

DIFFUSION EINES PLASMAS IN ABHÄNGIGKEIT  
VON MAGNETFELD UND DRUCK UND VON DER  
LÄNGS-AUSDEHNUNG IN MAGNETFELDRICHTUNG

von

F. Schwirzke <sup>†</sup>)

IPP 2/22

April 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

DIFFUSION EINES PLASMAS IN ABHÄNGIGKEIT  
VON MAGNETFELD UND DRUCK UND VON DER  
LÄNGS-AUSDEHNUNG IN MAGNETFELDRICHTUNG

von

F. Schwirzke <sup>+</sup>)

IPP 2/22

April 1963

<sup>+</sup>) Gegenwärtige Anschrift:

GENERAL ATOMIC, Division of General Dynamic,  
P.O. Box 608, SAN DIEGO 12, California / USA

*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.*

DIFFUSION EINES PLASMAS IN ABHÄNGIGKEIT  
VON MAGNETFELD UND DRUCK UND VON DER  
LÄNGS-AUSDEHNUNG IN MAGNETFELDRICHTUNG

F. Schwirzke

Zusammenfassung

Untersucht wurde ein stationäres Plasma, das in Zylinder-Geometrie durch kontinuierliche Ejektion aus einer Plasmaquelle in ein Magnetfeld entlang der Symmetrie-Achse erzeugt wurde. Durch radiale Diffusion aus dem primären Plasmastrahl entsteht ein sekundäres Plasma in einem durch Endplatten abgeschirmten Raum. Die Endplatten waren beweglich, so daß die Längs-Ausdehnung des sekundären Plasmas in Richtung des Magnetfeldes von 10 bis 110 cm unter Vakuumbedingungen verändert werden konnte. Da keine äußeren elektrischen Felder angelegt waren, wurde das radiale Dichteprofil des sekundären Plasmas durch die Diffusion der Ladungsträger parallel und senkrecht zum Magnetfeld zu den Wänden der Vakuumkammer bestimmt.

Die radiale Dichteverteilung des Plasmas in der Mittelebene wurde in den Gasen Wasserstoff, Helium und Stickstoff mit Hilfe von Langmuir-Sonden gemessen. Der Einfluß des Magnetfeldes, des Druckes und der Länge der Meßkammer auf das radiale Dichteprofil ist in qualitativer Übereinstimmung mit der "Kurzschluß"-Diffusions-Theorie von A. Simon. Quantitativ ergaben sich größere Abweichungen, die möglicherweise durch Berücksichtigung eines radialen Temperaturgradienten der Elektronen sowie des Einflusses der Schicht an den Endplatten erklärt werden können.

Einführung

Die Diffusion von Ladungsträgern senkrecht zum Magnetfeld ist ein fundamentales Problem der Plasmaphysik, für das bis jetzt kaum eine wirklich zufriedenstellende Übereinstimmung

zwischen Theorie und Experiment erreicht werden konnte. Der Grund ist darin zu suchen, daß die "normale" Stoß-Diffusion, bei der die Ladungsträger im Mittel einen Gyro-Radius pro Stoß versetzt werden, offensichtlich der "langsamste" aller denkbaren Transport-Mechanismen ist. Statische und oszillierende elektrische Felder oder ganz allgemein Instabilitäten können eine um Größenordnungen höhere "anomale" Diffusion verursachen. Experimentell ist es sehr schwierig, ein ruhiges Plasma mit einer Maxwell-Verteilung der Ionen und Elektronen zu erzeugen, das Vergleichsmöglichkeiten mit der Theorie bietet. Wenn aber unter sorgfältig kontrollierten Bedingungen die "normale" Diffusion in einem Experiment einmal bestätigt worden ist, kann durch sinnvolle Änderung der Parameter das Einsetzen von Instabilitäten und ihre Auswirkung auf den Transport von Ladungsträgern senkrecht zum Magnetfeld systematisch untersucht werden.

Beim Vergleich mit der Theorie wird angenommen, daß das Plasma in der Zylinderachse eines homogenen Magnetfeldes erzeugt wird. Das sekundäre Plasma, das durch Diffusion aus der Achse entsteht, sollte die Forderungen nach einem ruhigen Plasma mit Maxwell-Verteilung relativ gut erfüllen, da keine äußeren Felder die Diffusion beeinflussen und die Ladungsträger - insbesondere die Elektronen - eine große Anzahl von Stößen mit den neutralen Gas-Molekülen erleiden.

Unter dem Einfluß von Dichtegradienten und elektrischen Feldern strömen die Ladungsträger parallel und senkrecht zum Magnetfeld zu den Wänden der Vakuumkammer. Für den zwei-dimensionalen Fall, bei dem das Magnetfeld in z-Richtung angelegt ist, während die r-Richtung senkrecht zum Magnetfeld liegt, ist dieser Teilchenfluß durch folgende Gleichungen zu beschreiben:

$$\frac{\partial n^-}{\partial t} = D_{\parallel}^- \frac{\partial^2 n^-}{\partial z^2} - b_{\parallel}^- \frac{\partial(n^- E_z)}{\partial z} + D_{\perp}^- \frac{\partial^2 n^-}{\partial r^2} - b_{\perp}^- \frac{\partial(n^- E_r)}{\partial r} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n^+}{\partial t} = D_{\parallel}^+ \frac{\partial^2 n^+}{\partial z^2} - b_{\parallel}^+ \frac{\partial(n^+ E_z)}{\partial z} + D_{\perp}^+ \frac{\partial^2 n^+}{\partial r^2} - b_{\perp}^+ \frac{\partial(n^+ E_r)}{\partial r} \quad (2)$$

$D_{\parallel} = \frac{\lambda v}{3}$  und  $D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1 + (\omega\tau)^2}$  sind die Diffusionskoeffizienten parallel und senkrecht zum Magnetfeld,  $b_{\parallel}$  und  $b_{\perp}$  sind die entsprechenden Beweglichkeiten.  $\lambda =$  mittlere freie Weglänge,  $v =$  thermische Geschwindigkeit,  $\tau = \lambda/v$  mittlere Flugzeit zwischen den Stößen,  $\omega =$  Gyrofrequenz. Das Magnetfeld ist im Experiment so groß gewählt, daß  $\omega^{-}\tau^{-} \gg \omega^{+}\tau^{+} \gg 1$ .

Bei vergleichbaren Temperaturen ist der Diffusionskoeffizient der Elektronen  $D_{\parallel}^{-}$  wesentlich größer als der der Ionen  $D_{\parallel}^{+}$  :

$$D_{\parallel}^{-} \gg D_{\parallel}^{+} .$$

Durch die daraus folgende Ladungstrennung wird ein elektrisches Feld aufgebaut, das die Ionen beschleunigt und die Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen reduziert, bis beide mit gleicher Geschwindigkeit "ambipolar" diffundieren.

Der ambipolare Diffusionskoeffizient parallel zum Magnetfeld ist:

$$D_{\parallel \text{ amb}} = D_{\parallel}^{+} \left( 1 + \frac{T^{-}}{T^{+}} \right) . \quad (3)$$

Für gleiche Temperaturen  $T^{-} = T^{+}$  wird  $D_{\parallel \text{ amb}} = 2 D_{\parallel}^{+}$  .

Infolge des wesentlich größeren Gyroradius der Ionen ist die Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen senkrecht zum Magnetfeld größer als die der Elektronen:

$$D_{\perp}^{+} \gg D_{\perp}^{-} .$$

A. Simon <sup>1)</sup> zeigte, daß in einem Plasma endlicher Länge in Richtung des Magnetfeldes die Diffusion senkrecht zum Feld nicht mehr "ambipolar" erfolgt. Durch die große Beweglichkeit der negativen Ladungsträger parallel zum Magnetfeld,  $b_{\parallel}^{-} \gg b_{\parallel}^{+}$ , gleichen sich eventuelle Überschußladungen über die leitenden Endwände aus. Durch diesen "Kurzschluß-Effekt" sollen die elektrischen Felder reduziert werden, die durch ambipolare Diffusion senkrecht zum Magnetfeld entstehen. Simon vernachlässigte daher in seiner Analyse der Gleichungen (1) und (2) die  $E_r$ -Terme und fand, daß dann die Diffusion der Ionen senkrecht zum Magnetfeld nicht mehr von den Elektronen beeinflusst wird. Der effektive Diffusionskoeffizient  $D_{\perp}$  ist daher nicht  $2D_{\perp}^{-}$ , was man bei ambipolarer Diffusion erwarten würde, sondern  $D_{\perp}^{+}$ , wobei

$$D_{\perp}^{+} \gg 2D_{\perp}^{-}$$

ist. Durch diesen "Kurzschluß-Effekt" wurden von Simon die früher von Bohm und Mitarbeitern <sup>3)</sup> sowie von Simon und Neidigh <sup>4)</sup> beobachteten großen Diffusionskoeffizienten interpretiert, ohne die von Bohm postulierte "drain-diffusion" annehmen zu müssen.

Für ein stationäres Plasma,  $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ , und unter der Annahme eines Sinus-Profiles für die Dichteverteilung zwischen den Endplatten entlang der Magnetfeldlinien,  $n(z) = n_0 \sin(\frac{\pi z}{L})$ , fand Simon <sup>1)</sup> eine exponentielle Abnahme der Dichte senkrecht zum Magnetfeld:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{r}{q}\right) \quad (4)$$

Für Zylinder-Geometrie wird das radiale Dichteprofil durch die Hankel-Funktion  $K_0\left(\frac{r}{q}\right)$  beschrieben. Jedoch für  $r \gg q$  ist  $\exp\left(-\frac{r}{q}\right)$  eine so gute Näherung, daß die Abweichungen innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegen. Die charakteristische  $1/e$ -Abfall-Länge  $q$  ist mit dem Diffusionskoeffizienten verbunden durch die Gleichung:

$$D_{\perp}^{+} = \frac{\pi^2}{L^2} q^2 D_{\text{amb}} \quad (5)$$

( $L$  = Länge der Plasmasäule zwischen den Endplatten;  $\lambda \ll L$ )

Mit Hilfe der Gleichung (3) und der Beziehung  $\omega^+ r_c^+ = \frac{\lambda^+}{r_c^+}$  ( $r_c^+$  = Gyroradius der Ionen) kann man die Gleichung (5) umformen in:

$$q = \frac{L}{\pi} \frac{r_c^+}{\lambda^+} \sqrt{\frac{T^+}{T^-}} \quad (6)$$

wobei angenommen ist:  $T^- \gg T^+$ .

Gleichung (6) bietet die Möglichkeit, die gemessenen  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Längen mit der Theorie zu vergleichen. Nach Gleichung (6) ist  $q$  eine lineare Funktion der Parameter Länge  $L$ , Druck  $p$  und Magnetfeld  $B$ :

$$q = \text{konstant} \frac{L p}{B} \quad (7)$$

Das Ziel des Experiments war, den Einfluß dieser Parameter auf die Diffusion der Ladungsträger systematisch zu untersuchen. Bereits in einem früheren Bericht <sup>2)</sup> war für einen Druck von

$p = 10^{-3}$  mmHg die Magnetfeld-Abhängigkeit

$$\frac{1}{q} \sim B$$

für die Gase Wasserstoff und Stickstoff bestätigt worden. Die Druckabhängigkeit wurde von Neidigh<sup>5)</sup> in dem Bereich 1 bis  $4 \cdot 10^{-3}$  mmHg untersucht. In diesem Experiment wird die Untersuchung auf den Bereich von  $5 \cdot 10^{-5}$  bis  $2 \cdot 10^{-3}$  mmHg ausgedehnt.

Der "Kurzschluß-Effekt" selbst, d.h.  $q$  als Funktion der Länge  $L$  des Plasmas, wurde bisher noch nie experimentell bestätigt.

### Experimentelle Anordnung

In die Vakuumkammer von CABINET, einem Experiment, das bereits früher in Einzelheiten beschrieben worden ist<sup>2)</sup>, wurden zwei in z-Richtung bewegliche, kupferne Endplatten eingesetzt - Abb. 1. Der primäre Plasmastrahl aus der Plasmaquelle driftet parallel zum Magnetfeld entlang der Symmetrie-Achse in die Meßkammer. Der Durchmesser der Ein- und Austrittsöffnung für den Strahl in den Endplatten betrug 1 cm, der Außendurchmesser 19 cm. Die Länge  $L$  zwischen den Endplatten konnte unter Vakuumbedingungen von 10 bis 110 cm variiert werden, während der Druck  $p$ , das Magnetfeld  $B$  und der Bogenstrom in der Plasmaquelle unverändert blieben. Die beiden Endplatten, die Anode der Plasmaquelle sowie die Diffusionspumpe waren geerdet, d.h. zwischen Plasmaquelle und Diffusionspumpe war kein äußeres elektrisches Feld angelegt. Die Messungen wurden in Wasserstoff, Helium und Stickstoff durchgeführt.

Die radiale Verteilung der Ionendichte in der Mittelebene wurde mit einer Langmuirsonde gemessen, die in die Mitte zwischen den Endplatten eingeführt wurde. Die Sonde bestand aus einer dünnen, runden Platinscheibe von 3 mm Durchmesser, deren Normale parallel zum Magnetfeld orientiert war. Die Sonde bewegte sich - angetrieben durch einen kleinen Servomotor - mit konstanter Geschwindigkeit von ungefähr 2 mm/sec in radialer Richtung. Der Ionensättigungsstrom zur Sonde wurde kontinuierlich mit Hilfe eines logarithmischen Verstärkers und eines Schreibers als Funktion des Radius aufgezeichnet - Abb. 2. Bei

allen Dichteprofilen wurde bei einem Radius von  $r \approx 0,5$  bis  $1,5$  cm ein Knick beobachtet, wobei der Dichteabfall nahe am primären Plasmafaden wesentlich größer als im sekundären Plasma war - Abb. 2. Die Abfall-Länge  $q$  wurde aus dem exponentiellen Dichteabfall im sekundären Plasma ermittelt.

Es mögen gewisse Zweifel bestehen an der Bestimmung der absoluten Ionendichte mit Hilfe einer Langmuir-Sonde im Magnetfeld. In diesem Experiment jedoch wurden nur relative Änderungen des Ionensättigungsstroms, den wir als proportional zur Dichte betrachten, als Funktion des Radius ermittelt. Dadurch, daß die Sonde auf konstantes negatives Potential gegenüber den Endplatten gelegt war, während sich das Plasmapotential innerhalb des sekundären Plasmas geringfügig über den Radius ändert, kann ein maximaler Fehler von  $\approx 10\%$  bei niedrigem Druck ( $p \approx 10^{-4}$  mmHg) und von ungefähr  $5\%$  bei höherem Druck ( $p \approx 10^{-3}$  mmHg) auftreten.

Die Iontemperatur  $T^+$  im sekundären Plasma wurde zu  $k T^+ \sim 0,1$  eV geschätzt, da die nach außen diffundierenden Ionen infolge der Stöße mit den kalten Neutralteilchen sehr schnell die Energie verlieren, mit der sie aus der Plasmaquelle austreten. Innerhalb der Plasmaquelle, kurz vor der Austrittsöffnung, besteht ein negativer Anodenfall von ca.  $10$  eV, so daß die Ionen mit einer entsprechenden, gerichteten Geschwindigkeit emittiert werden <sup>6)</sup>.

Versuche, die Iontemperatur bei  $p = 10^{-3}$  mmHg aus der Dopplerverbreiterung der Spektrallinien zu bestimmen, ergaben nur eine Abschätzung der oberen Grenze,  $0,4$  eV  $\approx k T^+$ , da die Verbreiterung zu geringfügig war, um eine definitive Aussage machen zu können <sup>†)</sup>. In den trotz "Kurzschluß-Effekt" noch beobachteten elektrischen Feldern können die Ionen nicht mehr als ca.  $0,1$  eV aufnehmen.

Die Elektronen-Temperatur  $T^-$  wurde aus Sondencharakteristiken außerhalb des primären Plasmastrahls zu  $k T^- \approx 1$  eV ermittelt. Bei den weiteren Auswertungen wird das Verhältnis der Temperaturen zu  $T^-/T^+ \approx 10$  angenommen.

---

<sup>†)</sup> Für diese Messungen danke ich Herrn J. Durand herzlich.



### Experimentelle Ergebnisse

Abb. 3 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$  für Wasserstoff. Der Parameter ist die Länge  $L$  zwischen den Endplatten;  $i_{\text{Duo}}$  ist der Bogenstrom in der Plasmaquelle (Duo-plasmatron). Bei niedrigen Werten der magnetischen Induktion,  $B < 1000$  Gauss, war häufig ein irreguläres Verhalten des Plasmas feststellbar. Für die Auswertung und den Vergleich mit der Theorie wurden daher nur Meßwerte aus dem Bereich  $B > 1000$  Gauss herangezogen. Die Messungen der Abb. 3 wurden so durchgeführt, daß  $L$  konstant gehalten wurde, bis alle  $B$ -Werte gemessen waren; dann erst wurde  $L$  verändert und so fort. In Übereinstimmung mit Gleichung (7) finden wir

$$\frac{1}{q} \sim B$$

sowie ein Anwachsen von  $q$  mit  $L$ .

Nach Gleichung (7) sollte für konstanten Druck  $p$  und konstantes Magnetfeld  $B$  auch  $\frac{L}{q} = \text{konstant}$  sein. Abb. 4 bestätigt dieses Ergebnis für  $B = 2000, 3000$  und  $4000$  Gauss. Damit ist der Einfluß der leitenden Endwände auf die Diffusion der Ionen senkrecht zum Magnetfeld nachgewiesen.

Abb. 5 zeigt die Druckabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$  für Wasserstoff,  $L = 20$  cm,  $B = 1500$  Gauss.

"Normales" Verhalten,  $q \sim P$ , ist bis zu einem Druck von  $p \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$  mmHg festzustellen. Dann werden die radialen Dichteprofile wieder flacher und damit  $q$  größer. Sehr wahrscheinlich ist eine Instabilität, die bei niedrigen Drucken wirksam wird, für die Verflachung der Dichteprofile verantwortlich. Überraschend ist, daß  $q$  nach Durchlaufen eines Maximums wieder linear mit dem Druck abfällt. Ein ähnliches Maximum von  $q$  wurde bei niedrigen Drucken auch in Helium und Stickstoff festgestellt. Eine detaillierte Untersuchung der Instabilität bei niedrigem Druck wird in einem getrennten Bericht gegeben <sup>7)</sup>.

Abb. 6 zeigt  $q$  als Funktion des Druckes  $p$  in Wasserstoff für  $L = 100$  cm.

Abb. 7 zeigt  $\frac{1}{q}$  als Funktion des Magnetfeldes in Helium mit der Länge  $L$  zwischen den Endplatten als Parameter. Der Buchstabe  $S$

markiert Messungen, bei denen der Ionensättigungsstrom zur Sonde beträchtlich schwankte. Bei diesen Messungen war auch visuell ein flackerndes Plasma zu erkennen. Für  $L = 20$  cm und  $L = 100$  cm sind für höhere Magnetfelder Abweichungen von den Geraden vorhanden. Infolge dieser Abweichungen streuen die  $\frac{L}{q}$ -Werte für  $B = 4000$  Gauss in Abb. 8 beträchtlich.

In Abb. 9 ist die Druckabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge für Helium aufgetragen. Wieder ist bei niedrigem Druck ein Maximum feststellbar. Die gleiche Abhängigkeit von Magnetfeld, Länge und Druck wurde auch in Stickstoff gemessen - Abb. 10, 11, 12.

### Diskussion der Meßergebnisse

Mit den Messungen wurde qualitativ die funktionale Abhängigkeit der radialen Dichteverteilung von den Parametern Magnetfeld, Länge und Druck, d.h. Gleichung (7), bestätigt. Bei einer quantitativen Auswertung nach Gleichung (6) jedoch stoßen wir auf eine beträchtliche Diskrepanz. Das Verhältnis  $\frac{L}{q}$  wurde direkt gemessen (Abb. 4, 8, 11),  $T^-/T^+$  wurde zu  $\approx 10$  abgeschätzt. (Da dieses Verhältnis unter der Wurzel steht, ist ein Fehler in dieser Abschätzung nicht allzu schwerwiegend.) Das Magnetfeld und somit - innerhalb der Temperaturunsicherheit -  $r_c^+$  sind bekannt. Die unsicherste Größe ist die mittlere freie Weglänge  $\lambda^+$ , da für diese niedrigen Energien kaum Querschnittsmessungen existieren.

Aus Messungen bei etwas höheren Energien können wir grob extrapolieren, daß die mittleren freien Weglängen für die Ionen in den drei Gasen Wasserstoff, Helium, Stickstoff bei einem Druck von  $p = 1 \cdot 10^{-3}$  mmHg ungefähr 5 bis 10 cm betragen sollten.

Nach Gleichung (6) berechnen wir aber wesentlich kleinere Werte für die "effektive" mittlere freie Weglänge:

$$\lambda_{\text{eff}}^+ = \frac{r_c^+}{\pi} \frac{L}{q} \sqrt{\frac{T^+}{T^-}} \quad (8)$$

$$\text{Mit } \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{T^+}{T^-}} \approx \frac{1}{10} \text{ wird: } \lambda_{\text{eff}}^+ \approx 0,1 \frac{L}{q} r_c^+ \quad (9)$$

In Tabelle I sind die nach Gleichung (9) berechneten Werte eingetragen.

T a b e l l e I

Gas	B [kGauss]	$r_c^+$ [cm] für $kT^+ \approx 0,1$ eV	L/q	$\lambda_{\text{eff}}^+$ [cm]
H <sub>2</sub>	2	$3,2 \cdot 10^{-2}$	19	0,061
	3	$2,1 \cdot 10^{-2}$	31	0,065
	4	$1,6 \cdot 10^{-2}$	50	0,08
He	1,5	$6,1 \cdot 10^{-2}$	38	0,23
	3	$3,0 \cdot 10^{-2}$	60	0,18
	4	$2,3 \cdot 10^{-2}$	91	0,21
N <sub>2</sub>	2	$12,0 \cdot 10^{-2}$	60	0,72
	3	$8,0 \cdot 10^{-2}$	80	0,64
	4	$6,0 \cdot 10^{-2}$	98	0,59

Die Werte für  $\lambda_{\text{eff}}^+$  sind um das 10 bis 100fache kleiner, als für die mittlere freie Weglänge auf Grund von Wirkungsquerschnittsmessungen zu erwarten wäre. Vielleicht kann diese Diskrepanz gemildert werden, wenn einige zusätzliche Effekte, wie z.B. der radiale Temperaturgradient der Elektronen und der Einfluß der Schicht an den Endplatten berücksichtigt werden. Ein Temperaturgradient der Elektronen kann zusätzlich zum Dichtegradienten zu einem schnelleren Transport der Ladungsträger senkrecht zum Magnetfeld beitragen. Die Schicht an den Endplatten bewirkt, daß für die Elektronen keine vollständige Senke an den Endplatten existiert. Die meisten Elektronen werden an dem Schichtpotential reflektiert und nur die energiereichsten können die Wand wirklich erreichen. Es ist daher anzunehmen, daß das Dichteprofil zwischen den Endplatten in z-Richtung flacher ist als das angenommene Sinus-Profil,  $n(z) = n_0 \sin(\frac{\pi z}{L})$ , und in der Schicht selbst ein beträchtlicher Dichteabfall existiert. Eine vorläufige Abschätzung zeigt, daß beide Effekte, Elektrentemperaturgradient und Einfluß der Schicht an den Endplatten, die "effektive" mittlere freie Weglänge  $\lambda_{\text{eff}}^+$  zu größeren Werten verschiebt.

Herrn Dr. G. v. Gierke danke ich für die Unterstützung, die er dieser Arbeit angedeihen ließ. Fräulein Resch, Fräulein Seidel sowie Herrn Buchelt danke ich für ihre Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der Messungen.

### L i t e r a t u r

- 1) A. Simon, Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy 32, 343 (1958) oder Phys. Rev. 98, 317 (1955) und: An Introduction to Thermo-nuclear Research, Pergamon Press (London 1959), Chapter IX.
- 2) F. Boeschoten, F. Schwirzke, Nucl. Fusion 2, 54 (1962).
- 3) A. Guthrie, R.K. Wakerling (Eds.), The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields (McGraw-Hill, New York, 1949). D. Bohm, Chapter 1; D. Bohm, E.H.S. Burhop, H.S.W. Massey, and R.W. Williams, Chapt.9.
- 4) A. Simon, R.V. Neidigh, Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-2024 (1956).
- 5) R.V. Neidigh, Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-1890 (1955).
- 6) H. Fröhlich, Nukleonik 1, 183 (1959).
- 7) F. Schwirzke, General-Atomic-Report GA-4005 (1963), Veröffentlichung in Phys. of Fluids in Vorbereitung.

A b b i l d u n g e n

- 1) Versuchsanordnung, schematisch.
- 2) Radiale Dichteprofile für Wasserstoff, Helium und Stickstoff.
- 3)  $\frac{1}{q}$  in  $\left[ \text{cm}^{-1} \right]$  für Wasserstoff als Funktion der magnetischen Induktion in kGauss.  $q = \frac{1}{e}$ -Abfall-Länge des radialen Dichteprofiles. Parameter ist die Länge  $L$  zwischen den Endplatten.  $i_{\text{Duo}}$  ist der Bogenstrom in der Plasmaquelle (Duoplasmatron).
- 4) Einfluß der Länge  $L$  auf die radiale Dichteverteilung, in Wasserstoff;  $\frac{L}{q} \approx \text{konstant}$ .
- 5) Druckabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$ , in Wasserstoff;  $L = 20 \text{ cm}$ .
- 6) Druckabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$ , in Wasserstoff,  $L = 100 \text{ cm}$ .
- 7) Magnetfeldabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$ , in Helium. Parameter ist die Länge  $L$  zwischen den Endplatten.
- 8) Einfluß der Länge  $L$  auf die radiale Dichteverteilung, in Helium;  $\frac{L}{q} \approx \text{konstant}$ .
- 9) Druckabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$ , in Helium;  $L = 100 \text{ cm}$ .
- 10) Magnetfeldabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$ , in Stickstoff.
- 11) Einfluß der Länge  $L$  auf die radiale Dichteverteilung, in Stickstoff;  $\frac{L}{q} \approx \text{konstant}$ .
- 12) Druckabhängigkeit der  $\frac{1}{e}$ -Abfall-Länge  $q$ , in Stickstoff;  $L = 100 \text{ cm}$ .

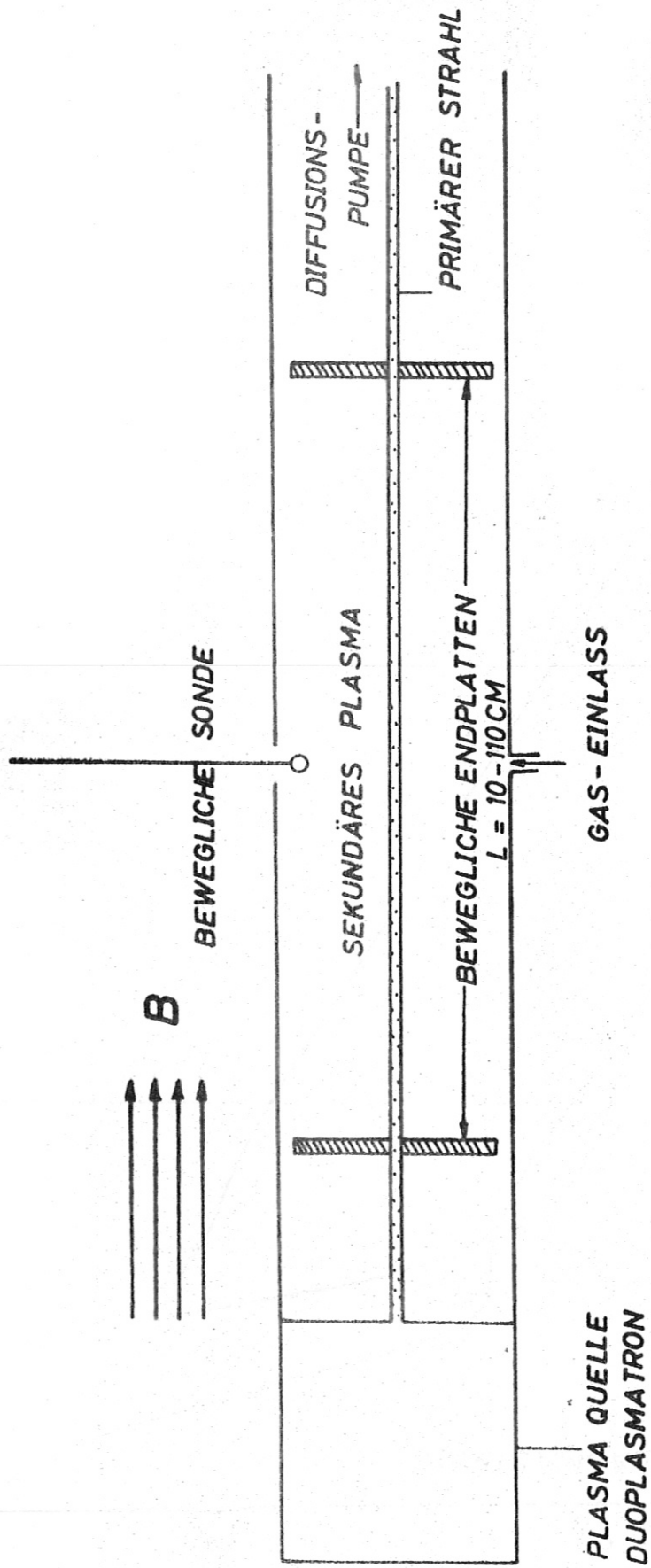


ABB. 1

VERSUCHS ANORDNUNG SCHEMATISCH

1 2 3 4 5 6 7

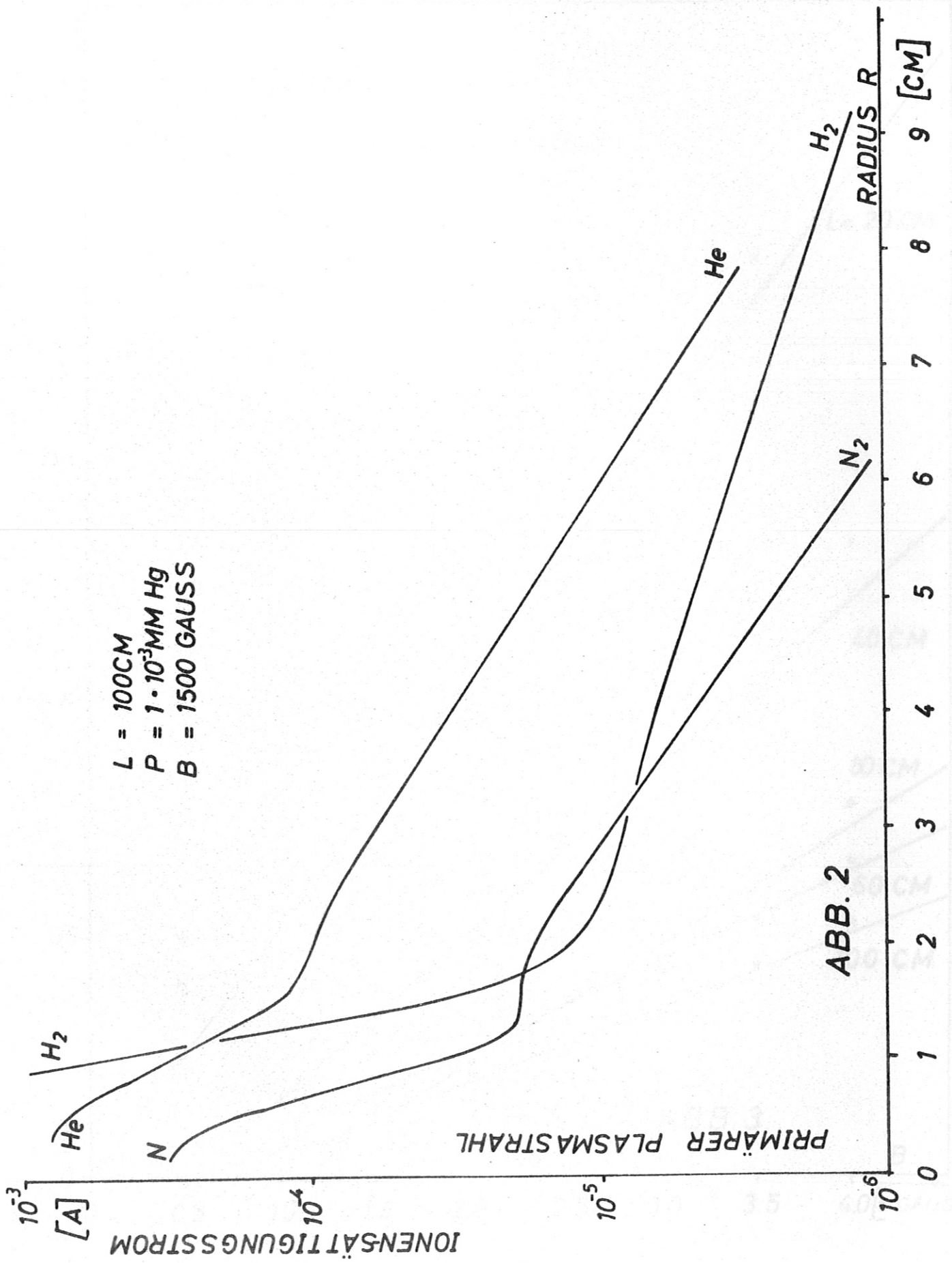
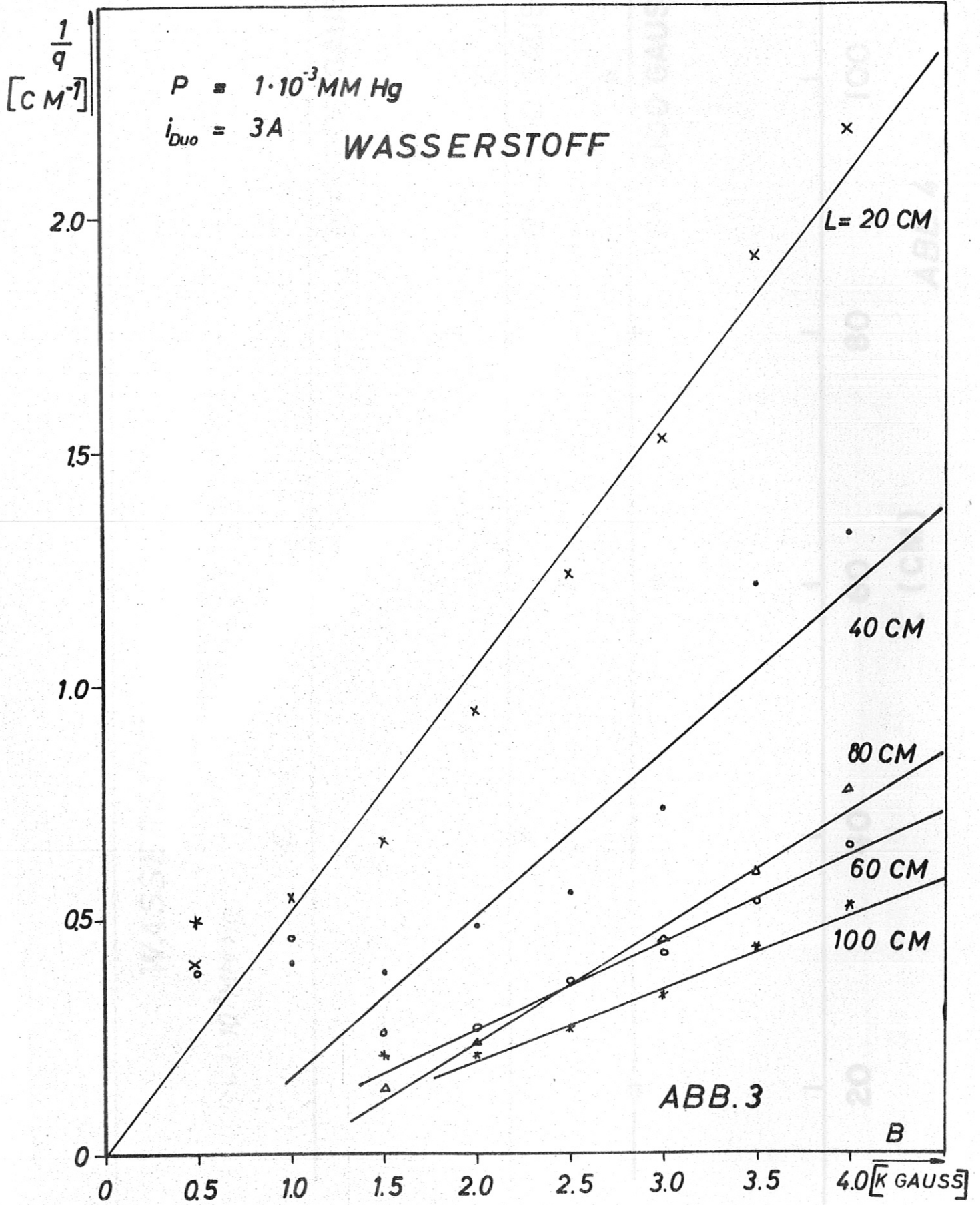


ABB. 2





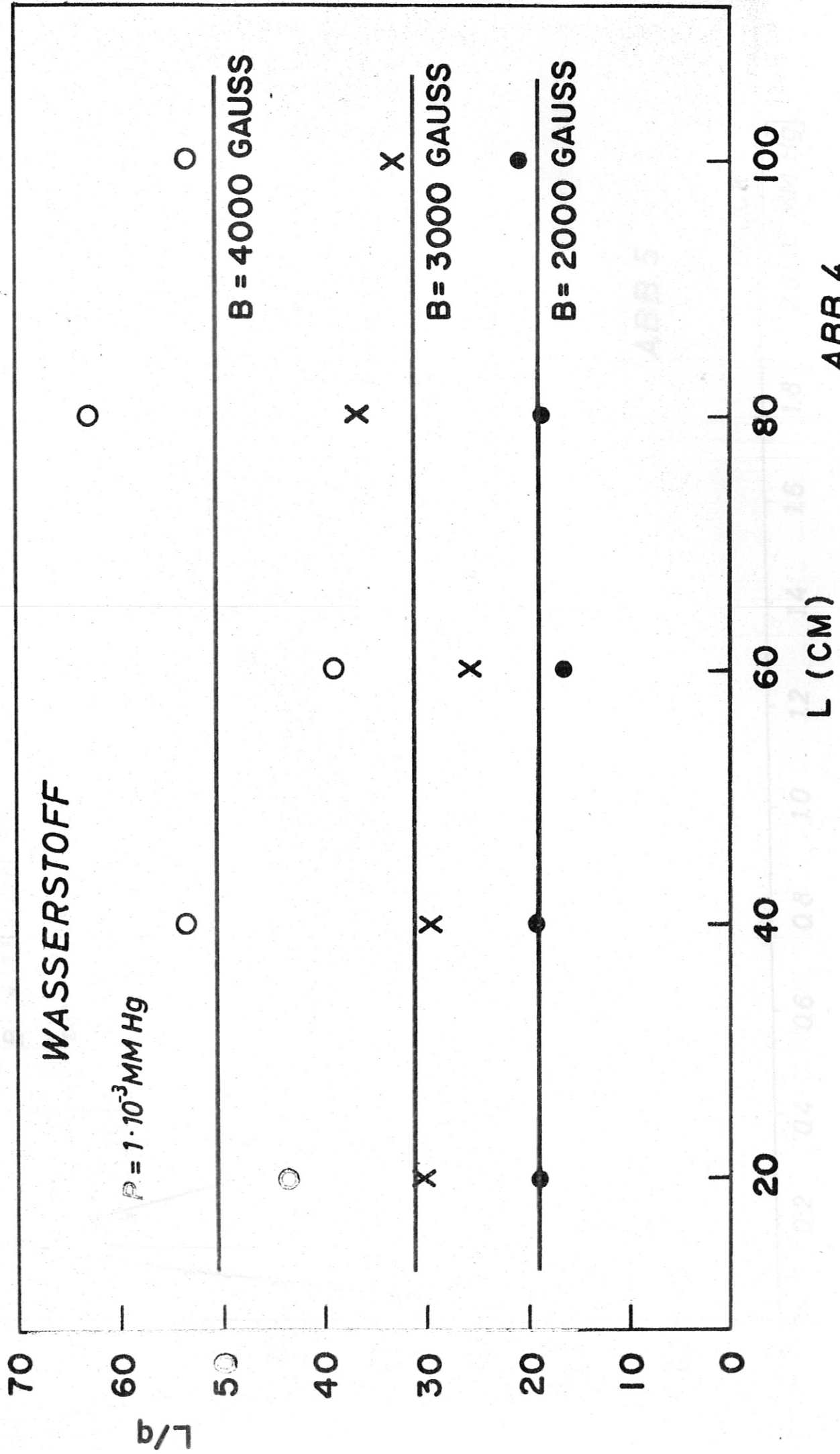


ABB.4

WASSERSTOFF

$L = 20 \text{ CM}$

$B = 1.5 \text{ kGAUSS}$

$i_{\text{bu0}} = 2 \text{ A}$

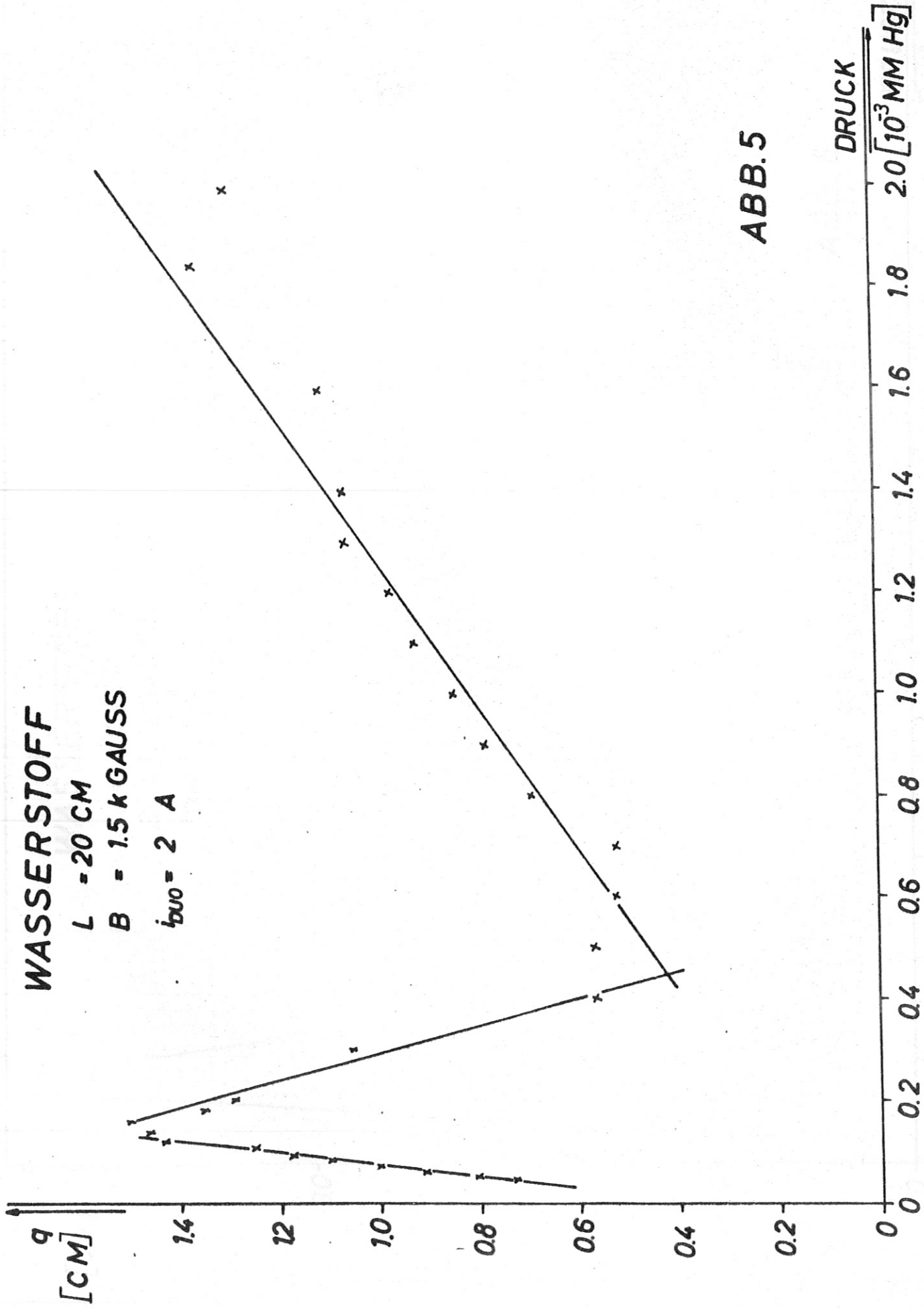


ABB.5

# WASSERSTOFF

$L = 100 \text{ CM}$

$B = 1.5 \text{ kGAUSS}$

$i_{DUO} = 2 \text{ A}$

$q$   
[CM]

4.0

3.0

2.0

1.0

0

DRUCK  
 $[10^3 \text{ MM Hg}]$

0

0.4

0.6

0.8

1.0

1.2

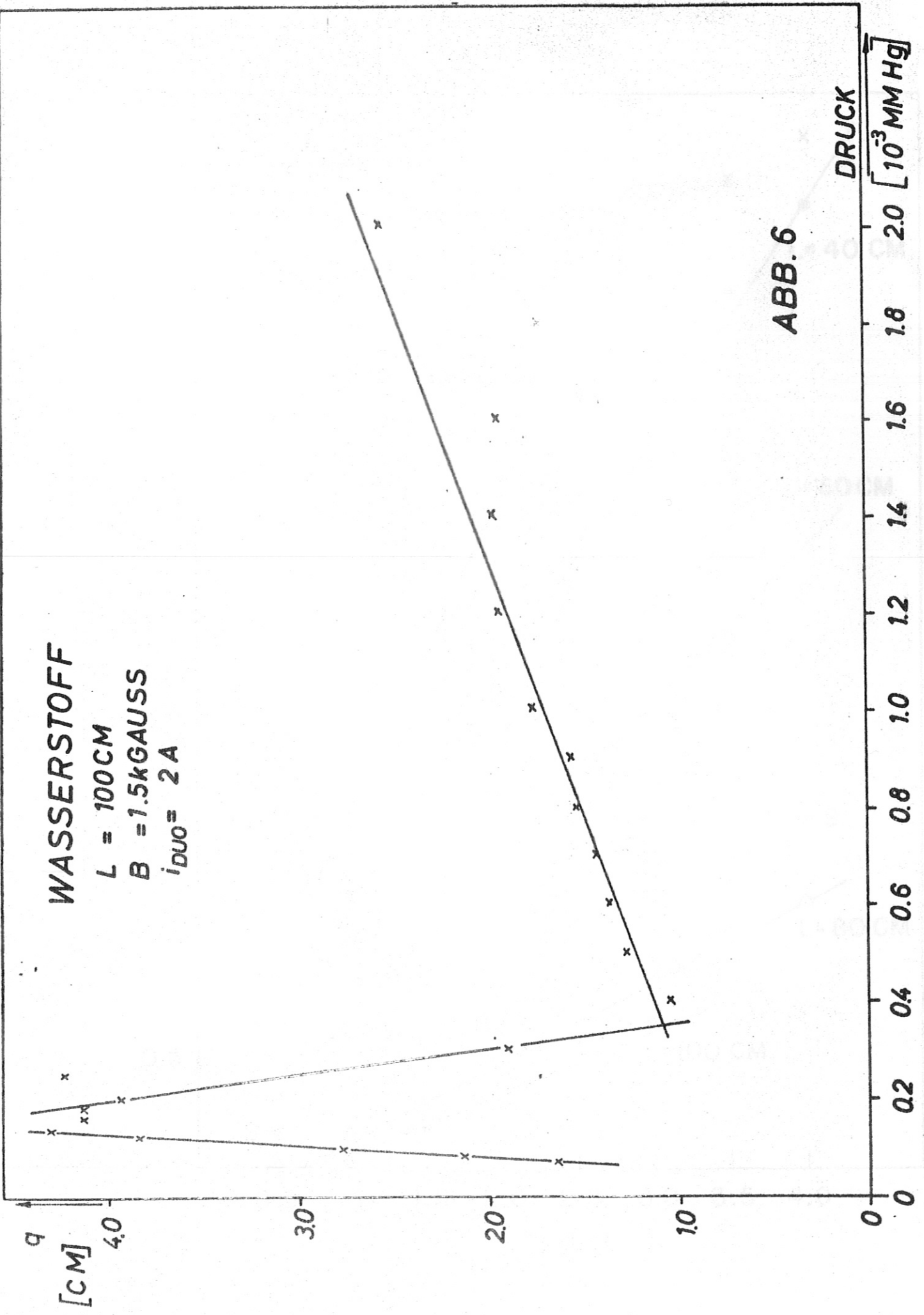
1.4

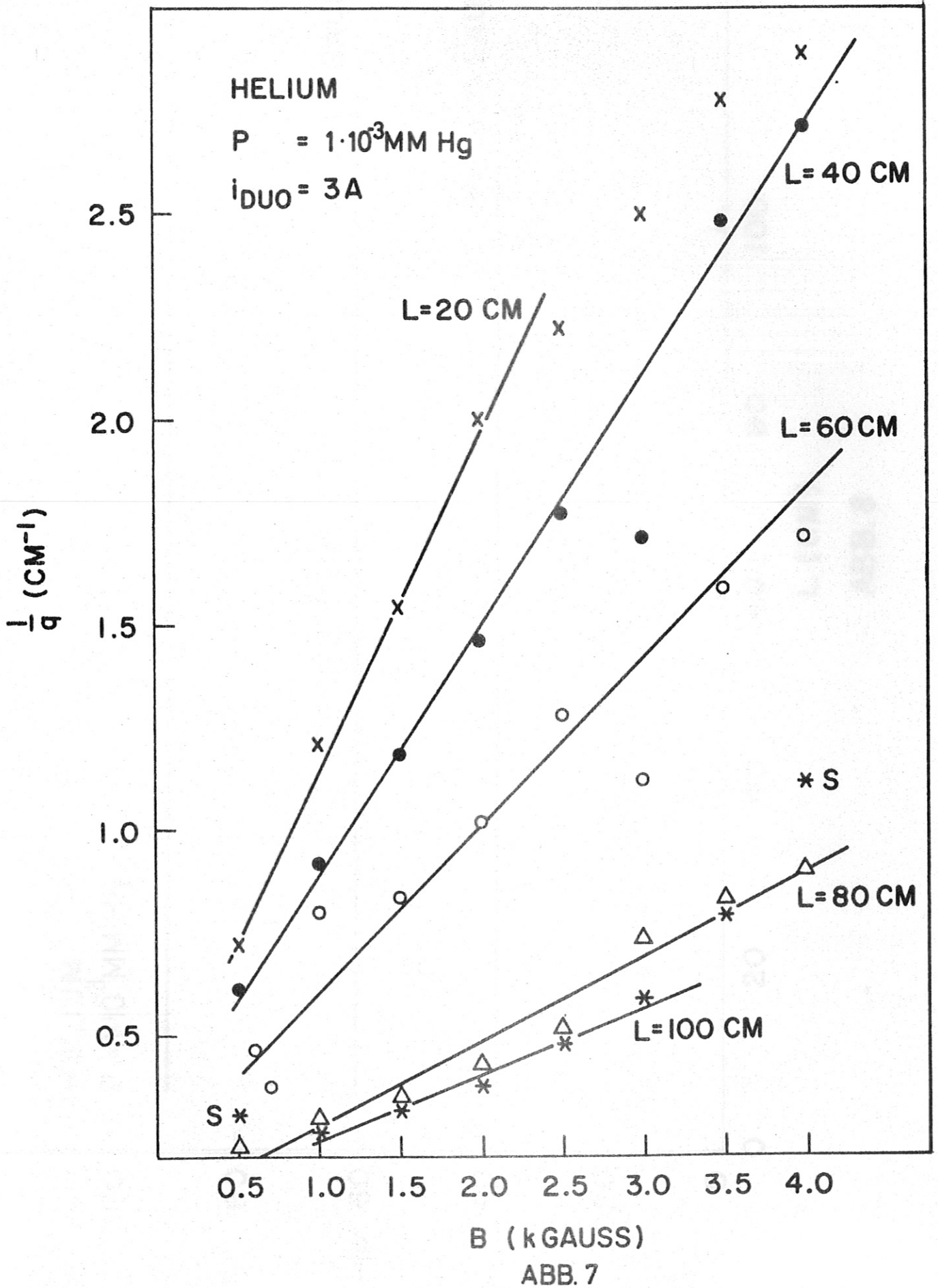
1.6

1.8

2.0

ABB. 6





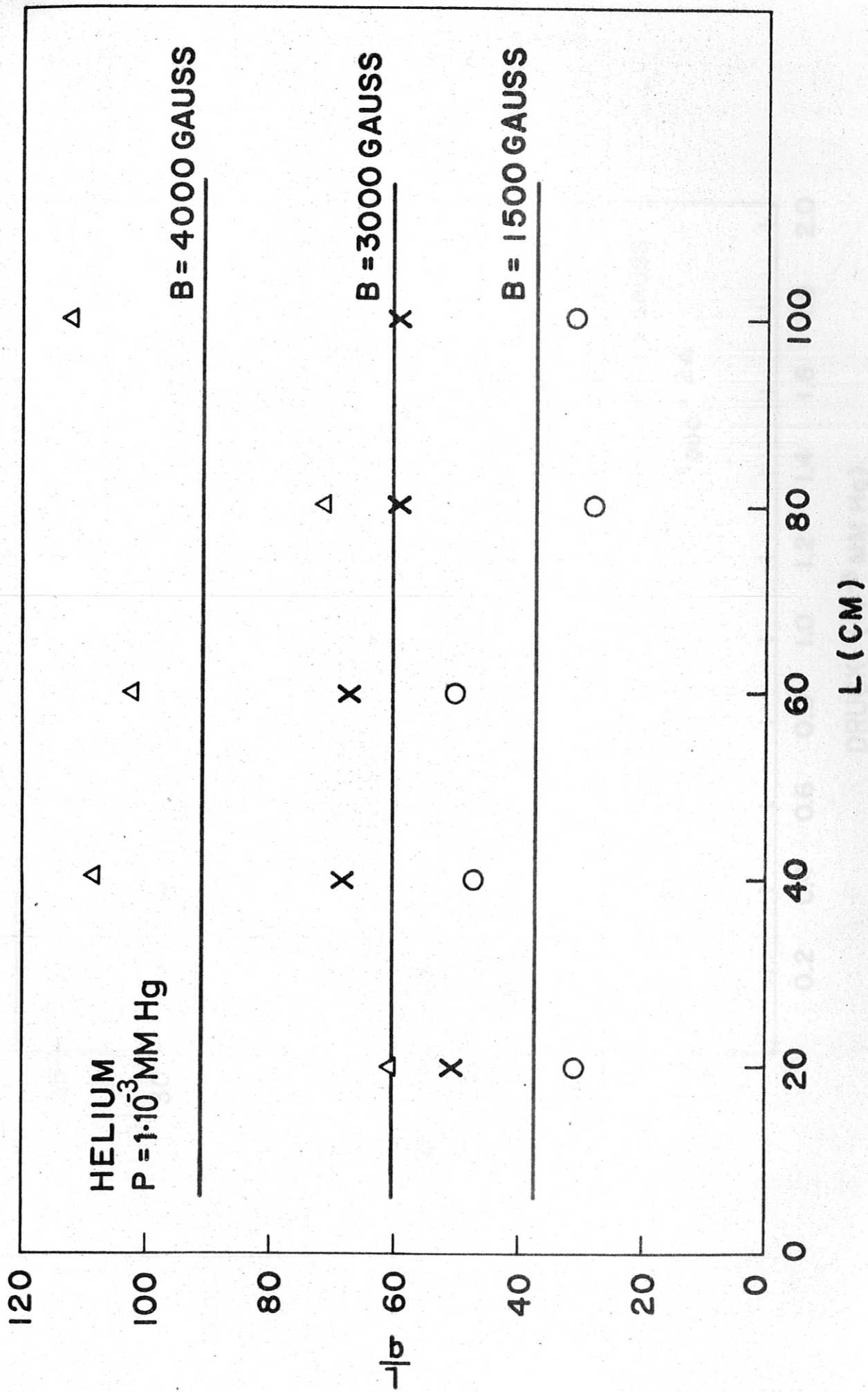


ABB.8

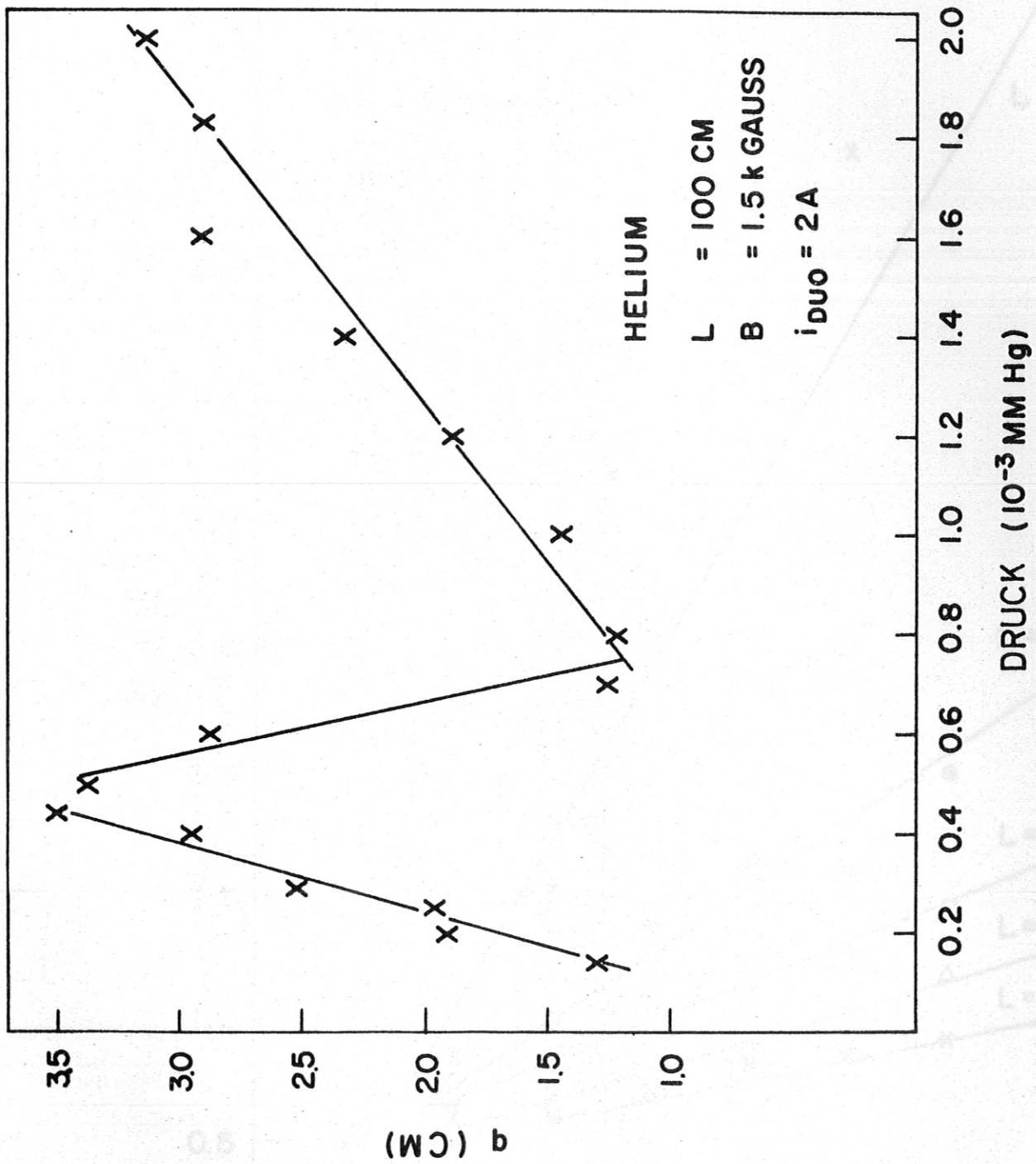
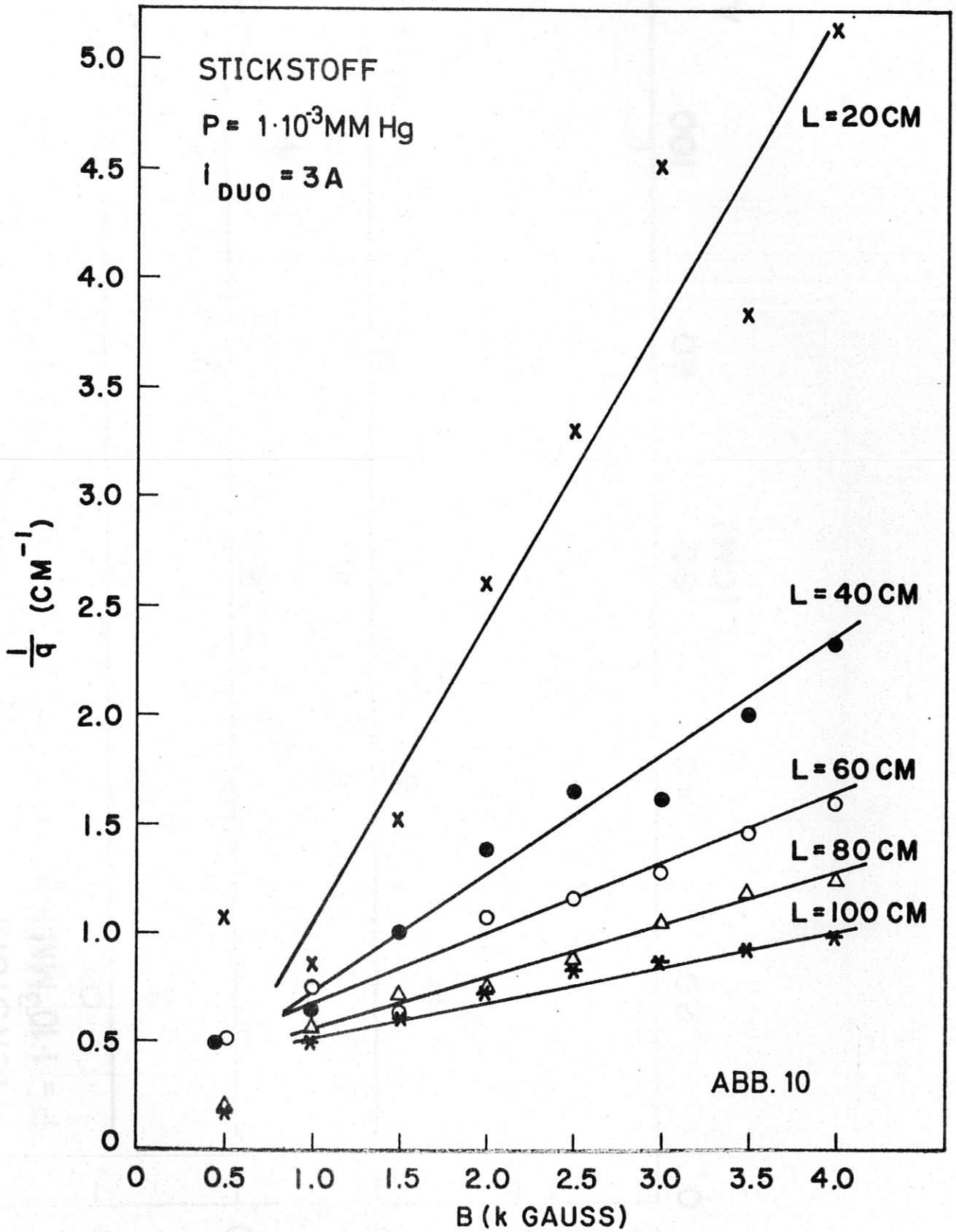


ABB.9

ABB.10



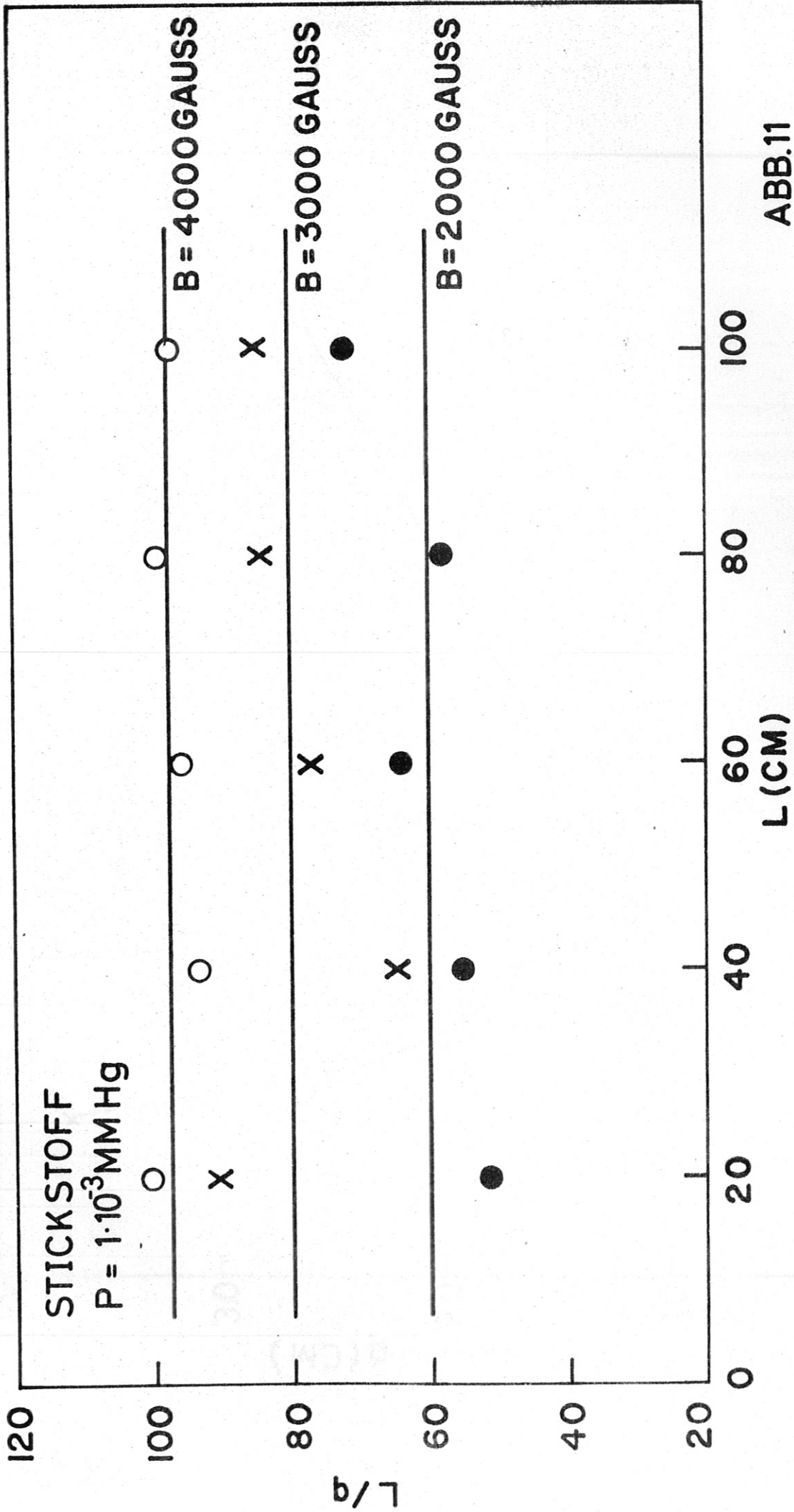


ABB.12

DRUCK ( $10^3$  MMHg)

ABB.11



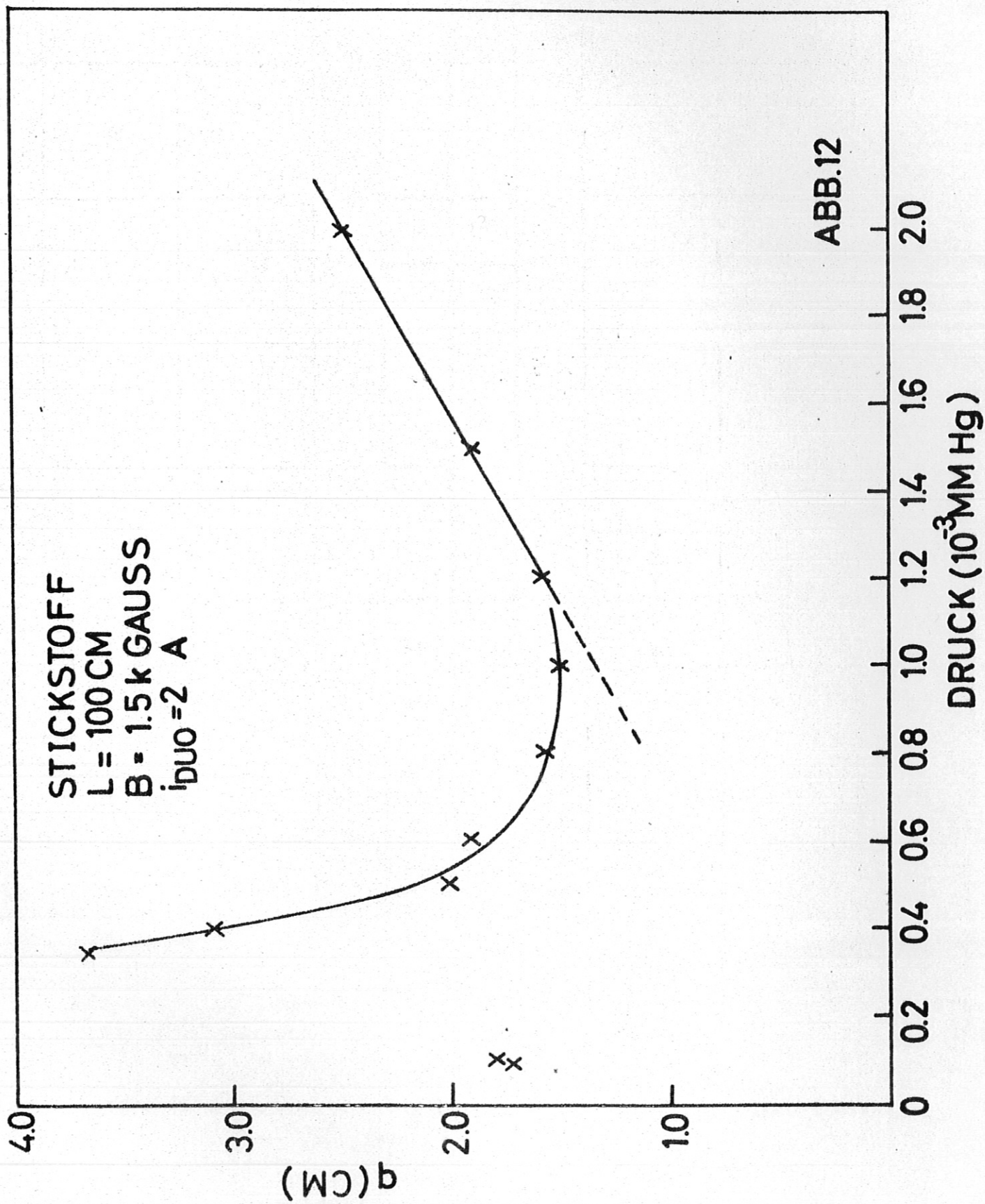


ABB.12