

gut mit dem die COULOMB-Effekte berücksichtigenden Wert (vgl. Gl. II, 6 b aus <sup>3</sup>) des dynamischen Stabilitätsparameters der WEIZSÄCKER-BETHE-Formel, nämlich  $C = 66 \text{ MeV}$ , übereinstimmt (beim Vergleich wurden die als „best fit“ angegebenen Werte der Analyse von GREEN <sup>7</sup> benutzt).

Gegen diese Methode der Bestimmung von  $\Theta_R$  kann erstens eingewandt werden, daß die zu (32)

<sup>7</sup> A. GREEN, Phys. Rev. **95**, 1006 [1954].

führenden Annahmen nicht streng erfüllt sind; zweitens gibt es außer den in (32) vermerkten noch andere zu  $I^2(I+1)^2$  proportionale Energiekorrekturen, die aus der Lösung des zu (1) gehörenden Eigenwertproblems entstehen, in unserer Rechnung jedoch vernachlässigt wurden.

Ich danke Herrn Prof. W. HEISENBERG für stetige Unterstützung und Förderung. Den Herren Prof. G. LÜDERS, Dr. W. BREINIG und Dr. P. MITTELSTAEDT bin ich wegen vieler Diskussionen und Hinweise verpflichtet.

## NOTIZEN

### Die Strahlungsintensität einer energiereichen Blitzlicht-Entladung zwischen 1250 und 1340 Å

Von K. D. BAYES, K. H. BECKER und KARL H. WELGE

Institut für Physikalische Chemie der Universität Bonn  
(Z. Naturforsch. **16 a**, 1089–1090 [1961]; eingeg. am 21. August 1961)

Quantenergiebigkeiten energiereicher Impulsentladungen für Blitzlichtphotolysen wurden u. a. von PORTER et al. <sup>1,2</sup>, CLAESON et al. <sup>3</sup> bis etwa 2000 Å und von NELSON und RAMSAY bis 1450 Å <sup>4</sup> gemessen. Für photochemische Untersuchungen im Vakuum-UV interessierte die Größenordnung der Quantenergiebigkeit einer Blitzlichtentladung bei kürzeren Wellenlängen. Es wurden Messungen zwischen 1250 und 1340 Å bei Entladungsenergien bis 1400 Joule und Entladungszeiten von einigen Mikrosekunden durchgeführt.

#### Meßanordnung

Abb. 1 zeigt schematisch die Entladungsstrecke, die aus der inneren Elektrode  $E_1$ , der äußeren Ringelektrode  $E_2$ , einem Aluminiumoxydrohr  $R$  ( $d = 24 \text{ mm}$ ,  $l_1 = 35 \text{ mm}$ ,  $l_2 = 10 \text{ mm}$ ) und einer Zündfunkenstrecke  $Z$

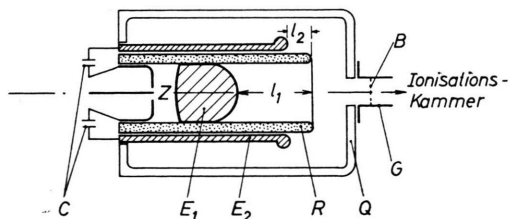


Abb. 1. Entladungskammer.

bestand. Sie war induktionsarm über koaxiale Leiter mit 11 parallelen Kondensatoren  $C$  von je  $10 \mu\text{F}$  Kapazität,  $110 \text{ m}\mu\text{H}$  Eigeninduktivität und  $5,1 \text{ kV}$  Maximalspannung verbunden. Die Entladungsstrecke befand sich in einem starkwandigen Quarzgehäuse  $Q$ . Über ein  $100 \text{ cm}$  langes und  $15 \text{ mm}$  weites Glasrohr  $G$  war zur Intensitätsmessung eine NO-Ionisationskammer nach WATANABE <sup>5</sup> mit einem  $\text{CaF}_2$ -Fenster von  $2,8 \text{ mm}$  Wandstärke angeschlossen. Unmittelbar vor dem Fenster blendete ein  $0,5 \text{ mm}$  breiter und  $6 \text{ mm}$  hoher Eintrittsspalt ein zu den Kammerelektroden paralleles Strahlenbündel aus. Vor der Entladung reduzierte eine Blende  $B$  die Intensität um  $98,5\%$ . Die Blende besaß auf einer Fläche von  $15 \text{ mm}$  Durchmesser 37 gleichmäßig verteilte Öffnungen von je  $0,3 \text{ mm}$  Durchmesser. Die Ionisationskammer wurde bei  $50 \text{ Volt}$  und  $0,8 \text{ Torr}$  NO-Druck betrieben. Ihr Sättigungsbereich lag zwischen  $10$  und  $90 \text{ Volt}$ .

Die Durchlässigkeitsgrenze des  $\text{CaF}_2$ -Fensters bei  $1250 \text{ Å}$  <sup>6</sup> und der steile Anstieg des Ionisationsquerschnitts von NO bei  $1340 \text{ Å}$  <sup>5,7</sup> bestimmten den Meßbereich. In diesem Bereich wurde für die Berechnung der pro Entladung in die Ionisationskammer eintretenden Strahlung aus der gemessenen Ladung ein mittlerer Ionisationsquerschnitt von  $0,8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  zugrunde gelegt, die Gesamtabsorption des NO in der Kammer mit  $2,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  berücksichtigt und ab  $1250 \text{ Å}$  vollständige Durchlässigkeit des Fensters ohne Reflexionsverluste angenommen. Die Ladungsmenge ergab sich aus dem integrierten Spannungsimpuls, der oszillographisch registriert wurde.

#### Ergebnisse

Die Versuche wurden mit Stickstoff und Wasserstoff bei einem Druck von  $6 \text{ Torr}$  in der Entladungskammer

<sup>1</sup> G. PORTER, Proc. Roy. Soc., Lond. A **200**, 284 [1950].

<sup>2</sup> M. I. CHRISTIE u. G. PORTER, Proc. Roy. Soc., Lond. A **212**, 398 [1952].

<sup>3</sup> S. CLAESON u. L. LINDQVIST, Ark. Kemi **11**, 535 [1957] u. **12**, 1 [1958].

<sup>4</sup> L. S. NELSON, J. Opt. Soc. Amer. **46**, 768 [1956]; L. S. NELSON u. D. A. RAMSAY, J. Chem. Phys. **25**, 372 [1956].

<sup>5</sup> K. WATANABE, F. F. MARMO u. E. C. Y. INN, Phys. Rev. **91**, 1155 [1953].

<sup>6</sup> W. M. POWELL, Phys. Rev. **45**, 154 [1934].

<sup>7</sup> K. WATANABE, J. Chem. Phys. **22**, 1564 [1954].



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.

durchgeführt. Geringe Sauerstoffmengen (bis 0,2%) beeinflussen die Quantenergiebigkeit nicht merklich. Sie wurde lediglich entsprechend der Sauerstoffabsorption im Verbindungsrohr scheinbar vermindert. Bei evakuierter Ionisationskammer verblieb bei allen Entladungsenergien ein konstanter Anteil von 5% der mit gefüllter Kammer gemessenen Intensität.

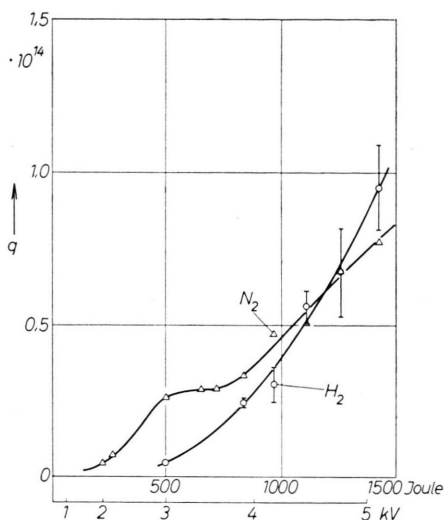


Abb. 2. Strahlungsdichte  $q$  in  $10^{14}$  Quanten/Entladung  $\cdot$  cm $^2$  in 100 cm Abstand; Spannung 5,1 kV; Entladungsgas  $N_2$ .

Abb. 2 zeigt für Stickstoff und Wasserstoff die Strahlungsdichte in 100 cm Abstand von der Entladung in Quanten/Entladung  $\cdot$  cm $^2$  als Funktion der Entladungsenergie bei variierter Spannung und konstanter Kapazität und Abb. 3 für Stickstoff die Abhängigkeit von der Kapazität bzw. Entladungsenergie bei konstanter Spannung. Die Streuung betrug bei Stickstoff 5% und bei Wasserstoff, vor allem bei höheren Energien, bis über 20%. Die gezeichneten Meßpunkte sind Mittelwerte aus drei bis fünf Einzelmessungen. Die Strahlungsdichte ist bei 5 kV (Abb. 2) für beide Gase von angenähert gleicher Größe, während sich bei etwa 3 kV ein relativ großer Unterschied zeigt. Da bei dieser Spannung noch eine starke Linienstruktur mit einem Untergrundkontinuum anzunehmen ist, liegt es nahe, die größere Emission des Stickstoffs den beiden starken Linien des Stickstoffatoms bei 1335 und 1276 Å zuzuschreiben, deren Intensität mit steigender Spannung zugunsten des Kontinuums abnimmt. Im Gegensatz zur Spannungsabhängigkeit zeigt sich bei Kapazitätsänderung und 5 kV keine Unregelmäßigkeit (Abb. 3). Mit Wasserstoff wurde innerhalb der Fehlergrenze der gleiche, angenähert lineare Intensitätsanstieg gefunden.

Eine Drucksteigerung von 6 auf 40 Torr hatte beim Stickstoff eine Intensitätsabnahme um 30% und beim Wasserstoff um 70% zur Folge.

Unter der Annahme einer isotropen Intensitätsverteilung würde der größten gemessenen Strahlungsdichte eine Quantenerzeugung größenordnungsmäßig von etwa

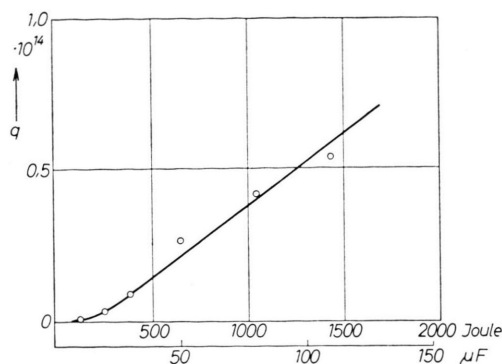


Abb. 3. Strahlungsdichte  $q$  in  $10^{14}$  Quanten/Entladung  $\cdot$  cm $^2$  in 100 cm Abstand; Kapazität 100  $\mu$ F; Entladungsgase  $N_2$ ,  $H_2$ .

$10^{19}$  Quanten/1400 Joule entsprechen, d. h. 1% der Entladungsenergie würde in Strahlung zwischen 1250 und 1340 Å verwandelt. Wahrscheinlich war jedoch infolge der Lampenkonstruktion die Leuchtdichte in Achsenrichtung am größten und die Gesamtemission entsprechend kleiner. Ähnliche Anordnungen<sup>3</sup> ergaben im sichtbaren und nahen UV, ebenfalls auf ein 90 Å breites Intervall bezogen, eine Energieumwandlung der gleichen Größenordnung.

Das Spektrum wurde bis etwa 1200 Å qualitativ mit einem Vakuum-Prismenspektrographen mit LiF-Optik untersucht. Bei niedrigen Energien emittierte die Entladung vorwiegend ein Linienspektrum und mit steigender Energie ein Kontinuum. Bei 1400 Joule war, unabhängig von der Art des Entladungsgases, praktisch keine Linienstruktur mehr erkennbar.

Die Lichtimpulsdauer wurde mit einer Vakuum-Photozelle (90 AV) gemessen, wobei zunächst die Photozelle auf das Quarzgefäß gerichtet war. Der Intensitätsverlauf in dem durch die Photozelle erfaßten Spektralbereich besaß den üblichen steilen Anstieg und relativ langsamen Abfall. Die Zeit vom Emissionsbeginn bis zum Abfall auf  $1/e$  der Maximalintensität betrug 7  $\mu$ sec und die entsprechende  $1/10$ -Breite etwa 20  $\mu$ sec. Da das Quarzgefäß bei höheren Energien mehrere Sekunden sichtbar nachleuchtete, konnte vermutet werden, daß ein Teil des langsamen Intensitätsabfalls durch die Fluoreszenz der Gehäusewand verursacht wird. Messungen, bei denen durch ein 50 cm in axialer Richtung von der Entladung entferntes Fenster aus Normalglas beobachtet wurde, zeigten bei gleicher  $1/e$ -Breite einen etwas schnelleren Abfall ( $1/10$ -Breite etwa 14  $\mu$ sec). Vorläufige Versuche mit einer nur im Vakuum-UV empfindlichen fensterlosen Photozellenanordnung ergaben z. Tl. Lichtimpulse, bei denen die Verlängerung nahezu fehlte.

Auf Grund der Meßergebnisse wurde eine Blitzlicht-Photolyseanordnung für Bestrahlungen bis ins ferne Vakuum-UV entwickelt und die Photolyse des  $NH_3$  untersucht. Über die Versuche wird an anderer Stelle berichtet werden.

Herrn Prof. Dr. GROTH danken wir für die Förderung der vorliegenden Arbeit.