Zeitschrift: Bulletin de la Société Fribourgeoise des Sciences Naturelles = Bulletin der Naturforschenden Gesellschaft Freiburg

Herausgeber: Société Fribourgeoise des Sciences Naturelles

Band: 65 (1976)

Heft: 1: Mélanges en l'honneur du professeur Otto Huber à l'occasion de son 60e anniversaire = Festschrift zum 60. Geburtstag von Professor Otto Huber

Artikel: Eine Plasmasäule in Argon und ihre Stabilitätsgrenze

Autor: Schneider, Helmut

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-308525

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Eine Plasmasäule in Argon und ihre Stabilitätsgrenze[1]

von Helmut Schneider,

Physikinstitut der Universität Freiburg i.Ue.

1. Einleitung

Im folgenden soll von einer Gasentladung berichtet werden, bei der ein Strom von 1000A durch ein Argongas mit einem Fülldruck $P_0 = 10^{-2}$-10^{-3} Torr fließt. Das Entladungsrohr hat einen Durchmesser von 9,5 cm, so daß eine mittlere Stromdichte von 14A/cm^2 erzeugt wird.

Es handelt sich also um eine Niederdruckentladung, bei der das vom Strom erzeugte Magnetfeld nicht mehr zu vernachlässigen ist. Außerdem ist der Ionisationsgrad schon beträchtlich (10 %).

Für kleine Ströme und damit kleinen Ionisationsgrad ist die Theorie der Säule wohlbekannt und durch viele Experimente belegt (Tonks und Langmuir, 1929). Sehen wir also zunächst von dem relativ großen Strom und seinem Magnetfeld ab, dann müßte man diese Entladung als «Freifallsäule» bezeichnen. Die freie Weglänge für Stöße Ion-Atom ist bereits größer als der Durchmesser des Rohres. Die ambipolare Diffusion zur Wand scheidet also aus. Die Ionen fallen frei im radialen

[1] Diese Arbeit wurde durch die Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Bull. Soc. Frib. Sc. Nat. *65(1)*, 39–53 (1976)

elektrischen Feld, das sich durch Wandladungen ausbildet, zur Wand. Für diese «Freifallsäule» gibt es eine Grenzstromdichte, die nicht überschritten werden kann (ALLEN und THONEMANN, 1954). Oder mit anderen Worten: Pumpt man einer brennenden Entladung die neutralen Gasatome ab, so erlischt sie.

Gänzlich anders ist nun die Situation bei großen Stromdichten. Zwar verschwinden auch hier die neutralen Atome mit zunehmendem Strom, aber der Partialdruck des Elektronengases muß jetzt berücksichtigt werden, und das vom Strom erzeugte Magnetfeld verhindert den Teilchenstrom zur Wand (THONEMANN und COWHIG, 1951). Aus der «Freifallsäule» wird wieder eine Diffusionssäule. Nur finden wir jetzt einen Diffusionskoeffizienten, der die Diffusion durch das Magnetfeld beschreibt. Die Stöße Elektron-Ion werden jetzt wirksam und man kann sich fragen, was geschieht, wenn schließlich keine oder fast keine neutralen Atome mehr vorhanden sind.

Die Antwort auf diese Frage ist aus den vorliegenden Messungen abzulesen: Es entstehen Instabilitäten in Form von allothermen Ionen-Schallwellen. Wir sind an der Stabilitätsgrenze der Diffusionssäule.

2. Die Apparatur

Fig. 1 zeigt ein Schema der Anlage. Eine Kondensatorbank (77,5μF, 5 kV) wird über eine Induktivität (2,2 mH) durch das Gefäß entladen. Das Gefäß besteht aus einem Pyrex-Glasrohr von 1 m Länge und 9,5 cm innere Weite. Der Strom ist sinusförmig mit einer Periode von T = 2,68 ms. Die Strommessung erfolgt mit einer geeichten Rogowski-Spule. Da die Zündung der Entladung bei kleinen Drucken nicht selbständig erfolgt, mußte eine Hilfselektrode eingebaut werden. Aus praktischen Gründen wurde diese hinter der erdseiten Ringelektrode angeordnet. Sie besteht aus der Kathode einer Funkenstrecke mit Zündstift aus Wolfram. Die Hilfszündung arbeitet mit einer Kondensatorentladung (0,5μF, 5kV) von 6.25 J. Der Zeitpunkt der Hilfszündung kann unabhängig von der Hauptentladung gewählt werden.

Mit dieser Hilfszündung kann der Durchbruch bis zum Druck ≈ 0,2mTorr in Argon erzwungen werden. Da die Isolation zwischen Zündstift und Kathode aus Aluminiumoxyd besteht, ist die Verunreinigung

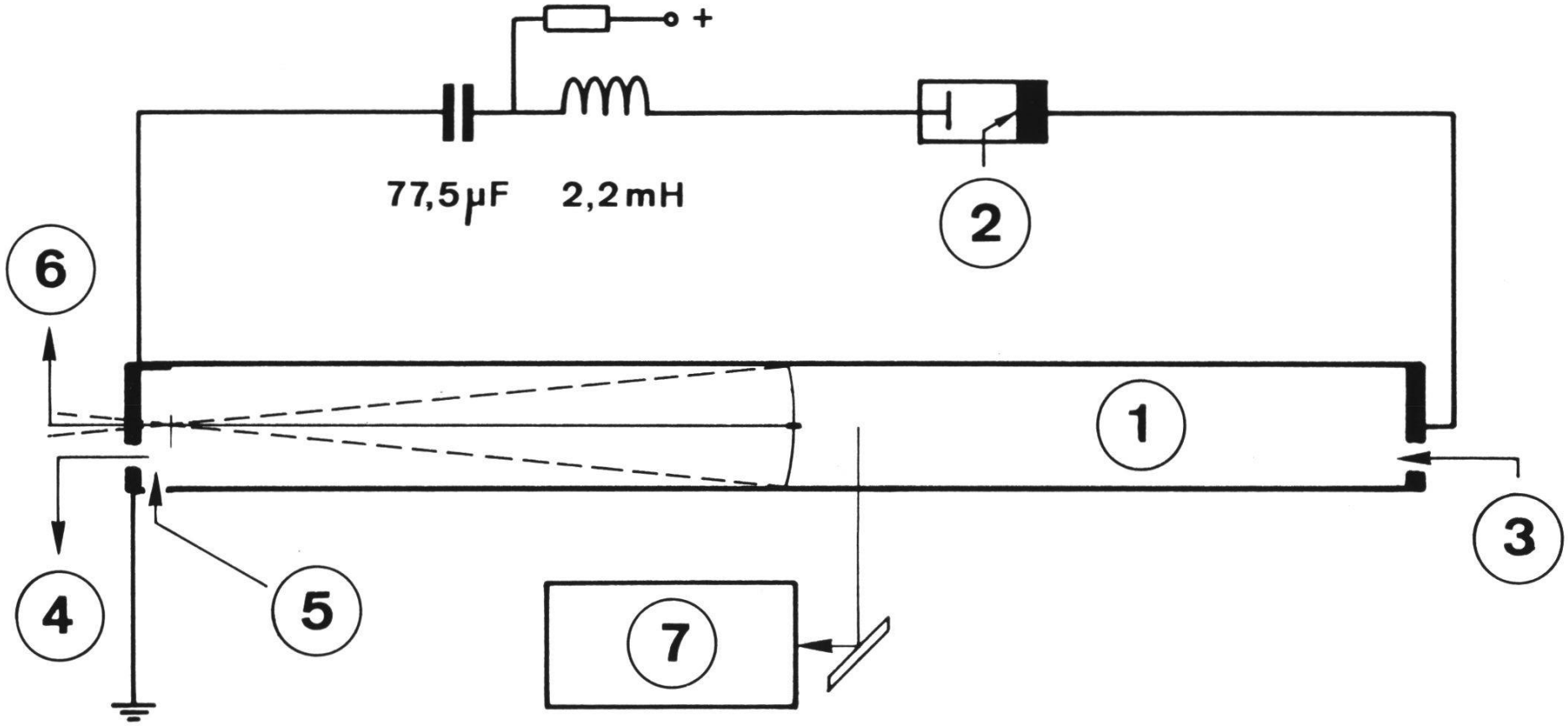

Fig. 1: Schema der Apparatur

1. Entladungsrohr, 2. Ignitron, 3. Gaseinlaß, 4. zur Pumpe, 5. Hilfszündung, 6. Sonden, 7. Monochromator.

des Entladungsraumes nur gering. Sie kann aber bei kleinem Druck nicht ganz ausgeschloßen werden (ELMIGER, 1975).

Die Spannungsmessung am Entladungsrohr arbeitet mit einem kapazitiv abgeglichenen Spannungsteiler.

Das Pumpsystem (Öldiffusionspumpe) ist über eine Kühlfalle auf der Erdseite angeschlossen. Das erreichbare Endvakuum beträgt 10^{-6} Torr. Die Druckmessung erfolgt mit einem Datametrics- und Mc Leod-Manometer. Als Füllgas dient technisches Argon (99,99 % Reinheit), das über eine Kühlfalle auf der Hochspannungsseite zuströmt. Diese Anordnung, die allein ein gleichmäßiges Durchströmen des Entladungsgefäßes garantiert, hat den Nachteil, daß bei kleinem Druck die Entladung auf die Gasflasche durchzündet. Diese muß daher isoliert aufgestellt werden. Auf eine automatische Regulierung des Gasflusses wurde daher verzichtet, denn diese hätte auch wieder gegen Hochspannung isoliert werden müssen. Es hat sich aber gezeigt, daß der Druck über ein Drosselventil zwischen Diffusionspumpe und Gefäß sehr gut geregelt werden kann und auch stabil bleibt.

Der Gasdurchfluß kann dann leicht auf 0,07 Torr lt/s eingeregelt werden.

Im folgenden benutzen wir die Bezeichnung μ für mTorr (1μ = 1m Torr).

3. Die Strom-Spannungsmessung

Die Entladungen werden bei schrittweise vermindertem Druck vorgenommen, bis Instabilitäten beobachtbar werden. Fig. 2 zeigt Spannung und Strom bei verschiedenem Druck. Das Einsetzen der Instabilitäten ist nur auf der Spannungskurve unterhalb 4μ (Fig. 2.b) zu erkennen. Jedoch ändert die Kurve ihren Charakter nicht. Die Brennspannung ist praktisch konstant. Sie beträgt hier 80 V und ändert sich nicht mit Druck und Strom innerhalb des untersuchten Bereichs zwischen $P_0 = 100\mu$ und $P_0 = 0{,}9\mu$ Argon.

Wie erwartet, ist das Auftreten von Instabilitäten auf der Stromkurve überhaupt nicht und auf der Spannungskurve nur sehr schwer zu erkennen. Das ist verständlich, denn beide Meßwerte beziehen sich ihrer Natur nach auf integrale Größen.

4. Die ArII-Linien

Bei der Beobachtung der ArII-Linien ist das Einsetzen der Instabilitäten sehr gut zu beobachten. Fig. 3 zeigt hier einige Beispiele. Bei 8μ (Fig. 3.a) brennt die Entladung noch völlig ruhig. Bei 6μ (Fig. 3.b) sieht man einige Instabilitäten. Bei 2μ (Fig. 3.c) ist die Stabilitätsgrenze erreicht oder doch sehr nahe.

Oberhalb der Stabilitätsgrenze, also bei höherem Druck, sind diese Ionenlinien aber meßbar. Natürlich ist die absolute Intensität bei diesen kleinen Dichten gering, und die Messungen sind bisher nur im Strommaximum ausgewertet worden.

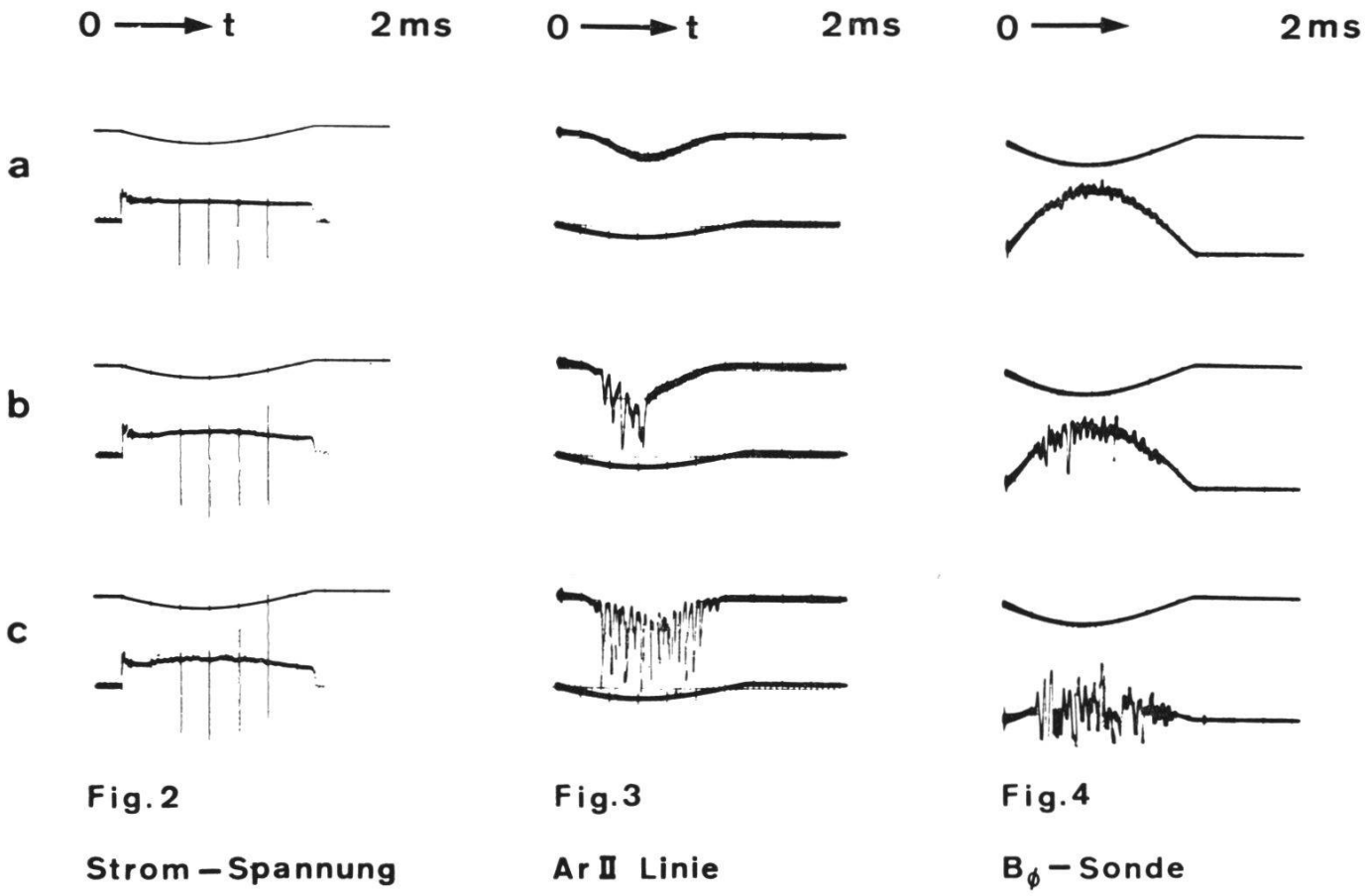

Fig. 2: Strom-Spannung, bei verschiedenem Druck: a) 7.6μ, b) 4μ, c) 2μ.

Fig. 3: Die ArII-Linie (4806Å) bei dem Druck: a) 8μ, b) 6μ, c) 2μ. (Unten: Strom).

Fig. 4: Signal der magnetischen Bø-Sonde auf verschiedenen Radien: a) r = R, b) r = R/2, c) r = o.p$_o$ = 2μ. (Oben: Strom).

Die erste Frage ist natürlich, ob durch die Linienintensitäten eine Temperatur definiert ist. Fig. 5 zeigt eine Boltzmann-Gerade von drei ArII-Linien, ausgehend von den Zuständen mit n = 4. Diese Zustände sind also nach Boltzmann besetzt, und die ermittelte Temperatur liegt bei 0.9 eV. Die Temperatur der Elektronen hingegen beträgt, wie die Sondenmessungen ergeben, 3eV. Wir haben also das für eine Säule typische Temperaturgefälle vor uns. Der Strom heizt die Elektronen. Diese übertragen ihre Energie auf die Ionen und damit auf das Neutralgas. Man kann die Stoßzeiten abschätzen und findet, daß die Temperatur der Ionen nahe bei der Gastemperatur liegen muß. Die Population der angeregten Zustände der Ionen kann also durchaus die Temperatur der Ionen wiedergeben.

Übrigens ist diese Boltzmann-Gerade (Fig. 5) eine schöne Bestätigung der von KILLIAN (1930) gemessenen Boltzmann Verteilung der Ionen in einem nichtisothermen Quecksilberplasma.

Da nun für die Identifizierung der Instabilitäten die Kenntnis der Ionentemperatur wichtig ist, wurde das Linienprofil der zwei Argon II Linien mit 4609 Å und 4806 Å über den Radius ausgemessen.

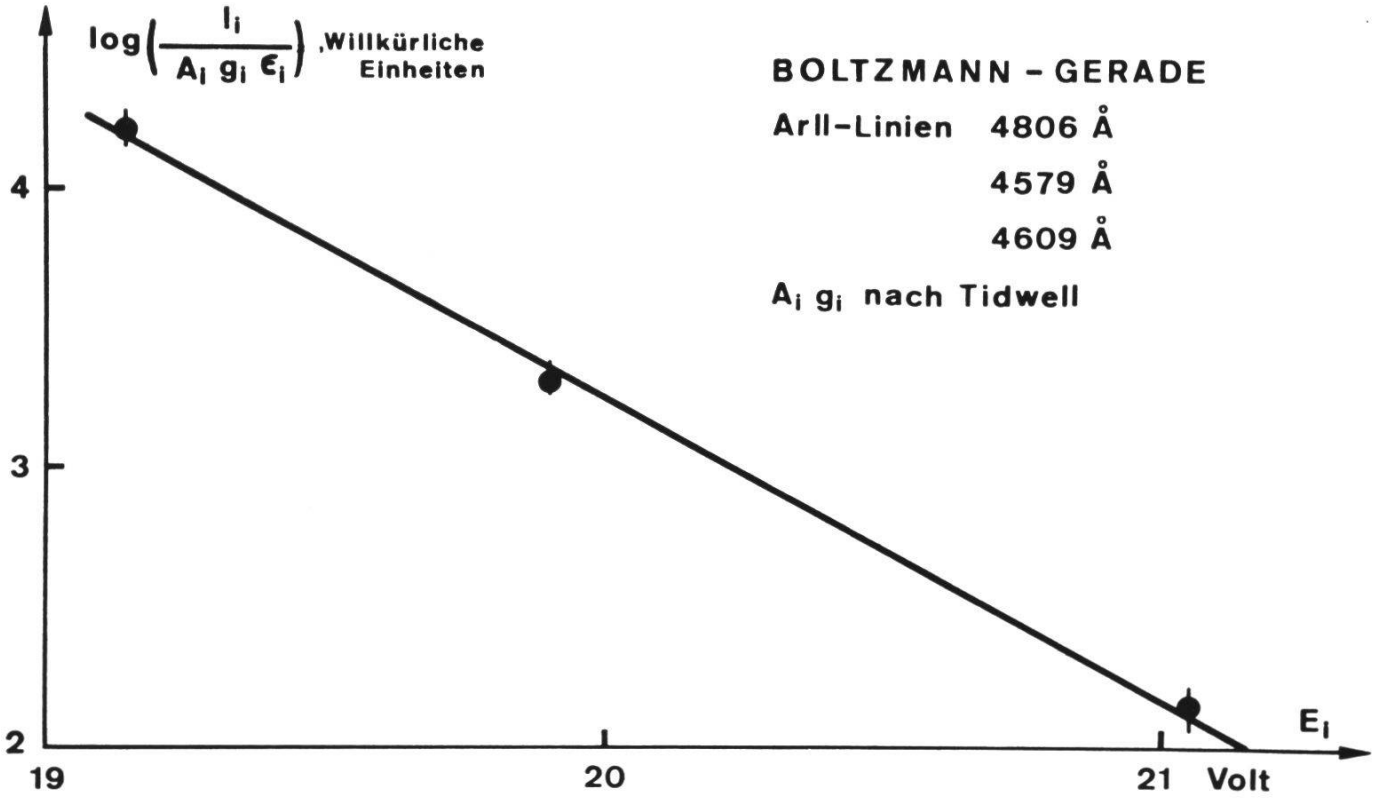

Fig. 5: Boltzmann-Gerade der ArII-Linien 4806Å, 4579Å, 4609Å.

Fig. 6 zeigt diese Intensitäten. Man erkennt bereits, daß das Verhältnis I (4806)/I (4609) mit zunehmendem Radius kleiner wird, und die Lösung des Abelschen Integrals dieser Meßwerte bestätigt den positiven Temperaturgradienten für die Ionentemperatur (Fig. 9).

Dies ist ein bemerkenswertes Resultat, dessen quantitative Deutung heute noch nicht möglich ist. Wir wissen aber, daß wegen der Neutralgasverarmung im Kern dieser Säule die Trägererzeugung hauptsächlich in der Nähe der Gefäßwandung erfolgt, obwohl die Stromdichte

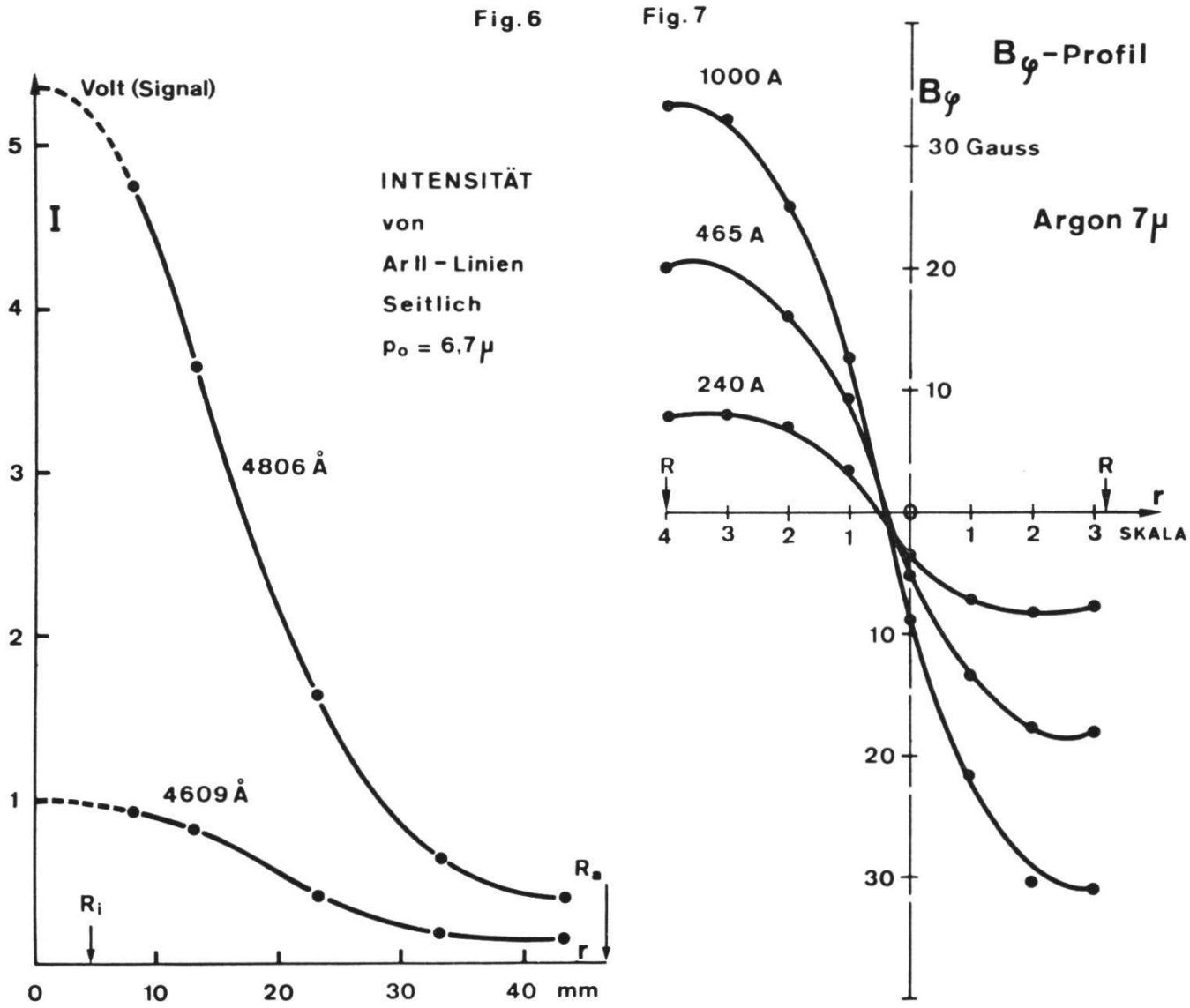

Fig. 6: Intensitätsprofil der ArII-Linien 4609Å, 4806Å.

Fig. 7: Die azimutale Komponente der magnetischen Induktion der Stromes (B_φ-Profil).

im Kern ihr Maximum hat (STEENBEK, 1939). Außerdem wäre es nicht ausgeschlossen, daß im Bereich eines großen Dichtegradienten eine Abweichung vom lokalen thermischen Gleichgewicht die Population der Zustände stört.

Ein derartiger Effekt ist von BRAUN (1971) nachgewiesen worden. Die Abklärung dieser Frage würde den Rahmen dieser Arbeit überschreiten.

Glücklicherweise genügt für die hier angestrebte Untersuchung der Stabilitätsgrenze eine Kenntnis der Ionentemperatur in der Nähe der Achse.

5. Messungen mit Sonden

Die schon bei den Linienmessungen der Ionen gefundene Stabilitätsgrenze ist mit der B_z–Sonde zwar sichtbar, aber doch viel weniger

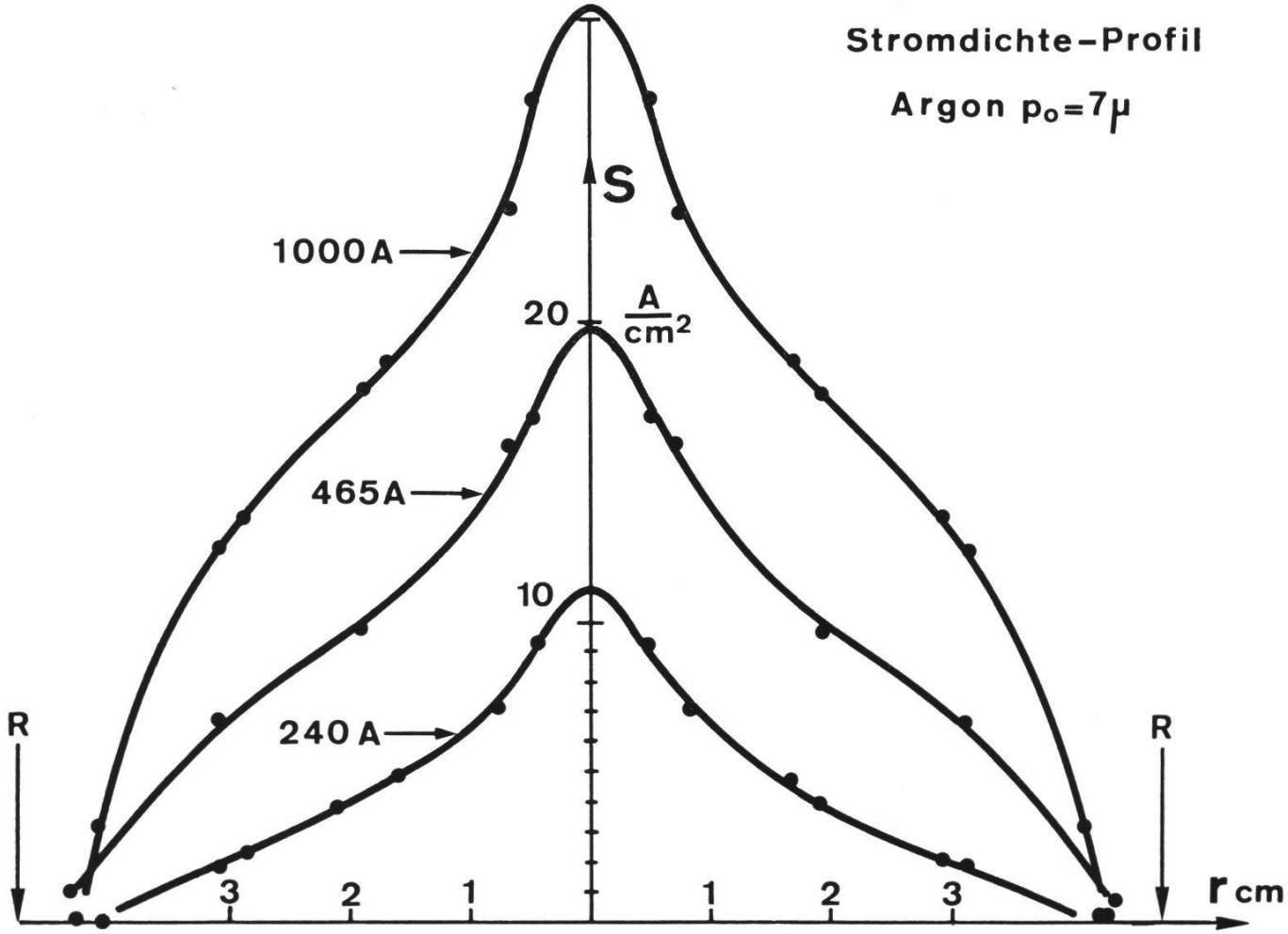

Fig. 8: Stromdichte-Profil.

ausgeprägt. Sehr schöne Resultate erhält man mit einer $B_{\emptyset}$–Sonde. Vergleicht man die Amplituden der Instabilitäten auf verschiedenen Radien, so sieht man, daß die Amplituden auf der Achse am größten sind. Dort hat auch die Stromdichte ein Maximum. Fig. 4.a zeigt das Signal bei 2μ auf dem Radius r = 38,4 mm, Fig. 4.b auf halbem Radius des Gefäßes, und Fig. 4.c ist auf der Achse aufgenommen. Oberhalb

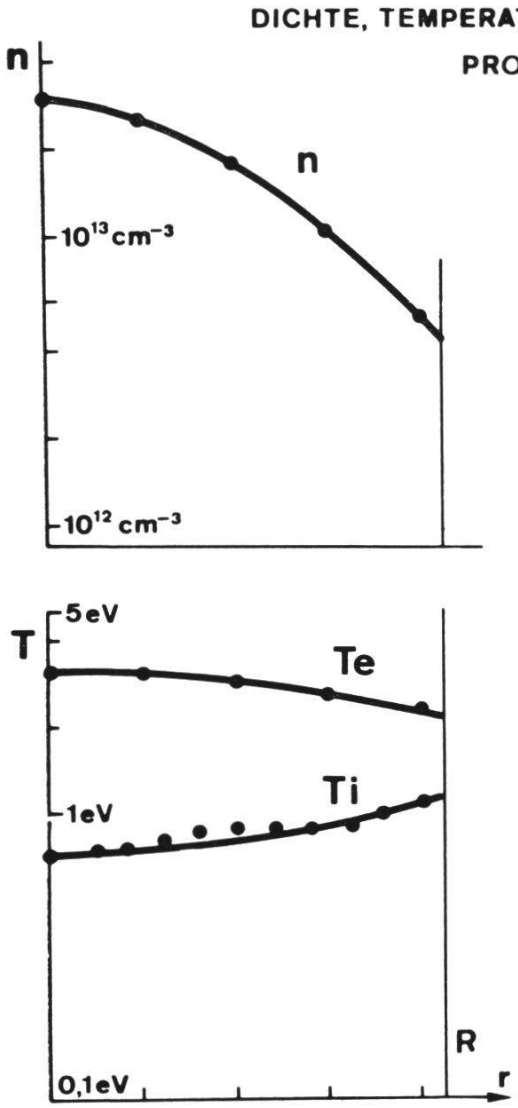

Fig.9

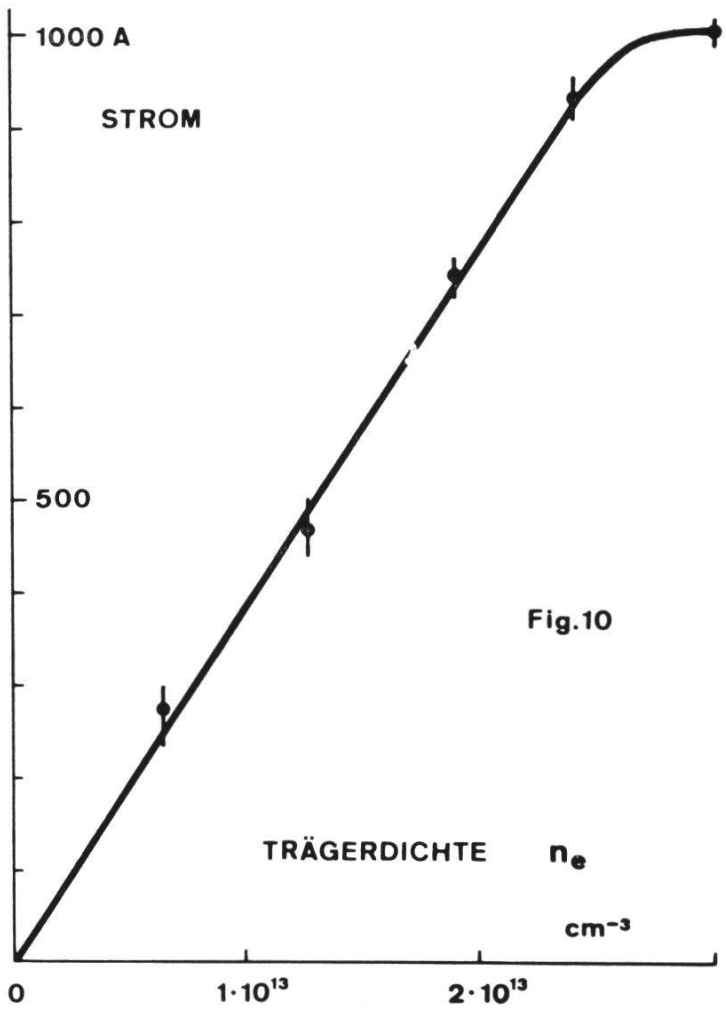

Fig.10

Fig. 9: Trägerdichte und Elektronentemperatur aus den Messungen der Doppelsonde. Ionentemperatur aus dem Linienverhältnis der ArII-Linien (nach Lösung des Abel'schen Integrals).

Fig. 10: Trägerdichte als Funktion des Gesamtstromes aus den Messungen mit der Doppelsonde.

der Stabilitätsgrenze kann das $B_{\varnothing}$–Profil gemessen werden. Fig. 7 zeigt drei derartige $B_{\varnothing}$–Profile. Mit Hilfe der 2. Maxwellgleichung folgt daraus die Stromdichte. So ergibt sich das Stromdichte-Profil wie in Fig. 8. Für alle diese Entladungen zwischen 200A und 1000A sind die Profile ähnlich. Der Strom fließt also vornehmlich in der Nähe der Achse.

Schließlich seien noch die Messungen mit der elektrischen Doppelsonde erwähnt. Die Ergebnisse bei einem stabilen Druck (7μ) sind in Fig. 9 wiedergegeben. Hier ist nur das Profil der Elektronen-Temperatur und -Dichte bei maximalem Strom aufgetragen. Die Auswertung bei verschiedenen Strömen ergibt, daß die Temperatur innerhalb der Meßfehler konstant bleibt, während die Trägerdichte linear mit dem Gesamtstrom verknüpft ist. Diese lineare Abhängigkeit von Trägerdichte und Strom ist in Fig. 10 dargestellt.

6. Die charakteristischen Größen der Säule

Es ist bemerkenswert, daß das charakteristische Verhalten einer Diffusionssäule bis zu derart großen Strömen erhalten bleibt. Bei kleinem Ionisationsgrad gilt für die Stromdichte

$$|S| = |e\, n_e b\, G|$$

und solange der Säulengradient G und damit die Beweglichkeit b konstant bleiben, wird die bekannte Proportionalität zwischen Strom und Trägerdichte beobachtet. Bei Vollionisation muß aber gelten

$$|S| = \sigma |G|$$

wo für die Leitfähigkeit σ die Spitzerformel (SPITZER, 1956) einzusetzen ist. Diese Leitfähigkeit ist unabhängig von der Dichte und nur von der Temperatur abhängig. Da nun unsere Strom-Trägerdichte Messung tatsächlich ein nahezu lineares Verhalten zeigt, lohnt es sich, das Übergansgebiet abzuschätzen. Eine solche Abschätzung ist natürlich nur möglich, wenn die Wirkungsquerschnitte für Stöße Elektron-Atom und Elektron-Ion in analytischer Form vorliegen. Für die Stöße Elek-

tron-Ion kann die Spitzerformel eingesetzt werden. Aber für den Querschnitt Elektron-Atom muß eine analytische Approximation gefunden werden. Eine solche Abschätzung finden wir z.B. bei SCHNEIDER (1975). Das Resultat ist in Fig. 11 dargestellt. Hier ist x der Ionisationsgrad. Man sieht, daß bei kleinem Ionisationsgrad der Leitwert linear vom Ionisationsgrad abhängt und daß der Einfluß der Stöße Elektron-Ion umso später einsetzt, je grösser die Elektronentemperatur ist. Bei einer Elektronentemperatur von 3eV kann also ohne weiteres ein linearer Zusammenhang zwischen Strom und Trägerdichte bis zu einem Ionisationsgrad von einigen % erwartet werden.

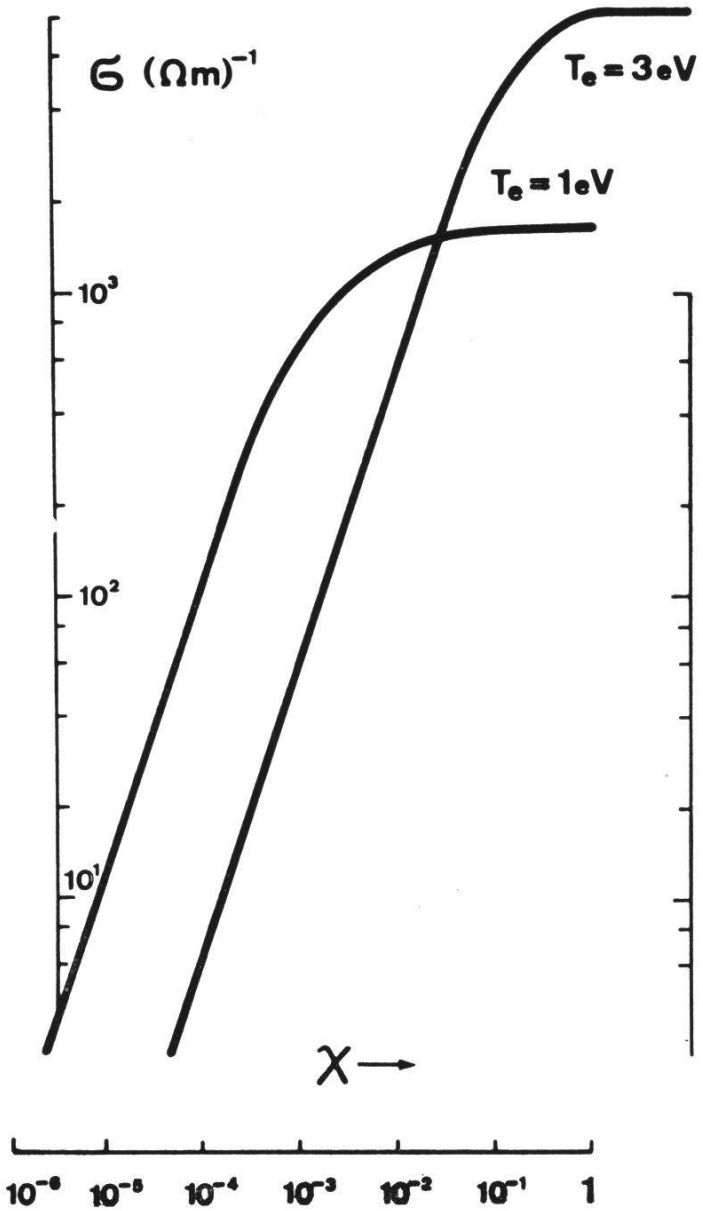

Fig. 11: Elektrische Leitfähigkeit als Funktion des Ionisationsgrades x.

Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Leitfähigkeit ist dabei allerdings nicht berücksichtigt, obwohl hier im Randgebiet das Produkt aus Zyklotronfrequenz und Stoßzeit Elektron-Ion bereits groß gegen 1 ist (VAUCHER, 1975). Der Fehler, der dadurch hervorgerufen wird, ist aber nur von der Größe 20 % und ist daher gegen den systematischen Fehler der Dichtemessung, der auf 50 % geschätzt wird, zu vernachlässigen.

Damit sind aber auch alle charakterischen Größen der Säule zu ermitteln, wenn wir uns mit Mittelwerten begnügen. Wählen wir für $n_e = 10^{13} cm^{-3}$, $p_o = 7\ \mu$, so erhalten wir einen Säulengradienten

$$|G| = |S|/\sigma \quad \text{von} \quad 44\ V/m$$

und dieser Wert paßt recht gut zu dem der gemessenen Brennspannung. Ferner ergibt sich eine Beweglichkeit

$$b = \sigma/(e\ n_e) \quad \text{von}\ 2\ 10^3\ m^2/Vs$$

und diese ist wie erwartet weit unter den Meßwerten von KILLIAN (1930), denn hier spielt das Magnetfeld eine bestimmende Rolle. Weiterhin erhalten wir eine mittlere Lebensdauer der Träger in der Säule

$$\tau = (n_e U_i)/(S\ G) \quad \text{von}\ 4\ 10^{-6} s$$

Hier ist U_i die Ionisationsspannung im Argon, und diese Lebensdauer ist um etwa einen Faktor 100 größer als in Säulen mit kleiner Stromdichte. Schließlich ergibt sich ein Diffusionskoeffizient

$$D = R^2/(5.8\tau) \quad \text{von} \quad 97\ m^2/s$$

und dieser stimmt erstaunlich gut mit dem Diffusionskoeffizienten von BOHM (1949)

$$D_{Bohm} = T_e/(16\ B) \quad \text{von}\ 62\ m^2/s$$

überein, wenn wir mit $T_e = 3eV$ und $B = 30$ Gauss rechnen.

7. Die Stabilitätsgrenze

Alle hier mitgeteilten Beobachtungen deuten darauf hin, daß die Instabilitäten durch die große Stromdichte auf der Achse der Säule hervorgerufen werden. Es ist bekannt, daß die Elektronenströme im kalten Plasma longitudinale Plasmaschwingungen hervorrufen können, und diese Situation ist theoretisch gut untersucht. Näherungsweise gilt hier, daß die Driftgeschwindigkeit der Elektronen gleich oder größer sein muß als die Ionen-Schallgeschwindigkeit. Da nun hier alle Daten zur Berechnung dieser Größen vorliegen, kann eine Analyse der Messungen vorgenommen werden.

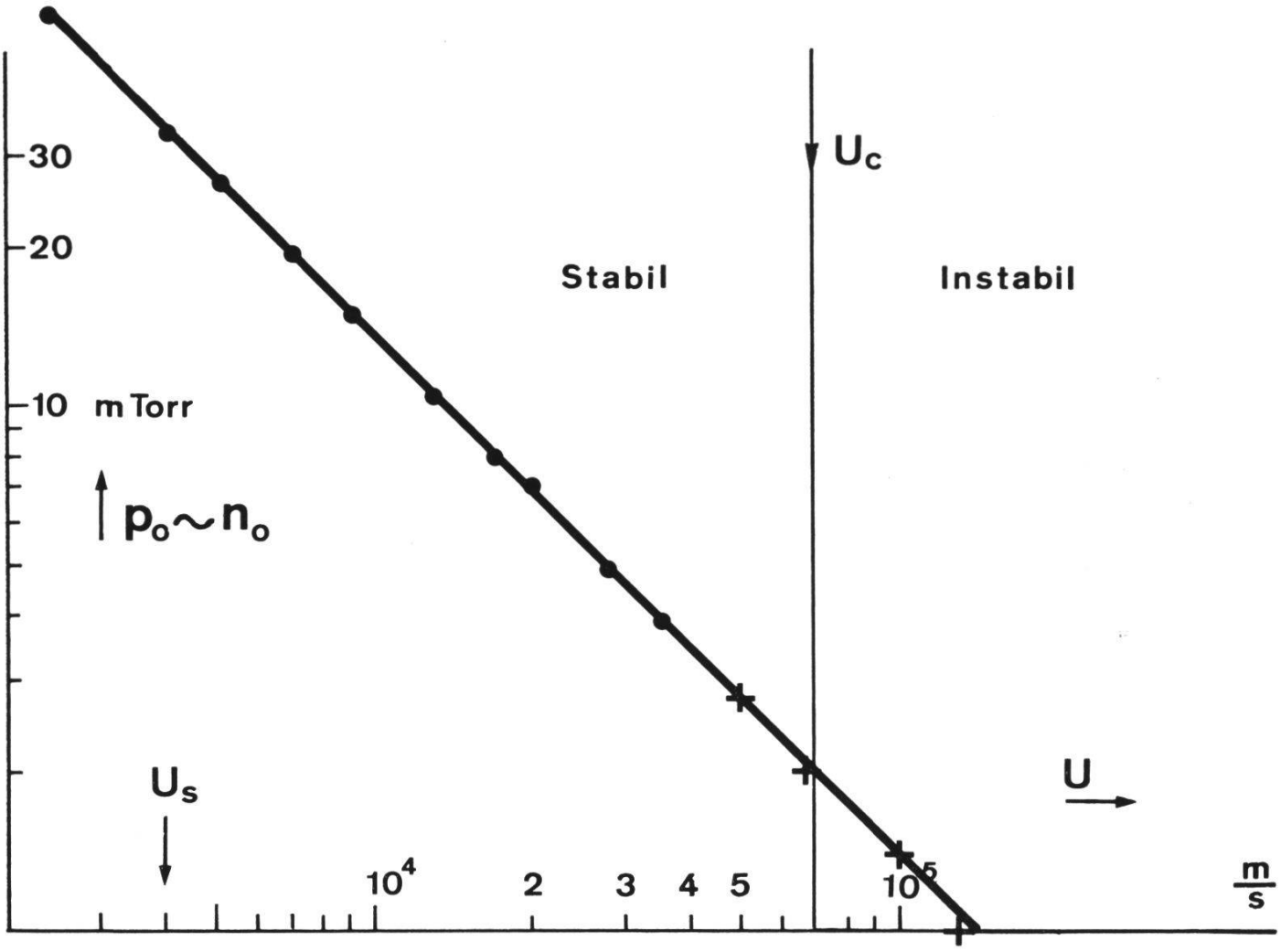

Fig. 12: Stabilitätsgrenze, berechnet nach Gordeyev zusammen mit den experimentellen Resultaten.
Die Kreuze bezeichnen Experimente, bei denen das Plasma instabil wird. Dabei ist $u = S/(en_0x)$.

In Fig. 12 sind die Driftgeschwindigkeiten für eine Reihe von Experimenten angegeben, und zugleich wird durch Punkte bezw. Kreuze angedeutet, wann Instabilitäten auftreten. Wir sehen, daß bei genügend kleinem Druck eine Stabilitätsgrenze beobachtet wird. Gleichzeitig ist hier die Ionenschallgeschwindigkeit angegeben und mit u_s bezeichnet. Demnach hätten die Instabilitäten schon viel früher auftreten müssen. Vergleichen wir nun das Resultat mit einer detaillierten Theorie, z. B. mit der von GORDEYEV (1954), bei der eine kritische Geschwindigkeit u_c berechnet wird, so finden wir, daß die Stabilitätsgrenze recht gut mit u_c übereinstimmt. Diese Theorie ist allerdings für in stoßfreies Plasma entwickelt, und so ergibt sich als neues Problem die Frage nach dem Einfluß der Stöße auf diese Stabilitätsgrenze.

8. Schlußfolgerung

Diese Ergebnisse haben zweierlei Bedeutung. Zunächst zeigen sie uns, daß die Gesetze der positiven Säule bis zu diesen Stromdichten und Drucken noch anwendbar sind, und das ist für viele Experimente, die in einem derartigen Plasma durchgeführt werden, von Wichtigkeit.

Zweitens ist damit der Mechanismus gefunden, der den Übergang zur isothermen Säule einleitet. Natürlich erwarten wir hier den Einsatz der turbulenten Heizung, und eine Ausdehnung der Untersuchung auf das instabile Gebiet ist daher von großem Interesse.

Schließlich ist noch zu bemerken, daß diese Niederdruck-Hochstrom-Säule eine interessante Entladungsform darstellt, in der man den Diffusionskoeffizienten im Eigenfeld des Stromes messen kann. Mit welcher Genauigkeit dies möglich ist, bleibt allerdings noch offen, und die theoretische Behandlung dieser Säule wäre daher von großem Interesse.

Zusammenfassung

Eine Gasentladung (10^3A), die noch bei einem Fülldruck von 1 m Torr gezündet werden kann, wird beschrieben. Bei diesen Experimenten werden Instabilitäten beobachtet, die als Ionen Schallwellen gedeutet werden.

Summary

A discharge (10^3A) in Argon at low density (ImTorr) is described. Instabilities are observed and it is shown, that these are current driven ion sound waves.

Résumé

On étudie des décharges électriques (10^3A) dans l'argon à faible pression (1mTorr). On observe des instabilités et on peut montrer qu'il s'agit d'ondes ion acoustique.

Literatur

ALLEN, J. E., AND THONEMANN, P. C.: Current limitation in a low pressure arc. Proc. Phys. Soc. *67*, 768–774 (1954).

BOHM, D.: The characteristics of electrical discharges in magnetic fields. Ch. 2, Sec. 5 (GUTHRIE, A. and WAKERLING, R. K., Eds.) McGraw-Hill: New York 1949.

BRAUN, W. G., and BIRKELUND, J. W.: Non LTE in a helium arc. Xth Int. Conf. Phen. Ionized Gases/Oxford, 391 (1971).

ELMIGER, H. P.: Erzeugung von Plasmen bei kleinem Druck des Füllgases. Laborbericht Physikinstitut, Freiburg/Schweiz, PL-FR *110* (1975).

GORDEYEV, G. V.: Collective oscillations in a plasma. International series of monographs in nat. phil. (AKHIEZER, A. I. et al. Eds.), *77*, Pergamon Press: New York 1967.

KILLIAN, T. J.: The uniform positiv colum of an electric discharge in mercury vapor. Phys. Rev. *35*, 1238–1252 (1930).

SCHNEIDER, H.: Eine Plasmasäule in Argon und ihre Stabilitätsgrenze. Laborbericht Physikinstitut, Freiburg/Schweiz, PL-FR *113* (1975).

SPITZER, L.: Physics of fully ionized gases. Interscience Publishers Inc.: New York 1956.

STEENBEK, M.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den Einfluß des Elektronenpartialdruckes in Niederdrucksäulen. Wiss. Veröff. Siemens *18*, 318–336 (1939).

THONEMANN, P. C., and COWHIG, W. T.: The role of the self magnetic field in high current gas discharges. Proc. Phys. Soc. B, *64*, 345–354 (1951).

TIDWELL, E. D.: Transition probabilities of argon II. J. Q. Sp. Rad. Tr. *12*, 431–441 (1972).

TONKS, L., and LANGMUIR, I.: A general theory of the plasma in an arc. Phys. Rev. *34*, 876–922 (1929).

VAUCHER, B., VACLAVIK, J., and SCHNEIDER, H.: Electrical conductivity of a fully ionized plasma in a magnetic field. XIIth Int. Conf. Phen. Ionized Gases Eindhoven 1975, Contributed Papers, 397.