Wie Kurve III, die die Summe der beiden Ströme darstellt, zeigt, wächst der Gesamtstrom im Großen und ganzen linear mit dem Bogenstrom, was dem Ergebnis der Messung auf Abb. 5a entspricht.

Die Tatsache, daß der Strahl mit wachsendem Strahlstrom so stark divergent wird, beruht auf drei Ursachen: Einmal wird bei Erhöhung des Plasmaangebots die Emissionsgrenzschicht mehr und mehr auf die Saugelektrode zu ge-

wölbt. Daraus resultiert, wie weiter oben schon erwähnt wurde, eine Divergenz des Ionenstrahls. Zum zweiten wird der Saugabstand mit höherem Plasmaangebot verkürzt, weil die Grenzschicht näher an die Saugelektrode verschoben wird. Dies bedingt einen wachsenden Linsenfehler der Saugöffnung. Drittens wachsen mit steigendem Strahlstrom auch die Raumladungskräfte, die in dem feldfreien Raum innerhalb der Saugelektrode eine starke Aufweitung des Strahls hervorrufen.

Bei gleicher Absaugspannung könnte also ein größerer Auffängerstrom nur erreicht werden, wenn die Raumladungsaufweitung verhindert wird oder die Linsenfehler reduziert werden oder wenn der in den meisten Fällen maßgebliche Winkel φ_2 der Abb. 9b, bei dem der Strahl die Saugelektrode streift, geändert wird. Da die Möglichkeiten, die Linsenfehler zu verringern, bereits ausgeschöpft waren, eine Kompensierung der Raumladung bei einer elektrostatischen Einzellinse schwierig ist, bleibt eine Änderung des Winkels φ_2 , z.B. durch Verkürzen der Saugelektrode. Die in den meisten Versuchen verwendete Saugelektrode hatte eine Länge von 4,5 cm und einen Durchmesser von ca. 5 cm. Das ergibt einen Winkel φ_2 von fast 30° . Eine weitere Verkürzung der Saugelektrode ist damit sinnlos, weil der Strahl in einer Linse fokussiert werden soll und diese Linse nur für kleine Winkel gute Fokussierungseigenschaften hat.

Der Ionenauffängerstrom in Abb. 9a geht nicht mit $U_B^{3/2}$. Das ist auch nicht zu erwarten, da nicht im Raumladungsgebiet gearbeitet wird. Vielmehr ist der Auffängerstrom ein Sättigungsstrom, der durch das Plasmaangebot in der Emissionsöffnung bestimmt ist. Erhöht man die Saugspannung, ohne das Plasmaangebot zu erhöhen, so bleibt der abgesaugte Strom annähernd gleich. Um bei höherer Spannung mehr Strom zu bekommen, muß man das Plasmaangebot erhöhen. Dabei ändern sich die Form der Grenzschicht und der Saugabstand in unübersichtlicher Weise. Die Abhängigkeit des Stroms von der Spannung hat in vielen Fällen die Form: $I_{\text{Auff.}} \approx U_B^2$.

C) Linse

Der Ionenstrahl ist am Ende der Saugelektrode divergent und muß fokussiert werden. In Anlehnung an die Versuche von v.Ardenne ⁵⁾ lag es nahe, dazu eine elektrostatische Einzellinse zu verwenden. Diese besteht aus drei Elektroden, von denen die äußeren auf gleichem Potential - in diesem Fall auf Erdpotential - liegen und die mittlere ein Potential bekommt, das in einem Bereich um das Potential der Ionenquelle variabel ist. Die Brennweite einer solchen Linse läßt sich durch das Potential der Mittelelektrode (M.E.) verändern, und zwar wird die Brennweite kürzer, je näher das Potential der M.E. an dem der Ionenquelle liegt. Abb. 11 zeigt schematisch den Aufbau der Fokussierungsstrecke. Die Elektroden werden verschiebbar in Zylindern A geführt. Diese Zylinder sind durch Stege S mit den äußeren Metalltellern M verbunden. In den Metalltellern für die Absaugelektrode E_1 und die Mittelelektrode M.E. befinden sich Kühlkanäle K. Die einzelnen Metallteller werden durch Glasringe G, die genau planparallel geschliffen sind, voneinander isoliert. Die ganze Beschleunigungsstrecke bildet eine Einheit. Die sechs Stangen St, die das System zusammenhalten, sorgen gleichzeitig für eine exakte Zentrierung aller Elektroden. Diese Art der Zentrierung des Linsensystems hat sich als brauchbar erwiesen. Die einzige Elektrode, bei der eine geringe Verschiebung aus der Achse den Strahlverlauf beeinflußt, ist die Saugelektrode. Für eine genaue Justierung der Saugöffnung zur Emissionsöffnung war die angewandte Art der Justierung nicht gut. Selbst wenn der Zentrieransatz Z im Mittelteller M_0 und eine entsprechende Zentriernut im Anodenteller der Ionenquelle genau zentrisch zur Emissionsöffnung gedreht würde, wäre es sehr schwierig, die Drehachse der E_1 mit der der Ionenquelle in gute Übereinstimmung zu bringen. Dies ist der Grund, warum normalerweise mit größeren Saugöffnungen gearbeitet wurde, als von der Betrachtung der Öffnungsfehler als gut bezeichnet werden könnte.

Abb. 11 ist das Bild der zunächst benutzten symmetrischen Einzellinse. Bei dieser sind die elektrischen Felder auf beiden Seiten der M.E. gleich. Die erste Elektrode ist identisch mit der Saugelektrode. Bei dieser Art von Linse kann man vier Feldbereiche unterscheiden, von denen der erste und vierte defokussierend, der zweite und dritte fokussierend wirken. Daß die Linse insgesamt fokussierende Eigenschaften hat, liegt daran, daß die Geschwindigkeit der Ionen in Teil I und IV größer ist als in II und III. Die Wirkung der radialen Komponente ist daher dort geringer. (Siehe Abb. 12a.) Auf die Theorie und Wirkungsweise der elektrostatischen Einzellinse soll hier nicht näher eingegangen werden.

Mit dieser einfachen symmetrischen Einzellinse war es nicht möglich, einen sauber fokussierten, konvergenten Strahl größerer Stromstärke (ca. 1 mA) zu bekommen, da die Linsenfehler, vor allem die sphärische Aberration, zu groß waren. Der Strahl tritt mit einer Divergenz von 10° bis 20° in die Linse ein. Nur für kleine Winkel bildet die Einzellinse gut ab; der Aberrationsfehler wächst mit der dritten Potenz des Divergenzwinkels. Bei sehr kleinen Strömen kann man den Divergenzwinkel auf die 7° bis 10° beschränken, die der Strahl auf Grund des Öffnungsfehlers in der Saugelektrode hat. Nach einem Weg von ca. 30 cm nach der Linse hat der Strahl einen minimalen Durchmesser von 5 bis 6 cm. Da für die weiteren Experimente der Strahl auf 6 mm \varnothing ausgeblendet wird, reicht diese Fokussierung bei weitem nicht aus; der größte Teil des Strahls geht für die Versuche verloren.

Zunächst wurde versucht, die Fokussierung durch ein der Einzellinse überlagertes Magnetfeld zu verbessern (Abb. 12a). Das Magnetfeld sollte die Aufweitung des Strahls in der M.E. verkleinern. Bei kleineren Beschleunigungsspannungen bis ca. 8 kV hatte diese Methode Erfolg. Für jede U_B gab es einen optimalen Wert für das Plasmaangebot, das Potential der M.E. und die Stärke des Magnetfeldes. Die Fokussierung mit Hilfe eines Magnetfeldes bringt den Nachteil mit sich,

daß Durchbrüche und Gasentladungen zwischen den Elektroden sehr begünstigt werden. Deswegen war es auch bei der gegebenen Pumpleistung nicht möglich, längere Zeit mit Spannungen über 8 kV zu arbeiten. Bei Fokussierung des Ionenstrahls mit einem Magnetfeld und einer Einzellinse muß der Druck im Beschleunigungsraum wahrscheinlich kleiner als 10^{-5} Torr sein.

Einzellinse mit Gittern:

Nach einer Arbeit von Liebmann ¹³⁾ und einer mündlichen Mitteilung von Moak kann man die sphärische Aberration einer Einzellinse stark verringern, wenn man in der Linse Gitter verwendet. Abb. 12b zeigt diesen Linsentyp. Er zeichnet sich durch eine geringe sphärische Aberration aus und dadurch, daß die Linse rein fokussierend ist. Mit dieser Anordnung konnte ein gut konvergenter, in der Brennweite variabler Strahl erzeugt werden. Allerdings war nach einem Weg von ca. 50 cm der Durchmesser des Strahls immer noch 2 bis 3 cm. Dies lag jetzt aber im wesentlichen nicht mehr an den Linsenfehlern, sondern an der Aufweitung des Strahls durch seine Raumladung.

Die fehlende Raumladungskompensation ist einer der großen Nachteile der Einzellinse. Bei Drucken von 2 bis $5 \cdot 10^{-5}$ Torr im Strahlraum könnte der Strahl leicht durch Restgasionisation seine eigene Raumladung kompensieren. Die gebildeten Elektronen werden aber wegen des hohen positiven Potentials der M.E. zu dieser beschleunigt und tragen wegen ihrer hohen Geschwindigkeit kaum noch zur Raumladungskompensation bei. In kürzeren Abständen von der Linse läßt sich der Strahl noch auf wenige mm Durchmesser fokussieren, bei weiterem Weg macht die Aufweitung durch Raumladung eine gute Fokussierung unmöglich.

Auf Abb. 13 sind zwei Kurven aufgetragen, die den Aufwärtstrom nach einem Strahlweg von ca. 50 cm und nach einer Blende von 0,8 cm \varnothing als Funktion der U_B darstellen. Kurve I ist mit der Einzellinse mit Gittern, Kurve II mit Einzellinse mit Gitter und Magnetfeld aufgenommen. Man

sieht, daß auch bei einer Einzellinse mit Gittern ein zusätzliches Magnetfeld noch eine Verbesserung der Fokussierung um den Faktor 2 bringt. Dies beruht wahrscheinlich darauf, daß das Magnetfeld (bei 10 kV etwa 100 Gauss) einen Spiegel für die rückläufigen Elektronen darstellt. Diese bleiben im Strahl und sorgen für eine bessere Raumladungskompensation. Daß Kurve II in Abb. 13 bei höherer Spannung von der Linearität abweicht, beruht darauf, daß das Potential der M.E. nicht genügend erniedrigt und somit nicht der optimale Wert für die Fokussierung eingestellt werden konnte.

Die verwendeten Gitter wurden aus $\frac{1}{10}$ Mo-Draht mit einem Maschenabstand von 1,5 mm hergestellt. Diese Gitter haben eine Durchlässigkeit von ca. 88 %. Bei zwei Gittern wird also der Strahlstrom durch die Gitter etwa um $\frac{1}{4}$ reduziert. Die Gitter haben den weiteren Nachteil, daß sie nur bei relativ kleinen Spannungen bis ca. max. 20 kV bei nicht zu großen Flächenströmen (ca. $0,5 \text{ mA/cm}^2$) verwendet werden können. Gitter verbessern zwar die Linseneigenschaften, bewirken aber allein keine Beseitigung der Raumladungskräfte.

Das Ziel der weiteren Versuche war, eine Linse zu konstruieren, die gute optische Eigenschaften besitzt und eine Raumladungskompensation ermöglicht. Nach einer Arbeit von Septier¹⁴⁾ ist unter den Linsen ohne Gitter die asymmetrische Einzellinse die mit den geringsten Aberrationsfehlern. Asymmetrisch nennt man eine Einzellinse, wenn die Feldstärken auf beiden Seiten der M.E. verschieden sind, und zwar dann, wenn in Strahlrichtung auf ein starkes Feld ein schwaches folgt. Halbtheoretische Überlegungen zu diesem Linsentyp finden sich auch bei Scherzer¹⁵⁾.

Wenn man die Raumladungskompensation verbessern will, muß man dafür sorgen, daß die Elektronen im Strahl nicht zur M.E. abgesaugt werden können. Dies kann durch einen

negativen Potentialwall erreicht werden. Dieser muß so nahe wie möglich an das positive Potential der M.E. gebracht werden, um möglichst die Raumladung auf der ganzen Länge des Strahls zu kompensieren. Die 4-Elektroden-Einzellinse der Abb. 14 zeigt eine Anordnung, die die gewünschten Bedingungen erfüllt. Die Saugelektrode hat ein Gitter. Durch dieses Gitter wirkt dieser Teil der Linse rein fokussierend, der Strahl weitet nicht so stark auf. Die Linse ist asymmetrisch, da wegen des großen Durchmessers der dritten Elektrode das Feld dort viel schwächer ist. In der dritten Elektrode ist eine vierte Elektrode: die Raumladungselektrode (R.E.), isoliert angebracht. Gibt man dieser Elektrode ein negatives Potential, dann bildet sich ein Potentialwall aus, an dem die Elektronen gespiegelt werden. Diese Elektrode hat gleichzeitig noch einen optisch günstigen Effekt. Abb. 15a zeigt ein Potentiallinienbild einer Linse ohne Raumladungselektrode und Abb. 15b eines mit R.E. Man sieht, daß auf der zweiten Abbildung das Potential nicht so weit in die dritte Elektrode hineingreift wie auf der ersten, d.h. das negative Potential der R.E. wirkt annähernd so, als befände sich am Anfang der dritten Elektrode ein Gitter. Auf diese Weise wird die Zerstreuungslinsenwirkung der Linse auch ohne Gitter reduziert. Abb. 15c gibt das volle Potentiallinienbild der Anordnung mit R.E. wieder.

Aus Abb. 16 geht die Wirkung des negativen Potentials der R.E. auf die Strahlstromdichte hervor. Kurve I zeigt den Auffängerstrom. Der Auffänger befand sich dabei etwa in einer Entfernung von 75 cm von der Linse. Bei 50 cm und bei 70 cm waren je eine Blende von 0,8 cm \varnothing . Es ist deutlich zu sehen, wie mit wachsender negativer Spannung der R.E. der Auffängerstrom erst langsam, dann stärker anwächst und bei stark negativem Potential konstant bleibt. Der Auffängerstrom mit negativem Raumpotential ist ca. 6 mal so groß wie in der einfachen asymmetrischen Einzellinse.

Aus Kurve II der Abb. 16 geht hervor, daß gleichzeitig mit dem Anwachsen des Auffängerstroms der Elektronenstrom auf die M.E. zurückgeht, und zwar um den Faktor 10. Das bedeutet, daß die durch Restgasionisation gebildeten Elektronen aus dem Strahl nicht mehr auf die M.E. abgesaugt werden, sondern im Strahl bleiben, die Raumladung kompensieren und so eine bessere Fokussierung des Strahls ermöglichen. Der noch verbleibende Elektronenstrom auf die M.E. stammt aus dem Raum der Saugelektrode und der M.E. selbst.

Trotz dieser Verbesserung in der Fokussierung hat der Strahl in der ersten Blendenebene noch einen Durchmesser von ca. 16 mm. Um sicher zu sein, daß dieser große Durchmesser nicht noch durch mangelnde Raumladungskompensation bedingt ist, wurde ein Glühdraht mit negativem Potential in den Strahlgang gebracht, um zusätzlich noch Elektronen in den Strahl einzupumpen. Dies verändert aber den Strahlverlauf in keiner Weise. Der verbleibende Durchmesser des Brennflecks ist also einmal durch die Vergrößerung der Linse bedingt. Die Vergrößerung dürfte etwa 10fach sein; bei einer effektiven Emissionsöffnung von ca. 0,8 mm hat der Brennfleck dann nur auf Grund der Vergrößerung einen Durchmesser von 8 mm. Die weitere Vergrößerung des Durchmessers kann leicht auf Linsenfehler und auf Raumladungseinflüsse im Bereich der Saugelektrode und der M.E. zurückgeführt werden.

Stellt man bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen jeweils den Bogenstrom in der Ionenquelle (der Bogenstrom ist der einzige Parameter, der bei den Messungen verändert wurde), das Potential der M.E. und auch das der R.E. auf maximalen Auffängerstrom ein, dann gelten für die Potentiale der Linsenelektroden Ähnlichkeitsgesetze. Zum Beispiel war bei den Messungen zu der Kurve auf Abb. 17 das Verhältnis $(U_B - U_M)/U_B = 0,11$ mit kleiner Abweichung für alle U_B konstant. Ebenso geht aus Abb. 17 (die das minimale Raumpotential, bei dem der Auffängerstrom nicht mehr steigt, als Funktion der U_B wiedergibt) hervor, daß $-U_R/U_B = 1/20$ konstant und unabhängig von U_B ist.

D) Strahleigenschaften

Einige Eigenschaften des Strahls, sein Brennfleckdurchmesser, seine Raumladung, sein Gesamtstrom sind bereits in dem vorhergehenden Kapitel behandelt worden. Seine Divergenz, Energieverteilung, Teilchendichte, Zusammensetzung und Oszillationen werden in diesem Kapitel untersucht.

a) Divergenz

Die Strahldivergenz ist nicht genau gemessen worden. Aus der Beobachtung geht hervor, daß bei Fokussierung auf die erste Blende die Divergenz 1. bei fester Spannung mit dem Strahlstrom zunimmt, 2. bei gleichem Strahlstrom mit wachsender Spannung abnimmt. Bei 10 keV und maximalem Strahlstrom beträgt die Divergenz etwa $1,5^\circ$. Die Divergenz kann herabgesetzt werden, wenn der Strahl auf unendlich fokussiert wird.

b) Energieverteilung

Die Teilchen im Strahl haben nicht alle die gleiche Energie. Das hat vor allem zwei Gründe: 1. schwankt die Beschleunigungsspannung, 2. verlassen die Ionen die Quelle mit verschiedener Anfangsenergie. Die Schwankung der Beschleunigungsspannung wird bei der benützten Einweggleichrichtung von 50 Hz Wechselstrom mit Hilfe von Glättungskondensatoren ($14 \mu\text{F}$) kleiner als 1 % gehalten. Die Energiebreite auf Grund der Anfangsenergiestreuung der Ionen kann nur mit einem Energieanalysator gemessen werden. Mit einem elektrostatischen Gegenfeld ⁺), dessen Hochspannungselektrode von der gleichen Spannungsquelle versorgt wird wie das Duoplasmatron, wurde die Energieverteilung gemessen. Mit einer Eingangsblende von $0,3 \text{ mm } \varnothing$ wurde bei den üblichen Betriebsbedingungen eine Energiebreite von max. 25 eV gefunden. Bei kleineren Bodenströmen in der Quelle konnte die Energiebreite unter 10 eV gebracht werden. Das Anwachsen der Energiebreite

⁺) Beschreibung in einem eigenen Laborbericht.

mit dem Bogenstrom muß nicht auf eine Zunahme der wirklichen Energieverbreiterung schließen lassen. Es ist möglich, daß sie nur auf die wachsende Divergenz des Strahls zurückzuführen ist, die einen größeren Fehler in die Energiemessung bringt. Diese Frage kann noch nicht mit Sicherheit entschieden werden.

c) Schwingungen

Mißt man den Auffängerstrom über einen Oszillographen, so findet man zunächst, daß der Strom eine Schwankung von 50 Hz mit sehr kleiner Amplitude hat. Diese Schwingung rührt von der geringen Welligkeit der Beschleunigungsspannung her. Weiterhin finden sich aber bei bestimmten Parameterwerten der Ionenquelle Schwingungen wesentlich höherer Frequenz und zum Teil beachtlicher Amplitude. Frequenz und Amplitude hängen nicht von der Beschleunigungsspannung ab, dagegen stark von den Quellenparametern. Das legt die Annahme nahe, daß die Schwingungen von Oszillationen der Plasmasäule im Duoplasmatron herrühren. Vor allem der Druck in der Quelle und das Magnetfeld sind von großem Einfluß sowohl auf Frequenz als auch auf Amplitude der Schwingung. Ein Abblocken des Stromversorgungskreises der Ionenquelle beeinflusst die Schwingungen nicht, d.h. die Schwingungen rühren nicht von äußeren Schaltelementen her. Da das Magnetfeld die Schwingungen beeinflusst, das Magnetfeld aber nur auf dem kurzen Stück zwischen der Anode und der Zwischenelektrode wirkt, muß man annehmen, daß die Plasmasäule in diesem Bereich der Ursprungsort der Schwingungen ist.

Die Abhängigkeit der Frequenz von Magnetfeld und Druck im Duoplasmatron geben Abb. 18a, b, c. Um welche Art von Schwingung es sich handelt, kann aus diesen Abhängigkeiten allein nicht geschlossen werden. Die Amplitude der Schwingung hängt wiederum am stärksten vom Magnetfeld ab. Bei kleinen Feldern (Spulenstrom kleiner als 2 A, $\hat{\approx}$ 2000 Gauss) ist die Amplitude Null, d.h. es

gibt keine Schwingungen und keine Dichtemodulation im Strahl. Mit wachsenden Feldern wächst dann die Amplitude, und die Modulation im Strahl erreicht den Wert 1.

$$\left[\begin{array}{l} \left(\frac{I_{\max} - \bar{I}^t}{\bar{I}^t} = 1. \right) \quad \begin{array}{l} I_{\max} = \text{maximaler Strom in} \\ \text{einer Periode} \\ \bar{I}^t = \text{zeitlich gemessener} \\ \text{Mittelwert} \end{array} \end{array} \right]$$

Wenn die Dichte der Säule vor der Emissionsöffnung schwankt, kann das verschiedene Ursachen haben. Erstens kann die Dichte der Gesamtsäule schwanken; bei hohem Magnetfeld mit dem Modulationsgrad 1 heißt das, die Plasmasäule wird periodisch zerstört. Dies könnte auf Instabilitäten beruhen, die von schnellen Elektronen hervorgerufen werden. Zweitens könnte die Dichte der Säule räumlich und zeitlich periodisch sein, d.h. in der Säule könnten laufende Schichten auftreten. Drittens könnte die Säule zwar zeitlich die gleiche Dichte behalten, aber insgesamt vor der Emissionsöffnung hin- und herschwanken, z.B. rotieren. Viertens sind radiale Schwingungen gegen das Magnetfeld möglich. Die Messungen am Ionenstrahl erlauben keine Entscheidung, welche Art von Schwingung vorliegt.

Wie die Abb. 18a, b, c zeigen, schwankt die Frequenz der Schwingung von 0,9 bis 1,5 MHz. Bei kleinem Magnetfeld gibt es schwingungsfreie Zustände. Es ist also möglich, einen nichtmodulierten Ionenstrahl zu erhalten. Auf der anderen Seite bieten die Schwingungen im Duoplasmatron eine geeignete Gelegenheit, einen Ionenstrahl in seiner Dichte zu modulieren, ohne seine Energie zu modulieren. Dies ist bei anderen üblichen Verfahren ("bunching") nicht der Fall.

d) Zusammensetzung

Da man für den Versuch zur Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung nur an einem bestimmten Ion des Wasserstoffs (H^+ , H_2^+ , H_3^+) interessiert ist, erhält die Zusammensetzung des Strahls große Bedeutung. Für die Massentrennung wurden das Magnetfeld und das Gefäß der FIG-Entladung benutzt. Den schematischen Strahlengang zeigt Abb. 19. Der Ionenstrahl tritt senkrecht in das Magnetfeld durch eine Blende von 3 mm \emptyset ein, wird im Magnetfeld abgelenkt und kann nach einem Winkel von 30° durch eine Blende von 3 mm \emptyset das Magnetfeld verlassen und in den Auffänger gelangen. Der Durchmesser des Gefäßes beträgt 150 mm; bei 30° Ablenkung ist der Radius der Strahlbahn 28 cm. Das Magnetfeld wurde mit einer rotierenden Spule vermessen. Die Magnetfeldstärke war dem Spulenstrom I gut proportional. Es ergab sich der Zusammenhang: $H \text{ [Gau\ss]} = 7 \cdot I \text{ [A]}$. Genauer ließ sich die Magnetfeldstärke aus der Strahlablenkung selbst bestimmen, wenn man einmal die bei einem bestimmten Spulenstrom gefundene Komponente annähernd mit einer bestimmten Masse (etwa 1, 2, 3) identifizieren konnte. Es ergab sich, daß der Proportionalitätsfaktor 7 etwas zu groß war. Er wurde durch 6,5 ersetzt.

Die ersten Versuche über die Massentrennung des Strahls wurden mit der früher beschriebenen Beschleunigungsstrecke und dem Duoplasmatron von Siemens durchgeführt. Dabei zeigte es sich, daß außer bei den Massen 1, 2, 3 (wenn mit Wasserstoff gearbeitet wurde) auch noch Massen mit dem Wert 16 bis 18 (stark) und 26 bis 30 (schwach) auftraten. Die Massenauflösung war für höhere Massenwerte nicht mehr gut. Es konnte deshalb auch nicht genau festgestellt werden, um welches Element oder welche Verbindung es sich handelte. Für die Massen 16 bis 18 kamen vor allem Sauerstoff, Kohlenwasserstoffe und Wasser in Frage. Für den höheren Wert (26 bis 30): vor allem Stickstoff und Kohlenwasserstoffe. Typische Abhängigkeiten der Komponenten 1, 2, 3, 18 vom Druck im Duoplasmatron zeigt Abb. 20.

Langwierige Versuche zeigten, daß wenigstens die Verunreinigung bei Masse 18 nicht aus der Gaszufuhr stammt, sondern aus einem sehr kleinen Leck der Wasserkühlung in das Entladungsgefäß des Duoplasmatrons, das durch dessen Konstruktion bedingt war. Nachdem das SIEMENS-Duoplasmatron durch ein in unserem Hause nach amerikanischem Vorbild (Oak Ridge ¹¹) konstruiertes und mit einem guten Kühlsystem versehenes ersetzt worden war und die Wasserstoffzufuhr durch ein gut funktionierendes Palladiumrohr erfolgte, gingen die Verunreinigungen auf ein vernachlässigbares Minimum zurück.

Die Abhängigkeit der Strahlzusammensetzung vom Druck der neuen Quelle zeigt Abb. 21. Im wesentlichen ist der Verlauf der Kurven unverändert.

Die Abb. 22 und 23 zeigen die Abhängigkeit der Strahlzusammensetzung von den verschiedenen Parametern der Quelle.

Die Abb. 22a, b, c bringen zunächst die Abhängigkeit vom Bogenstrom bei jeweils verschiedenem Druck. In allen Fällen steigen die Komponenten von H^+ und H_2^+ an, H_3^+ sinkt stark ab. Bei kleinem Druck ist die Komponente von H^+ besonders hoch, wenn auch H_2^+ noch die beherrschende Rolle spielt. Wegen der starken Raumladungen im Strahl konnte der Bogenstrom nicht weiter erhöht werden. Es wäre sonst interessant gewesen festzustellen, ob auch die Komponente H_2^+ bei höherem Bogenstrom wieder absinkt.

Abb. 23a ist bei gleichem Druck aufgenommen wie Abb. 22c, nur war das Magnetfeld im Duoplasmatron fast doppelt so hoch. Die Kurven unterschieden sich praktisch nicht voneinander. Wie auch aus Abb. 23b hervorgeht, beeinflußt das Magnetfeld der Quelle die Strahlzusammensetzung kaum.

Wie man nach Abb. 24a glauben könnte, beeinflußt auch das Potential der Z.E. die Strahlzusammensetzung. Je negativer das Potential der Z.E. gegenüber der Anode

wird, desto stärker wächst der Anteil an H^+ und H_2^+ . In Wirklichkeit hängt dies damit zusammen, daß der effektive Bogenstrom steigt. Es fließt nicht nur ein Strom zwischen Kathode und Anode (der bei Abb. 24a konstant gehalten wurde), sondern auch ein Strom zwischen Z.E. und der Anode. Hält man den Gesamtstrom, den Anodenstrom, konstant, dann hängt die Strahlzusammensetzung praktisch nicht vom Potential der Z.E. ab (Abb. 24b).

Abb. 25 zeigt noch, daß keine Abhängigkeit der einzelnen Komponenten von der Absaugspannung besteht. Dies steht in gewissem Widerspruch zu den Angaben in ⁵⁾, S. 557. Allerdings beziehen sich die dort gemessenen Werte auf höhere Absaugspannungen.

Von allen Parametern der Quelle erweisen sich Druck und Bogenstrom als geeignet, die Zusammensetzung des Strahls in größeren Bereichen zu ändern.

e) Dichte

Die Dichte ist für die einzelnen Komponenten des Strahls wegen deren verschiedener Geschwindigkeit unterschiedlich. Bei 10 kV Beschleunigungsspannung kann man durch die Auffängerblende von 3 mm \varnothing auffangen: 5 μ A Protonen, 10 μ A H_2^+ und 10 μ A H_3^+ . Die Geschwindigkeit für 10 keV Protonen beträgt $1,5 \cdot 10^8$ cm/sec, für H_2^+ : $9,5 \cdot 10^7$ cm/sec, für H_3^+ : $8 \cdot 10^7$ cm/sec.

Die Strahldichte ergibt sich aus:

$$e n v = j = \frac{I}{F} = \frac{N e}{F}$$

$$n = \frac{N}{F v} \quad .$$

Dabei ist N die Anzahl der Ionen pro sec, die den Strom auf dem Auffänger verursachen; F ist die Blendenfläche; v ist die Geschwindigkeit. Für die oben angegebenen Werte ergibt sich für Protonen eine Dichte von $3 \cdot 10^6$ cm⁻³, für H_2^+ : $9 \cdot 10^6$ cm⁻³, für H_3^+ : 10^7 cm⁻³.

Daß die Dichte in etwa 100 cm Entfernung von der Linse so gering ist, liegt an den Linsenfehlern und der wenigstens im Bereich der Linse fehlenden Raumladungskompensation. Durch weitere Linsen im Strahlengang könnte die Dichte sicher erhöht werden.

Diskussion

Schon in einem frühen Stadium der Versuche zeigte es sich, daß es wegen der Raumladungskräfte und wegen der Linsenfehler nicht gelingen würde, mit 10 keV einen Strahl von hunderten von mA abzusaugen und zu fokussieren, wie es bei der Wahl des Duoplasmatrons als Ionenquelle gehofft worden war. Die Änderung der Absaug- und Fokussierungsgeometrie ließ keine Richtung erkennen, in der eine Änderung einen großen Fortschritt bringen würde. Bei 10 keV war ein fokussierter Strahl von mehr als 4 mA kaum zu erreichen. Dieser Strahl von 4 mA konnte nicht auf die 6 mm \varnothing fokussiert werden, die im Experiment gefordert waren. Durch Ausblendungen ging ein beträchtlicher Teil des Strahlstroms (ca. 90 %) verloren. Die Strahldichte in dem Gebiet, in dem die Strahl-Plasma-Wechselwirkung vorgesehen war, lag somit 2 bis 3 Größenordnungen unter der für den Versuch optimalen Dichte. Diese Dichte läßt sich aber auch nur dann erreichen, wenn man dafür eine Divergenz des Strahls von 1° und mehr zuläßt.

Die Zusammensetzung des Strahls hängt ganz von den inneren Parametern der Quelle ab. Starke Protonenströme kann man nur bei hohen Bogenströmen erreichen. Damit bei solchen Bogenströmen das Plasmaangebot nicht zu groß wird, muß man die Emissionsöffnung genügend klein halten. Die Energiemessungen zeigen, daß der Ionenstrahl recht gut monochromatisch ist. Die Energiebreite $\Delta\epsilon/\epsilon$ liegt im Bereich von wenigen %.

Wegen der geringen Strahldichten, wegen Schwierigkeiten bei der Modulation des Strahls und wegen der zunächst sehr schlechten Auflösung des Energieanalysators (die im vorliegenden Bericht beschriebenen Messungen mit einem bereits verbesserten Analysator sind erst längere Zeit nach Abschluß der Messungen zur Strahldichte und -modulation gemacht worden) wurde das Wechselwirkungsexperiment mit Ionenstrahleinschuß senkrecht zum Magnetfeld wieder abgebrochen. Es besteht jedoch die Hoffnung, daß in absehbarer Zeit das Experiment mit einem verbesserten Plasma und dem verbesserten Analysator wieder aufgenommen werden kann.

Dank

Bei den Messungen und der Anfertigung der Zeichnungen haben mich Frl. Resch und Herr Weber sehr unterstützt. Herrn Dr. v. Gierke und Herrn Dipl.-Phys. Ott danke ich für die Unterstützung und Hilfe bei der Planung und Durchführung der Versuche.

- (1) J.B. Flarke, "Theory and Design of Electron Beams", P. Hoff., B. Van Nostrand Co., New York (1954).
- (2) F. Maue, Proc. Phys. Soc. B 62, 213 (1949).
- (3) A. Septier, CERN 60-39 (13. Okt. 1960).
- (4) G. Maerzer, Z. Phys., Bd. 101, 23, 333 (1938).

L i t e r a t u r

- 1) R. Kippenhahn, H.L. De Vries,
Z. Naturf. 15a, 506 (1960).
- 2) E. Canobbio, Nuclear Fusion 1, 172 (1961).
- 3) E. Canobbio, R. Croci,
Z. Naturf. 16a, 1313 (1961).
- 4) E. Canobbio, R. Croci,
Proc. 5th Int. Conf. on Ioniz.
Phen. in Gases, Munich 1961.
- 5) M. v.Ardenne, "Tabellen der Elektronenphysik,
Ionenphysik und Übermikroskopie",
Bd. I, Deutscher Verlag der
Wissenschaften (1956).
- 6) H. Fröhlich, Nukleonik 1, 183 (1959).
- 7) R.A. Demirkhanov, H. Fröhlich, Kursanov, Guthrie,
unveröffentlicht.
- 8) Moak, Banta, Thurston, Johnson, King,
Rev. Sci. Instr. 30, 694 (1959).
- 9) M. v.Ardenne, Exp. Techn. Phys. IX, 227 (1961).
- 10) Allison, Cork et al.,
Rev. Sci. Instr. 32, 1331 (1961).
- 11) Kelley, Lazar, Morgan,
Nuclear Instruments and Methods
10, 263 (1961).
- 12) J.R. Pierce, "Theory and Design of Electron
Beams", 2. Aufl., D. Van
Nostrand Co., New York (1954).
- 13) F. Liebmann, Proc. Phys. Soc. B 62, 213 (1949).
- 14) A. Septier, CERN 60-39 (13. Okt. 1960).
- 15) O. Scherzer, Z. Phys., Bd. 101, 23, 593 (1936).

**Schematische Zusammenstellung
der Gesamtapparatur**

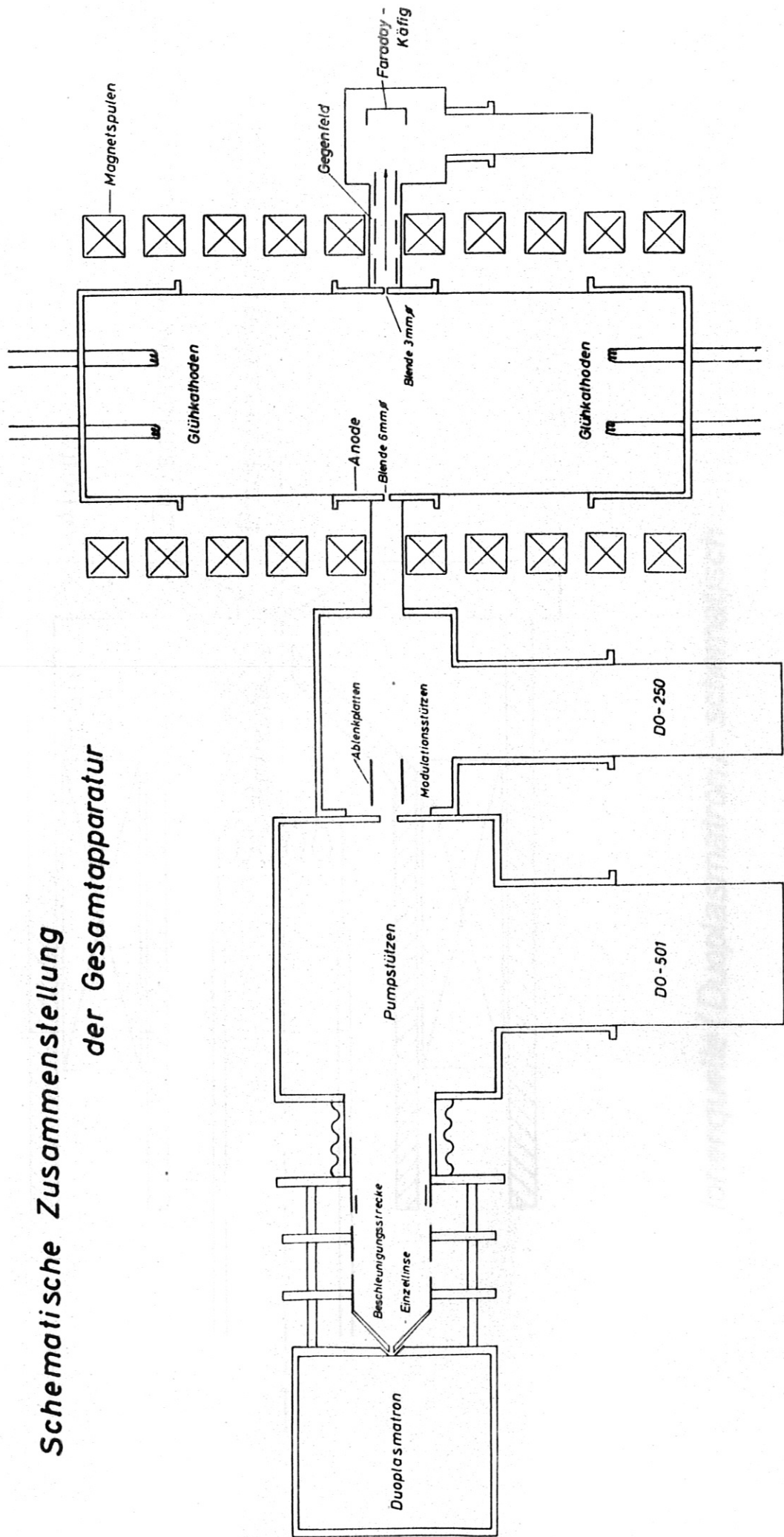
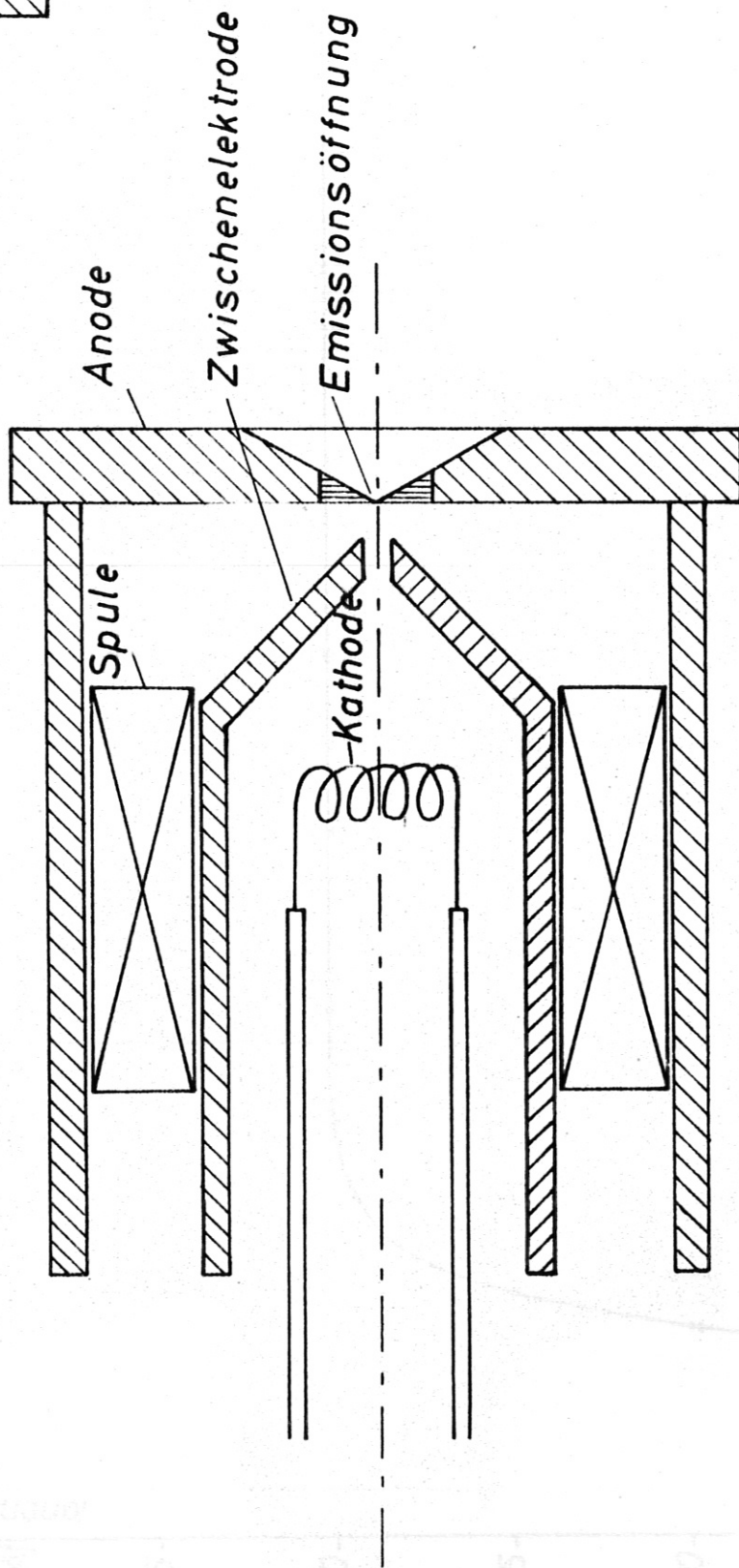
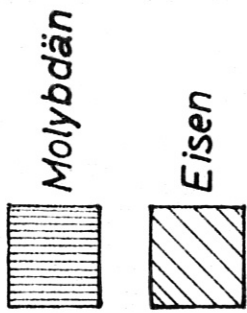
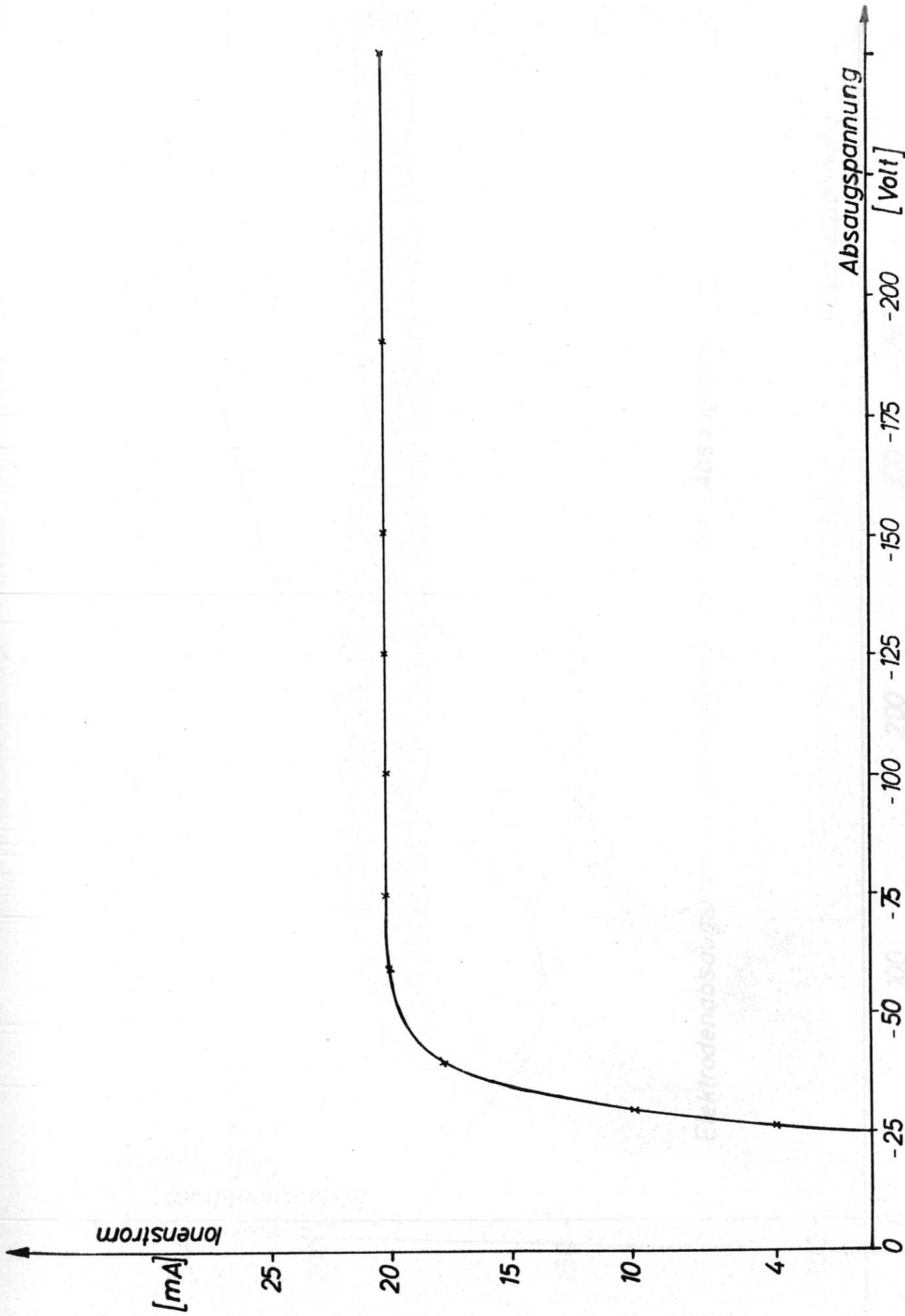


Abb. 1

Abb. 2

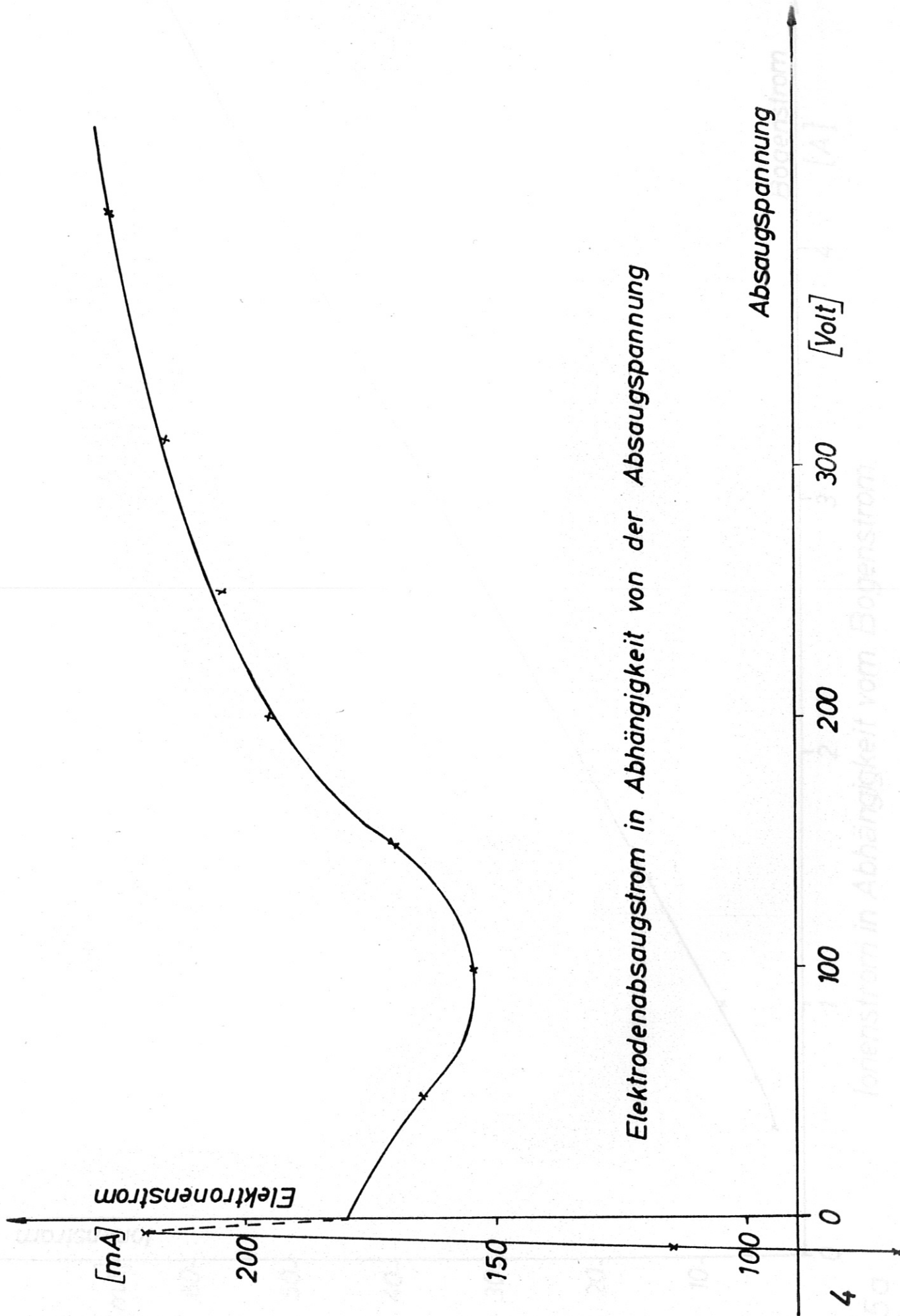


Ionenquelle (Duoplasmatron) - schematisch



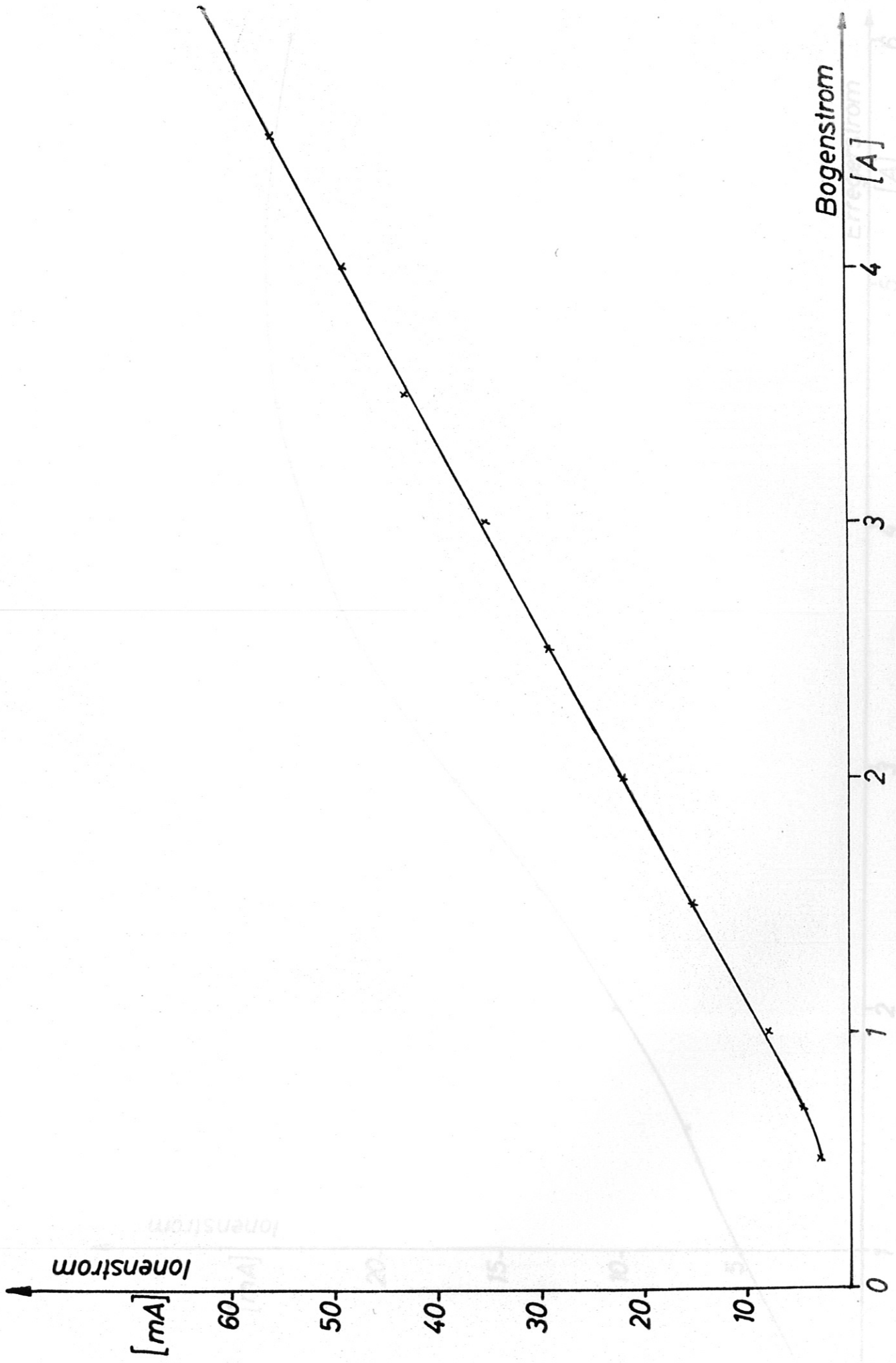
Ionenstrom in Abhängigkeit von der Absaugspannung

Abb. 3



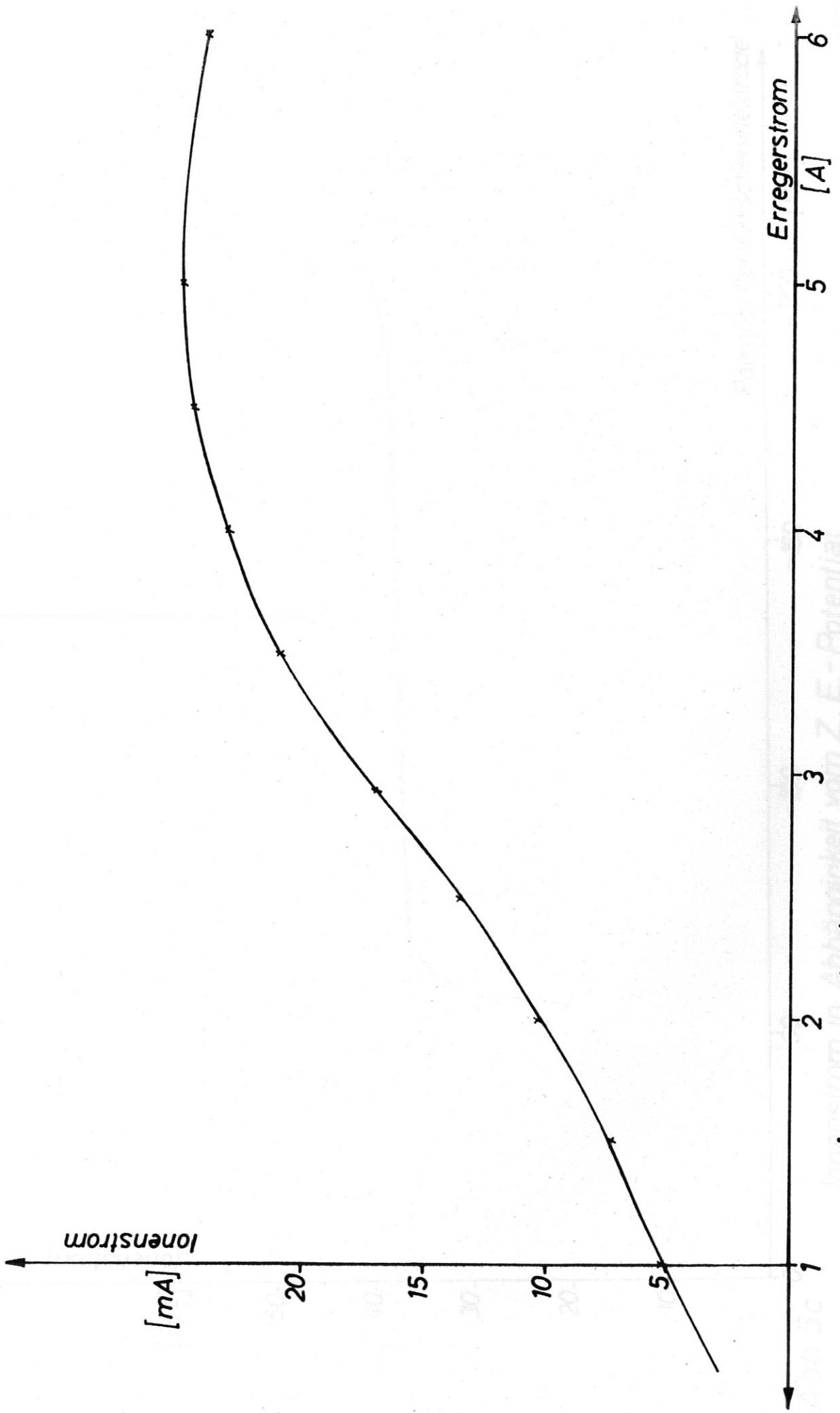
Elektrodenabsaugstrom in Abhängigkeit von der Absaugspannung

Abb. 4



Ionenstrom in Abhängigkeit vom Bogenstrom

Abb. 5a



Ionenstrom in Abhängigkeit vom Erregerstrom

Abb. 5b

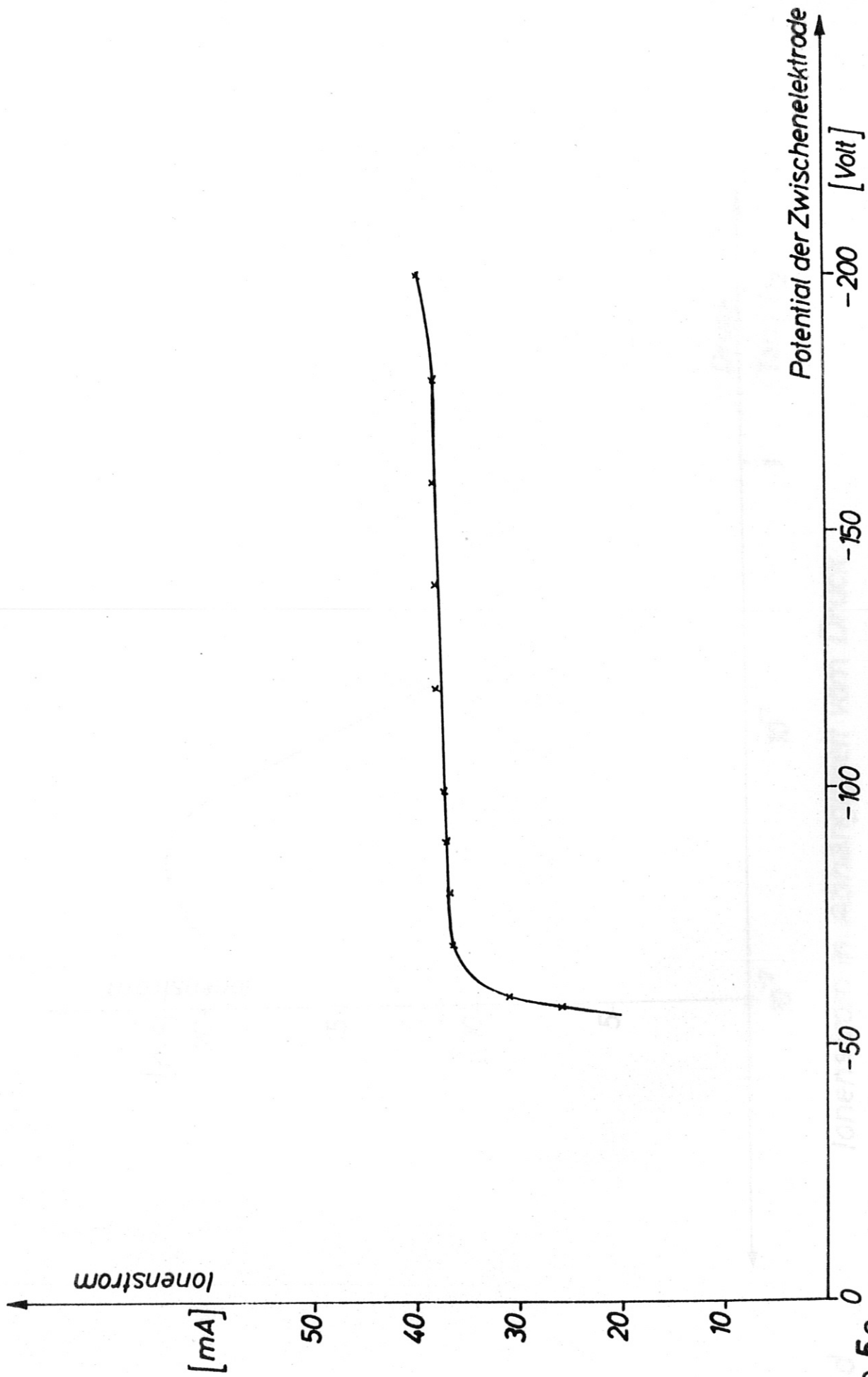
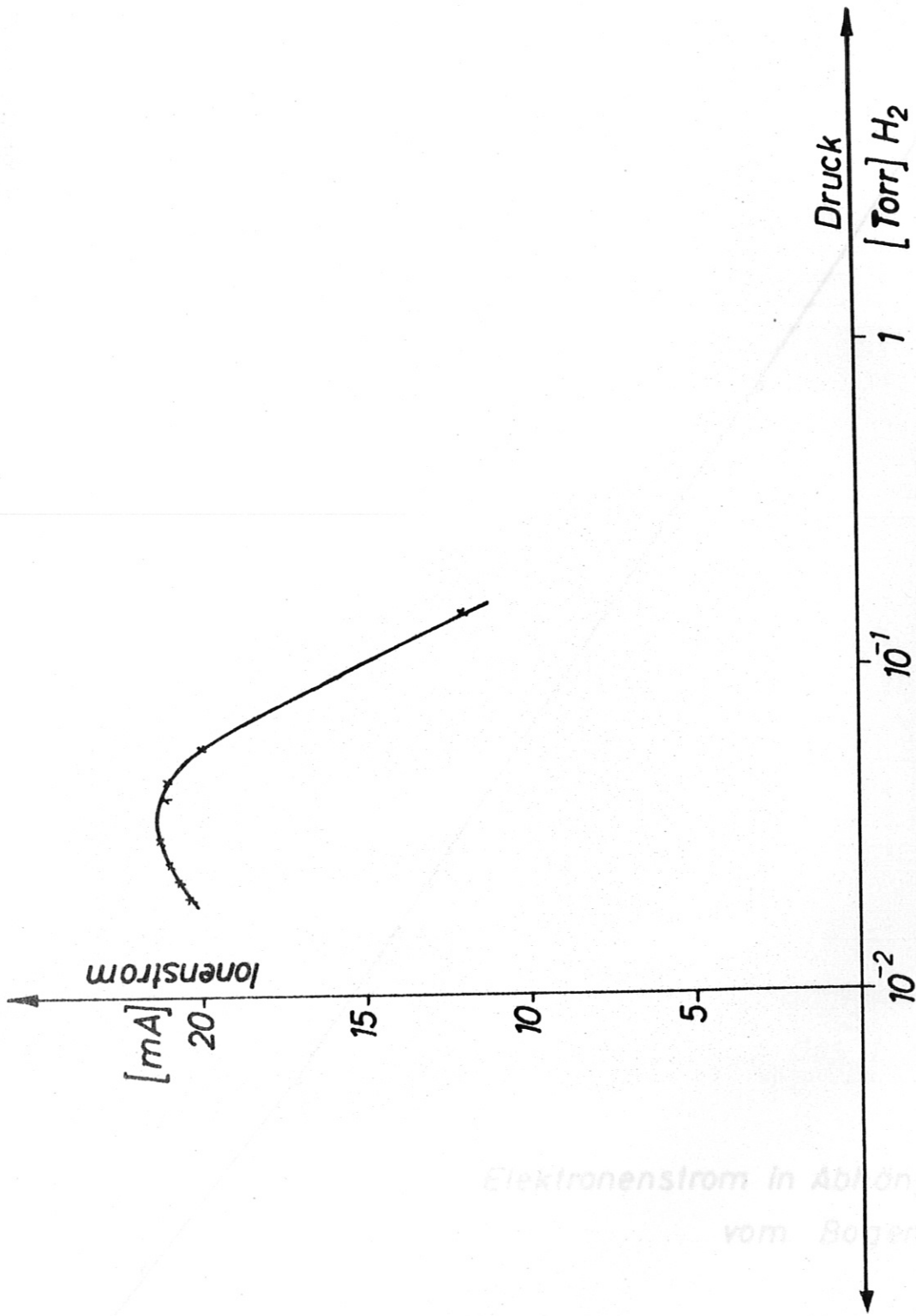
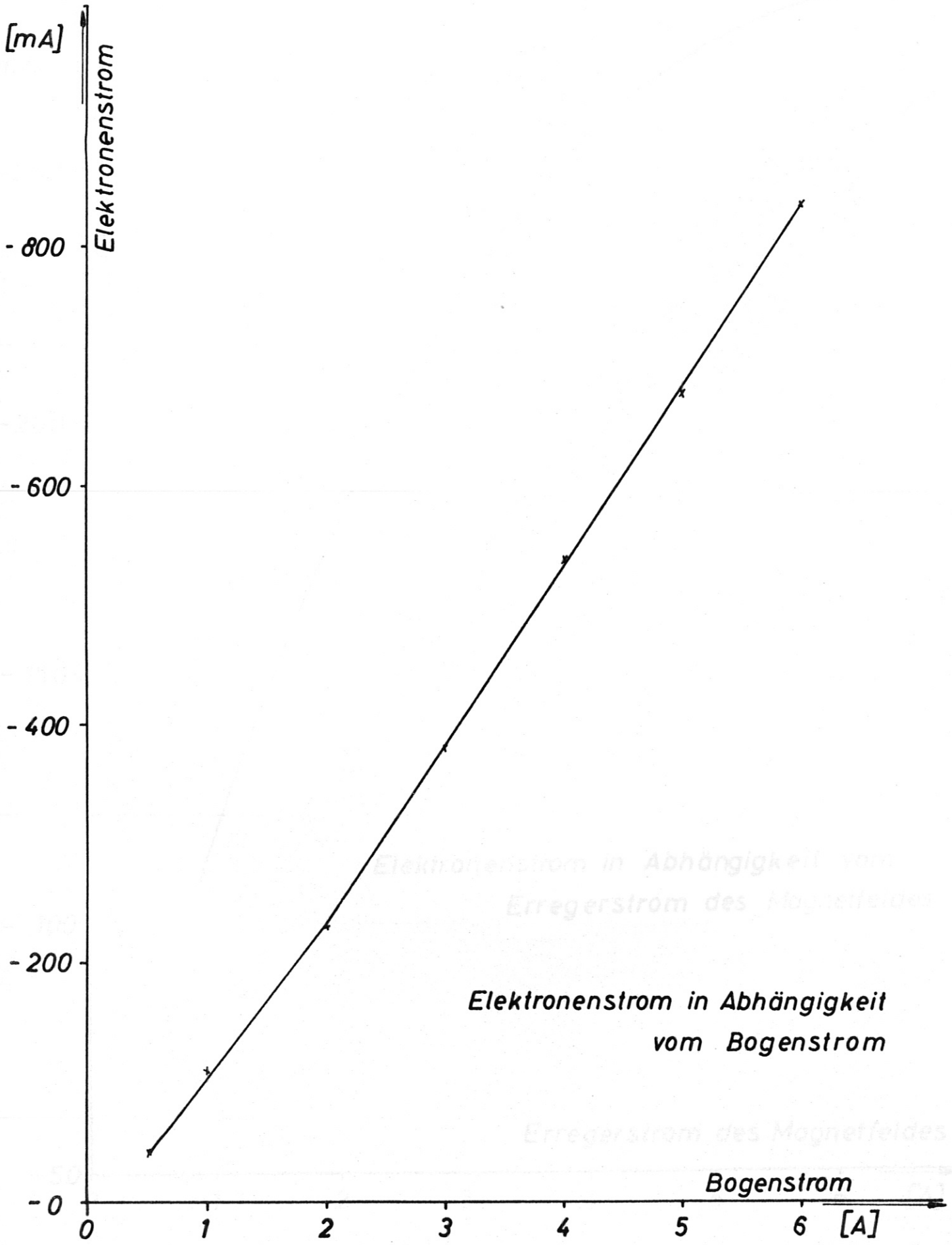


Abb. 5c
Ionenstrom in Abhängigkeit vom Z. E.- Potential



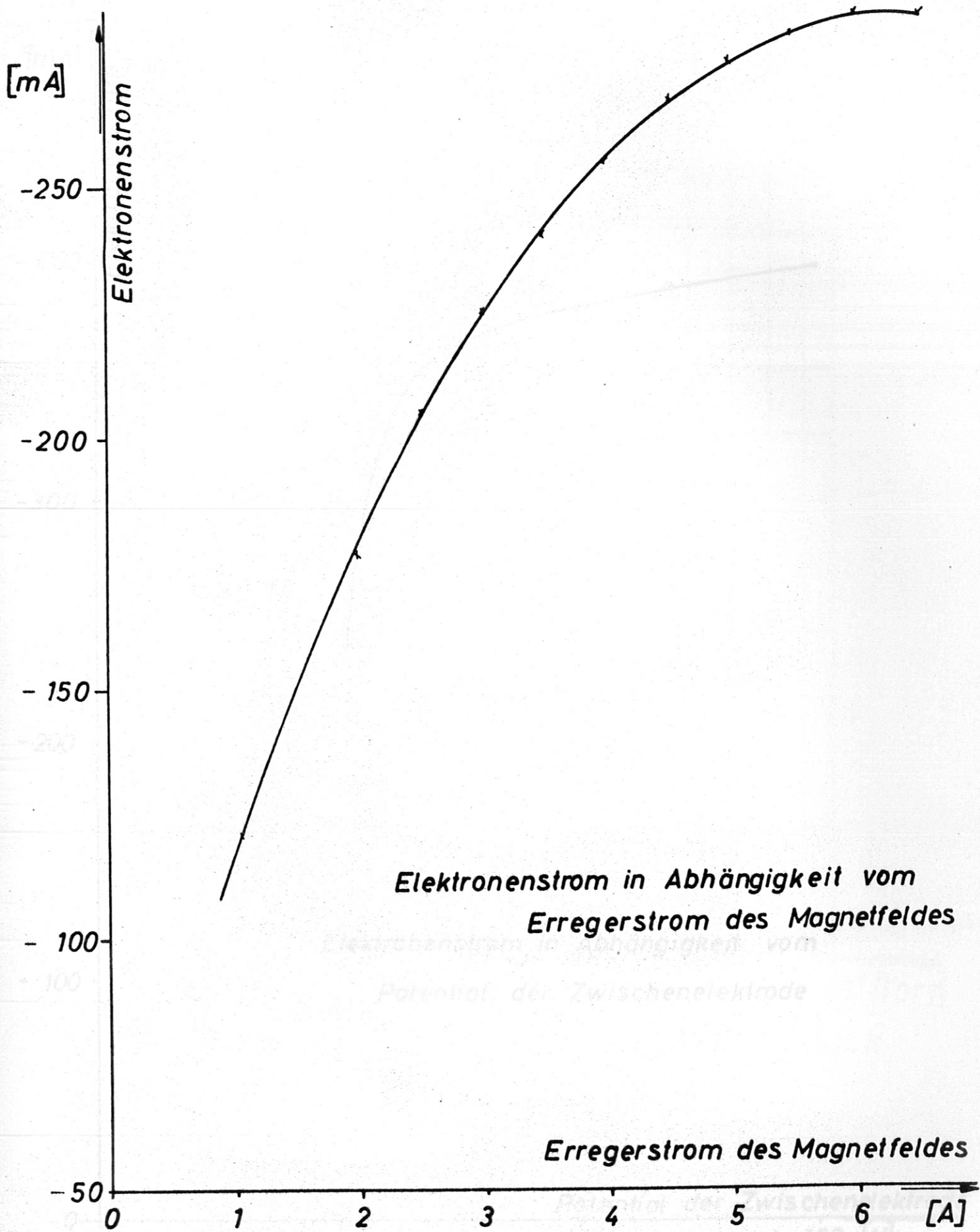
Ionenstrom in Abhängigkeit vom Druck

Abb. 5d



Elektronenstrom in Abhängigkeit vom Bogenstrom

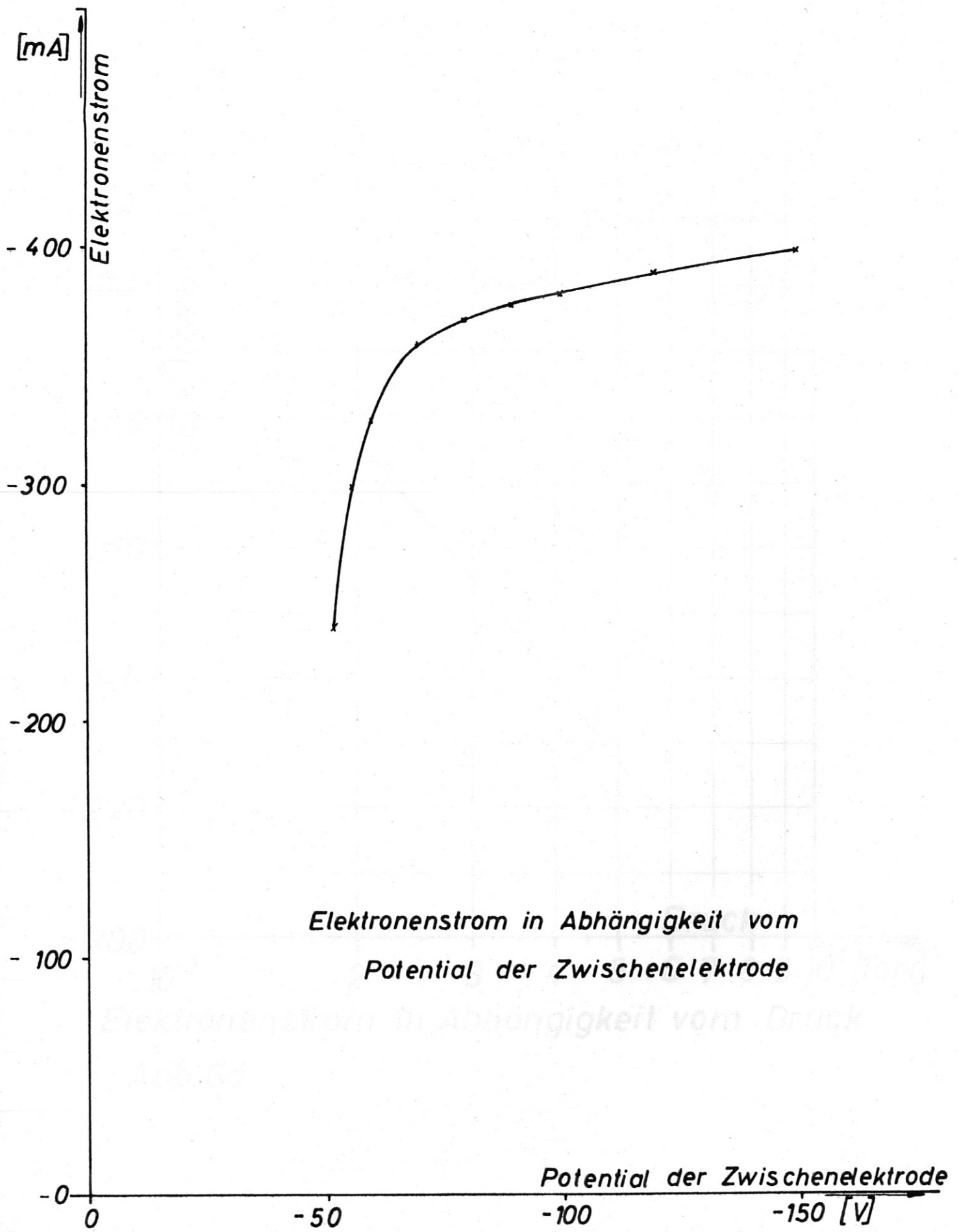
Abb. 6a



*Elektronenstrom in Abhängigkeit vom
Erregerstrom des Magnetfeldes*

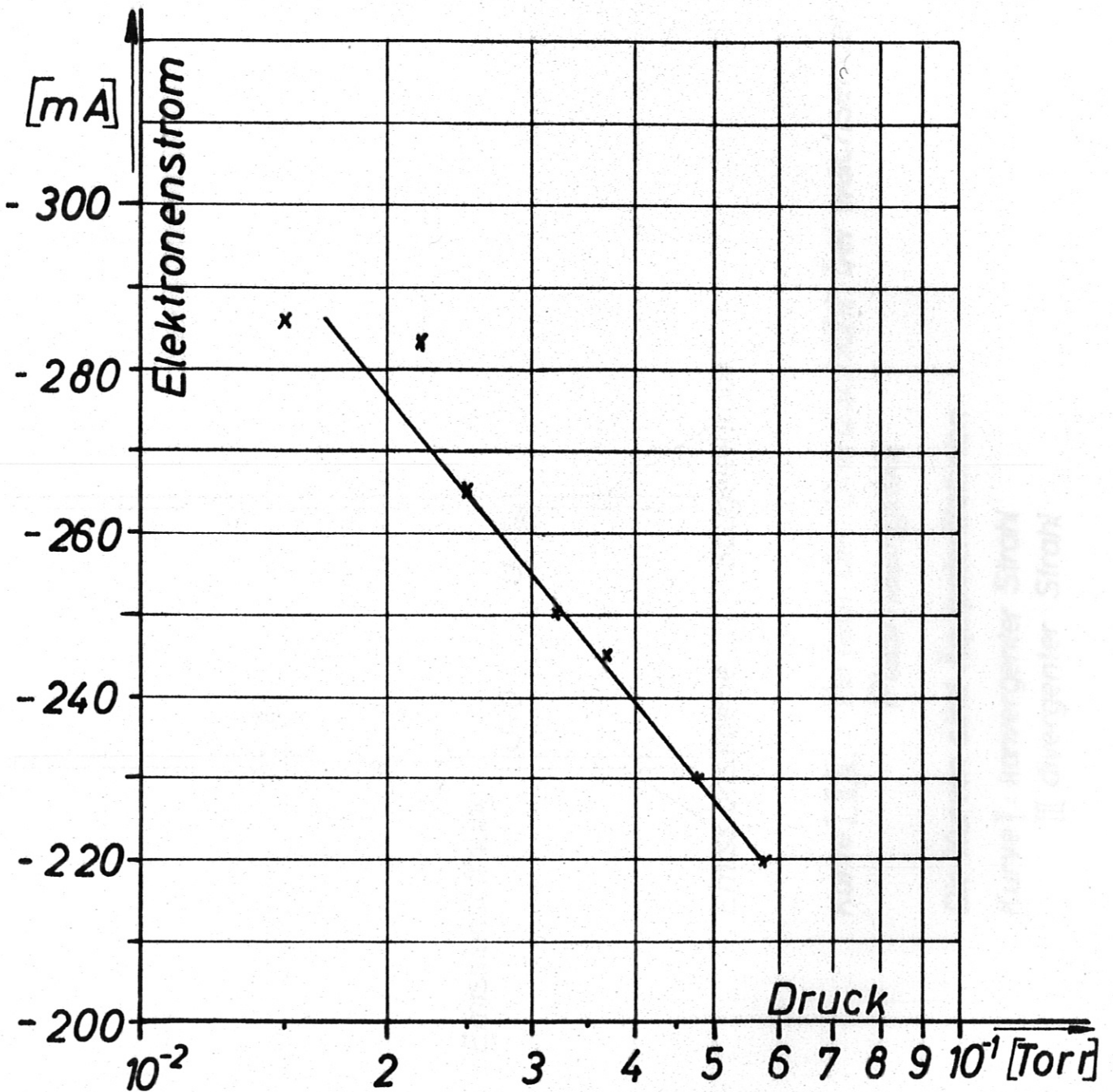
Erregerstrom des Magnetfeldes

Abb. 6b



*Elektronenstrom in Abhängigkeit vom
Potential der Zwischenelektrode*

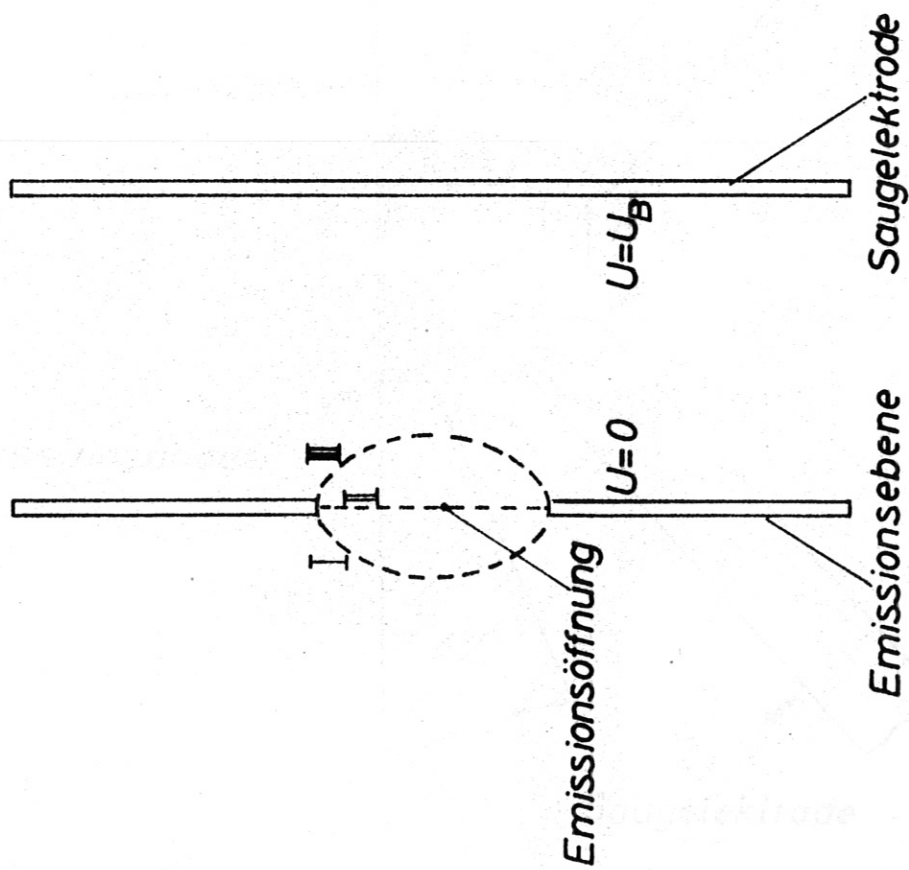
Abb. 6c



Elektronenstrom in Abhängigkeit vom Druck

Abb. 6d




Abb. 7

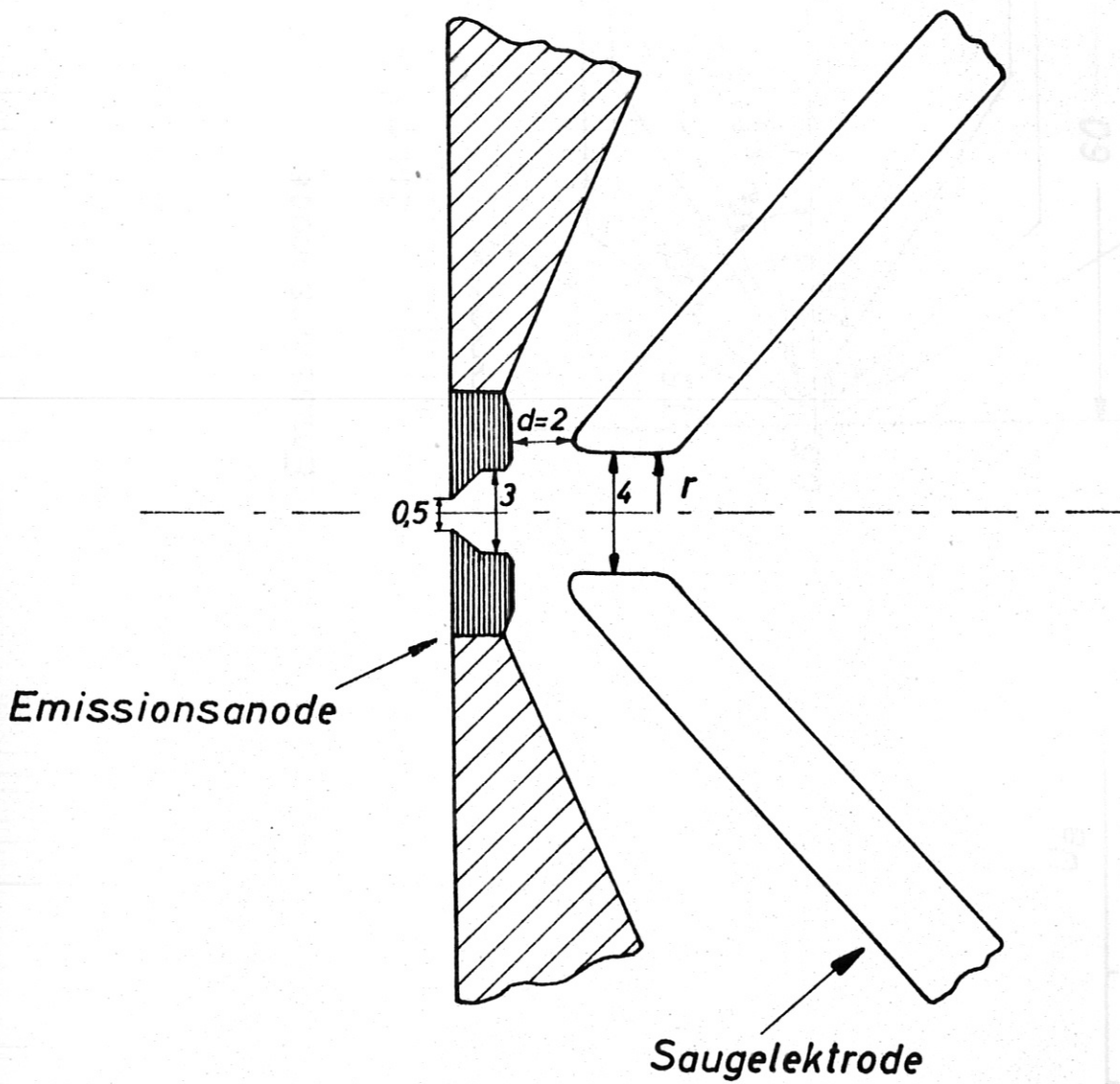


Kurve I, II, III, : Verlauf der Grenzschicht bei wachsendem Plasmaangebot

Die Kurven sind Äquipotentiallinien

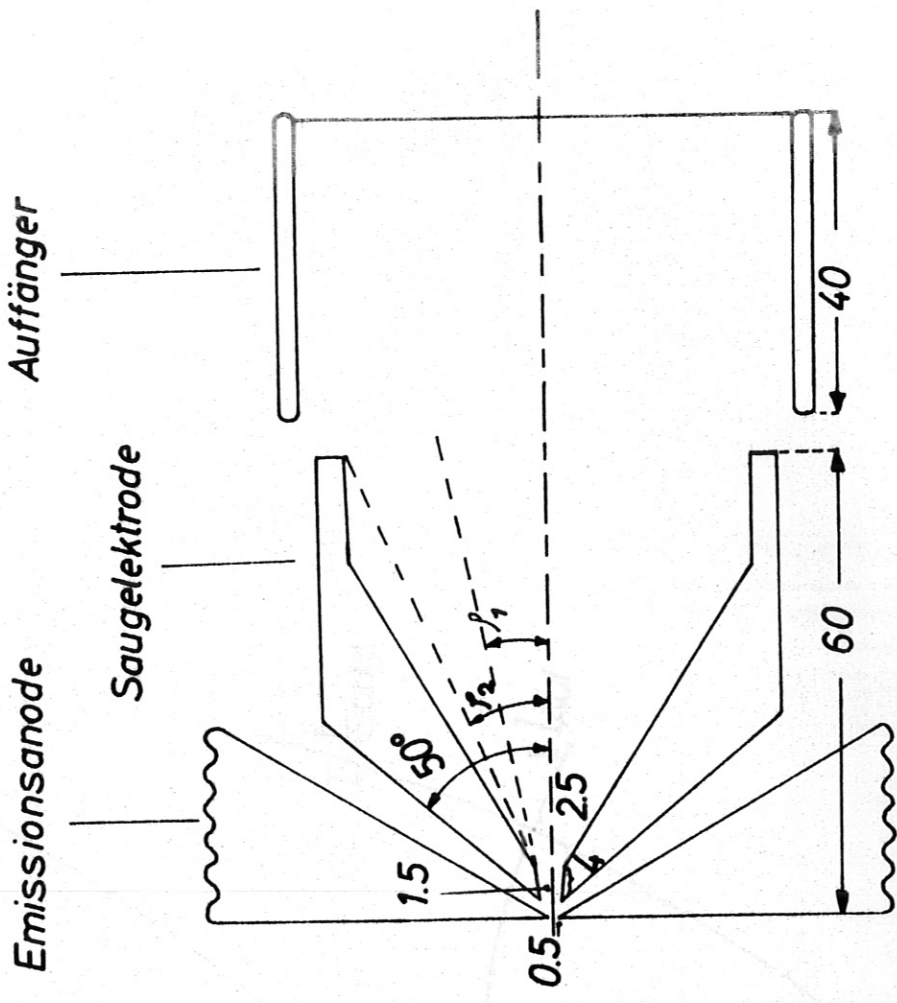
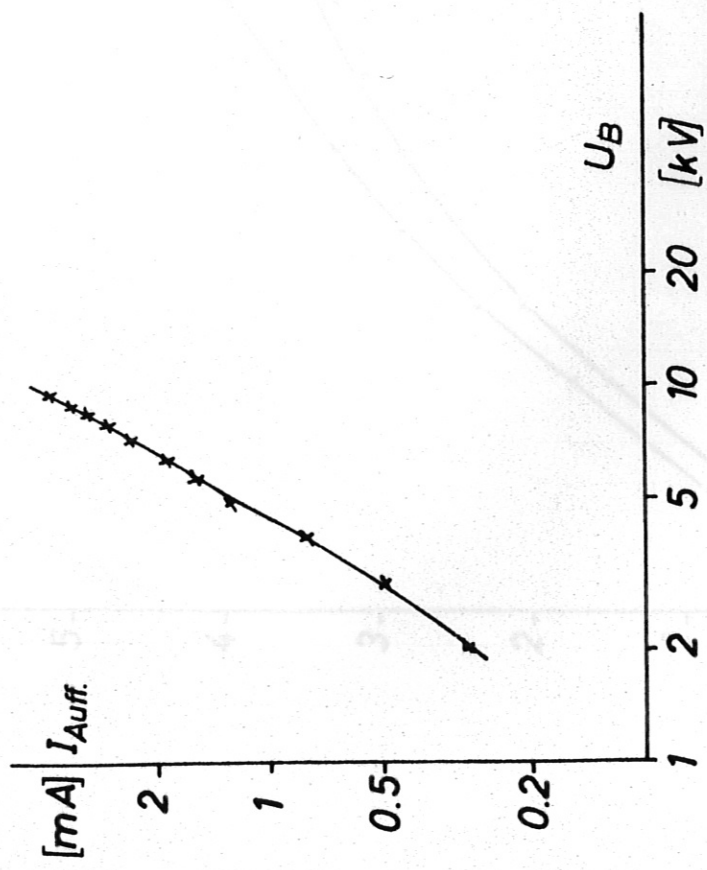
Kurve I: konvergenter Strahl
 III divergenter Strahl

-  Molybdän
-  Eisen
-  Stahl (V2A)



Plasma-Strahl-Richtoptik

Abb. 8



Auffängerstrom als Funktion der Absaugspannung Messanordnung für Kurve auf Abb. 4a

Abb. 9a

Abb. 9b

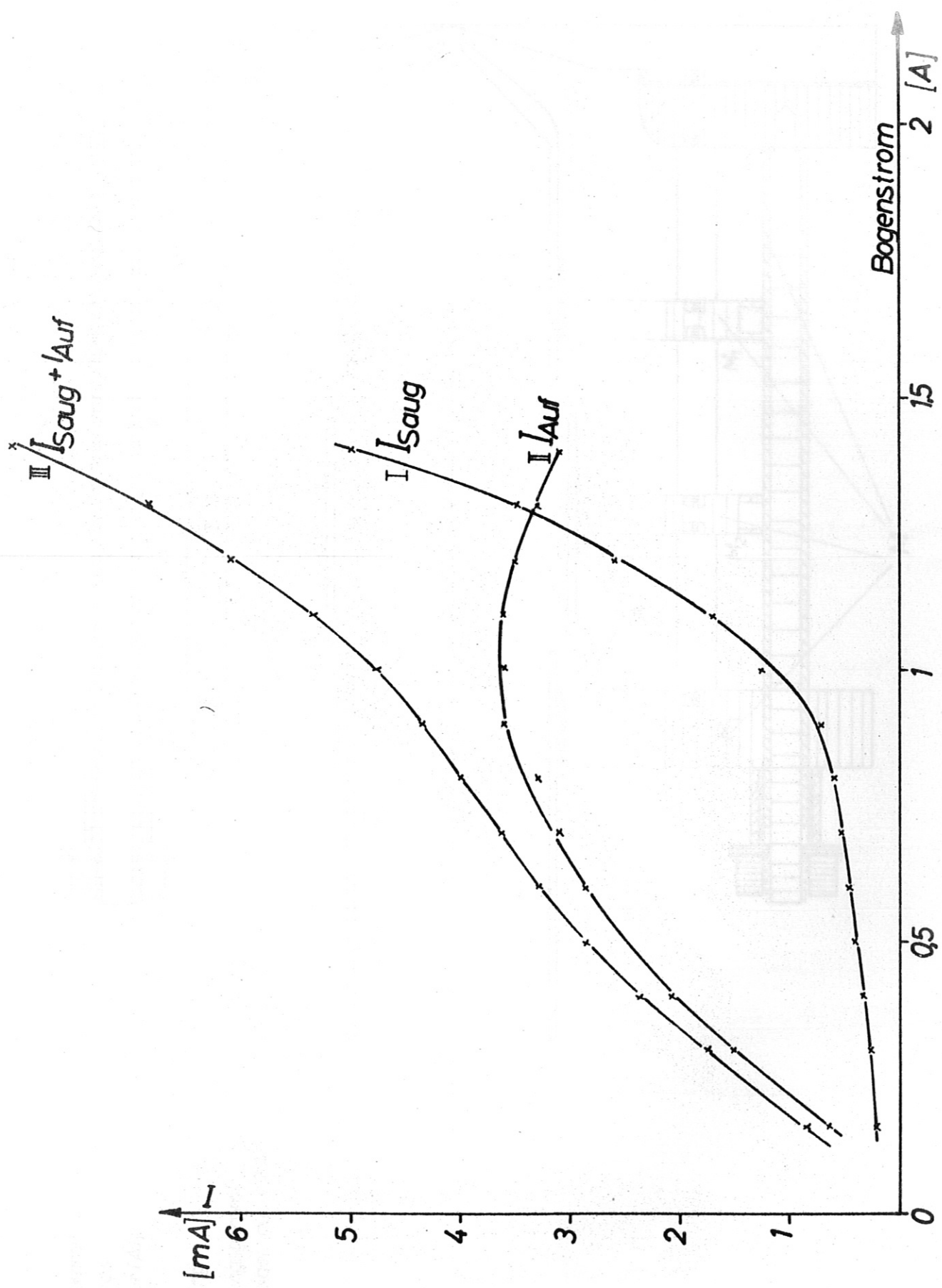
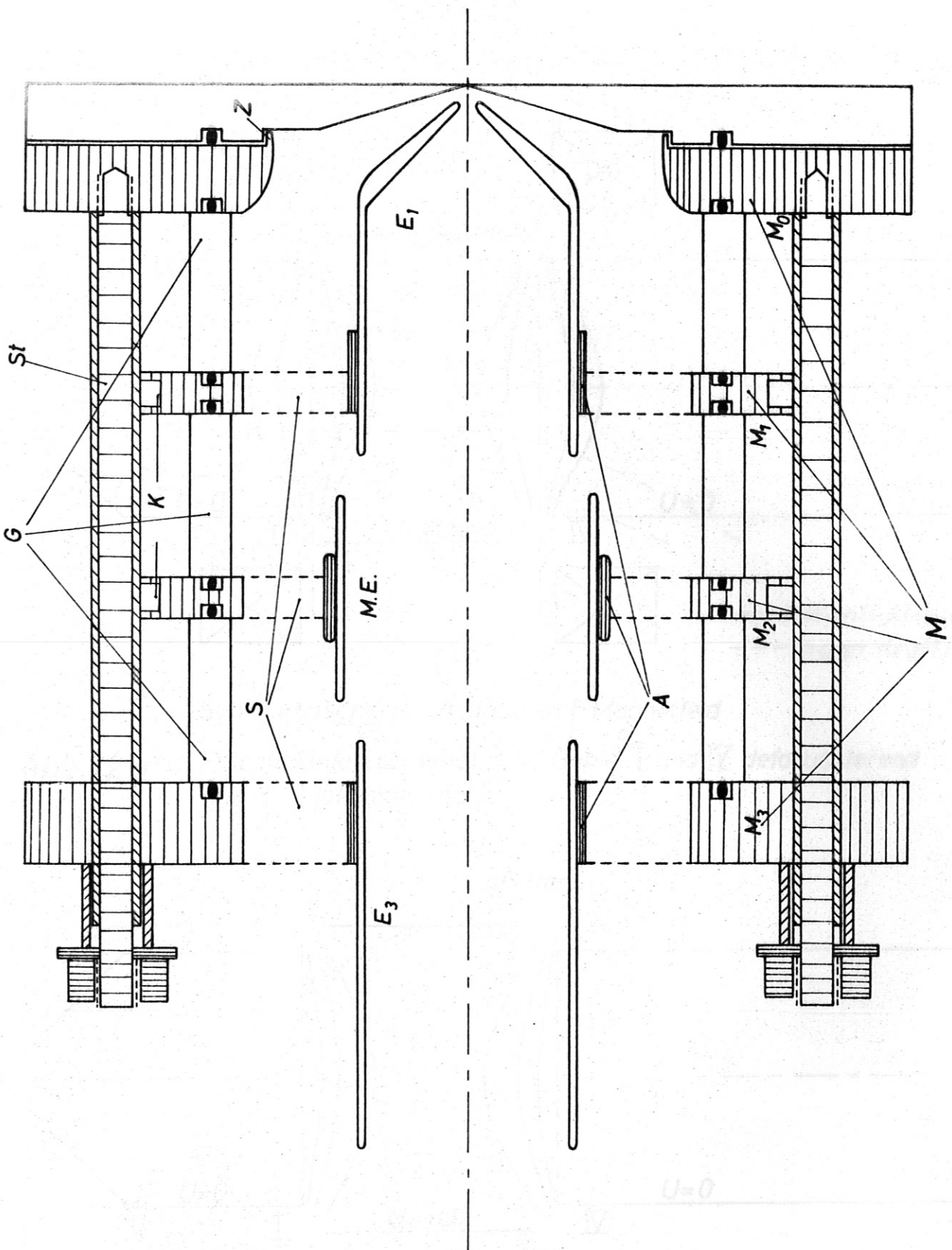







Abb. 10 Verteilung des abgesaugten Stromes auf Auffänger und Saugelektrode

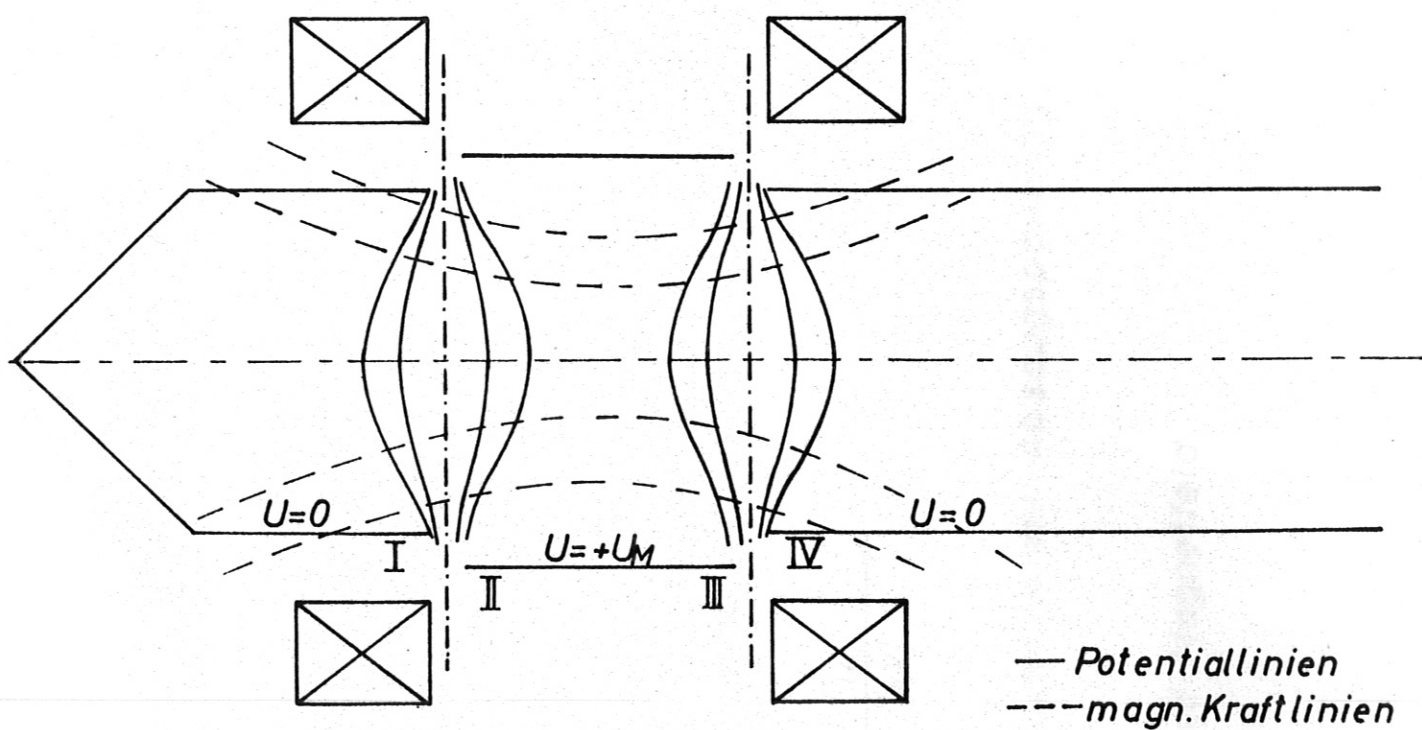


-  Hartgummi
-  Plexiglas
-  Bondur (Al)
-  Glas
-  Messing

● Dichtungsgummi
 Elektroden aus V2A

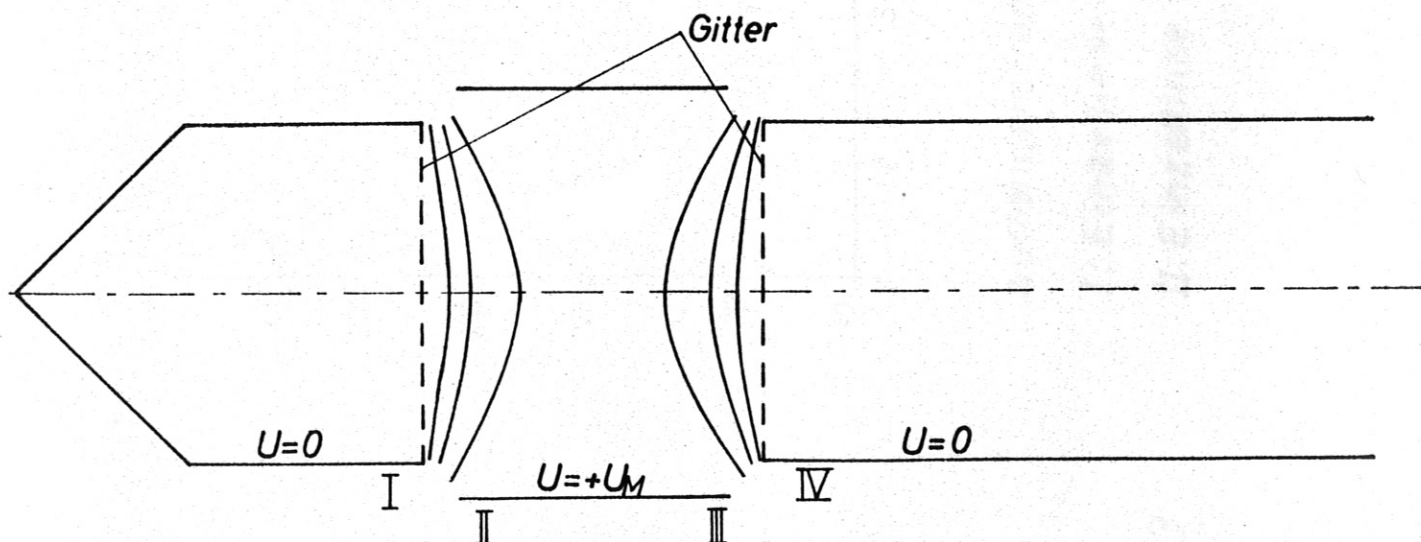
Aufbau der Beschleunigungsstrecke

Abb.11



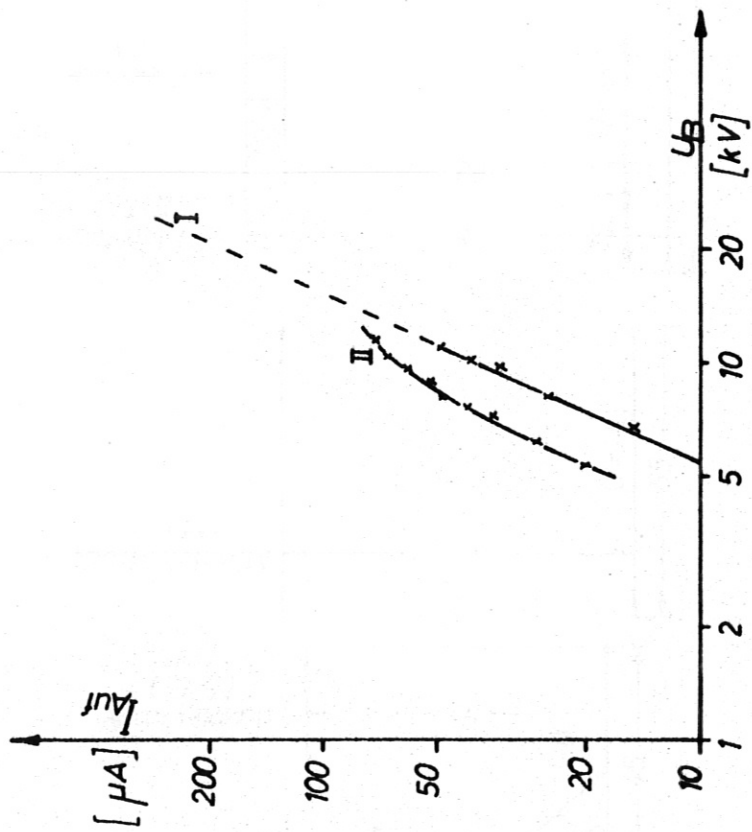
Symmetrische Einzellinse mit Magnetfeld

Abb. 12 a Potentiallinien schematisch, Gebiet I und IV defokussierend
 II und III fokussierend



Symmetrische Einzellinse mit Gittern

Abb. 12 b Potentiallinien schematisch, Linse rein fokussierend

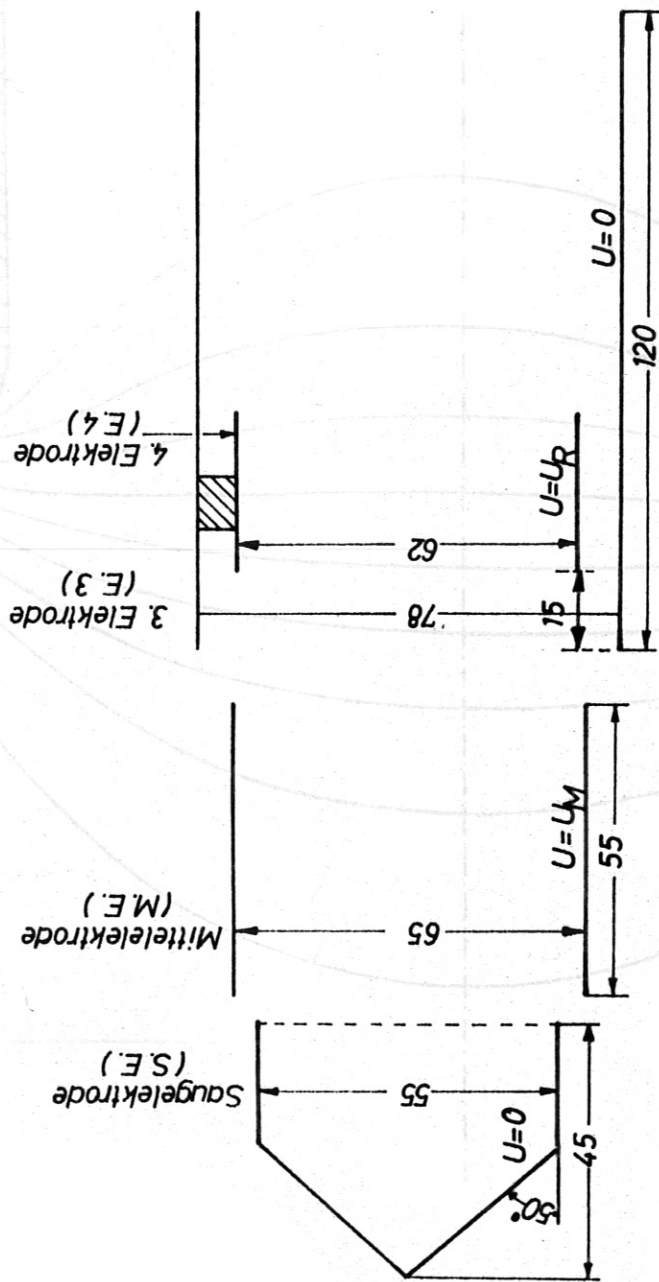


Auffängerstrom als eine Funktion der Absaugspannung

I: Einzellinse mit Gitter

II: Einzellinse mit Gitter und Magnetfeld

Abb.13

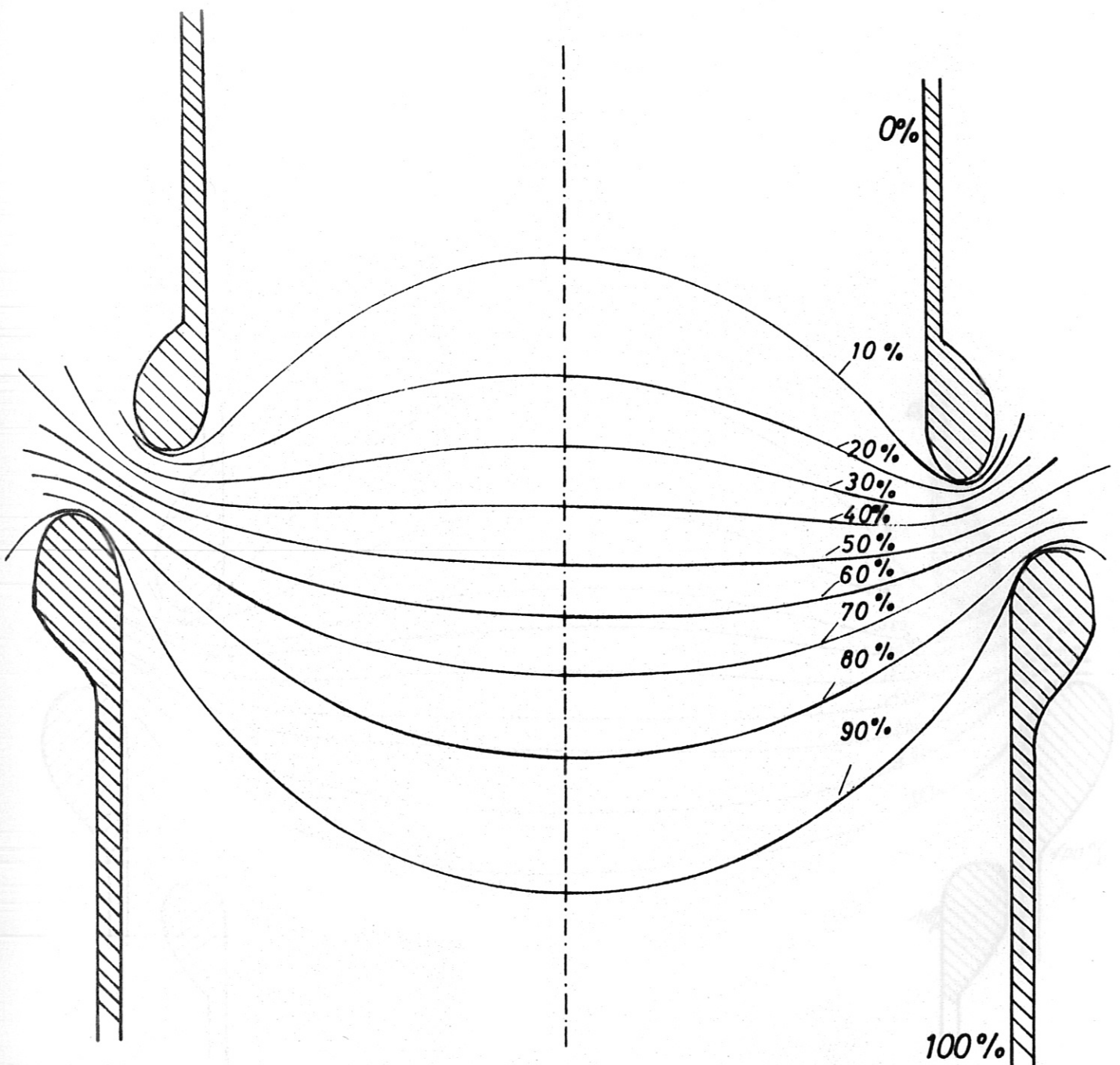


Asymmetrische 4 - Elektroden - Einzellinse

Potentiallinienbild einer asymmetrischen Beschleunigungslinse

Abb. 15a

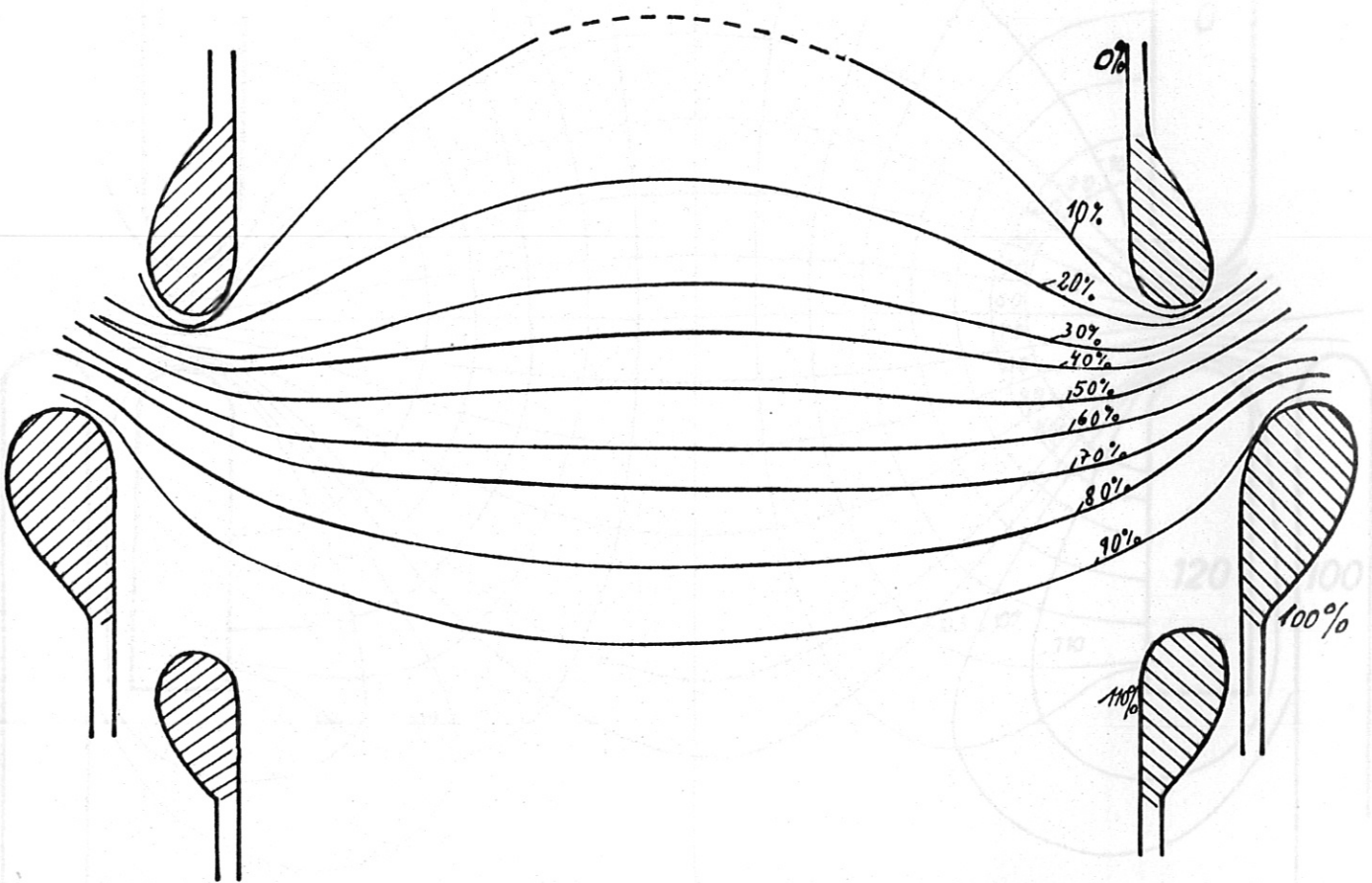
Abb. 14



Potentiallinienbild des Systems der Abb. 12 a mit Wirkung der Abladungselektrode

Potentiallinienbild einer asymmetrischen Beschleunigungslinse

Abb. 15a

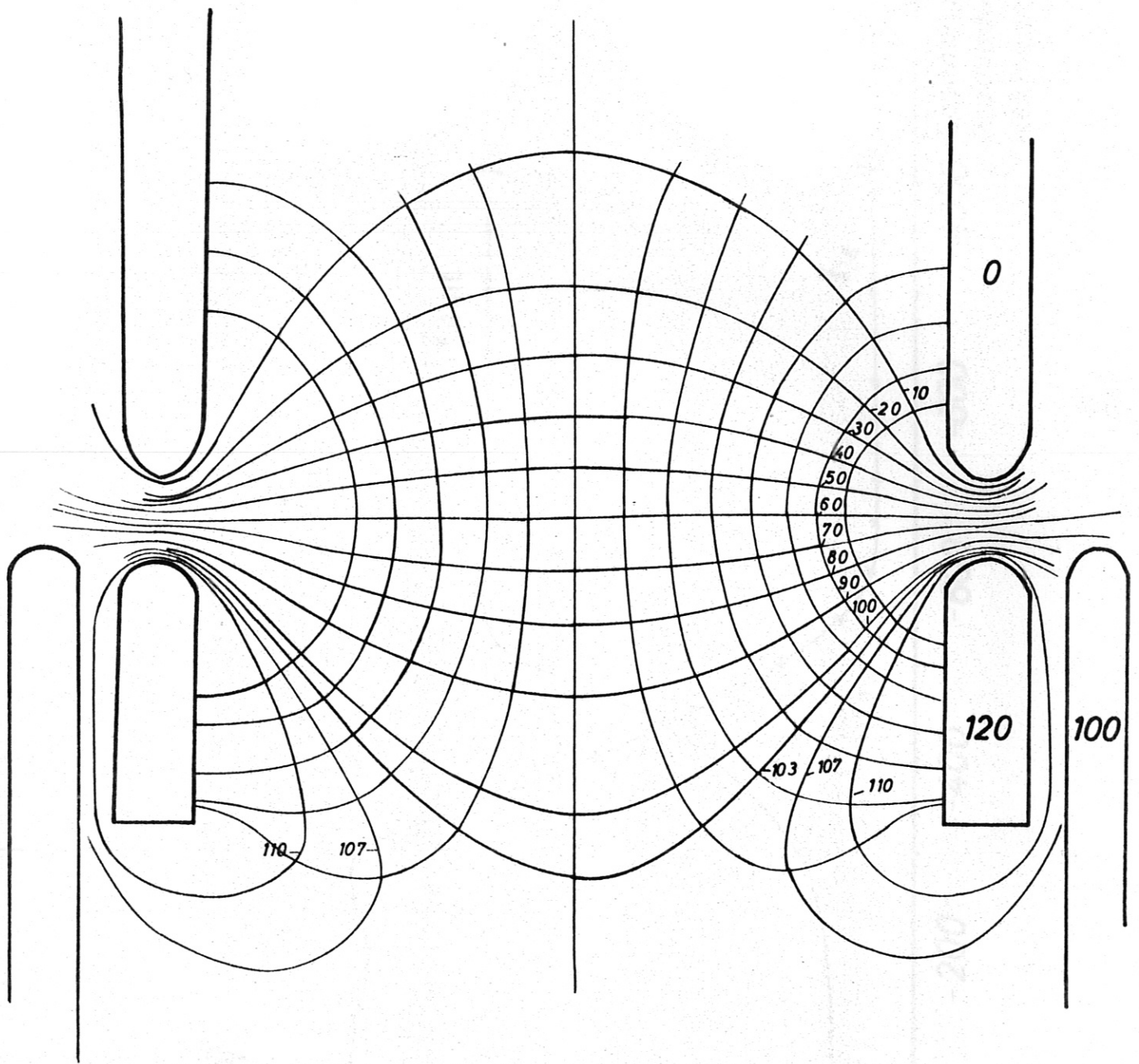


Potentiallinienbild des Systems der Abb. 12 a mit
Wirkung der Raumladungselektrode

Abb. 15b

Potential- und Feldlinienbild einer Anordnung mit
Raumladungselektrode.

Abb. 15c



Potential- und Feldlinienbild einer Anordnung mit
Raumladungselektrode.

Abb.15c

Abb. 16

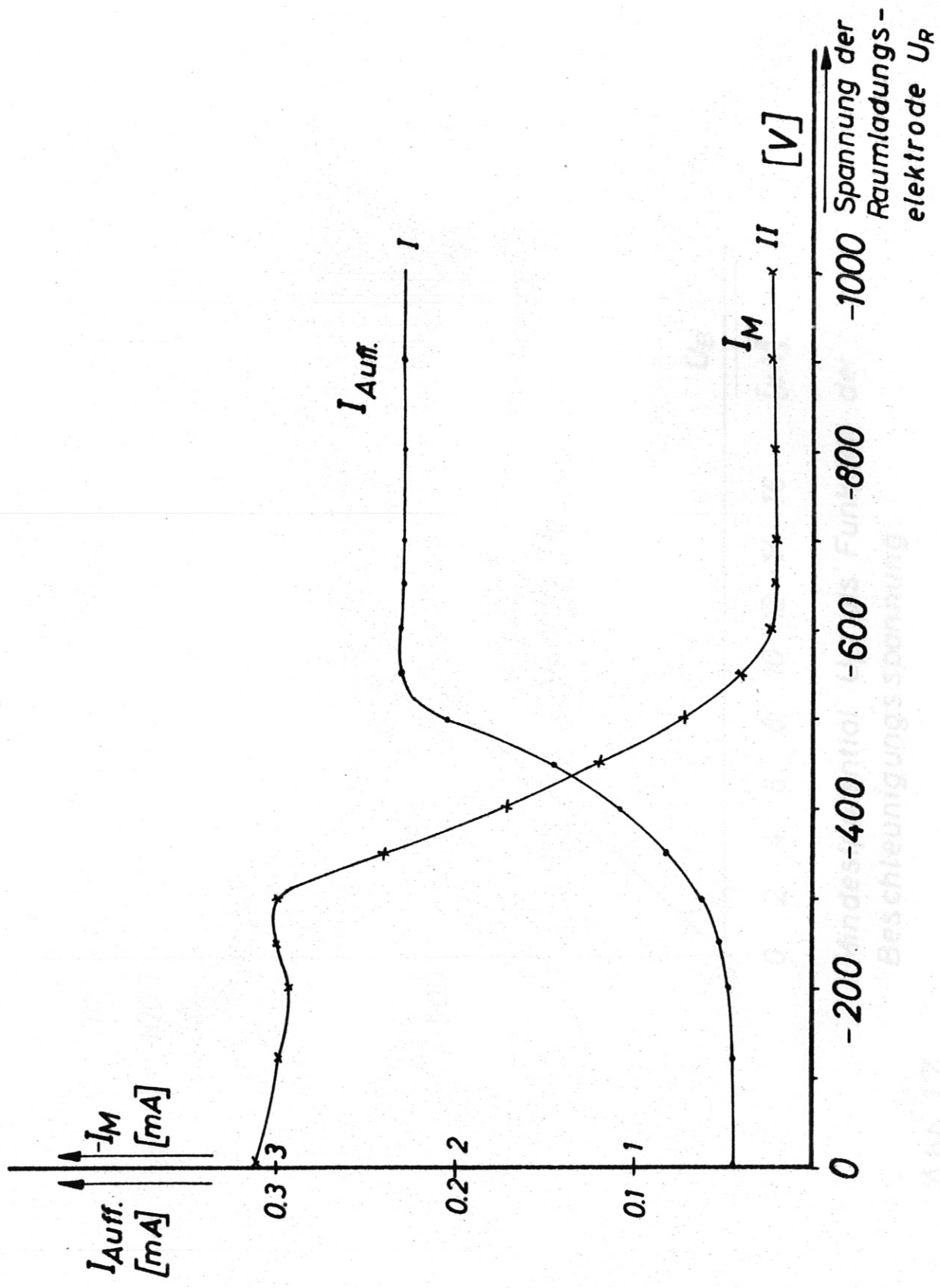
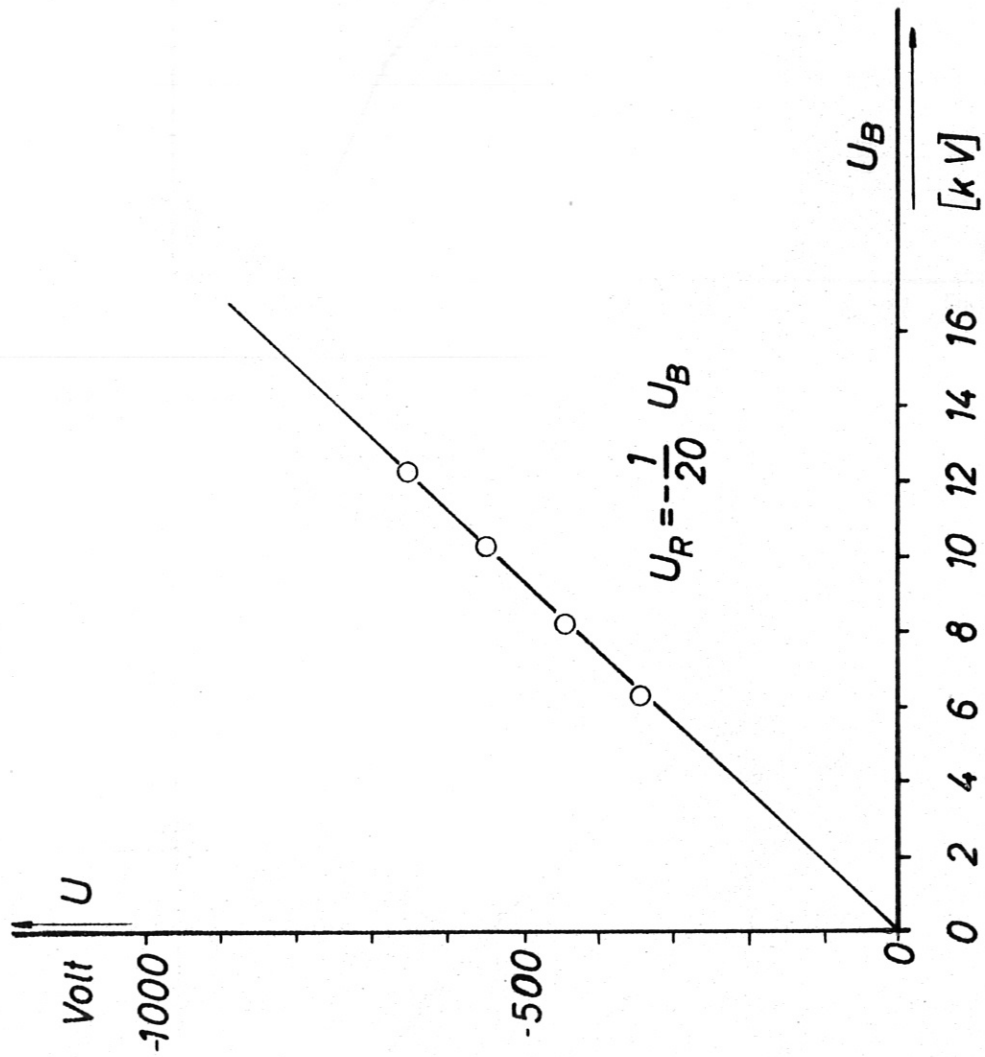


Abb. 16



Mindestpotential U_R als Funktion der Beschleunigungsspannung.

Abb.17

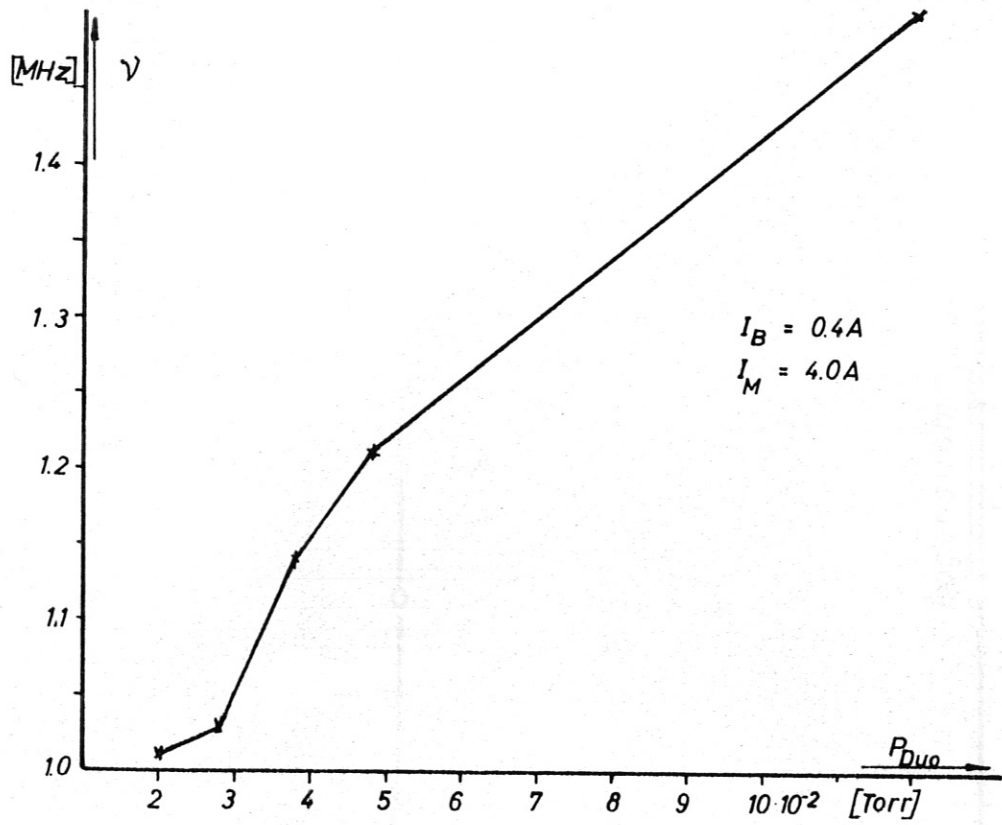


Abb. 18a

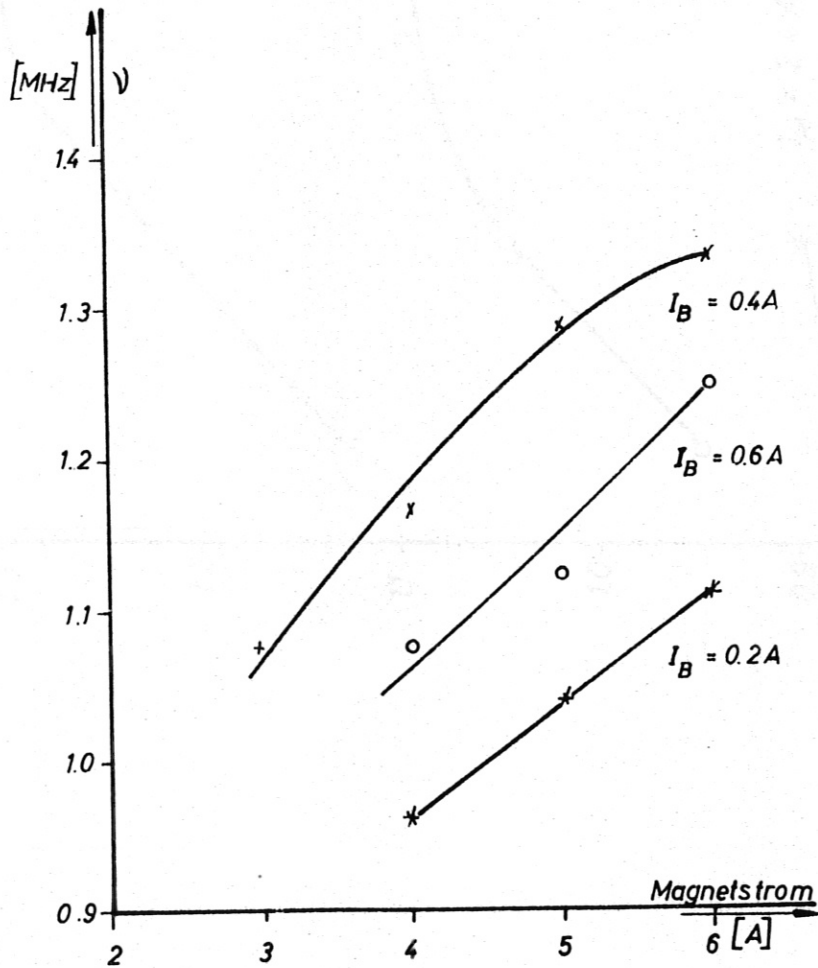


Abb. 18b

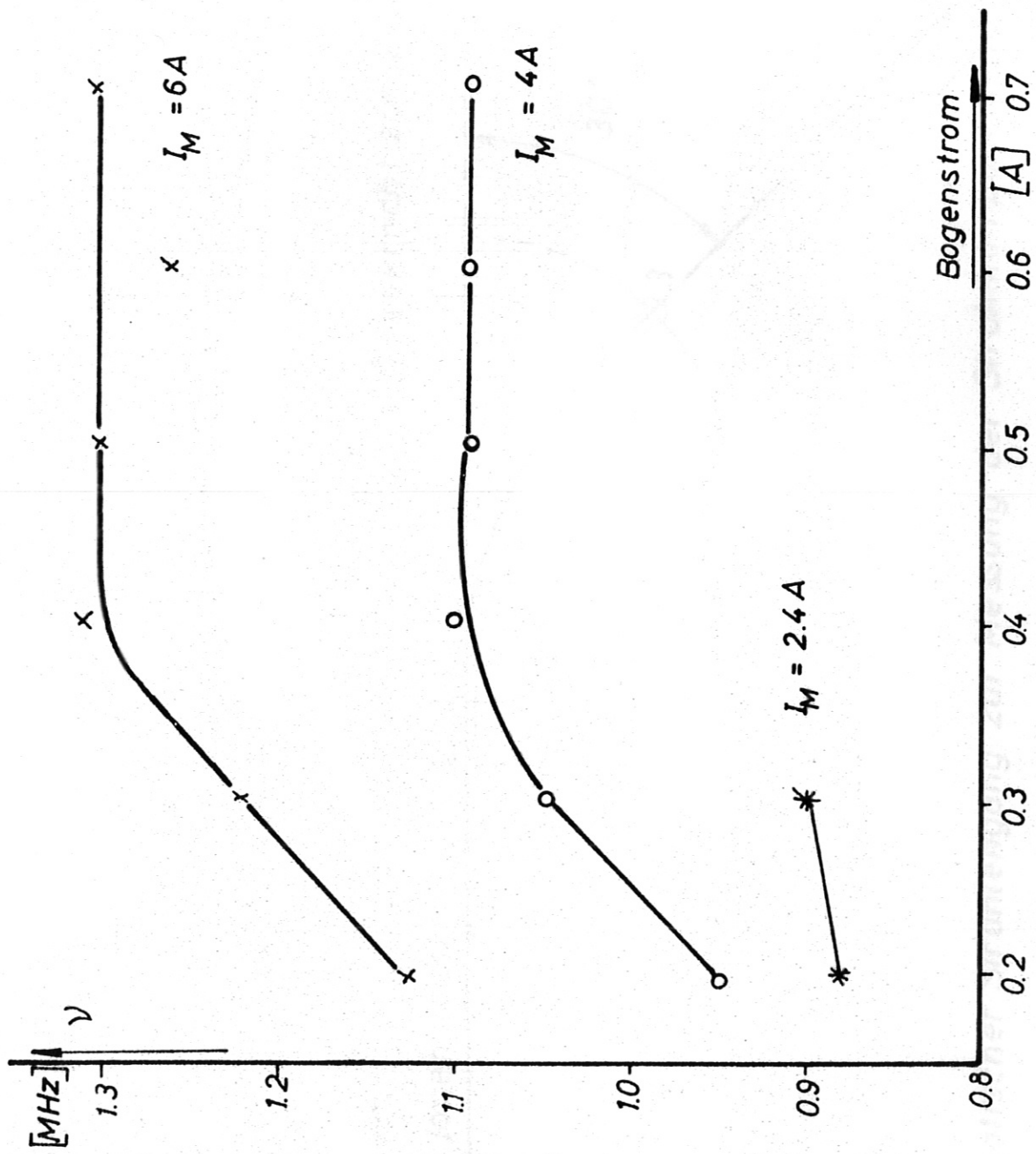
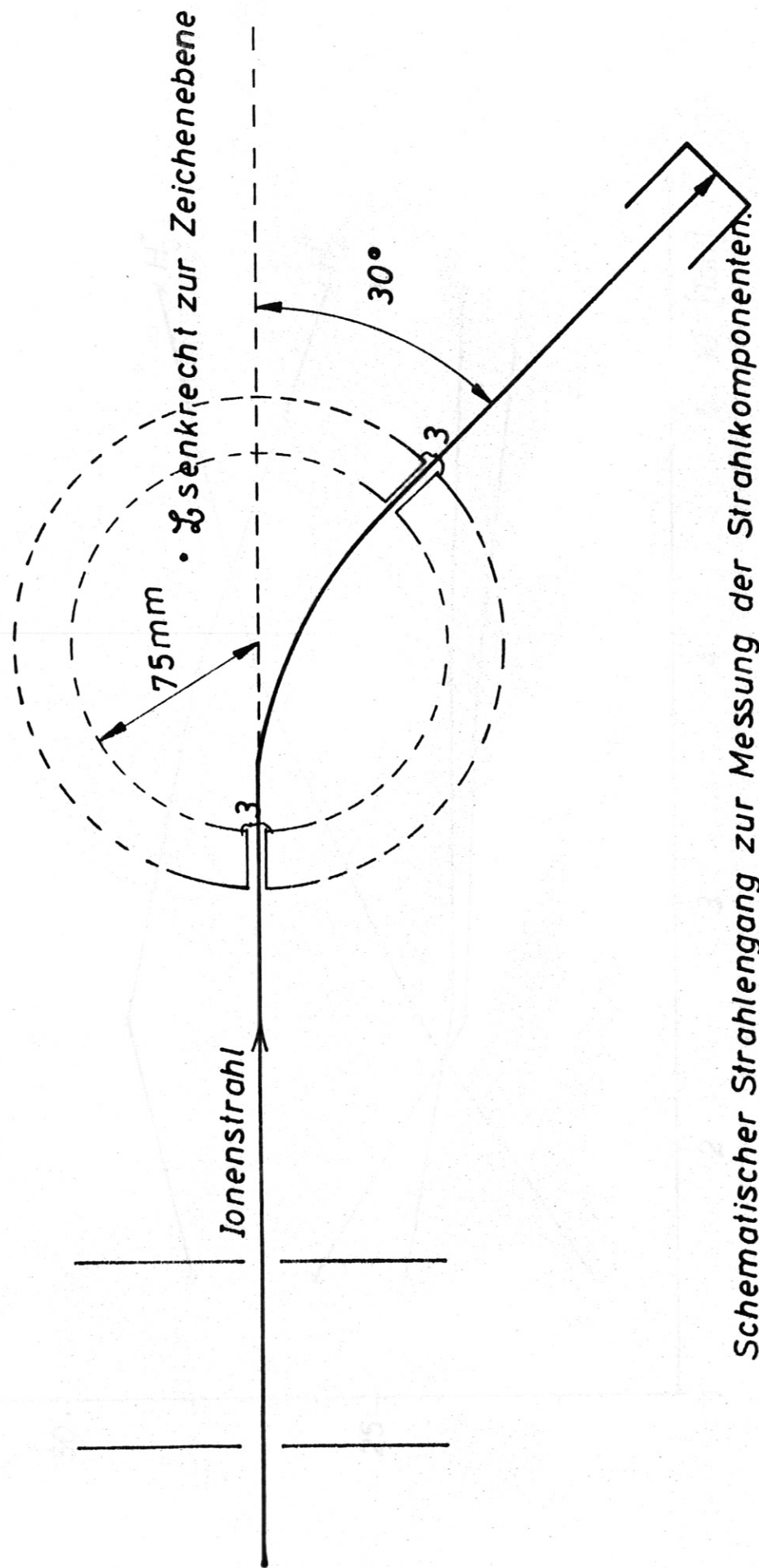


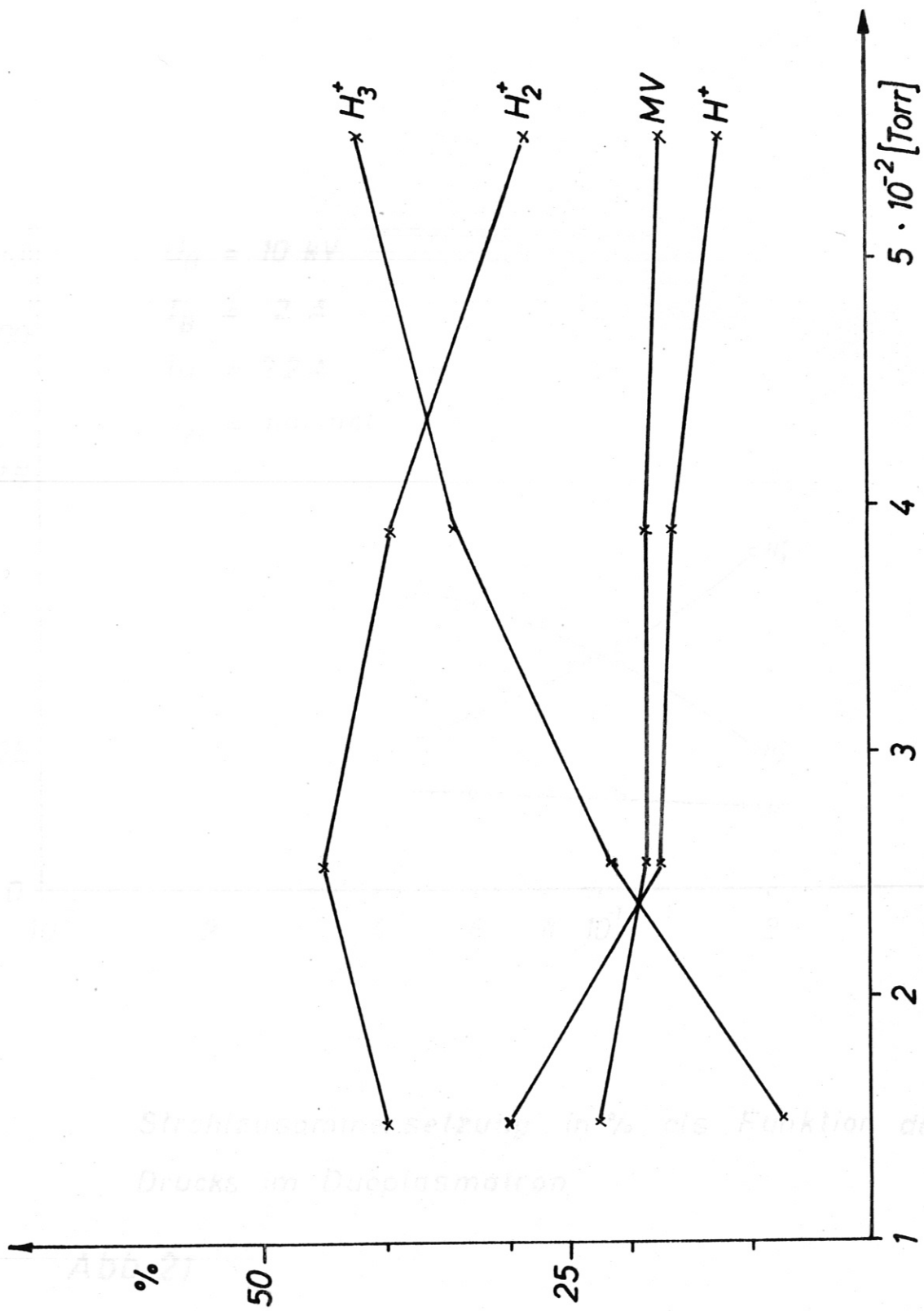
Abb.18c



Schematischer Strahlengang zur Messung der Strahlkomponenten.

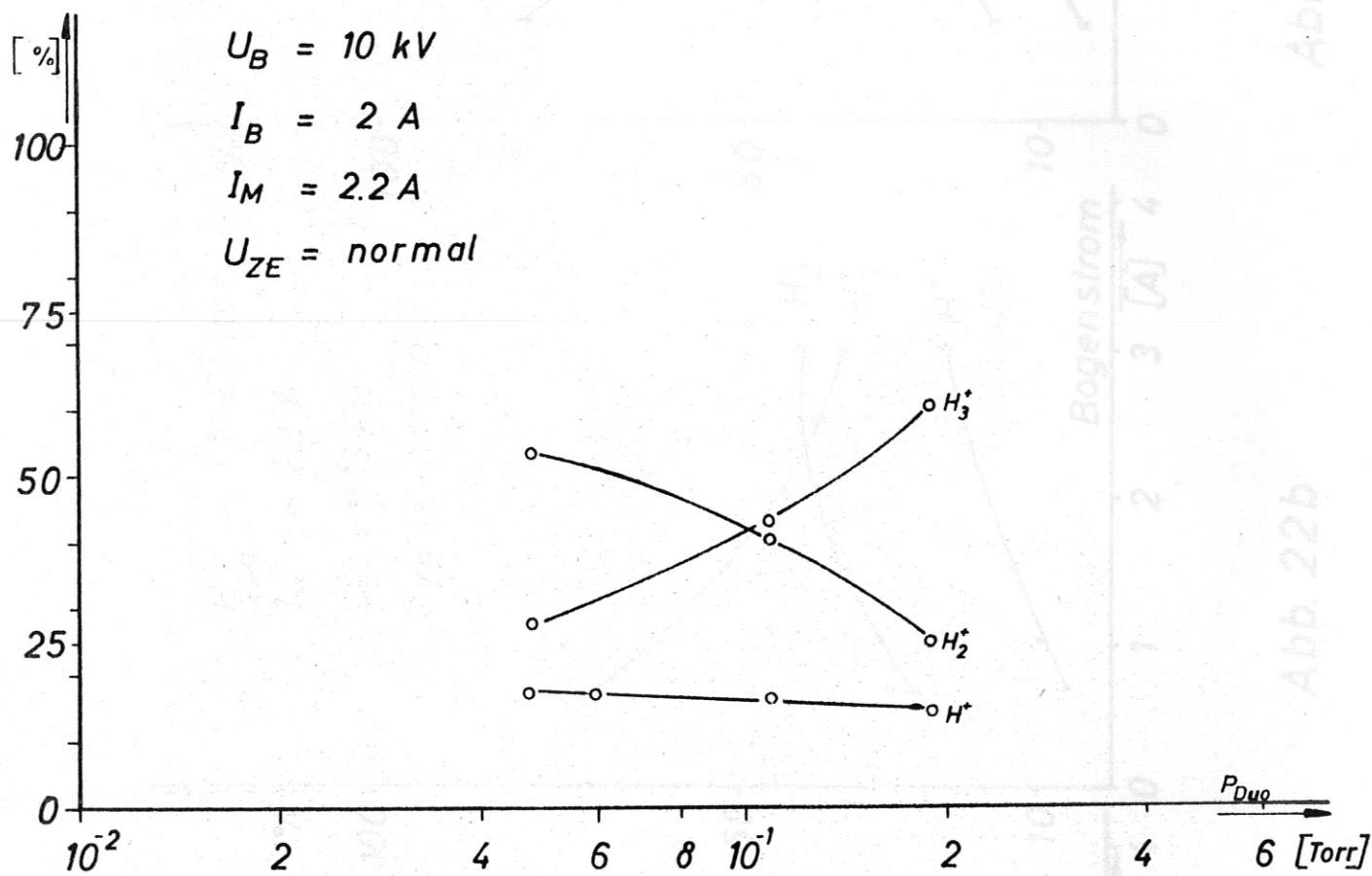
Abb. 19

Abb. 20



Strahlzusammensetzung in % als Funktion des Drucks im Duoplasmatron

Abb. 20



Strahlzusammensetzung in % als Funktion des Drucks im Duoplasmatron

Abb. 21

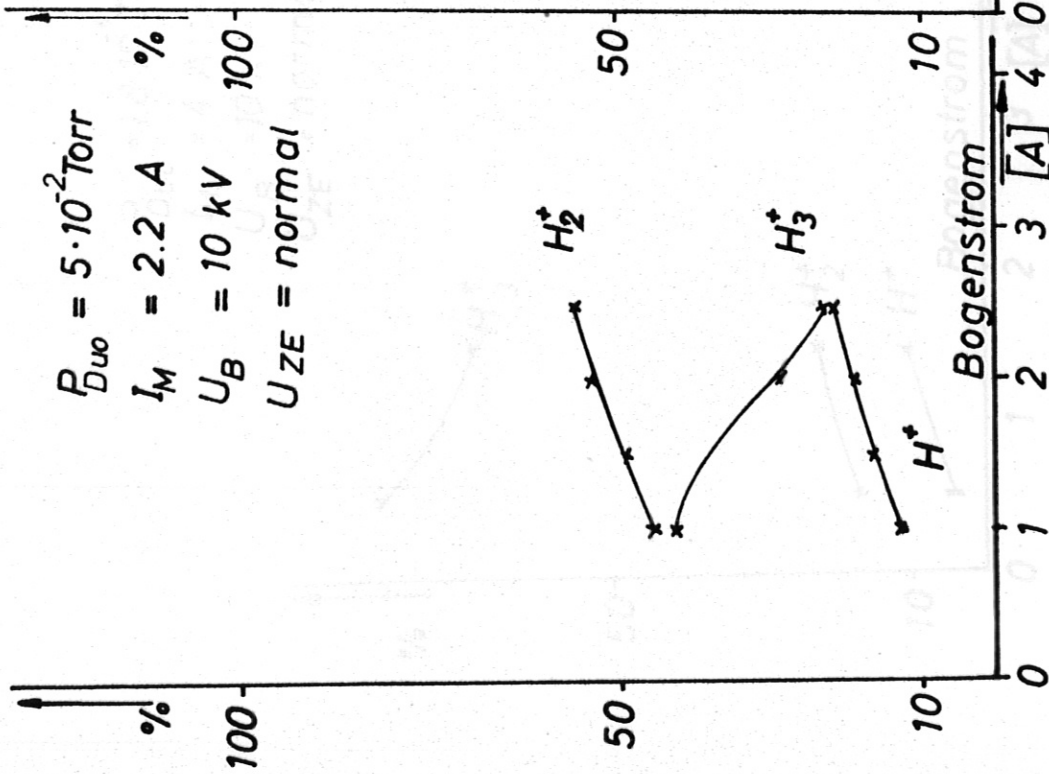


Abb. 22a

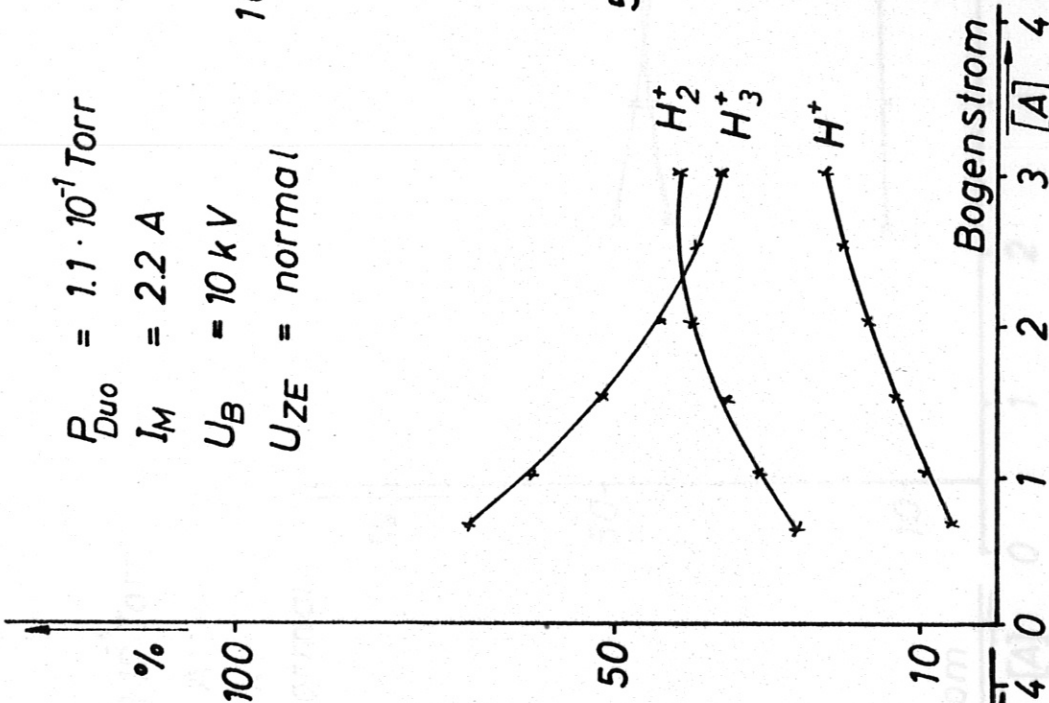


Abb. 22b

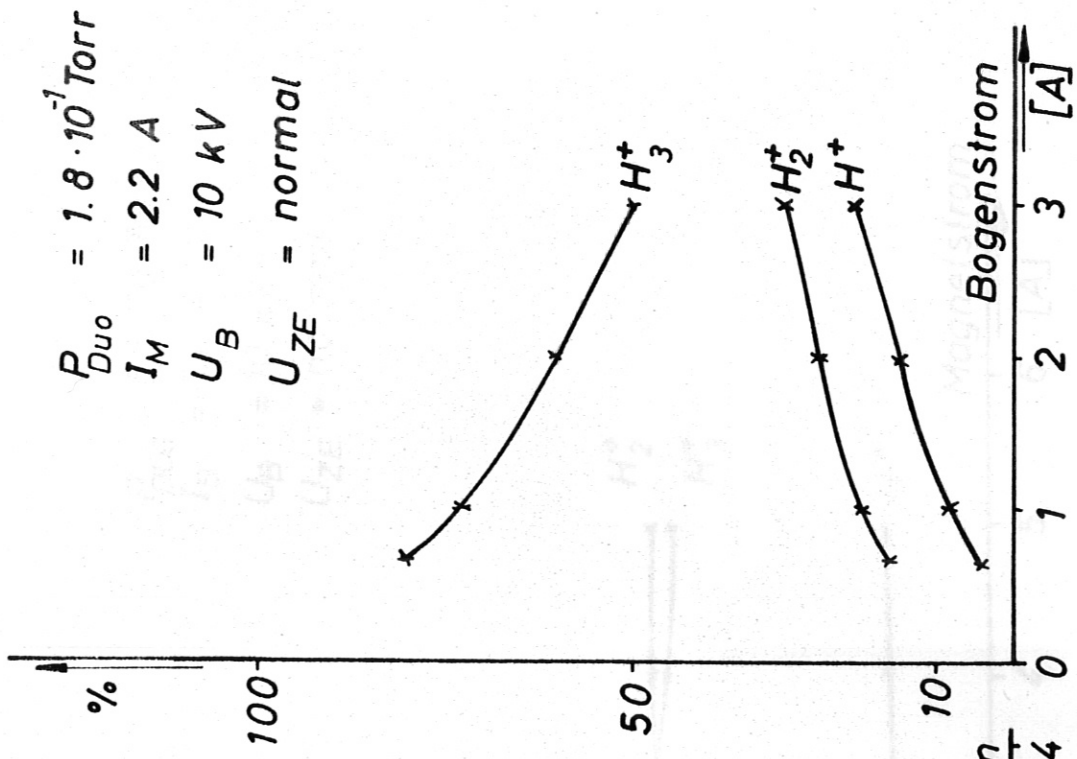


Abb. 22c

$P_{Du0} = 1.8 \cdot 10^{-1} \text{ Torr}$
 $I_M = 4 \text{ A}$
 $U_B = 10 \text{ kV}$
 $U_{ZE} = \text{normal}$

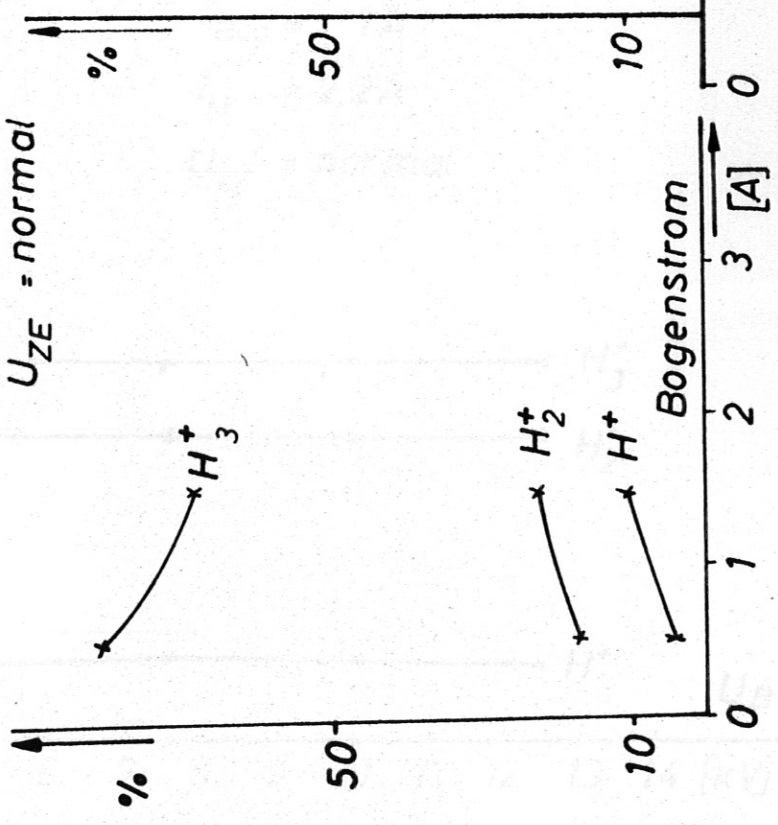


Abb. 23a

$P_{Du0} = 6.5 \cdot 10 \text{ Torr}$
 $I_B = 1.1 \text{ A}$
 $U_B = 10 \text{ kV}$
 $U_{ZE} = \text{normal}$

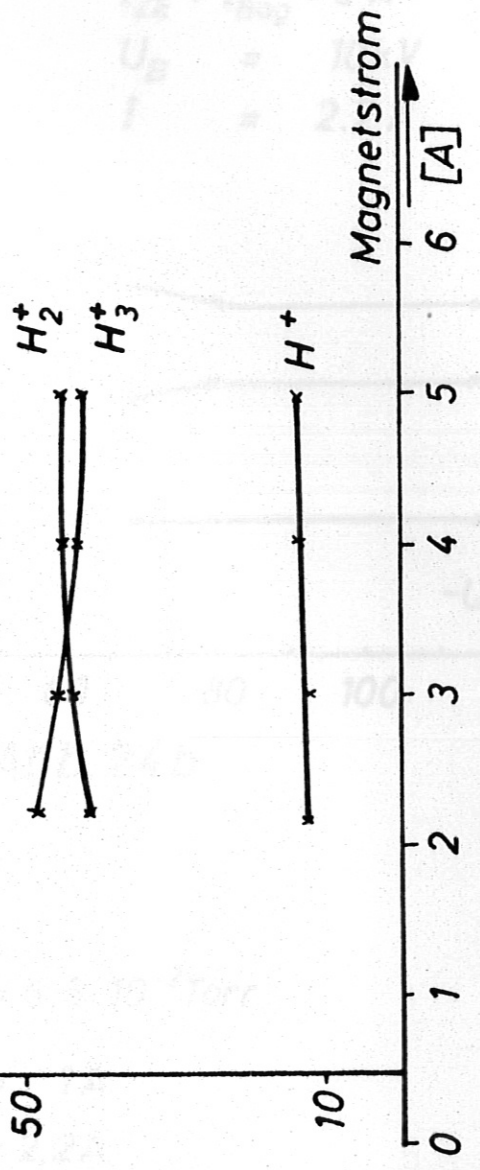


Abb. 23b

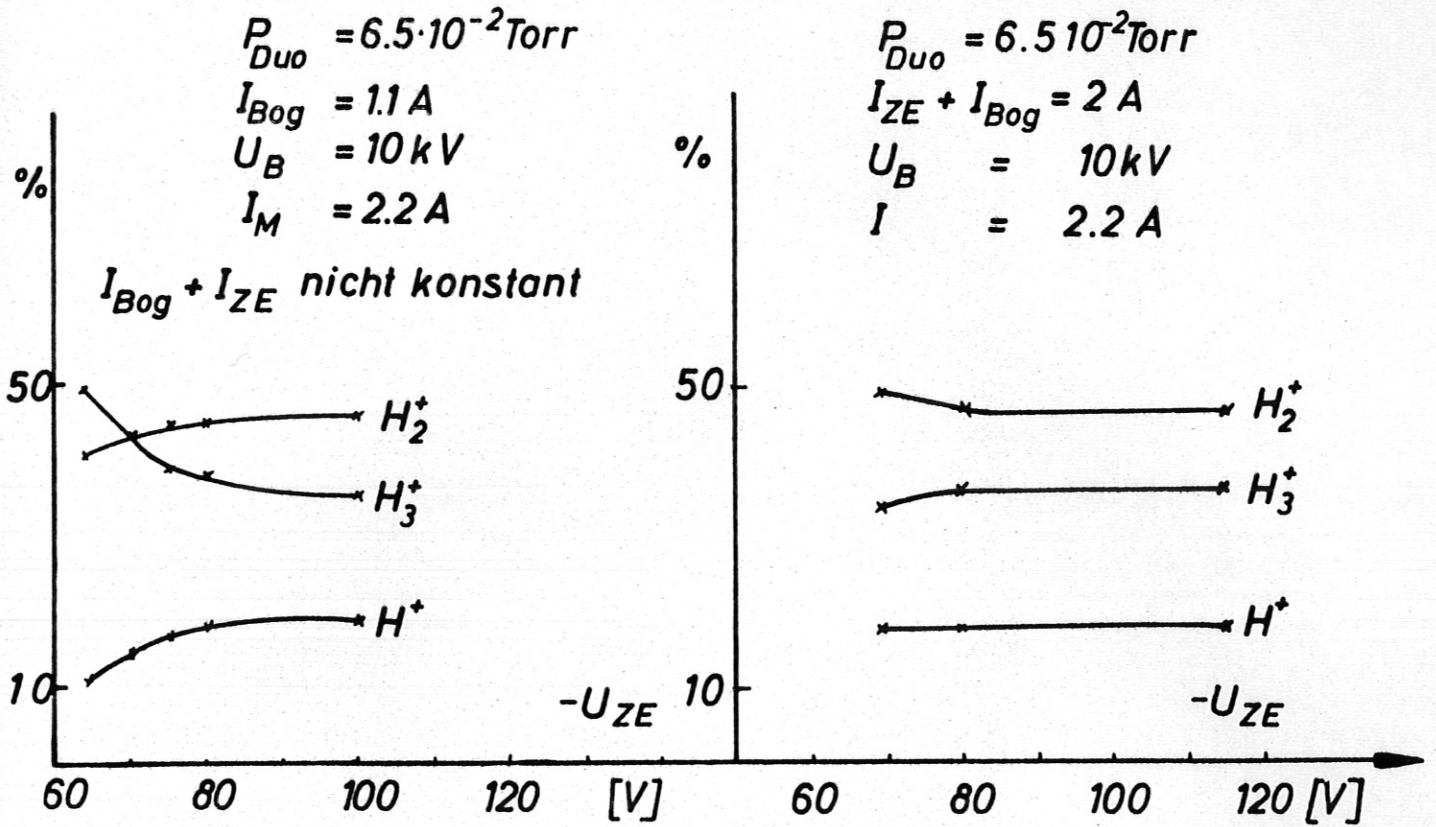


Abb. 24a

Abb. 24b

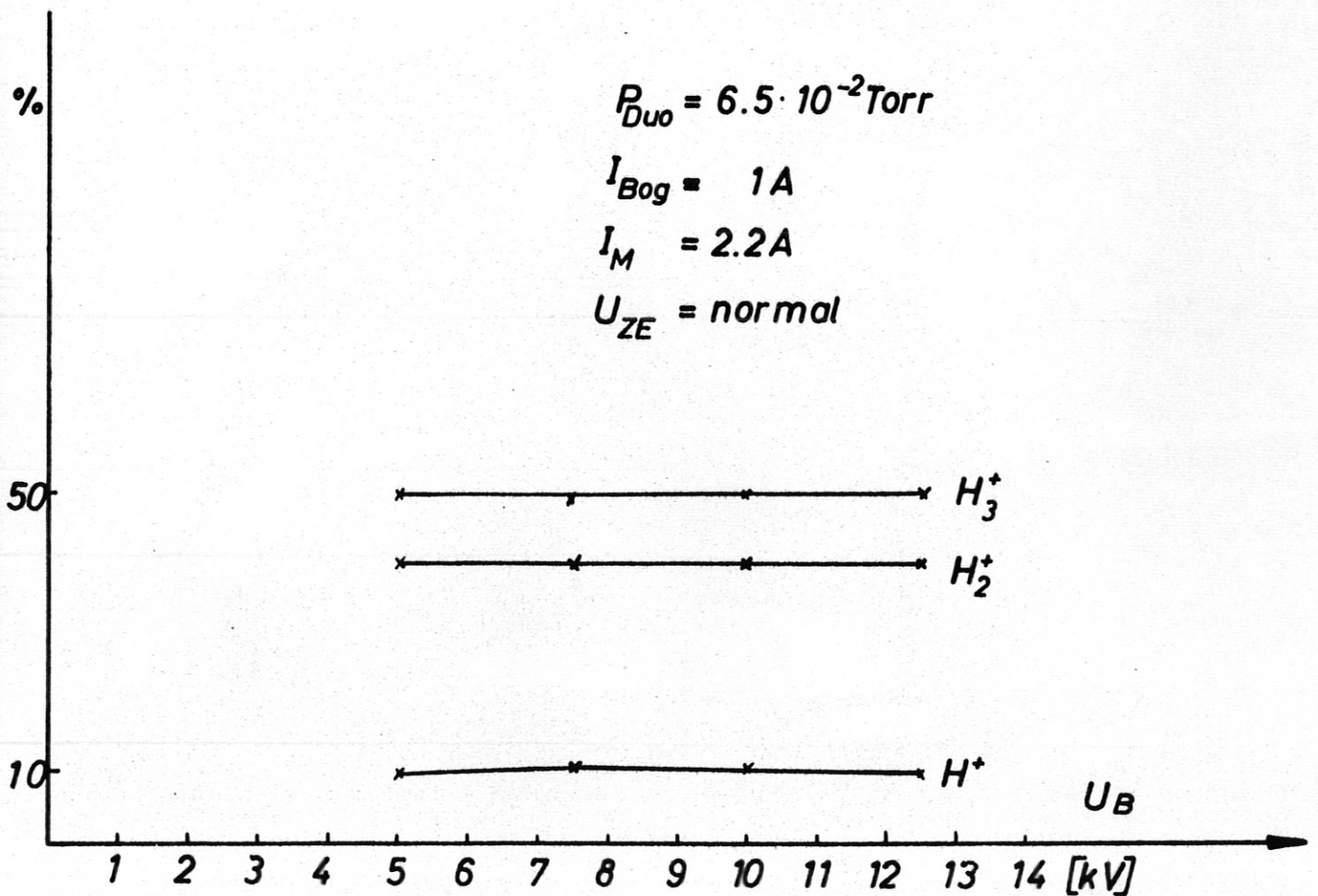


Abb. 25