

# Energieverteilung der Argon- und Wasserstoffionen aus einer Hochfrequenzionenquelle\*

Von HORST LÖB

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Gießen  
(Z. Naturforschg. 16 a, 67–75 [1961]; eingegangen am 29. August 1960)

Herrn Prof. Dr. W. Hanle zum 60. Geburtstag gewidmet

Die Energieverteilung von  $A^+$ ,  $H^+$ ,  $H_2^+$ - und  $H_3^+$ -Ionen aus einer Hochfrequenzionenquelle wird — nach Massen getrennt — gemessen und gedeutet. In den Energiespektren treten bis zu acht verschiedene Peaks auf. Untersucht werden Höhe, Energie, Breite und zeitliche Modulation der Energiepeaks in Abhängigkeit von den Betriebsparametern.

Die beiden Peaks mit der größten Extraktionsenergie werden von Plasmaionen gebildet, zwei weitere Peaks entstehen im oberen Teil des Raumladengebietes hauptsächlich durch Ionenumladung. Die Aufspaltung der Plasma- und der Raumladapeaks erfolgt durch hochfrequente Schwingungen der Plasmagrenze. Diese bedingen auch eine zeitliche Ionenstrommodulation. Zwei Nebenpeaks röhren von Sekundärelektronenstößen im unteren Teil des Raumladengebietes her; die beiden energieärmsten Peaks entstehen durch Ionenumladung in bzw. hinter dem Extraktionskanal.

Nach der klassischen LANGMUIRSchen Sondentheorie besitzen die durch ein elektrisches Gleichfeld aus einem Hf-Plasma extrahierten Ionen eine Energie, die der vollen angelegten Extraktionsspannung entspricht. Ihre Energiestreuung ist durch die thermische Ionenenergie im Plasma gegeben und liegt unter 1 eV. Drei empirische Befunde widersprechen dieser Vorstellung:

1. Alle bisherigen Experimente<sup>1</sup> zeigen eine um zwei bis drei Größenordnungen größere Energiebreite.
2. Im Energiespektrum treten neben dem zu erwartenden Hauptpeak Nebenpeaks bei niedrigeren Energien auf<sup>2, 3</sup>.
3. Der extrahierte Ionenstrom ist mit der Senderfrequenz moduliert<sup>4, 5</sup>.

Die vorliegende Arbeit hatte zum Ziel, weitere Messungen vorzunehmen und eine Theorie zu entwickeln, die alle empirischen Befunde erklären kann.

## Apparatur und Meßprinzip

In wesentlichen Zügen ist die Apparatur bereits früher beschrieben worden<sup>3</sup>.

### 1. Ionenquelle

Die Ionen wurden in einer Hochfrequenzgasentladung erzeugt. Das Entladungsgefäß, eine Pyrexflasche von

180 cm<sup>3</sup> Inhalt, lag in der Schwingspule eines selbsterregten HARTLEY-Oszillators. Die Senderfrequenz betrug 27 MHz. Die Ionen wurden axial durch eine von 0 bis 5 kV variierbare Extraktionsspannung aus dem Entladungsplasma abgesaugt. Die Extraktionskathode besaß eine zylindrische Bohrung von 2,5 mm Länge und 1 mm Durchmesser. Unmittelbar davor war ein Quarzröhrchen angebracht. Das kathodische Extraktionssystem ist mit einigen Äquipotentialflächen in Abb. 1 dargestellt.

### 2. Energieanalysator

Es werden nur einfach geladene Ionen betrachtet. Für ihre Energie  $E$  beim Verlassen der Quelle kann man schreiben:

$$E = e \alpha U_e, \quad (1)$$

wobei  $e$  die Elementarladung und  $U_e$  die Extraktionsspannung ist. Die Energiespektren  $J_i(E)$  ( $J_i$  = extrahierter Ionenstrom) wurden nach Massen getrennt aufgenommen. Dies erforderte die Verwendung eines kombinierten elektrisch-magnetischen Analysators. Er bestand aus einem elektrostatischen Nachbeschleunigungssystem, einem Trennmagneten und einer als Ionendetektor dienenden Ionisationskammer. Beim Eintritt in das Magnetfeld besaßen die Ionen also eine Gesamtfallspannung von  $\alpha U_e + U_b$  ( $U_b$  = Nachbeschleunigungsspannung).

Bei genügend hoher Nachbeschleunigung ließ sich ein Überlappen der Energiespektren benachbarter Massen vermeiden. Das Massenauflösungsvermögen  $A_m = m_{i1}/(m_{i2} - m_{i1})$  betrug ( $m_{i1}$  und  $m_{i2}$  zwei benach-

\* Auszug aus D 26.

<sup>1</sup> D. KAMKE, Handbuch der Physik XXXIII, Springer-Verlag, Berlin 1956.

<sup>2</sup> G. FORST, Z. angew. Phys. 10, 546 [1958].

<sup>3</sup> R. HÖLZ u. H. LÖB, Z. Naturforschg. 13 a, 602 [1958].

<sup>4</sup> J. ERÖ, Nucl. Instrum. 3, 303 [1958].

<sup>5</sup> G. C. PHILLIPS, E. B. PAUL, A. T. G. FERGUSON, A. B. WHITEHEAD, T. GRJEBINE, R. MOREAU u. O. OLEKOWSKY, Nucl. Instrum. 3, 43 [1958].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

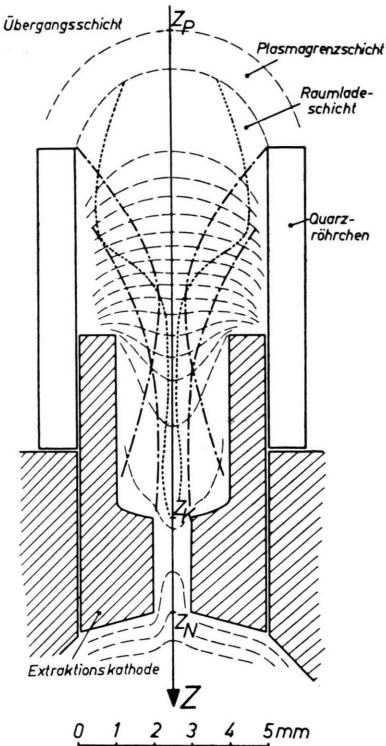


Abb. 1. Kathodisches Extraktionssystem mit Äquipotentialflächen (gestrichelt), Strahlbegrenzung der Plasma- und Raumladungssionen (gestrichelpunktet) und extraktionsgünstigem Gebiet (gepunkteter Rand). 3 kV Extraktionsspannung, 0,3 mA integraler Ionenstrom.

barte Ionenmassen) :

$$A_m = \left( \frac{U_b}{U_e} + \alpha_2 \min \right) / (\alpha_1 \max - \alpha_2 \min).$$

Bei 3 kV Saugspannung und 18 kV Nachbeschleunigungsspannung (und  $\alpha_1 \max = 1$ ,  $\alpha_2 \min = 0$ ) belief sich  $A_m$  auf 6. Auch bei  $U_e = 5$  kV (und  $U_b = 16$  kV) reichte die Auflösung mit 3,2 noch aus, um die  $H_2^+$ - und  $H_3^+$ -Spektren vollständig zu trennen.

Das Energiespektrum  $J_i(E)$  einer Ionenmasse wurde aufgenommen, indem bei konstantem Magnetfeld die Nachbeschleunigungsspannung variiert wurde. Bedingt durch das unveränderte Magnetfeld gelangten nur Ionen konstanter Gesamtfallspannung  $\alpha U_e + U_b$  in den Ionen-Detektor. Die Änderung der Nachbeschleunigungsspannung  $U_b$  bewirkte so eine proportionale Verschiebung der Extraktionsenergie  $E$  des im Detektor registrierten Ionenstroms  $J_i$ . Die  $U_b$ -Variation erfolgte automatisch mit einem Synchronmotor. Der Detektorstrom  $J_i$  bzw. das Energiespektrum  $J_i(E)$  wurde mit einem elektronischen Kompensographen geschrieben. Abb. 2 zeigt vier typische Diagramme.

Beim Übergang zu einer anderen Ionenmasse wurde der Magnetstrom entsprechend verstellt. Die Gesamtfall-

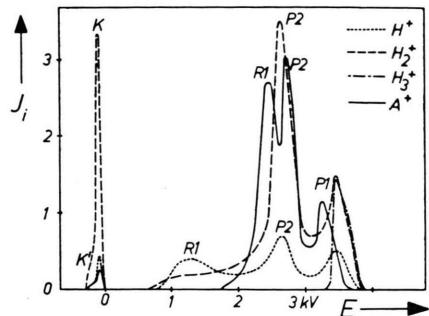


Abb. 2. Typische Energiespektren  $J_i(E)$  von  $A^+$ ,  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ . 3 kV Extraktionsspannung, 130 W Senderleistung,  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr Druck.

spannung betrug immer 21 kV. Das Energieauflösungsvermögen  $A_e = E/\Delta E$  war durch den Durchmesser der Detektoreintrittsöffnung ( $\phi = 0,3$  mm) begrenzt:

$$A_e = \frac{1}{2} \frac{\Theta}{\phi}.$$

Der Dispersionskoeffizient  $\Theta$  des verwendeten Magneten betrug 22 cm. Damit ergab sich das Energieauflösungsvermögen  $A_e$  des Analysators zu 370.

### 3. Modulationsdetektor

Die zeitliche Verteilung des extrahierten Ionenstroms wurde nach Massen und Energien getrennt aufgenommen. Als Detektor diente ein organischer Leuchtstoff (*p*-Terphenyl). Die Auflösungsgrenze der Modulationsmessungen war durch die RC-Zeit der Meßanordnung Leuchtstoff-PSEV-Oszilloskop (1,3 · 10<sup>-8</sup> sec) und durch statistische Ionenstromschwankungen gegeben.

### Meßergebnisse

Untersucht wurden die Energiespektren von  $A^+$ ,  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  (s. Anm.<sup>6</sup>). Argon wurde gewählt, weil das Hauptisotop zu 99,63% vorkommt und auch keine häufigen Fremdionen in der Nähe der Massenzahl 40 liegen. An Hand der drei Wasserstoffionensorten wurde der Einfluß von Dissoziations- und Anlagerungsprozessen auf die Energieverteilung bestimmt.

Abb. 2 zeigt für eine typische Betriebsparameterkombination je ein Energiespektrum von  $A^+$ ,  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ . Man erkennt mehrere Peaks, von denen jeder durch eine Ionengruppe bestimmter mittlerer Extraktionsenergie gebildet wurde. Insgesamt wurden acht verschiedene Energiepeaks P 1, P 2, R 1, R 2, N 1, N 2, K und K' gefunden. Allerdings konnten nie alle gleichzeitig beobachtet werden. Nur der

<sup>6</sup> Kontrollmessungen an Helium zeigten die gleichen Verhältnisse wie bei Argon.

1. Plasmapeak P 1, der Hauptkanalpeak K und der Nebenkanalpeak K' wurden bei allen Ionenmassen registriert. Der 2. Plasma- und der 1. Raumladepack P 2 und R 1 fehlte in den  $H_3^+$ -Spektren (Abb. 2), während der 2. Raumladepack R 2 lediglich bei Argon<sup>6</sup> und nur bei Senderleistungen unter 75 W gefunden wurde. Die Nebenpeaks N 1 und N 2 traten – zumeist als Schulter – nur bei hohen Extraktionsspannungen in den Argonspektren auf.

Die *Extraktionsenergie*  $E$  der Plasma- und Raumladepacks hing von der Extraktionsspannung ab, die der Neben- und Kanalpeaks nicht (Abb. 3, Tab. 1).

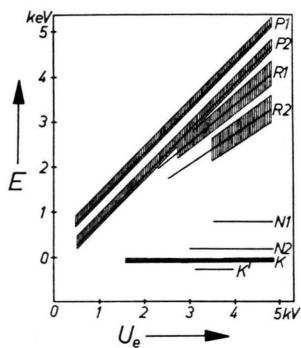


Abb. 3. Extraktionsenergie  $E$  der  $A^+$ -Peaks P 1, P 2, R 1, R 2, N 1, N 2, K und K' in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung  $U_e$ . Schraffiert: Halbwertsbreite der Peaks.

$A^+$	$H^+, H_2^+, H_3^+$
$E_{P1} = e U_e + 250 \text{ eV}$	$E_{P1} = 1,2 e U_e$
$E_{P2} = e U_e - 250 \text{ eV}$	$E_{P2} = 0,88 e U_e$
$E_{R1} = 0,82 e U_e$	$E_{R1} = 0,43 e U_e$
$E_{R2} = 0,66 e U_e$	
$E_{N1} \approx 800 \text{ eV}$	
$E_{N2} = 150 \text{ eV}$	
$E_K = -80 \text{ eV}$	$E_K = -80 \text{ eV}$
$E_{K'} = -250 \text{ eV}$	$E_{K'} = -250 \text{ eV}$

Tab. 1. Übersicht über die Extraktionsenergien aller beobachteten Peaks.

Die  $E(U_e)$ -Geraden der beiden Argon-Plasmapeaks waren parallel<sup>7</sup>. Ihr Energieabstand betrug 500 eV. Die „negativen“ Energiewerte von K und K' bedeuten, daß die Kanalionen aus dem Extraktionsfeld gar keine Energie und aus dem Nachbeschleunigungsfeld 80 eV bzw. 250 eV weniger als  $e U_b$  aufnehmen. Die Extraktionsenergien hingen vom Gasdruck und von der Senderleistung nicht ab. Lediglich  $E_{R2}$  nahm mit der Senderleistung zu (von 0 bis 40 W

<sup>7</sup> Die Kurven von Abb. 3 sind aus zwölf Meßreihen gemittelt. Genauigkeit  $\pm 5\%$ . Meßgenauigkeit bei den Kanalpeaks:  $\pm 100 \text{ eV}$ , bei N1  $\pm 200 \text{ eV}$ .

um 450 eV und von 40 bis 75 W um 120 eV), die R 1-Energie nahm etwas ab, so daß sich der Energieabstand von R 1 und R 2 mit der Senderleistung verringerte.

Die *Halbwertsbreite*  $\Delta E$  der Peaks (in Abb. 3 schraffiert, Tab. 2), das heißt die Energiestreuung in einer Ionengruppe, hing – außer bei R 1 – von den Betriebsparametern nicht ab.

	P1	P2	R1	R2	K
$A^+$	220	250	$0,12 e U_e$	550	100
$H^+$	350	380	600	–	70
$H_2^+$	350	330	–	–	70
$H_3^+$	300	–	–	–	70

Tab. 2. Halbwertsbreiten der fünf Hauptpeaks von Argon und Wasserstoff in eV (Genauigkeit  $\pm 20\%$ ).

In Abb. 4 ist die *Höhe*  $J_i$  der Argonpeaks P 1, P 2, R 1, R 2, N 1 und K bei 150 W Senderleistung (R 2 und N 1 bei 60 W) und  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr Gasdruck gegen die *Extraktionsspannung*  $U_e$  aufgetragen. P 1 und P 2 besaßen danach gleiche  $U_e$ -Abhängigkeit. Bei 1,8 kV bzw. 1,3 kV hatten sie ihre größte Höhe.

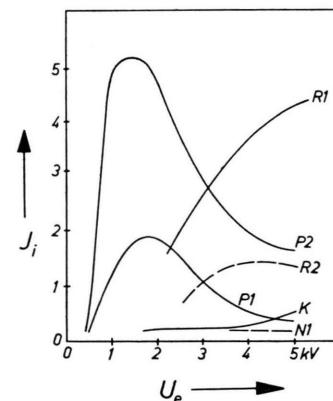


Abb. 4. Abhängigkeit der  $A^+$ -Peakhöhen  $J_i$  von der Extraktionsspannung  $U_e$ . 150 W Senderleistung (bei R 2 und N 1 60 W),  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr Gasdruck.

R 1 und der Kanalpeak K wuchsen monoton mit  $U_e$ . Auch für andere Senderleistungen und Gasdrücke erhielten wir die gleichen Kurven<sup>6</sup>. Die Messungen an Wasserstoff brachten neben qualitativ dem Argon ähnlichen Abhängigkeiten folgende charakteristische Unterschiede: R 1 war innerhalb des gesamten  $U_e$ -Variationsbereiches stets kleiner als P 2, mindestens um den Faktor 2. Alle Kanalpeaks besaßen bei 3 kV ihre größte Höhe. Die optimalen Betriebsparameter aller Argon- und Wasserstoffpeaks sind in Tab. 3 zusammengestellt.

		P1	P2	R1	R2	K
optimale Saugspannung (in $kV \pm 0,3 kV$ ) bei $5 \cdot 10^{-2}$ Torr und 150 W ( $A^+$ ) bzw. 120 W (Wasserstoff)	$A^+$ $H^+$ $H_2^+$ $H_3^+$	1,8 $< 2$ $< 2$ $< 1$	1,3 $< 1$	$> 5$	4 (bei 60 W)	$> 5$ 3 3 3
optimale Senderleistung (in W $\pm 20$ W) bei $5 \cdot 10^{-2}$ Torr und 3 kV	$A^+$ $H^+$ $H_2^+$ $H_3^+$	$\geq 350$ $> 250$ 120 $> 250; (125)$	$> 350$ 190 110	180; (30) 140	50	340; (30) 150 115
optimaler Gasdruck (in $10^{-2}$ Torr $\pm 10\%$ ) bei 3 kV und 150 W ( $A^+$ ) bzw. 120 W (Wasserstoff)	$A^+$ $H^+$ $H_2^+$ $H_3^+$	$\approx 2,5$ 4,3 3,5 5,2; (31)	2,5 (45); 27 4,5; (22)	4 (4,3); 70	$\geq 5$	13 (4,5); 50 (4,5); 22 35

Tab. 3. Optimale Betriebsparameter der fünf Hauptpeaks von Argon und Wasserstoff  
(Nebenoptima sind in Klammern angegeben).

Abb. 5 zeigt die Abhängigkeit der Argon-Peakhöhen  $J_i$  von der Senderleistung  $N_a$ . P 1 und P 2 besaßen wiederum denselben typischen Gang. R 1 dominierte bei niedrigen Senderleistungen oder hohen Extraktionsspannungen (Abb. 4), P 2 bei großen  $N_a$ - bzw. kleinen  $U_e$ -Werten. Die  $J_i(N_a)$ -Kurven von R 1 und K hatten bei 30 W Nebenmaxima. Der R 2-Peak trat nur unterhalb 75 W auf. Die beiden letzten Befunde deuten eine Änderung der Entladungsverhältnisse bei 70 bis 80 W an.

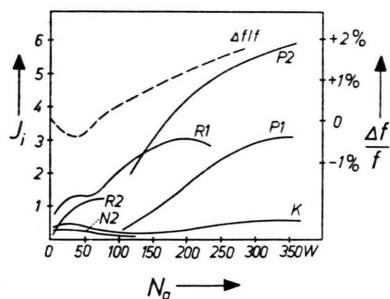


Abb. 5. Abhängigkeit der  $A^+$ -Peakhöhen  $J_i$  und der relativen Frequenzverstimmung  $\Delta f/f$  des Senders von der Senderleistung  $N_a$ . 3 kV Extraktionsspannung,  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr Gasdruck.

Um dies nachzuweisen, wurde die relative Frequenzverstimmung  $\Delta f/f$  des Senders gemessen (Abb. 5, gestrichelte Kurve). Sie war unterhalb 70 W negativ, oberhalb positiv. Deutung<sup>8</sup>: Bei sehr niedrigen Senderleistungen war die induzierte Spannung zu klein, um den Elektronen die zur Ionisierung nötige Energie zu geben. Die ionisierenden Elektronen wurden in dem hochfrequenten elektrischen Feld beschleunigt, das zwischen den Spulenwindungen auftrat. Die Einkoppelung der Hf-Energie und die Belastung des Schwingkreises waren

kapazitiv. Mit wachsender Senderleistung wurde die Ionendichte im Entladungsraum und damit die Abschirmung gegen das axiale Feld größer. Die Hf-Energie wurde induktiv eingekoppelt, sobald die Umlaufspannung den Wert der Brennspannung erreicht hatte.

Die Peakhöhen in den  $H^+$ -Spektren zeigten die gleiche  $N_a$ -Abhängigkeit wie bei Argon. Dagegen ergaben die  $J_i(N_a)$ -Kurven von  $H_2^+$  ein völlig anderes Bild: Die optimalen Senderleistungen aller  $H_2^+$ -Peaks lagen zwischen 110 W und 120 W. Die  $J_i(N_a)$ -Kurve des  $H_3^+$ -Plasmapeaks besaß bei 125 W ein mit dem  $H_2^+$ -P 1-Optimum zusammenfallendes Nebenmaximum und wuchs bei höheren Senderleistungen – wie der  $H^+$ -P 1-Peak – mit  $N_a$  weiter an.

Die Abhängigkeit der Argon-Peakhöhen  $J_i$  vom Gasdruck  $p_i$  (bei 3 kV Saugspannung und 150 W Senderleistung) zeigt Abb. 6. P 1 und P 2 sowie R 1 und R 2 hatten die gleiche Druckabhängigkeit. R 1 besaß einen höheren optimalen Druck ( $4 \cdot 10^{-2}$  Torr) als P 1 und P 2 ( $2,5 \cdot 10^{-2}$  Torr). Bei  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr nahm die Kanalionenzahl plötzlich stark zu, ihr Maximum lag bei  $13 \cdot 10^{-2}$  Torr (Tab. 3).

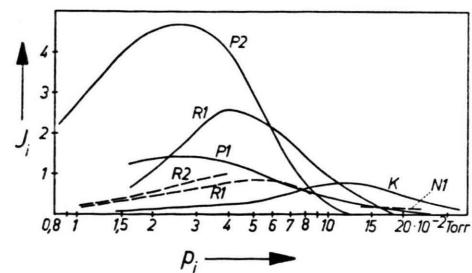


Abb. 6. Abhängigkeit der  $A^+$ -Peakhöhen  $J_i$  vom Gasdruck  $p_i$ . 3 kV Extraktionsspannung, 150 W Senderleistung (gestrichelte Kurven: 30 W).

<sup>8</sup> G. BIRKHOFF, Z. angew. Phys. 10, 204 [1958].

Die meisten  $J_i(p_i)$ -Kurven von Wasserstoff hatten zwei Maxima, eines zwischen 4 und  $4,5 \cdot 10^{-2}$  Torr, das zweite bei höheren Drucken. Wie bei Argon dominierten bei hohen Drucken (einige  $10^{-1}$  Torr) die Kanalpeaks. Die sprunghafte Zunahme der  $H^+$ -Kanäle fand bei  $9 \cdot 10^{-2}$  Torr, für  $H_2^+$  bei  $8 \cdot 10^{-2}$  Torr und für  $H_3^+$  bei  $11 \cdot 10^{-2}$  Torr statt.

Nach anderen Autoren<sup>9</sup> ist der (integrale) Ionenstrom dann besonders groß, wenn die Tiefe des (sich vor der Extraktionskathode befindlichen) Quarzröhrcens (Abb. 1) gleich seinem Durchmesser ist. Unser Messungen zeigten, daß dies nur für den 1. Raumladepunkt, sowie bei niedrigen Drucken ( $2,5 \cdot 10^{-2}$  Torr) für P 1 und P 2 gilt. Die Kanalpeakhöhe und (bei höheren Drucken) die P 1- und P 2-Ionenintensität nahmen dagegen mit der Länge der Quarzröhren monoton ab.

Bei längerer Betriebsdauer bildet sich an der Wand des Entladungsgefäßes ein Belag aus zerstäubtem Elektrodenmetall. Durch diesen Alterungsprozeß bedingt, ging besonders die P 2-Ionenzahl zurück, vor allem im  $H^+$ -Spektrum, während sich die R 1- und K-Höhe nur sehr wenig änderte.

Der extrahierte Ionenstrom war mit der Senderfrequenz zeitlich moduliert. Die Modulation wurde bei allen Wasserstoff- und Argonpeaks gefunden. Sie änderte sich mit den Betriebsparametern nicht. Der Modulationsgrad war sehr hoch, er betrug bis zu 100%. Eine Periodenform ließ sich nicht erkennen, da die Modulation unregelmäßigen, statistischen Schwankungen unterworfen war. Diese stammten nicht von der Registrieranordnung oder vom Sender. Die Modulationsart ließ sich durch Verwendung verschiedener Detektorblenden bestimmen. Bei allen Peaks – außer dem breiten  $H^+$ -R 1-Peak – war reine Energiemodulation auszuschließen. Es lag reine Intensitätsmodulation oder eine gemischte Energie-Intensitätsmodulation vor.

<sup>9</sup> E. SKURNIK, Comm. Phys. Math. Soc. Sci. Fennica **19**, 4 [1957] und H. R. ALLAN u. N. SARMA, J. Sci. Instrum. **33**, 447 [1956].

<sup>10</sup> Nach der modernen Plasmatheorie [siehe z. B. F. WENZEL, Z. angew. Phys. **2**, 59 [1950] oder D. KAMKE u. H. J. ROSE, Z. Phys. **145**, 83 [1956]] ist – im Gegensatz zur alten LANGMUIRSchen Sondentheorie – das Plasma in der Nähe der Plasmagrenze gestört, d. h. weder quasineutral noch feldfrei. Das Potentialgefälle an dieser Übergangsschicht beträgt  $\frac{1}{2} k T_e/e$ , bei  $10^5$  Grad Elektronentemperatur 4,3 V.

<sup>11</sup> In der Plasmagrenzschicht nimmt die Konzentration der Plasmalelektronen exponentiell bis (definitionsgemäß) auf ein Zehntel der Ionendichte ab. Das Potentialgefälle an

## Diskussion der Meßergebnisse

Die Deutung der Experimente soll nach Energipeaks geordnet vorgenommen werden.

Die beiden *Plasmapeaks*, P 1 und P 2, werden gemeinsam diskutiert, denn sie besitzen den gleichen Entstehungsmechanismus. Die Plasmaionen werden im ungestörten Plasma der Hochfrequenzentladung gebildet. Sie diffundieren in die Übergangsschicht<sup>10</sup> und werden durch das dort herrschende schwache Feld (etwa 0,3 V/mm) auf die Plasmagrenzschicht<sup>11</sup> beschleunigt, in die sie mit etwa 4 eV Energie<sup>10</sup> eindringen. In der sich an die Plasmagrenzschicht anschließenden unipolaren Raumladungsschicht findet dann die Hauptbeschleunigung statt. Die Plasmaionen verlassen danach die Ionquelle durch den Extraktionskanal.

Ihre Extraktionsenergie  $E_p$  entspricht der Potentialdifferenz zwischen Plasma und Extraktionskathode<sup>12</sup>:

$$E_p = e \left[ U_e + \frac{k T_e}{e} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{2 \pi m_e} - \ln \frac{F_p + F_a}{F_a} - \ln \frac{n_i(z_p)}{n_e(z_p)} \right) \right] \quad (2)$$

( $k$  BOLTZMANN-Konstante,  $T_e$  Elektronentemperatur im Plasma,  $m_e$  Elektronenmasse,  $F_p$  Fläche der Plasmagrenzschicht,  $F_a$  Fläche der Extraktionsanode,  $n_i$  Ionendichte,  $n_e$  Elektronendichte,  $z_p$  Ortskoordinate der Grenze zwischen Übergangsschicht und Plasmagrenzschicht).

Der zweite Summand, die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Extraktionsanode, beträgt unter den vorliegenden Bedingungen [ $T_e = 10^5$  °K,  $F_p = 0,32$  cm<sup>2</sup>,  $F_a = 0,5$  cm<sup>2</sup>,  $n_i(z_p)/n_e(z_p) = 1,1$ ] für Argon 35 V, für Protonen 20 V. Die Experimente (Tab. 1) zeigen, daß die Mitte zwischen P 1 und P 2,  $\frac{1}{2}(E_{P1} + E_{P2})$ , der theoretischen Extraktionsenergie  $E_p$  entspricht. Die sich aus der modernen Plasmatheorie ergebende Energiebreite des Plasmaionenpeaks ist durch Ionenumladungen und Stoßionisationen in der Übergangsschicht bedingt und beträgt 4 bis 5 eV<sup>10</sup>. Dieser Wert liegt zwar weit über der thermischen Unscharfe der LANGMUIRSchen Theorie,

der Plasmagrenzschicht beträgt etwa 30 V, ihre Dicke 1 mm.

<sup>12</sup> Wegen der hohen Elektronenbeweglichkeit liegt das Plasmapotential  $U_p$  über dem Anodenpotential  $U_e$ . Zur Extraktionsanode fließt ein aus Elektronen und Ionen zusammengesetzter Anlaufstrom

$$\frac{1}{2} e n_e(z_p) F_a \sqrt{\frac{8 k T_e}{\pi m_e}} \exp \left( \frac{U_p - U_e}{k T_e} \right) - e n_i(z_p) F_a \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}},$$

der gleich dem Ionensättigungsstrom zur Kathode [vgl. Formel (3)] ist. Daraus errechnet sich  $(U_p - U_e)$ , der zweite Summand von (2).

kann aber dennoch nicht die gemessenen Breiten (Tab. 2) erklären.

Nach der modernen Plasmatheorie ist der in das Raumladengebiet eindringende Ionenstrom

$$J = e n_i(z_p) F_p \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}. \quad (3)$$

Ein Teil davon,  $J_P$ , bildet die beiden Plasmapeaks, ein anderer Teil trifft aus geometrisch-optischen Gründen den Extraktionskanal nicht, während ein dritter Anteil durch Umladung im Raumladengebiet verloren geht. Der Plasmaionenstrom beträgt

$$J_P = C W_0 J; \quad (4)$$

$W_0$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ion längs seines Weges  $z$  im Extraktionsgebiet nicht umgeladen wird ( $q_{\text{uml}} = \text{Umladequerschnitt}$ )

$$W_0 = \exp(-\int q_{\text{uml}}(z) n_0(z) dz).$$

Die Umladungen erklären den Abfall der P 1- und P 2-Ionenintensität bei Druckerhöhung (Abb. 6).  $J$  und damit  $J_P$  wachsen mit der Ionendichte  $n_i$ , also in grober Näherung mit der Senderleistung. Abb. 5 bestätigt dies. Ferner hat die Ionendichte  $n_i$  ein Maximum, wenn die mittlere Flugzeit der Plasmaelektronen gleich einer halben Hochfrequenzperiode ist. Der sich daraus ergebende optimale Gasdruck ist – in Übereinstimmung von Theorie und Experiment (Tab. 3) – bei Wasserstoff, entsprechend der größeren mittleren freien Weglänge, größer als bei Argon.

$J_P$  [vgl. Gl. (4)] hängt noch vom Fokussierungsgrad  $C$  ab. Dieser gibt den Anteil nicht umgeladener Ionen wieder, die durch den Kanal die Quelle verlassen können. Um  $C$  zu bestimmen, werden die Achsenpotentiale im Raumladengebiet aus der Raum- und Oberflächenladungsverteilung errechnet. In Abb. 1 sind für Argon und für die Durchschnittswerte  $U_e = 3 \text{ kV}$  und  $J = 0,3 \text{ mA}$  die Äquipotentialflächen (gestrichelt) eingezeichnet. Danach ist die Feldstärke in der Mitte der Raumladungsschicht am größten (etwa  $650 \text{ V/mm}$ ). Im oberen Teil des Raumladengebietes liegt eine für Ionen fokussierende Zone, im unteren Teil wegen des Durchgriffes eine defokussierende Zone vor. Dagegen wirkt der Kanaldurchgriff des Nachbeschleunigungsfeldes (für Ionen) fokussierend. Die Ionenbahnen im Extraktionsfeld werden nach dem Brechungsgesetz konstruiert. Die Strahlbegrenzung für Plasmaionen ist in Abb. 1 strichpunktiert.

Die Strahleinschnürung erfolgt danach bereits vor dem Extraktionskanal. Bei  $3 \text{ kV}$  Extraktionsspannung liegt rechnerisch für die Plasmaionen ein überfokussierter Zustand<sup>13</sup> vor. Der P 1- und P 2-Ionenstrom müßte bei Verminderung der Brechkraft des Extraktionsfeldes steigen. In Übereinstimmung damit läßt sich ein Anwachsen der P 1- und P 2-Peak-

höhen durch Verkleinerung der Extraktionsspannung  $U_e$  oder durch Erhöhung der Senderleistung  $N_a$  erreichen (Abb. 4 und Abb. 5).

Bisher wurden P 1 und P 2 gemeinsam behandelt. Im folgenden soll geklärt werden, wie es zu der Aufspaltung der Plasmaionen kommt.

Bekanntlich wird auch bei einer induktiven Hf-Ionenquelle ein schwaches, zwischen den Spulenwindungen auftretendes elektrisches Hochfrequenzfeld in die Entladung eingekoppelt. Seine axiale Komponente überlagert sich in der Übergangsschicht dem schwachen Gleichfeld (welches für den Ionentransport maßgeblich ist, siehe oben) und regt die Ionen zu gedämpften erzwungenen Schwingungen mit der Frequenz des Senders an<sup>14</sup>. Da die Gesamtzahl der Ionen im Raumladengebiet stationär sein muß und die Ionenlaufzeit nie genau ein ganzzahliges Vielfaches der Hf-Periode ist, folgt die Plasmagrenze den Ionenschwingungen in der Übergangsschicht:

$$z_P(t) = \bar{z}_P + z_P^* \sin(2\pi f t + \mu_z)$$

( $f$  Senderfrequenz,  $t$  Zeit,  $z_P^*$  Amplitude und  $\mu_z$  Phase der Plasmagrenzschwingung). Bei reiner Geschwindigkeitsmodulation der einströmenden Ionen wäre ( $v_i = \text{Ionengeschwindigkeit}$ )

$$dz_P(t)/dt = v_i(z_P, t) - \bar{v}_i(z_P). \quad (5)$$

Mit der Plasmagrenzschicht schwingen alle Äquipotentialflächen. Im rechten oberen Diagramm von Abb. 7 ist dies in einem  $z-t$ -Diagramm dargestellt ( $z$  = Achsenkoordinate siehe Abb. 1). Die Extraktionsenergie der Plasmaionen ( $z_K$  = Koordinate des Kanaleinganges)

$$E(z_K, t) = e \int_{z=z_P(t)}^{z_K} \frac{\partial U(z, t)}{\partial z} dz$$

ist zeitlich moduliert:

$$E(z_K, t) = E_P + \epsilon S(2\pi f t + \mu_E) \quad (6)$$

( $\epsilon$  Amplitude und  $\mu_E$  Phase der Energiemodulation,  $S$  periodische Funktion). In Abb. 7 a ist die axiale Bewegung von zwölf zu verschiedenen Zeiten gestarteten Ionen in Weg-Zeit-Darstellung (ausgezogene Linien) wiedergegeben. Die in den Punkten 1 bis 7 gestarteten Ionen legen den größten Teil ihres Weges in Gebieten

<sup>13</sup> H. EUBANK, R. PECK u. R. TRUELL, Rev. Sci. Instrum. **25**, 989 [1954].

<sup>14</sup> Die Frequenz der Ioneneigenschwingungen im Plasma (s. M. v. ARDENNE, Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956)

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}} \sqrt{\frac{1}{1 + (L_i/D_r)^2}},$$

$\epsilon_0$  Dielektrizitätskonstante,  $L_i$  Größe des Gebietes konphaser Ionenschwingung,  $D_r$  DEBYE-Radius) liegt zwar unter der Senderfrequenz, aber wegen der Dämpfung durch Zusammenstöße mit Neutralgasteilchen ist die Resonanzkurve stark verbreitert.

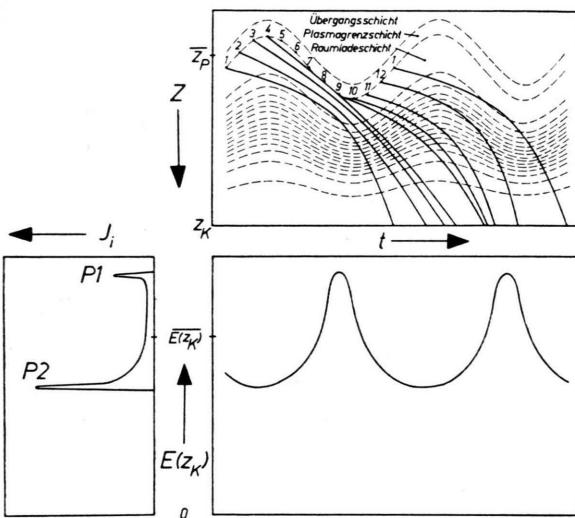


Abb. 7. Energieaufspaltung der Plasmapeaks. a) Bewegung von zwölf zu verschiedenen Zeiten  $t$  gestarteten Ionen im Raumladengebiet längs der Achse  $z$  (ausgezogene Kurven). Gestrichelte Linien: zeitlicher Verlauf der Achsenpotentiale. Ionenlaufzeit  $\approx$  Hf-Periode. b) Ionenextraktionsenergie  $E(z_K, t)$  als Funktion der Zeit  $t$  für den in a) dargestellten Fall. c) Zahl  $J_i$  der Ionen mit einer Extraktionsenergie  $E(z_K)$  (Energiespektrum) für das in b) dargestellte Beispiel. — Der Deutlichkeit halber sind die Schwingungen der Plasmagrenze zu groß gezeichnet.

geringer Feldstärke zurück, ihre Energie  $E(z_K, t)$  liegt unter dem Mittelwert  $E_P$  [vgl. Gl. (2)]. Umgekehrt verhält es sich bei den in 10 bis 12 gestarteten Teilchen. Wir sehen, daß langsame Ionen zahlreicher sind als schnelle. Die periodische Funktion  $S$  besitzt schmale Maxima und breite Minima (Abb. 7 b).

Aus dem  $E(t)$ -Diagramm folgt das mit einer Gleichstromanordnung registrierte Energiespektrum  $J_i(E)$  (Abb. 7 c). Es finden sich zwei, den Umkehrpunkten von  $S$  entsprechende Energiepeaks,  $P_1$  und  $P_2$ . Nach unserer Rechnung ist  $P_2$  etwa 3-mal höher als  $P_1$ . Die Experimente (Abb. 2) bestätigen es. In Übereinstimmung von Theorie und Messung ergeben sich die Peakenergien:

$$E_{P1} = E_P + \varepsilon, \quad E_{P2} = E_P - \varepsilon,$$

wobei  $\varepsilon$  bei Argon (unabhängig von  $U_e$ ) 250 eV beträgt. Dem entspricht eine Amplitude der Plasmagrenzschwingung  $z_p^*$  von 0,55 mm. Diese Werte stimmen gut mit einer neueren Arbeit<sup>4</sup> überein. Die wesentlich größeren Breiten von 200 bis 400 eV (Tab. 2) beruhen wohl auf Schwankungen von  $\varepsilon$ . Dafür sprechen auch die starken statistischen Modulationschwankungen (s. o.). Durch Laufzeiteffekte (Abb. 7 a) ist die Energiedemodulation der Plasmaionen von

einer Dichtemodulation überlagert. Die Experimente lassen eine gemischte Modulation zu. Zwei weitere empirische Befunde belegen unsere Vorstellungen: Zum einen fehlt im  $H_3^+$ -Spektrum der zweite Plasmapeak, denn die Geschwindigkeit der Plasmagrenze  $dz_P(t)/dt$  ist bei deren Bewegung auf den Kanal zu nach (5) zwar kleiner als das Geschwindigkeitsmittel aller  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ -Ionen, aber größer als die  $H_3^+$ -Ionengeschwindigkeit. Zum anderen geht bei Alterung der Ionenquelle besonders die  $P_2$ -Ionenintensität zurück (s. o.), denn durch den sich bildenden metallischen Wandbelag wird die Entladung gegen das axiale, elektrische Hf-Feld abgeschirmt.

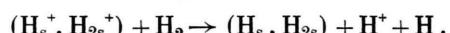
Die beiden Raumladepeaks,  $R_1$  und  $R_2$ , werden von Ionen gebildet, die im oberen fokussierenden Teil des Raumladegebietes entstehen, und zwar zu 80 bis 90 Prozent durch Ionenumladung<sup>15</sup>:



zu 10 bis 20 Prozent infolge Ionisation durch Ionen, Elektronen und schnelle Neutralteilchen:



Die Prozeßanteile am Zustandekommen von  $R_1$  und  $R_2$  ergeben sich aus den Prozeßquerschnitten. Da der Umladequerschnitt von  $H^+$  kleiner als von  $A^+$  ist, muß im  $H^+$ -Spektrum der  $R_1$ -Peak im Vergleich zu  $P_2$  niedriger sein als bei Argon (Abb. 2).  $R_1$  von  $H_2^+$  tritt nur als niedrige Schulter auf, da dissoziative Umladungen vorherrschen:



$R_1$  fehlt im  $H_3^+$ -Spektrum (Abb. 2): Anlagerungen zu  $H_3^+$  finden nur bei geringen Geschwindigkeiten statt; langsame Ionen sind aber im Raumladegebiet wegen der hohen Feldstärke selten.

Auch im unteren, defokussierenden Teil des Raumladegebietes kommt es zu Umladungen und Ionisationen. Doch können von den dort gebildeten Ionen nur die in Achsen Nähe startenden die Quelle verlassen. In Abb. 1 ist das extraktionsgünstige Gebiet (gepunkteter Rand) eingezeichnet. Es besteht im unteren Teil des Raumladegebietes aus einem engen Schlauch. Zum Beweis dafür werden im Argonspektrum (Abb. 2) wenig Ionen unterhalb  $\frac{1}{2} e U_e$  beobachtet.

Der  $R_1$ - und  $R_2$ -Ionenstrom  $J_R$  ergibt sich aus der Zahl der Umladungen  $dN_{\text{uml}}$  und Ionisationen  $dU_{\text{ionis}}$ ,

<sup>15</sup> Mit dem Index s werden schnelle Teilchen gekennzeichnet. Analoge Reaktionsgleichungen gelten für  $H^+$  und  $H_2^+$ . Die bei den Umladungen gebildeten schnellen Neutralteilchen konnte G. Först (Z. Phys. 159, 7 [1960]) im extrahierten Ionenstrahl nachweisen.

die in der Zeit  $dt$  zwischen  $z_P$  und  $\frac{1}{2}(z_P + z_K)$  stattfinden ( $W_0^*$  Wahrscheinlichkeit, die defokussierende Raumladzone ohne Umladung zu durchqueren)

$$J_R = C W_0^* \beta e \left( \frac{dN_{\text{uml}}}{dt} + \frac{dN_{\text{ionis}}}{dt} \right). \quad (7)$$

Der Faktor  $\beta \leq 1$  berücksichtigt Mehrfachumladungen (s. u.). Die Umladehäufigkeit beträgt ( $F$ =ionendurchsetzter Teil einer Äquipotentialfläche) :

$$\frac{dN_{\text{uml}}}{dt} = \int_{z=z_P}^{\frac{1}{2}(z_P+z_K)} n_i(z) n_0 v_i(z) q_{\text{uml}}(z) F(z) dz. \quad (8)$$

Für Argon, 3 kV Saugspannung, 0,3 mA Ioneneinstrom in das Raumladengebiet und  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr Gasdruck ist  $dN_{\text{uml}}/dt = 4 \cdot 10^{15}/\text{sec}$ , d. h. auf eine Ionenladung kommen im Mittel fast zwei Umladungen im oberen Raumladengebiet. Die Wahrscheinlichkeit  $W_v$  für genau  $v$  Umladungen beträgt ( $v_0$ =maximale Umladungszahl) :

$$W_v = \binom{v_0}{v} w^v (1-w)^{v_0-v}$$

mit

$$w = \frac{1}{v_0} n_0 \int_{z=z_P}^{\frac{1}{2}(z_P+z_K)} q_{\text{uml}}(z) dz.$$

Danach laden sich in unserem Beispiel 12% aller in das Raumladengebiet eindringenden Ionen zwischen  $z_P$  und  $\frac{1}{2}(z_P + z_K)$  gar nicht, 30% einmal, 32% zweimal, 18% dreimal und 8% vier- und mehrmals um.

Nach (8) wächst die Zahl der Umladungen im extraktionsgünstigen Gebiet mit  $n_0$ , die Verluste durch erneute Umladung im defokussierenden Teil nehmen exponentiell mit dem Druck zu. Daraus errechnet sich der theoretische optimale Gasdruck von R 1 zu  $2,6 \cdot 10^{-2}$  Torr. Gemessen wurden  $4 \cdot 10^{-2}$  Torr (Tab. 3). Nach Abb. 1 ist die Brechkraft des Extraktionsfeldes für Raumladungionen kleiner als für Plasmaionen. Dementsprechend besitzen R 1 und R 2 höhere optimale Saugspannungen und niedrigere optimale Senderleistungen als P 1 und P 2 (Abb. 4, Abb. 5, Tab. 3).

R 1 zeigt erwartungsgemäß eine Hf-Modulation. Die große Breite der Raumladeparks (Tab. 2) ist theoretisch ebenso verständlich, wie das Anwachsen von  $\Delta E_{R1}$  mit  $U_e$ : Mit der Extraktionsspannung nimmt auch der Potentialabfall am Umladungsgebiet zu. Die große Breite ist schließlich dafür verantwortlich, daß nur unterhalb 75 W Senderleistung, d. h. nur bei genügend großen Schwingungen der Plasmagrenze, eine Aufspaltung des Raumladeparks beobachtet wird. Die Zunahme des Energieabstandes von

R 1 und R 2 mit abnehmender Senderleistung bestätigt unsere Vorstellungen: Mit abnehmender Senderleistung wächst der kapazitive Anteil der Hf-Einkopplung und damit die axiale elektrische Hf-Feldstärke.

Die Nebenpeaks N 1 und N 2 werden hauptsächlich durch Sekundärelektronenstoß vor der Extraktionskathode gebildet. Ionen, schnelle Neutralteilchen, metastabile Atome und eventuell Photonen lösen die Sekundärelektronen aus dem Kathodenmetall aus. Diese werden im (für Ionen defokussierenden) Felddurchgriff (Abb. 1) fokussiert und beschleunigt. Beim Eintritt in den extraktionsgünstigen Schlauch (s. o., gepunktet in Abb. 1) besitzen sie das Maximum ihres Ionisierungsquerschnittes (etwa 100 eV). Die im Schlauch durch Ionisierungsstoße mit ihnen erzeugten Ionen verlassen die Quelle mit einer Extraktionsenergie (je nach Entstehungsort) zwischen 15 und 150 eV und bilden den zweiten Nebenpeak N 2. Die gemessene Energie des Peaks (150 eV) stimmt mit diesen Überlegungen überein. Auch die Energieunabhängigkeit von der Extraktionsspannung (Abb. 3) ist verständlich.

Eine genaue Rechnung ergibt für Argon ( $5 \cdot 10^{-2}$  Torr Druck, 0,15 mA Ionenstrom auf die Kathode und 20-prozentigem Sekundärelektronenemissionskoeffizienten) pro Sekunde,  $3 \cdot 10^{13}$  extrahierbare Ionen durch Sekundärelektronenstoß. Dazu kommen im gleichen Schlauchstück  $1,5 \cdot 10^{13}$  Ionen/sec durch Umladung und  $0,3 \cdot 10^{13}$  Ionen pro Sekunde durch Ionen- und Neutralteilchenstoß. Der N 2-Ionenstrom mißt somit 0,008 mA, also etwa ein Drittel des K-Ionenstromes (s. u.). Auch empirisch ist N 2 höchstens halb so hoch wie K.

Sekundärelektronen, die den Schlauch ohne zu ionisieren verlassen haben, werden wieder zur Achse abgelenkt. Sie durchqueren erneut das extraktionsgünstige Gebiet und verursachen dort, zusammen mit Ionenumladungen, den ersten Nebenpeak N 1. Seine empirische Extraktionsenergie (Tab. 1) stimmt mit den konstruierten Elektronenbahnen überein.

Der Hauptkanalpeak K und der Nebenkanalpeak K' entstehen hauptsächlich (zu 80 bis 90%) durch Umladung, zum Teil (10 bis 20%) durch Ionenstoß und Neutralteilchenstoß; K im hinteren Teil<sup>16</sup> des Extraktionskanals  $\frac{1}{2}(z_K + z_N) \approx z \approx z_N$ , K' im kanalnahen Teil des Nachbeschleunigungsraumes.

Bei 0,15 mA A<sup>+</sup>-Ioneneinstrom in den Kanal, 3 keV Ionenenergie und  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr Gasdruck ergibt die Rechnung 0,05 mA K-Ionenstrom.

<sup>16</sup> Die im vorderen Kanalabschnitt [ $z_K \approx z \approx \frac{1}{2}(z_K + z_N)$ ] gebildeten Ionen sind nicht extrahierbar.

Da die Feldstärke im Kanal gering ist, werden dort – im Gegensatz zum Raumladengebiet –  $H_3^+$ -Anlagerungssionen in größerer Zahl gebildet.

Die K-Ionen werden vom Kanaldurchgriff des Nachbeschleunigungsfeldes (Abb. 1) extrahiert und fokussiert. Daher sind  $E_K$  und  $\Delta E_K$  durch das Nachbeschleunigungspotential am Kanalausgang  $z_N$  gegeben und hängen nicht von der Extraktionsspannung  $U_e$  ab (Abb. 3). Folgendes Experiment beweist die Extraktionswirkung des Nachbeschleunigungsfeldes: Der auf die Extraktionskathode auftreffende Ionenstrom geht beim Einschalten der Nachbeschleunigung um 0,02 mA zurück. Dann wird also rund die Hälfte der zwischen Kanalmitte und Kanalende gebildeten Ionen (s. o.) extrahiert.

Der Entstehungsort des Hauptkanalpeaks K folgt aus seiner Druckabhängigkeit:

Der Druck  $p(z)$  an einer Stelle  $z$  im Kanal beträgt<sup>17</sup> bei molekularer Strömung:

$$p(z) = p_i \left( 1 - \frac{z - z_K}{z_N - z_K} \right),$$

bei laminarer Strömung:

$$p(z) = p_i \sqrt{1 - \frac{z-z_K}{z_N-z_K} \left[ 1 - \left( \frac{2}{z+1} \right)^{2z/N-1} \right]}$$

( $\chi = c_p/c_V$ ,  $z_N$  und  $z_K$  siehe Abb. 1). Im linken Diagramm der Abb. 8 ist für Argon  $p(z)$  gegen  $z$  aufgetragen (Parameter  $p_i$ ). Der Druck  $p(z)$  nimmt im molekularen Fall linear bis auf Null, bei laminarer Strömung parabolisch bis etwa  $p_i/2$  ab. Erhöht man nun kontinuierlich den Druck  $p_i$  im Plasma (rechtes Diagramm von Abb. 8), so steigt der Gasdruck  $p(z)$  im hinteren Kanalabschnitt plötzlich stark an, wenn die molekulare Strömungsform in laminare übergeht, in Argon also bei  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr, in Wasserstoff bei  $10 \cdot 10^{-2}$  Torr. Dort müßte auch die Zahl der Umladungen und damit die K-Peakhöhe mit  $p_i$  sprunghaft zunehmen. Die Experimente bestätigen dies sowohl für Argon (Abb. 6) als auch für Wasserstoff.

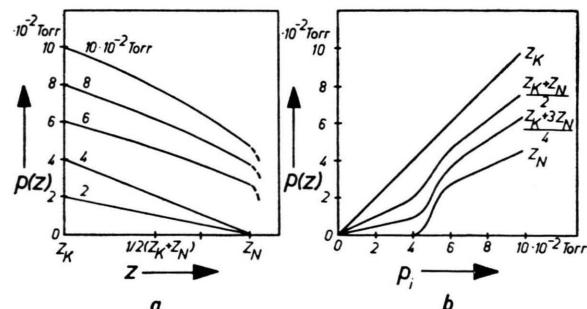


Abb. 8. Druck  $p(z)$  im Extraktionskanal (Argon); a) längs der Kanalachse  $z$  (Gasdruck  $p_1$  im Plasma als Parameter), b) als Funktion des Druckes im Plasma  $p_1$  (Ortskoordinate  $z$  als Parameter).

Trotz gleicher Entstehung liegen die Druckoptima der Kanalionen bei höheren  $p_i$ -Werten als die der Raumladionen (Tab. 3). Dies ist verständlich, da die R 1-Ionen – im Gegensatz zu den K-Ionen – druckabhängige Verluste beim Durchqueren der defokussierenden Raumladzone erleiden.

Im kanalnahen Teil des Nachbeschleunigungsraumes ist die Dichte von laminar-gasdynamisch ausströmendem Gas für Stoßprozesse noch genügend groß, allerdings kleiner als im Kanal. Letzteres macht verständlich, daß der optimale Gasdruck des Nebenkanalpeaks  $K'$  über dem von  $K$  liegt. Der Entstehung entsprechend ist  $K'$  um eine Größenordnung kleiner als  $K$ , hängt die  $K'$ -Energie von der Extraktionsspannung  $U_e$  nicht ab (Abb. 3) und ist schließlich die Abhängigkeit von den Betriebsparametern bei  $K$  und  $K'$  gleich.

Herrn Professor Dr. W. HANLE und Herrn Privatdozent Dr. A. SCHARMANN danke ich für stete Förderung, Herrn Diplomphysiker V. SCHÄFER und Fräulein cand. phys. S. PEYERIMHOFF für tatkräftige Unterstützung und dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft für materielle Zuwendungen.

<sup>17</sup> Beide Formeln gelten streng nur für lange Rohre.