

Grundzuständen des Chlors gehörigen Kanten des Kontinuums sind deutlich zu erkennen. Das Untergrundkontinuum ($\lambda > 3440 \text{ \AA}$) ist erwartungsgemäß sehr schwach. Die Verunreinigungslinien sind im wesentlichen dem Eisen zuzuschreiben; sie werden hauptsächlich aus den heißen Zonen der Rohrgrenzschicht emittiert.

WIGNER¹¹ hat aus quantenmechanischen Betrachtungen ein Gesetz für den Verlauf des Photodetachment-Querschnitts in Kanten Nähe abgeleitet, das für negative Halogenionen folgende einfache Gestalt annimmt:

$$\sigma_{\text{det}} \propto \nu (\nu - \nu_0)^{1/2},$$

wobei ν die Frequenz des eingestrahlten Lichts und ν_0 die Kantenfrequenz ist. Daraus folgt, daß an der Kantenfrequenz

$$\left. \frac{d\sigma}{d\nu} \right|_{\nu_0} = \infty$$

sein sollte. Entsprechendes gilt für den Anlagerungsquerschnitt¹². Der gemessene Kantenverlauf zeigt jedoch statt des zu erwartenden senkrechten Anstiegs einen flachen etwa 10 \AA langen Anstieg, der nicht durch das endliche Auflösungsvermögen und die Spaltweite des Spektrographen (ca. 1 \AA) verursacht werden kann.

Die Bestimmung der Kantenwellenlänge ist vom Auswerteverfahren abhängig. Wählt man den Schnittpunkt der Wendetangente an den Kantenverlauf mit

¹¹ E. P. WIGNER, Phys. Rev. **73**, 1002 [1948].

¹² D. R. BATES, Atomic and Molecular Processes, Academic Press, New York 1962, p. 130.

dem Niveau des kontinuierlichen Untergrunds, so erhält man folgende Werte:

$$\lambda_{(P_{3/2})} = 3434 \pm 2 \text{ \AA} \quad \text{entsprechend } E_{(P_{3/2})} \\ = 3,610 \pm 0,002 \text{ eV},$$

$$\lambda_{(P_{1/2})} = 3331 \pm 4 \text{ \AA} \quad \text{entsprechend } E_{(P_{1/2})} \\ = 3,722 \pm 0,005 \text{ eV}.$$

(ausgezogene Pfeile in Abb. 1). Die Fehler ergeben sich aus der Unsicherheit in der Festlegung der Wendetangente und der Schwärzungskurve. BERRY u. Mitarb.^{5, 6} bestimmen die Kantenwellenlänge, indem sie die Mitte zwischen diesem Punkt und dem Ort des Wendepunkts des Kantenverlaufs wählen. Bei dieser Methode ergeben sich die Werte

$$\lambda_{(P_{3/2,1/2})} = 3430 \pm 2, \quad 3328 \pm 4 \text{ \AA} \quad (\text{s. Anm. } ^{12a})$$

(gestrichelte Pfeile in Abb. 1), in guter Übereinstimmung mit den von BERRY angegebenen Werten

$$\lambda_{(P_{3/2,1/2})} = 3427 \pm 4, \quad 3327 \pm 4 \text{ \AA}.$$

Da sich das Stoßwellenplasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befinden sollte und seine Zusammensetzung und Temperatur über die Stoßwellengleichungen berechenbar sind, läßt sich aus einer zeitlich aufgelösten Absolutmessung der Strahlungsintensität der Absolutwert des Elektronenanlagerungsquerschnitts ermitteln. Diesbezügliche Ergebnisse werden demnächst publiziert.

^{12a} Vor kurzem publizierte Messungen am wandstabilisierten Niederstrombogen bestätigen ebenfalls diese Ergebnisse (H. P. POPP, Proc. 8th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Springer-Verlag, Wien 1967, p. 448).

Bremsstrahlungsemission aus dem Plasma der positiven Säule durch Zusammenstöße zwischen Elektronen und Atomen

S. PFAU und A. RUTSCHER

Physikalisches Institut der Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald

(Z. Naturforsch. **22 a**, 2129—2131 [1967]; eingeg. am 15. November 1967)

Während die spektrale Emission der positiven Säule einer Edelgasentladung im Niederdruckbereich ($p_0 \lesssim 10 \text{ Torr}$) durch die Linienausstrahlung gekennzeichnet ist, tritt bei Steigerung des Gasdruckes zunehmend ein Kontinuum in Erscheinung, das unter bestimmten Bedingungen zur dominierenden Form der Säulenstrahlung wird^{1—4}. Dieses Kontinuum wurde bisher als ein Molekülkontinuum angesehen, dessen Quelle angeregte Edelgasmoleküle darstellen, die in dissoziierende Zustände übergehen^{1—3}.

¹ B. VOGEL, Ann. Phys. **41**, 196 [1942].

² C. KENTY, Proc. V. ICIPG Munich **1**, 356 [1961].

³ J. F. PRINCE u. W. W. ROBERTSON, J. Chem. Phys. **45**, 2577 [1966].

Die experimentelle Untersuchung des Kontinuums im sichtbaren Spektralbereich führte jedoch zu Ergebnissen, die mit einer Interpretation als Molekülkontinuum nicht zu vereinbaren sind⁴. Die beobachtete Strom (i)-, Druck (p_0)- und Rohrradius (r_0)-Abhängigkeit der emittierten Strahlung deutet vielmehr auf eine Entstehung durch Bremsung von Elektronen an neutralen Atomen hin. Am Beispiel der stromschwachen, diffusen Mitteldrucksäule in Neon soll diese Deutung näher begründet werden.

Für die spektrale Intensität pro Zentimeter Säulenlänge gilt im Falle der Elektronen—Atom-Bremsstrahlung:

$$I(\lambda) = \left(\frac{2 e_0}{m_e} \right)^{1/2} \pi h c \frac{N_e N r_0^2}{\lambda^2} \int_{h c/e_0 \lambda}^{\infty} Q_B U^{1/2} F(U) dU \quad (1)$$

(e_0 , m_e : Ladung und Masse des Elektrons; h : Wirkungsquantum; c : Lichtgeschwindigkeit; N_e : über den Rohrquerschnitt gemittelte Elektronenkonzentration;

⁴ S. PFAU u. A. RUTSCHER, Proc. VI ICIPG Vienna 105 [1967], Beitr. Plasmaphys. **8** [1968], im Druck.



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.

N : Atomkonzentration; λ : Wellenlänge der Strahlung; Q_B : Bremsstrahlungsquerschnitt; U : Voltäquivalent der Elektronenergie; $F(U)$: Elektronen-Energieverteilungsfunktion).

Für den Querschnitt Q_B benutzen wir in Anlehnung an neuere Berechnungen⁵ eine in der Photonenergie lineare Näherung:

$$Q_B(U, \lambda) \approx (1 - h c / e_0 \lambda U) Q_B(U, \infty).$$

Zwischen dem Bremsquerschnitt $Q_B(U, \infty)$ – dem Grenzwert für verschwindende Photonenergie – und dem Transportquerschnitt $Q_D(U)$ der Elektronen ist näherungsweise Proportionalität zu erwarten⁵⁻⁷:

$$Q_B(U, \infty) \approx \frac{16 e_0^3}{3 m_e c^3 h} U Q_D(U).$$

Sofern die Verteilungsfunktion $F(U)$ und der Querschnitt $Q_D(U)$ bekannt sind, ist damit eine Berechnung des Integrals in (1) möglich. Wir haben diese Berechnung mit einer Verteilungsfunktion durchgeführt, die als Lösung der BOLTZMANN-Gleichung unter Berücksichtigung elastischer und unelastischer Elektronenstöße und unter Vernachlässigung der COULOMB-Wechselwirkung erhalten wurde (bezüglich Einzelheiten vgl.⁴). Diese Verteilungsfunktion, die für die Entladungsverhältnisse in der stromschwachen, diffusen Mitteldrucksäule zutrifft, ist (bei vorgegebener Gasart) nur eine Funktion der reduzierten axialen Säulenfeldstärke E/p_0 . Somit gilt für das Integral in (1) die funktionelle Abhängigkeit:

$$\int_{h c / e_0 \lambda}^{\infty} Q_B U^{1/2} F(U) dU = A(\lambda, E/p_0).$$

Unter Berücksichtigung der Strombilanz und der Gasgleichung

$$N_e = i / \pi r_0^2 e_0 v_e; \quad N = p_0 / k T_0$$

[$v_e = v_e(E/p_0)$: Elektronendriftgeschwindigkeit; k : BOLTZMANN-Konstante; $T_0 = 273,16^\circ\text{K}$] folgt aus (1):

$$I(\lambda) = \left(\frac{2}{m_e e_0} \right)^{1/2} \frac{h c}{k T_0} \frac{i p_0}{v_e \lambda^2} A(\lambda, E/p_0). \quad (2)$$

Die experimentelle Untersuchung der diffusen Mitteldrucksäule in Neon zeigte, daß die reduzierte Feldstärke E/p_0 in guter Näherung ($\approx \pm 10\%$) nur eine Funktion des Produktes $i p_0$ ist (unabhängig von $r_0 = 0,5 - 3,0 \text{ cm}$). Aus der Beziehung (2) folgt somit, daß auch die Kontinuumsintensität $I(\lambda)$ nur eine Funktion von $i p_0$ sein sollte. Diese Schlußfolgerung kann durch das Experiment leicht überprüft werden.

Abb. 1 zeigt für die feste Wellenlänge 5000 Å experimentelle und theoretische Intensitätswerte in Abhängigkeit von $i p_0$.

Obwohl die Meßwerte bei sehr verschiedenen Entladungsbedingungen erhalten wurden, sind der gefor-

⁵ R. C. MJOLSNESS u. H. M. RUPPEL, Phys. Rev. **154**, 98 [1967].

⁶ O. B. FIRSOW u. M. I. TSCHIBISOW, Z. Exp. Theor. Phys. (russ.) **39**, 1770 [1960].

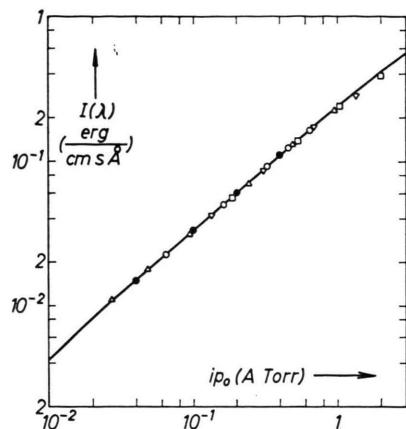


Abb. 1. Kontinuumsintensität der diffusen positiven Säule in Abhängigkeit von Gasdruck und Stromstärke. [Neon; $r_0 = 0,75 - 3,00 \text{ cm}$; $\lambda = 5000 \text{ \AA}$; $I(\lambda)$: bezogen auf 1 cm Säulenlänge; Meßpunkte: ●: $p_0 = 40$; ○: $p_0 = 65$; △: $p_0 = 100$; ▽: $p_0 = 133$; □: $p_0 = 200 \text{ Torr}$; Kurve: Bremsstrahlungstheorie.]

derte Zusammenhang und die quantitative Übereinstimmung mit der Theorie ausgezeichnet erfüllt.

Experimentell wurden die Absolutwerte für das Kontinuum durch Vergleich mit der Linienstrahlung einer Niederdrucksäule ermittelt. Die Daten der Vergleichssäule waren: Neon; $p = 1 \text{ Torr}$; $r_0 = 1,9 \text{ cm}$; $i = 1 \text{ mA}$. Absolutmessungen an der Linie 6074 \AA hatten für diese Entladungsbedingungen in der positiven Säule eine Intensität von $4,6 \cdot 10^{11} \text{ Quanten/cm}^3 \text{ s}$ ergeben⁸.

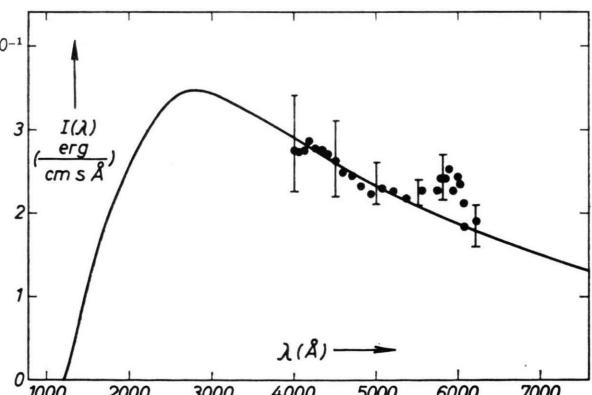


Abb. 2. Spektrale Intensitätsverteilung des Kontinuums der diffusen positiven Säule. [Neon; $r_0 = 0,75 - 3,00 \text{ cm}$; $i p_0 = 2 \text{ A Torr}$; $I(\lambda)$: bezogen auf 1 cm Säulenlänge; Meßpunkte: Mittelwerte aus Messungen bei $p_0 = 65$ und $p_0 = 133 \text{ Torr}$; Kurve: Bremsstrahlungstheorie.]

⁷ W. KASYANOW u. A. STAROSTIN, Z. Exp. Theor. Phys. (russ.) **48**, 295 [1965].

⁸ F. SCHNEIDER, Dissertation, Greifswald 1956.

Abb. 2 zeigt die gemessene und die nach (2) berechnete spektrale Intensitätsverteilung für einen festen Wert $i p_0$.

In dem von der experimentellen Anordnung (Monochromator mit SEV-Registrierung) erfaßten Bereich besteht eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die eingetragenen Meßpunkte stellen Mittelwerte dar, wobei der angegebene Streubereich auch die Unsicherheit der relativen spektralen Empfindlichkeitskurve der Meßanordnung enthält. Im Bereich $\lambda \gtrsim 6000 \text{ Å}$ wurde wegen der dort

auftretenden Störung durch Linien keine Kontinuumsmessung ausgeführt.

Bereits die hier für Neon angeführten Ergebnisse lassen die Schlußfolgerung zu, daß entgegen der bisherigen Annahme das Kontinuum der Mitteldrucksäule im sichtbaren Bereich ein Bremskontinuum für Elektronen-Atom-Stöße darstellt. Dieses bisher nur im Ultraroten beobachtete Kontinuum^{5, 7} tritt hier unter einfachen Beobachtungs- und Betriebsbedingungen auf und bietet günstige Möglichkeiten der weiteren Untersuchung elementarer Prozesse in Plasmen.

On the Nature of the Electron Traps in Alkaline Ice

H. BARZYNSKI and D. SCHULTE-FROHLINDE

Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Strahlenchemie

(Z. Naturforsch. **22 a**, 2131—2132 [1967]; eingeg. am 4. November 1967)

We have investigated the influence of the preparation of alkaline ice samples on the formation of trapped electrons on γ -irradiation. Sodium hydroxide forms several stable hydrates $\text{NaOH} \times (\text{H}_2\text{O})_n$ ($1/2 \leq n \leq 7$)¹. We prepared crystalline transparent $\text{NaOH} \times 7 \text{ H}_2\text{O}$ (9.0 mol/l, single crystals), $\text{NaOH} \times 3.5 \text{ H}_2\text{O}$ (14.5 mol/l, crystals of 0.5—3.0 mm ϕ) and $\text{NaOH} \times 1 \text{ H}_2\text{O}$ (30 mol/l, single crystals) and transparent glassy samples with alkali concentrations equivalent to $\text{NaOH} \times 7 \text{ H}_2\text{O}$ and $\text{NaOH} \times 3.5 \text{ H}_2\text{O}$ and compared their behaviour.

Fig. 1 a shows the formation of the blue colour due to trapped electrons ($\lambda_{\max} = 585 \text{ m}\mu$) as a function of the dose in glassy and crystalline samples of $\text{NaOH} \times 3.5 \text{ H}_2\text{O}$ at -196°C . Exactly the same results were obtained with $\text{NaOH} \times 7 \text{ H}_2\text{O}$. $\text{NaOH} \times 1 \text{ H}_2\text{O}$ does not form a glass. The results show that the appearance of the blue colour is strong only in the amorphous matrices. A similar effect is found in polycrystalline methanol^{*} and ethanol (Fig. 1 b) and in the sodium perchlorate-ice system². The ratio of total spin concentrations of irradiated (dose: $2.5 \times 10^{19} \text{ eV/g}$) crystalline and glassy $\text{NaOH} \times 3.5 \text{ H}_2\text{O}$ is roughly 1 : 15, showing that not only the colour, but also the yield of products in the amorphous sample is much higher. When heated the irradiated colourless crystalline sodium hydroxides turn red. The origin of this colour, however, is not a

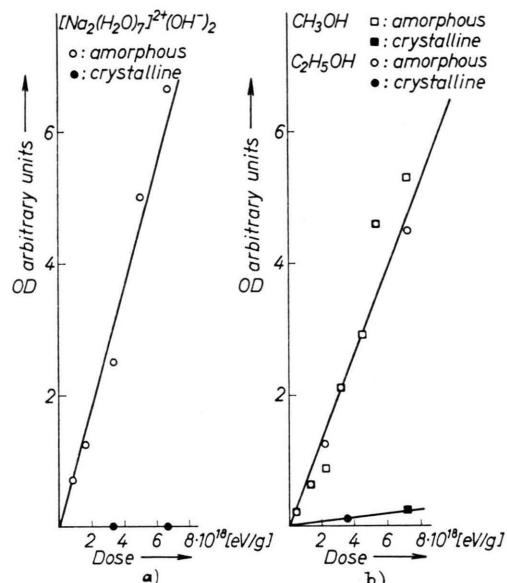


Fig. 1. Relative optical density (OD) at $585 \text{ m}\mu$ of glassy and crystalline transparent $\text{NaOH} \times 3.5 \text{ H}_2\text{O}$, methanol, and ethanol as a function of dose. Co-60- γ -rays, $T=77^\circ\text{K}$ (measured by comparison with colour standards).

trapped electron.

Mainly four models have been proposed concerning the nature of the trapping site: The electron should occupy

- 1) an expanded orbital of a metal cation³,
- 2) an expanded orbital of an O^- -radical ion^{4, 5},
- 3) an anion vacancy formed during the absorption process⁶⁻⁸,

⁴ P. N. MOORTHY and J. J. WEISS, in "Solvated Electrons", Advances in Chemistry Series **50**, American Chemical Society, Washington, D. C. 1965, p. 180.

⁵ P. N. MOORTHY and J. J. WEISS, Phil. Mag. **10**, 659 [1964].

⁶ M. J. BLANDAMER, L. SHIELDS, and M. C. R. SYMONS, Nature, London **199**, 902 [1963].

⁷ L. KEVAN, in: Progress in Solid State Chemistry, Vol. 2, Pergamon Press, New York 1965, p. 304.

⁸ M. J. BLANDAMER, L. SHIELDS, and M. C. R. SYMONS, J. Chem. Soc. **1964**, 4352.

¹ Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr., 8. Auflage, System Nr. 21, Erg. Bd. Lfg. 2 (1965), p. 847.

^{*} Similar results in methanol were obtained by J. JANOVSKY and J. TEPLY (in press).

² B. G. ERSHOV, A. K. PIKAEV, P. I. GLASZUNOV, and Y. SEVTIN, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **149**, 363 [1963].

³ J. JORTNER and B. SHARF, J. Chem. Phys. **37**, 2506 [1962].