

1960 gewonnen) ist eine deutliche Erhöhung der Kr^{85} -Aktivität eingetreten. Eine kleinere Zunahme erfolgte zwischen dem 12. 7. und dem 9. 11. 1960. Über dem Festland beträgt der mittlere Radiumemanationsgehalt etwa 10^{-16} Curie/ cm^3 Luft⁴, verglichen mit diesem Gehalt ist die derzeitige Kr^{85} -Aktivität gering. Das Kr^{85} trägt nur unwesentlich zu der durch natürliche radioaktive Isotope und kosmische Ultrastrahlung verursachten Umgebungsstrahlung bei.

Aus der Ende 1960 vorhandenen Kr^{85} -Aktivität ($5,1 \cdot 10^{-18}$ C/ cm^3 Luft) errechnet sich die Zahl der Kr^{85} -Zerfälle zu $18,9 \cdot 10^{-8}$ Zerfälle/sec cm^3 Luft. Da die Halbwertszeit 10,6 Jahre beträgt, folgt, daß zu diesem Zeitpunkt 92 Kr^{85} -Atome/ cm^3 Luft ($72 \cdot 10^3$ Kr^{85} -Atome/g Luft) vorhanden waren. Mit der Annahme, daß das Kr^{85} zum Zeitpunkt der Probenahme gleichmäßig in der Erdatmosphäre verteilt war, ergibt sich für die gesamte Lufthülle ($5,3 \cdot 10^{21}$ g mit $p = 1,033 \cdot 10^3$ g pro cm^2 Luftdruck und $F = 5,1 \cdot 10^{18}$ cm^2 Oberfläche) ein Kr^{85} -Gehalt von $3,8 \cdot 10^{26}$ Atomen (etwa 53 kg Kr^{85} , etwa 20 MC Kr^{85}).

Die Kr^{85} -Ausbeute bei der Kernspaltung schwankt zwischen 1 und 0,2%, je nachdem welches Isotop gespalten wird und welche Energie die zur Spaltung verwendeten Neutronen haben⁵. Als plausibler Wert für die mittlere Ausbeute beim Betrieb von Reaktoren und bei atomtechnischen Versuchen wurde die Ausbeute zu 0,5% angenommen. Dann ergibt sich aus der Ende 1960 vorhandenen Kr^{85} -Aktivität, daß zu ihrer Erzeugung die Spaltung von $7,6 \cdot 10^{28}$ Atomen notwendig war. Das entspricht einer Menge von ungefähr $30 \cdot 10^6$ g (30 to) spaltbares Material, das durch Spaltung verbraucht wurde. Wegen der zur Zeit nicht kontrollierbaren Annahmen über die Verteilung in der Atmosphäre und

die Spaltausbeute ist die durchgeführte Abschätzung unsicher. Da sie nur ausgeht von der in Westdeutschland Ende 1960 vorhandenen Luftaktivität des Kr^{85} und nicht berücksichtigt, daß ein Teil durch radioaktiven Zerfall seit der Entstehung verschwunden ist, ein Teil des in Reaktoren erzeugten Gases sicher nicht in die Atmosphäre gelangt ist und eventuell eine erhebliche Menge in den Weltmeeren absorbiert wurde, so scheint die Annahme gerechtfertigt, daß die tatsächlich umgesetzte Spaltmaterialmenge größer ist, als hier abgeschätzt wurde.

Bei nuklearen Bombentests wurden bisher Energien entsprechend etwa $6600 \cdot 10^6$ kWh durch reine Spaltung (A-Bomben) und $190\,000 \cdot 10^6$ kWh durch kombinierte Spaltung und Fusion (H-Bomben) erzeugt⁶. Bei einem Verhältnis 1 : 1⁷ für Spalt- und Fusionsenergie ergibt sich, daß bei Kernexplosionen durch Spaltung allein (weit überwiegend bis Ende 1958) ein Energiebetrag von ungefähr 10^{11} kWh freigesetzt wurde. Dies bedeutet die Spaltung von rund 4 to Material (1 kg U^{235} liefert bei der Spaltung $23 \cdot 10^6$ kWh). Der geschätzte Wert ist wegen mangelnder Zuverlässigkeit der zur Verfügung stehenden Angaben sehr unsicher. Der Vergleich mit der aus den Kr^{85} -Bestimmungen ermittelten verbrauchten Spaltmaterialmenge läßt aber doch den Schluß zu, daß der Kr^{85} -Gehalt der Atmosphäre zu einem wesentlichen Teil aus Reaktoranlagen und Verarbeitungsbetrieben in die Luft gelangte.

Die Arbeit wurde aus Mitteln der Schutzkommission der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert. Wir danken Herrn Professor W. GENTNER und Herrn Professor TH. SCHMIDT für die ständige Unterstützung bei der Untersuchung.

⁴ L. LEHMANN u. A. SITTKUS, Naturwiss. 46, 9 [1959].

⁵ SEYMOUR KATCOFF, Nucleonics 18 (Nr. 11), 201 [1960].

⁶ J. W. GOETHE, Liste über 481 Meldungen über Atomexplo-

sionen von 1945 bis 1958. Dr. J. W. GOETHE u. R. GOETHE, Frankfurt am Main.

⁷ B. RAJEWSKY, Strahlendosis und Strahlenwirkung, Georg Thieme Verlag, Stuttgart 1956.

Winkelverteilung der Wasserstoff- und Argonionen aus einer Hochfrequenzionenquelle

Von H. LÖB und S. PEYERIMHOFF

Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. 16 a, 621—624 [1961]; eingegangen am 5. Juni 1961)

Bei früheren Untersuchungen¹ wurde festgestellt, daß die Ionen aus einer HF-Ionenquelle unter einem größeren Winkel austreten als bei den meisten anderen Ionenquellen. Diese Tatsache ist für die Konstruktion von Nachbeschleunigungslinsen wichtig, weil nur solche Ionen fokussiert werden, die durch den halben Öffnungswinkel der ersten Nachbeschleunigungslinse durchtreten. Nach Messungen von REIFENSCHWEILER² beträgt

der halbe Öffnungswinkel des Ionenbündels aus einer HF-Ionenquelle 10 bis 20 Grad; der Austrittswinkel für Atomionen und Molekülionen von Wasserstoff ist etwas verschieden³. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Winkelverteilung der Ionen, insbesondere in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen und der Geometrie, genauer zu untersuchen. Bei der Erklärung der Ergebnisse werden — im Gegensatz zu früheren Untersuchungen — auch Ionen berücksichtigt, die im Gebiet zwischen Plasmagrenze und Extraktionskathode durch Umladung entstehen.

Die Messungen wurden an Argon- bzw. Wasserstoffionen durchgeführt, da die Energieverteilung und damit der Entstehungsort dieser Ionen aus früheren Untersuchungen genau bekannt ist⁴. Die von der Plasmagrenze kommenden Ionen werden als Plasmaionen be-

¹ D. KAMKE, Handb. d. Phys. XXXIII, Springer-Verlag, Berlin 1956.

² O. REIFENSCHWEILER, Ann. Phys., Lpz. 14, 33 [1954].

³ O. REIFENSCHWEILER, Proc. 4th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, II E 541, 1960.

⁴ H. LÖB, Z. Naturforsch. 16 a, 67 [1961].



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 digitalized 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.

zeichnet, diejenigen, welche im Raumladegebiet zwischen Plasmagrenze und Extraktionskanal entstehen, als Raumladeionen.

Verwendet wurde eine HF-Ionenquelle mit magnetischer Anregung. Das Entladungsgefäß aus Pyrex lag in der Schwingspule eines 27 MHz-Oszillators. Die Ionenextraktion aus dem Plasma erfolgte mit Hilfe einer Gleichspannung U_e . Das Extraktionssystem, bestehend aus einem Quarzröhrchen und der durchbohrten Kathode ist in Abb. 1 wiedergegeben. In einem Abstand von 13 mm hinter der Extraktionsöffnung wurden die Ionen in einem verschiebbaren Auffänger registriert. Damit konnten alle Ionen erfaßt werden, die innerhalb eines Öffnungswinkels von 55 Grad austreten.

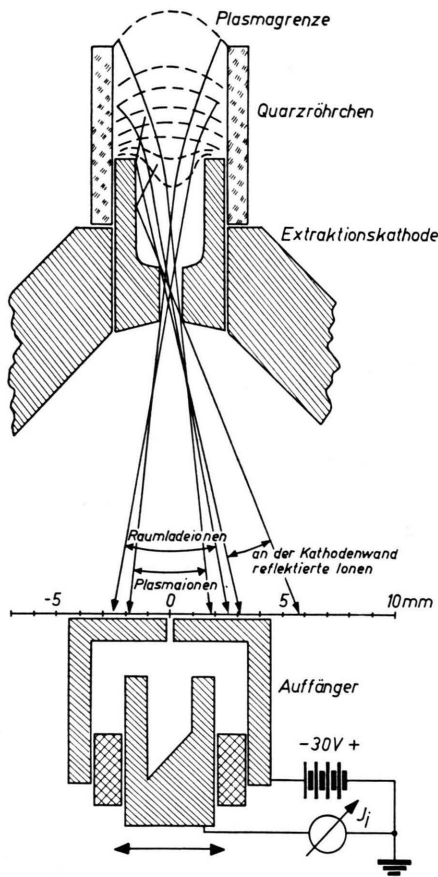


Abb. 1. Maßstäbliche Skizze des Extraktions- und Auffängersystems. Gestrichelt: Äquipotentialflächen. Ausgezogen sind die Strahlbegrenzungen der Plasmaionen, der (in der Mitte des Umladungsgebietes entstandenen) Raumladeionen und der an der Kathodenwand reflektierten Ionen.

Abb. 2 zeigt den gemessenen Ionenstrom J_i in Abhängigkeit von dem Ort des Auffängers. Als zweite Abszisse ist der entsprechende Winkel gegen die Achse angegeben. Gestrichelt eingezeichnet ist die extrapolierte Breite des Ionenbündels. Sie lag bei Wasserstoff — je nach den Betriebsbedingungen — zwischen 9 und 18 Grad, bei Argon zwischen 8 und 14 Grad.

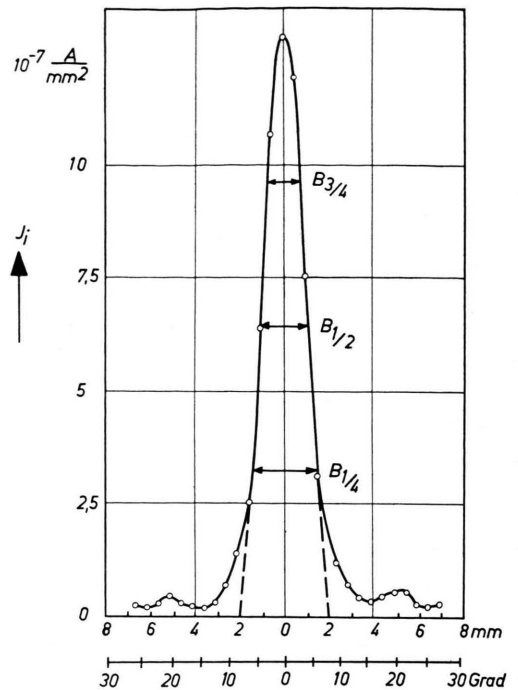


Abb. 2. Ionenstrom J_i als Funktion vom Ort in der Auffängerebene bzw. vom Winkel gegen die Achse. Argon, 2 kV Extraktionsspannung, 120 W Sendeleistung, $6 \cdot 10^{-2}$ Torr Gasdruck.

Abb. 3 zeigt, in welcher Weise sich die Bündelbreiten $B_{1/2}$, $B_{1/4}$ und $B_{3/4}$ mit der Extraktionsspannung U_e , der Senderleistung N_a und dem Druck in der Ionenquelle p_i ändern. Dieses Verhalten soll im folgenden erklärt werden.

Man kann den Extraktionsvorgang mit einer optischen Abbildung vergleichen². Die Plasmagrenze wirkt dabei als Ionenemitter. Form und Lage von Plasmagrenze und Äquipotentialflächen im Raumladegebiet bedingen die Brechkraft. Liegt die Strahleinschnürung, d. h. der Brennpunkt, im Raumladegebiet, so wandert er bei schwächer werdender Bündelung auf die Kathode zu. Dadurch wird der austretende Ionenstrahl solange breiter, bis der Brennpunkt in der Kanalmitte liegt. Wandert er noch weiter, so wird die Ionenstrahlbreite wegen der geometrischen Verhältnisse wieder kleiner. Bei stärker werdender Bündelung gilt das Umgekehrte: Die Apertur wird, solange der Brennpunkt außerhalb der Ionenquelle liegt, solange größer, bis der Brennpunkt in der Kanalmitte liegt; die Breite nimmt wieder kontinuierlich ab, wenn der Brennpunkt vom Kanal weg ins Raumladegebiet wandert.

Wir wenden diese allgemeinen geometrischen Überlegungen nun an, um die Abhängigkeit von den Betriebsparametern zu deuten.

Die Potentialverhältnisse im Raumladegebiet hängen ab von der positiven Raumladungsdichte ρ , von der positiven Oberflächenladungsdichte ρ_Q des Quarzröhrchens bzw. der negativen Ladungsdichte σ_K der Kathode.

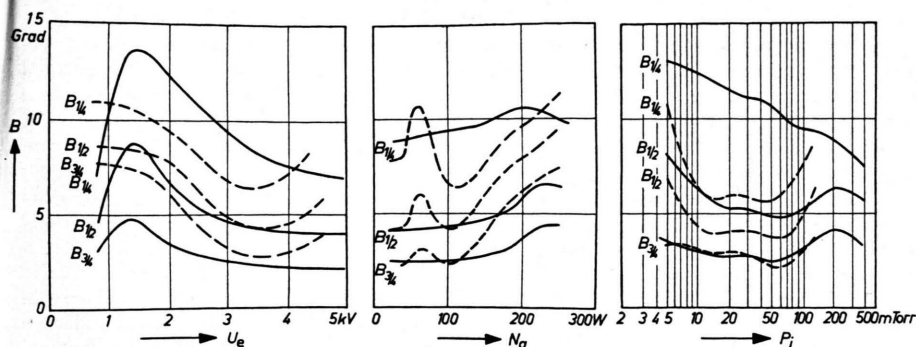


Abb. 3. Breite B des extrahierten Ionenstrahles als Funktion der Extraktionsspannung U_e (bei $N_a = 120$ W, $p_i = 6 \cdot 10^{-2}$ Torr), der Senderleistung N_a (bei $U_e = 3$ kV, $p_i = 6 \cdot 10^{-2}$ Torr) und des Gasdruckes p_i (bei $U_e = 3$ kV, $N_a = 120$ W) für Wasserstoff (—) und Argon (-----).

Das Potential Φ an jeder Stelle r des Raumladegebietes ist gegeben durch:

$$\Phi(r) = \iiint_{V_1} \frac{\rho(r_1)}{|r-r_1|} dV + \iint_{F_2} \frac{\sigma_Q(r_2)}{|r-r_2|} dF - \iint_{F_3} \frac{|\sigma_K(r_3)|}{|r-r_3|} dF.$$

Dabei ist $|r-r_i|$ der Abstand zwischen der Ladung, die zum Potential beiträgt und dem Punkt r , für den man das Potential ermitteln will. Bei Erhöhung der Extraktionsspannung wird $|\sigma_K|$ größer, σ_Q wird als konstant vorausgesetzt und ρ nimmt infolge der höheren Ionengeschwindigkeit ab. Daher wird das Potential an jeder Stelle des Raumladegebietes erniedrigt, d. h. die Äquipotentialflächen wandern von der Kathode weg. Das bewirkt eine Verschiebung des Brennpunktes. Die Strahlbreite nimmt daher solange zu, bis der Brennpunkt bei $U_e = 1,5$ kV in der Kanalmitte liegt (Abb. 3). Dann nimmt die Breite wieder ab. Hierbei ist allerdings vorausgesetzt, daß alle Ionen an der Plasmagrenze starten. Für Wasserstoffionen ist dies zum größten Teil der Fall.

Bei Erhöhung der Senderleistung vergrößert sich — zumindest im oberen Teil des Raumladegebietes, der für die Ionenbündelung am wichtigsten ist — die Raumladungsdichte ρ . Dadurch wird — σ_Q wiederum als konstant vorausgesetzt — das Potential vergrößert. Die Äquipotentialflächen wandern jetzt auf die Kathode zu, die Bündelung wird geringer. Es liegt der entgegengesetzte Fall vor wie bei Erhöhung der Extraktionsspannung. Der Brennpunkt liegt im Raumladegebiet und wandert auf den Kanal zu, wodurch die Apertur solange größer wird, bis der Brennpunkt in der Kanalmitte liegt — bei etwa 220 W (Abb. 3) — und dann wieder abnimmt.

Die Verhältnisse bei Druckänderungen sind schwer zu übersehen, da sich außer ρ die Ladung des Quarzröhrchens ändert. Außerdem verhalten sich, wie das Experiment zeigt (Abb. 3), die Breiten $B_{1/4}$, $B_{1/2}$ und $B_{3/4}$ nicht gleich. Bei hohen Drucken, wenn der Protonenanteil den H_2^+ - und H_3^+ -Ionenanteil überwiegt, unterschieden sich die 3 Breiten ihrer Größe nach immer weniger, was darauf schließen läßt, daß der Anteil der Protonen am Rande des Strahles größer als der der

Molekülonen³ ist. Genauere Messungen konnten nicht durchgeführt werden, da ein Massenanalysator fehlte.

Bei Argon liegen die Verhältnisse komplizierter als bei Wasserstoff, weil die im Raumladegebiet entstehenden Ionen einen wesentlichen Beitrag zum Gesamtionenstrom liefern können⁵. Ihr Brennpunkt liegt meist näher am Kanal als der der Plasmaionen, so daß eine Vergrößerung der Apertur auftreten muß, sobald die Raumladeionen überwiegen. Der Brennpunkt der

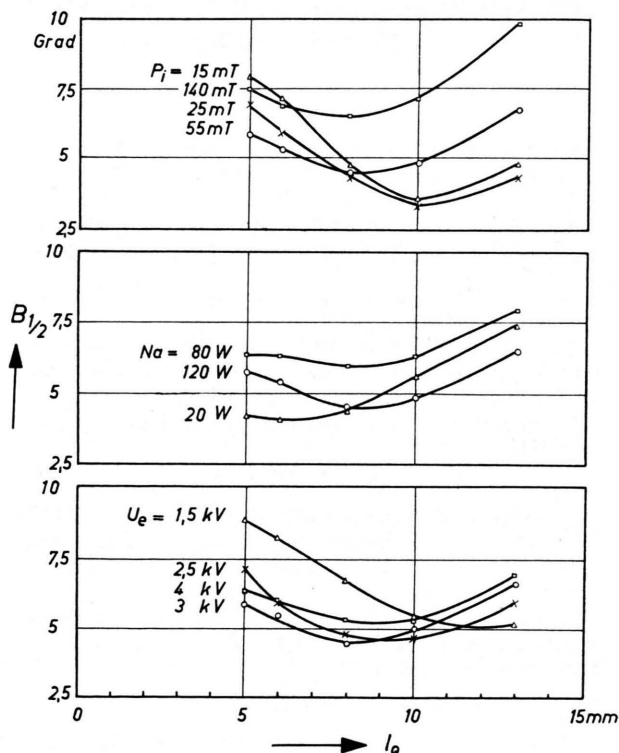


Abb. 4. Argonstrahlbreite $B_{1/2}$ als Funktion der Länge l_q des Quarzröhrchens für 4 Gasdrucke p_i (oberes Diagramm, $U_e = 3$ kV, $N_a = 120$ W), 3 Senderleistungen N_a (mittleres Diagramm, $U_e = 3$ kV, $p_i = 6 \cdot 10^{-2}$ Torr) und 4 Extraktionsspannungen U_e (unteres Diagramm, $N_a = 120$ W, $p_i = 6 \cdot 10^{-2}$ Torr) als Parameter.

⁵ Der Umladungsquerschnitt für Argon ist beträchtlich größer als für Wasserstoff.

Plasmaionen liegt bei etwa 1 kV Extraktionsspannung in der Kanalmittel und wandert bei Erhöhung von U_e — wie bei Wasserstoff — zur Plasmagrenze hin. Wie aus den Energiespektren bekannt ist⁴, überwiegen ab etwa 3 kV die Raumladeionen, daher verbreitert sich der Ionenstrahl von dieser Stelle an. Aus dem gleichen Grunde wird die Apertur bei hohen Drucken größer. Bei hoher Sendeleistung ist der Verlauf ähnlich wie bei Wasserstoff, weil die Plasmaionen dominieren. Mit abnehmender Senderleistung überwiegt immer mehr der Anteil der Raumladeionen; daher wird die Bündelbreite wieder beträchtlich. Unterhalb von 50 W liegen andere Entladungsverhältnisse vor⁴.

Die Geometrie des Extraktionssystems beeinflusst die Strahlbreite, da sowohl die Potentialverhältnisse im Raumladegebiet als auch die Entstehungsmöglichkeiten der Ionen von ihr abhängen. Eine Verlängerung des Quarzröhrchens, an dem die Plasmagrenze verankert ist, bedingt eine Verschiebung des Brennpunktes vom Kanal weg. Dadurch nimmt die Strahlbreite $B_{1/2}$ zunächst bei allen Betriebsbedingungen mit der Länge des Quarzröhrchens l_q ab (Abb. 4). Gleichzeitig nimmt aber

die Größe des Raumladegebietes und damit die Umladewahrscheinlichkeit der Ionen mit l_q zu, wodurch der Anteil der Raumladeionen wächst und die Strahlbreite bei größeren Längen des Quarzröhrchens wieder zunimmt. Diese Zunahme der Strahlbreite tritt rasch auf, wenn der Raumladeionenanteil schon durch die Betriebsbedingungen sehr groß ist.

Die in Abb. 2 auftretenden *Nebenmaxima* traten bei allen Betriebsbedingungen unter einem Öffnungswinkel von 40 Grad auf und waren bei jeder Länge des Quarzröhrchens vorhanden. Die Höhen betrugen etwa 2% des Hauptmaximums und änderten sich nicht merklich mit den Betriebsparametern. Diese Nebenmaxima lassen sich durch Ionenreflexion an den Wänden des Extraktionssystems erklären. Wie Abb. 1 zeigt, können die reflektierten Ionen den Kanal verlassen und treten gerade in dem gemessenen Winkelbereich aus.

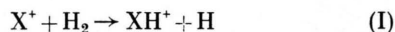
Herrn Professor Dr. W. HANLE und Herrn Privatdozent Dr. A. SCHARMANN danken wir für die stete Förderung dieser Arbeit, dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft für Zuwendungen.

Die Auftrittspotentiale von HeH^+ , NeH^+ , AH^+ , KrH^+ , KrD^+ und H_3^+ *

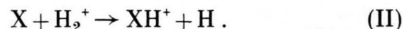
Von W. KAUL, U. LAUTERBACH und R. TAUBERT,
Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt
(Z. Naturforschg. 16 a, 624—625 [1961]; eingegangen am 2. Juni 1961)

Für die Bildung der Edelgashydridionen (XH^+) in Edelgas-Wasserstoffgemischen wird häufig eine Reaktion¹⁻³



angenommen. Wie bereits PAHL und WEIMER³ vermutet und vor kurzem HERTZBERG, RAPP, ORTENBURGER und BRIGLIA⁴ gezeigt haben, kann im Falle des Heliums die Bildung des XH^+ auch über ein H_2^+ -Ion laufen (Reaktion II).



Durch eigene Messungen von Auftrittspotentialen (AP) können wir diesen Befund für Helium bestätigen und darüber hinaus zeigen, daß der Prozeß (II) auch für den Fall $\text{X} = \text{Neon}$ auftritt (vgl. Tab. 1).

In Tab. 1 haben wir die unteren Grenzen der Dissoziationsenergien $D_0(\text{X} - \text{H}^+)$ [= *Proton-Affinität*] mit Hilfe der Beziehungen

$$\text{AP}(\text{XH}^+) \geq \Delta U(\text{XH}^+) + \Delta U(\text{H}) \quad (1)$$

$$\text{und } D_0(\text{X} - \text{H}^+) = \Delta U(\text{X}) + \Delta U(\text{H}^+) - \Delta U(\text{XH}^+) \quad (2)$$

* Auszugsweise vorgetragen auf der Physikertagung in Bad Nauheim, 21. 4. 1961.

¹ D. P. STEVENSON u. D. O. SCHISSLER, J. Chem. Phys. 29, 282 [1958].

² H. GUTBIER, Z. Naturforschg. 12 a, 499 [1957].

Ion	Auftritts- potential AP(XH^+) in eV		Ionisierungs- potential IP(X^+) in eV	Dissoziations- energie $D_0(\text{X} - \text{H}^+)$ in eV	
	a	b		a	b
HeH^+	(16,6) $\pm 0,3$	16,2 ₈ $\pm 0,3$	24,58	(> 1,4 ₂)	1,7 ₉
NeH^+	15,9 ₂ $\pm 0,3$	—	21,56	2,1 ₅	—
AH^+	—	15,9 ₂ $\pm 0,15$	15,76	—	$\geq 2,1_5$
KrH^+	14,4 $\pm 0,3$	—	14,00	$\geq 3,7$	—
KrD^+	—	14,6 $\pm 0,4$	14,00	—	$\geq 3,5$
H_3^+	—	15,4 ₅ $\pm 0,1$	15,43(H_2^+)	—	—

Tab. 1. a) Mit konventioneller Ionenquelle¹³. AP-Bestimmung durch *curve matching*⁹. Die angegebenen Fehler für AP sind die aus der ΔAP -Bestimmung folgenden maximalen Abweichungen vom Mittelwert, d. h. alle Meßwerte liegen innerhalb dieser Grenze. — b) Mit quasi-monoenergetischen Elektronen¹⁰. Als Fehler ist die geschätzte absolute Unsicherheit des Mittelwertes angegeben.

bestimmt. Unter $\Delta U(\text{Y})$ möge die Änderung der inneren Energie der Substanz Y gegenüber ihrem (gasförmigen) Normalzustand verstanden werden. Es wurden die folgenden Zahlenwerte benutzt: $\Delta U(\text{X}) = 0 \text{ eV}$,

³ M. PAHL u. U. WEIMER, Proc. 4th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases (North Holland Publ. Comp., Amsterdam) 1960, Vol. I, S. 293.

⁴ M. HERTZBERG, D. RAPP, I. B. ORTENBURGER u. D. D. BRIGLIA, J. Chem. Phys. 34, 343 [1961].