

diglich ÜBEROI<sup>16</sup> hat bei der Re-Zahl  $R_L = 60$  einige Messungen der Druckkorrelation durchgeführt. Da jedoch in unserem Fall  $R_L = 20$  ( $R_L^2 = 10 R_M/D$ ), können unsere Ergebnisse nicht mit ÜBEROIS Messungen verglichen werden. Doch hat ÜBEROI auch die Größe  $A$  in Abhängigkeit von  $R_L$  gemessen und gelangt für  $R_L \approx 25$  zu einem Wert  $A = 0,6$ , der sehr gut mit dem hier berechneten übereinstimmt (Abb. 10). Aus dieser Abbildung kann man auch entnehmen, daß wir noch weit vom asymptotischen Zustand  $t \gg t^*$  entfernt sind, denn der Anstieg  $dA/dx$  ist nur sehr gering.

In Abb. 11 ist der Abklingvorgang für die Druckdifferenzfunktion aufgetragen, die von russischen Autoren auch als Strukturfunktion des Druckfeldes bezeichnet wird, von ihnen aber nur im Rahmen der KOLMOGOROVschen Theorie behandelt worden ist.

Ich danke Herrn Professor Dr. W. TOLLMIE für die Anregung und Förderung dieser Arbeit. Herrn Professor Dr. L. BIERMANN danke ich für die Möglichkeit, die elektronische Rechenmaschine G 1 des Max-Planck-Institutes für Physik zu benutzen, wodurch mir die Durchführung der Rechnungen wesentlich erleichtert wurde.

## Lichtanregung beim Stoß von Helium mit leichtem und schwerem Wasserstoff\*

Von W. HANLE und G. A. VOSS

Aus dem I. Physikalischen Institut der Technischen Universität Berlin und dem  
Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Hochschule Gießen  
(Z. Naturforsch. 11 a, 857–862 [1956]; eingegangen am 30. August 1956)

Werden Wasserstoffionen in Helium geschossen, so erfolgt eine Anregung der Triplettlinien des Heliums. Daneben tritt beim Stoß von  $H_2^+$ - und  $H_3^+$ -Ionen auf Helium noch die BALMER-Serie des Wasserstoffs in Erscheinung, die bei der Dissoziation der Wasserstoffionen angeregt wird. Die Anregungsfunktionen der Heliumlinien 3889 Å ( $2^3S-3^3P$ ) und 5876 Å ( $2^3P-3^3D$ ) und der  $H_\alpha$ -Linie des Wasserstoffs steigen im untersuchten Bereich (Stoßenergien zwischen 2 und 20 keV) langsam und gleichmäßig an.

Die beim Stoß von Ionen des *schweren* Wasserstoffs auf Helium erhaltenen Anregungsfunktionen fallen mit den beim Stoß von Ionen des *leichten* Wasserstoffs sich ergebenden innerhalb der Fehlergrenzen zusammen, wenn man die Intensität des angeregten Leuchtens nicht als Funktion der Energie sondern über der Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen aufträgt. Dies ist in Übereinstimmung mit der Theorie des Korpuskularstoßes, wonach für die Energieübertragung durch unelastischen Stoß nicht die Energie, sondern die Geschwindigkeit der Teilchen maßgebend ist.

Die Lichtanregung durch Heliumionen in leichtem und schwerem Wasserstoff ist gleich. Das intensive Auftreten der Heliumbogenlinien bei diesem Prozeß sowie das starke Ansteigen der Lichtintensität bei abnehmenden Stoßenergien deuten jedoch darauf hin, daß es sich hier nicht um eine echte Lichtanregung durch Ionenstoß, sondern um ein Wiedervereinigungsleuchten des Heliums handelt.

Bei den bisher durchgeführten Versuchen über die Lichtanregung durch Stoß von Atomen und Ionen des leichten und schweren Wasserstoffs<sup>1-4</sup> wurde der in einer Ionenquelle (Niedervoltkapillarbogen oder Kanalstrahlrohr) erzeugte Teilchenstrahl direkt in das anzuregende Gas geschossen. Da eine Zerlegung in seine Komponenten aus Intensitätsgründen nicht möglich war, konnte die beobachtete Lichtanregung nicht eindeutig einer bestimmten

Teilchenart ( $H$ ,  $H_2$  und  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  bzw.  $D$ ,  $D_2$  und  $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$ ) zugeordnet werden. Unterschiede in der Lichtanregung beim Übergang von leichtem zu schwerem Wasserstoff waren möglicherweise Folgen einer Änderung der Zusammensetzung des Teilchenstrahls. Auch konnte bei diesen Messungen eine geringe Verunreinigung des Strahls durch Fremdionen die Messung in unkontrollierbarer Weise verfälschen. Deshalb bestand der Wunsch, die Licht-

\* Zugleich Dissertation an der Technischen Universität Berlin.

<sup>1</sup> F. ENGELMANN, Z. Phys. 113, 462 [1939].

<sup>2</sup> R. JUNKELMANN, Z. Phys. 107, 561 [1937].

<sup>3</sup> W. HANLE u. R. JUNKELMANN, Phys. Z. 37, 593 [1936].

<sup>4</sup> W. HANLE, Phys. Z. 38, 995 [1937].



anregung durch Ionen des leichten und schweren Wasserstoffs unter übersichtlicheren Verhältnissen zu vergleichen.

## I. Experimentelles

Als Ionenquelle diente ein Kapillarbogen, ähnlich wie bei ENGELMANN<sup>1</sup>. Bei einem Gasdruck von ca.  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr brennt im Bogenraum zwischen Kathode und Anode bei einer Bogenspannung zwischen 50 und

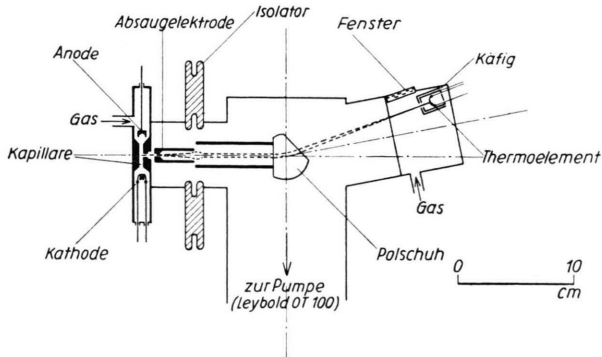


Abb. 1. Halbschematische Darstellung der Versuchsanordnung.

100 Volt eine unselbständige Entladung mit einer Stromstärke von 0,2 bis 1 Amp. Die Gaszuführung erfolgt anodenseitig über ein Nadelventil. Aus der Kapillare (4 mm  $\phi$ , 20 mm lang) werden die Ionen von der Absaugelektrode abgesaugt (Absaugspannung bis zu 3 kV). Die durch die Elektrode tretenden Ionen werden in einer ionenoptischen Immersionslinse (Spannungsverhältnis 1 : 7) nachbeschleunigt und bilden dann einen nahezu parallelen Ionenstrahl. Dieser wird im sektorförmigen Magnetfeld entsprechend den Massen seiner Komponenten abgelenkt. (Die Energiehomogenität des Ionenstrahls reicht völlig aus, um ihn allein durch eine magnetische Ablenkung in seine Komponenten zu zerlegen.) Das Magnetfeld wirkt zugleich als Zylinderlinse und konzentriert die zu untersuchende Massenkomponente auf die Eintrittsblende (1 mm  $\phi$ ) zum Beobachtungsraum. Das darin befindliche Gas (Gasdruck maximal  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr) wird längs der Ionenflugbahn zum Leuchten angeregt. Die Lichtanregung verschiedener Spektrallinien wird durch geeignete Farbfilter vom übrigen Spektrum getrennt und mit einem SEV gemessen. Zur Intensitätsbestimmung fällt der Ionenstrahl schließlich auf ein Thermoelement in einem FARADAY-Käfig. Durch gleichzeitige Messung von Käfigstrom und Thermospannung kann so auch der durch Umladung im Beobachtungsraum neutral gewordene Anteil des Ionenstrahls bestimmt werden: Werden mit  $i_k$  und  $u_t$  Käfigstrom und Thermospannung beim Gasdruck  $p$  bezeichnet und mit  $i_{k0}$  und  $u_{t0}$  die entsprechenden Werte bei gutem Vakuum (wenn keine Umladungen auftreten können), so stellt der Ausdruck

$$N = \left(1 - \frac{i_k u_{t0}}{u_t i_{k0}}\right) 100\%$$

den Neutralanteil  $N$  vom gesamten Strahl bei dem Gasdruck  $p$  dar. Die Kapillarionenquelle in der hier vorliegenden Form liefert mit Wasserstoff als Bogengas die drei Ionenarten  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ . Bei kleineren Drucken im Bogenraum entstehen mehr Protonen, bei größeren Drucken mehr  $H_3^+$ -Ionen. In jedem Fall überwiegt jedoch die  $H_2^+$ -Ionenintensität um etwa einen Faktor 4. In reinem Wasserstoff brennt die Bogenentladung nicht (ENGELMANN<sup>5</sup>). Aus diesem Grund wurde das Bogengas bis zu 5% mit Luft verunreinigt. Mit steigendem Grad der Verunreinigung nimmt jedoch die Wasserstoffionenintensität stark ab. Schon bei 5% Luftzusatz zum Bogengas wird der Anteil der Stickstoffionen größer als der der Wasserstoffionen.

Unter günstigsten Verhältnissen wurde bei 16 kV Gesamtspannung im FARADAY-Käfig ein  $H_2^+$ -Ionenstrom bis zu 0,01 mA aufgefangen. Bei Beschleunigungsspannungen von 2 kV sank die  $H_2^+$ -Ausbeute etwa auf den hundertsten Teil.

## II. Stoß von Wasserstoffionen auf Helium

### a) Versuche mit leichtem Wasserstoff

Beim Stoß jeder der drei Ionenarten,  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ , auf Helium wird Anregung des Triplettspektrums des Heliums, beim Stoß von  $H_2^+$ - und  $H_3^+$ -Ionen außerdem Anregung der BALMER-Serie des neutralen Wasserstoffatoms beobachtet.

### 1. Heliumanregung

Es wurden die Anregungsfunktionen der He Linien 3889 Å ( $2^3S - 3^3P$ ) und 5876 Å ( $2^3P - 3^3D$ ) gemessen. Diese Linien treten mit größerer Intensität auf, außerdem bereitete ihre Trennung vom übrigen Spektrum durch Kombinationen SCHOTTscher Farbgeläser keine Schwierigkeiten. Die Messung von Anregungsfunktionen wird durch Sekundärprozesse verfälscht (Neutralisation ionisierter He-Atome, Anregung durch Sekundärelektronen, Neuanregung metastabiler Atome), wenn der Druck des anzuregenden Gases sowie die Teilchenstromdichte des anregenden Ionenstrahls zu groß werden (DÖPEL<sup>6</sup>). Zunächst wurde daher sichergestellt, daß bis zu Heliumdrucken von  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr und bis zu Wasserstoffionenströmen von 5  $\mu A$  gute Druck- und Stromproportionalität des Heliumleuchtens herrschen. Durch gleichzeitige Messung des Auffängerstroms und der Thermospannung in der oben beschriebenen Form wurde weiterhin sichergestellt, daß Umladungsprozesse im Beobachtungsraum bis

<sup>5</sup> F. ENGELMANN, Dissertation, Leipzig 1938.

<sup>6</sup> R. DÖPEL, Ann. Phys., Lpz. 16, 1 [1933].

zu Heliumdrucken von  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr nicht in größerer Zahl auftreten.

Abb. 2 zeigt die Anregungsfunktionen der gelben He-Linie  $2^3P - 3^3D$  beim Stoß von leichten Wasserstoffionen auf Helium. Ähnliche Kurven ergeben sich für das violette Leuchten der He-Linie bei 3889 Å. Die Ordinatenwerte (Lichtintensität/Käfigstrom · Druck) sind auf eine willkürlich gewählte, jedoch für alle drei Kurven gleiche Einheit bezogen.

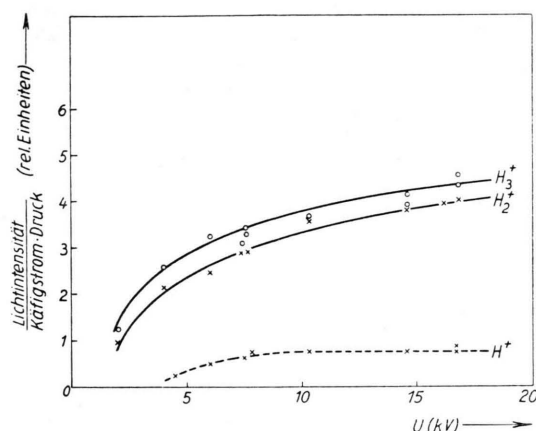


Abb. 2. Anregungsfunktionen der gelben Heliumlinie  $2^3P - 3^3D$  beim Stoß von Wasserstoffionen auf Helium.

Die Lichtanregung durch Protonen lag an der Grenze der Meßbarkeit. Es ist daher nicht völlig sicher, ob die Lichtanregung des Heliumtriplettspektrums durch Protonen reell ist.

## 2. Wasserstoffleuchten

Das angeregte BALMER-Leuchten steigt bis zu Drucken von  $2 \cdot 10^{-2}$  Torr streng linear mit dem Heliumdruck im Beobachtungsraum an. Die BALMER-Anregung muß also unmittelbar mit einem Dissoziationsprozeß verbunden sein, bei dem ein neutrales Wasserstoffatom entsteht. (Würde das bei einer Dissoziation entstehende neutrale Wasserstoffatom erst durch einen zweiten Stoß gegen ein Heliumatom zum Leuchten angeregt werden, wäre eine quadratische Druckabhängigkeit zu erwarten.)

Der Dissoziationsquerschnitt des  $H_2^+$ -Ions beim Stoß gegen Helium konnte bei einer Ionenenergie von 8 keV in einem gesonderten Versuch zu  $5 \text{ cm}^2/\text{cm}^3 \cdot \text{Torr}$  abgeschätzt werden. Für das  $H_3^+$ -Ion läßt sich unter gleichen Voraussetzungen für den Dissoziationsquerschnitt eine obere Grenze von  $15 \text{ cm}^2/\text{cm}^3 \cdot \text{Torr}$  angeben.

Bei der Bestimmung der Anregungsfunktionen des BALMER-Leuchtens tritt folgende Schwierigkeit

auf: Im Gegensatz zum Heliumleuchten wird das Wasserstoffleuchten von schnell bewegten Teilchen ausgestrahlt. Infolge der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustandes wird ein Teil des Wasserstoffleuchtens aus der Beobachtungszone hinausgetragen und geht dadurch der Messung verloren. Dieser Anteil wird mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit größer. Zur Ermittlung der Anregungsfunktionen müssen die gemessenen Lichtintensitäten mit einem Korrekturfaktor  $K$ ,

$$K = \left[ 1 - \frac{x_0}{L} \left( 1 - \exp \frac{-L}{x_0} \right) \right]^{-1},$$

multipliziert werden. Hierin ist  $L$  die Länge der Beobachtungsstrecke und  $x_0$  der Weg, längs dessen die Anregungsenergie bis auf den  $e$ -ten Teil abgestrahlt worden ist. Es ist  $x_0 = t_0 \sqrt{2eU/m}$ , worin  $t_0$  die mittlere Verweilzeit im angeregten Zustand,  $e/m$  die spezifische Ionenladung und  $U$  die Beschleunigungsspannung darstellen.

Abb. 3 zeigt das beobachtete Leuchten der  $H_\alpha$ -Linie als Funktion der Beschleunigungsspannung.

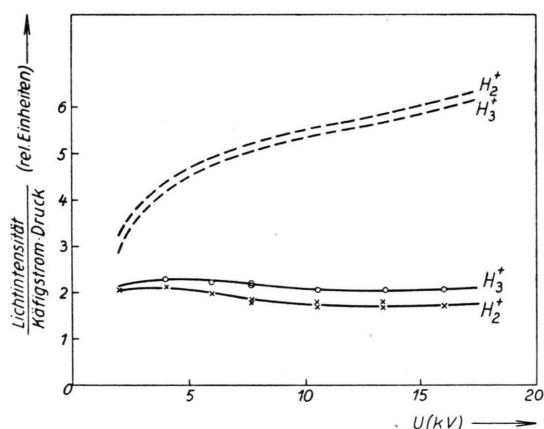


Abb. 3. Beobachtete Lichtanregung der  $H_\alpha$ -Linie der BALMER-Serie beim Stoß von Wasserstoffionen auf Helium (—) und daraus berechnete Anregungsfunktionen (---).

Die mit dem Korrekturfaktor  $K$  multiplizierten Werte (also die Anregungsfunktionen) sind gestrichelt im gleichen Ordinatenmaßstab eingetragen. Für die mittlere Verweilzeit wurde hier ein Richtwert von  $1,56 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$  angenommen (LANDOLT-BÖRNSTEIN, Bd. 1/I, S. 261, BIEMANN). Es ist allerdings fraglich, ob bei dem hier vorliegenden Dissoziationsprozeß direkt der Ausgangsterm der  $H^\alpha$ -Linie angeregt wird oder ob er erst durch Kaskadensprünge von höher gelegenen Niveaus erreicht

wird. Ist die Verweilzeit im angeregten Zustand groß gegen den oben angegebenen Wert, so wird die Anregungsfunktion — wie eine Fehlerbetrachtung zeigt — bei 20 keV um 30% zu klein bestimmt, bezogen auf den Wert bei 2 keV. (Für sehr viel kleinere Verweilzeiten würde im Grenzfall die unkorrigierte Kurve gelten.)

#### b) Versuche mit schwerem Wasserstoff

Bei Verwendung von schwerem Wasserstoff als Bogengas tritt durch die nicht zu vermeidende Anwesenheit von leichtem Wasserstoff eine Komplikation ein:

Die leichten Wasserstoffionen entstehen durch Zersetzung von Fettdämpfen im Bogenraum und bei der Elektrolyse des 96-proz. schweren Wassers.

Die Ionenquelle liefert jetzt die 9 Ionenarten:  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ,  $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$ ,  $DH^+$ ,  $DH_2^+$ ,  $D_2H^+$ . Die Massen 2, 3 und 4 sind jeweils durch zwei Ionenarten vertreten, nämlich durch  $H_2^+$  und  $D^+$ , durch  $HD^+$  und  $H_3^+$  und durch  $D_2^+$  und  $H_2D^+$ . Ionen gleicher Masse und gleicher Ladung werden aber durch die magnetische Zerlegung nicht voneinander getrennt. Durch eine einfache Rechnung, die sich experimentell quantitativ bestätigte, läßt sich jedoch aus den Intensitäten der Ionenströme mit den Massen 1 bis 6 die Zusammensetzung der Ionenströme der Massen 2 bis 4 aus ihren jeweiligen Komponenten errechnen.

Unter der Annahme, daß die Atome des leichten und schweren Wasserstoffs im vorliegenden Fall als unterscheidbar, aber sich völlig gleich verhaltend behandelt werden können, bleiben für eine Berechnung

der Teilströme mit den Massen 1 bis 6 nur folgende vier Unbekannte: Das Ausgangszahlenverhältnis von leichten zu schweren Wasserstoffatomen und die drei Häufigkeiten für 1-, 2- und 3-atomige Ionen. Zur Berechnung dieser vier Unbekannten stehen je eine Gleichung für die 6 Ionenströme zur Verfügung. Nach Einsetzen von vier gemessenen Ionenströmen liefert das überbestimmte System die beiden nicht verwendeten Ionenströme in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment; dadurch erscheint die oben gemachte Annahme als zulässig.

Es liegt nahe, durch eine künstliche Veränderung der Zusammensetzung des Bogengases eine Änderung der Verteilung der Ionensorten in den Ionenströmen mit den Massen 2 bzw. 3 bzw. 4 herbeizuführen. So wäre es prinzipiell möglich, die Lichtanregung durch alle Ionenarten einzeln zu ermitteln. Wegen der unvermeidlichen großen Fehler dieses Verfahrens wurde jedoch dieser Gedanke nicht weiter verfolgt.

Will man die Anregungsfunktionen beim Stoß von schweren Wasserstoffionen auf Helium mit denen beim Stoß von leichten Wasserstoffionen vergleichen, so darf man nur die schweren Ionen mit den Massen 3, 4, 5 und 6 berücksichtigen. Nur die Massen 5 und 6 können eindeutig den Ionenarten  $D_2H^+$  und  $D_3^+$  zugeordnet werden; die Massen 3 und 4 bestehen — wie die Rechnung zeigt — zum überwiegenden Teil aus  $DH^+$ - bzw.  $D_2^+$ -Ionen.

Abb. 4 a zeigt die Anregungsfunktionen der gelben Heliumlinie bei 5876 Å beim Stoß von Wasserstoffionen der Masse 3 bis 6. Die Anregungsfunktionen beim Stoß von  $H_2^+$ - und  $H_3^+$ -Ionen aus Abb. 2 sind zum Vergleich noch einmal im gleichen Ordinatenmaßstab eingetragen.

Trägt man die angeregte Lichtintensität nicht wie in Abb. 4 a über der Beschleunigungsspannung son-

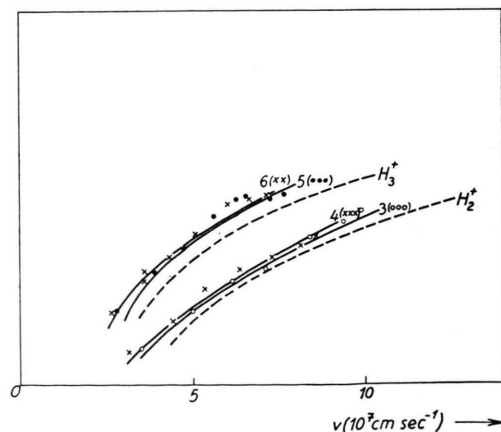
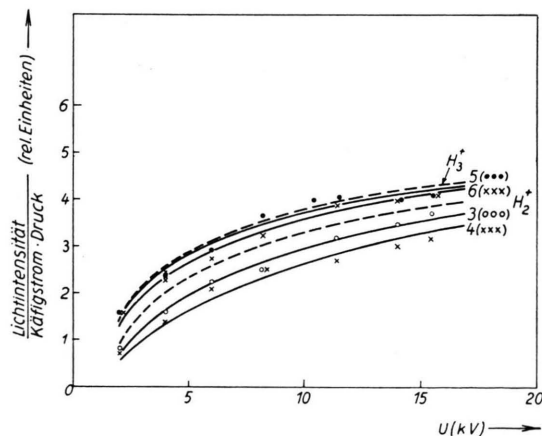


Abb. 4 a und 4 b. Lichtanregung der Heliumlinie  $2^3P-3^3D$  beim Stoß von Ionen des leichten und schweren Wasserstoffs auf Helium. Die Ionenströme mit den Massen 3 bis 6 setzen sich dabei wie folgt zusammen:

Masse 3: 98,4%  $DH^+$  und 1,6%  $H_3^+$ ; Masse 4: 88,0%  $D_2^+$  und 12%  $DH_2^+$ ; Masse 5: 100%  $D_2H^+$ ; Masse 6: 100%  $D_3^+$ .



dern über der Geschwindigkeit der anregenden Ionen auf (Abb. 4b), dann fallen die Anregungsfunktionen beim Stoß der 2-atomigen Moleküliolen ( $H_2^+$ ,  $D_2^+$ ,  $DH^+$ ) innerhalb der Fehlergrenzen zusammen. Bei der Anregung durch 3-atomige Moleküliolen weicht allerdings die beim Stoß mit  $H_3^+$ -Ionen erhaltene Anregungsfunktion von den Kurven für die Anregung durch  $D_3^+$ - und  $D_2H^+$ -Ionen ab, jedoch scheint hier ein Meßfehler vorzuliegen, da eine solche Abweichung bei den entsprechenden hier nicht wiedergegebenen Kurven für die violette Heliumlinie  $2^3S - 3^3P$  nicht beobachtet wurde.

Der Übergang vom Betrieb der Apparatur mit leichtem Wasserstoff (Kurven für  $H_2^+$  und  $H_3^+$ ) zu dem mit schwerem (Kurven für Masse 3, 4, 5 und 6) erforderte ca. 20 min. In dieser Zeit waren Änderungen der Meßkonstanten (Gasdruck im Beobachtungsraum, Empfindlichkeit und Dunkelstrom des SEV usw.) nicht zu vermeiden; eine Berücksichtigung dieser Änderungen bei der Auswertung konnte nur innerhalb der Meßgenauigkeit erfolgen.

Die Annahme einer reinen Geschwindigkeitsabhängigkeit der Anregungsfunktionen widerspricht also nicht den experimentellen Ergebnissen. Für eine exakte Bestätigung dieser Annahme ist allerdings bei dem flachen Verlauf der gemessenen Anregungsfunktionen die erzielte Meßgenauigkeit nicht ausreichend.

Ein Vergleich der Lichtanregung in Helium durch  $H^+$ -Ionen mit der durch  $D^+$ -Ionen ist leider nicht möglich, da bei der Ionenmasse 2 die Anregung durch das Molekülion  $H_2^+$  stark überwiegt. Für einen derartigen Vergleich wäre eine Ionenquelle erforderlich, die vorwiegend Atomionen liefert. Auch müßte das zur Verfügung stehende schwere Wasser sehr rein sein.

### III. Stoß von Heliumionen auf leichten und schweren Wasserstoff

Beim Stoß von Heliumionen auf leichten und schweren Wasserstoff wird im Gegensatz zu den bisher besprochenen Versuchen eine starke Umladung des anregenden Teilchenstrahls beobachtet. So gelangen bei einer Ionenenergie von 13,4 keV und einem Wasserstoffdruck von  $6 \cdot 10^{-2}$  Torr im Beobachtungsraum 27% der He-Teilchen als neutrale Atome in den FARADAY-Käfig. Demzufolge ist beim Stoß von  $He^+$ -Ionen auf Wasserstoff neben einer Anregung der BALMER-Serie des Wasserstoffs auch eine starke Anregung der Heliumbogenlinien zu be-

obachten. Da das Leuchten der Heliumlinien direkt proportional dem Gasdruck im Beobachtungsraum ist, muß ähnlich wie oben (Kap. II a, 2) der Schluß gezogen werden, daß die Lichtanregung unmittelbar beim Umladungsprozeß auftritt. Das He-Leuchten ist also nicht auf eine Anregung durch Ionenstoß sondern auf Umladungsprozesse zurückzuführen. Dieses wird auch augenfällig durch den Verlauf der Anregungsfunktion (Abb. 5). Sie hat ein Minimum bei 6 kV und steigt mit kleiner werdender Teilchenenergie stark an. Ein ähnliches Ergebnis zeigt die Anregungsfunktion der violetten He-Linie  $2^3S - 3^3P$  bei 3889 Å.

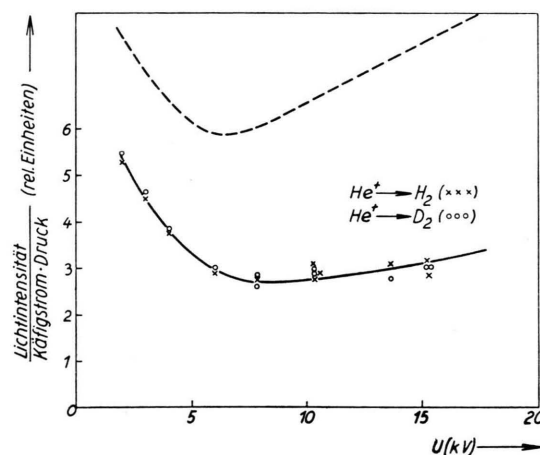


Abb. 5. Beobachtete Lichtanregung der Heliumlinie  $2^3P - 3^3D$  beim Stoß von  $He^+$ -Ionen auf leichten und schweren Wasserstoff (—) und daraus berechnete Anregungsfunktion (---).

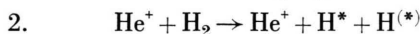
Das bewegte Heliumleuchten muß zur Ermittlung der Anregungsfunktion in der schon bekannten Weise mit einem Korrekturfaktor  $K$  multipliziert werden. Für die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes wurde der Wert  $t_0 = 1,55 \cdot 10^{-8}$  sec (LANDOLT-BÖRNSTEIN Bd. 1/I, S. 263, BIERMANN) angenommen.

Die Lichtanregung der Heliumlinien ist in leichtem und schwerem Wasserstoff im Bereich zwischen 2 und 18 kV innerhalb einer Fehlergrenze von  $\pm 10\%$  gleich.

Abb. 6 zeigt die Lichtanregung der  $H_\alpha$ - bzw.  $D_\alpha$ -Linie des Wasserstoffs. Hier ist neben einer Anregung bei der Umladung



auch eine direkte Stoßanregung



möglich.

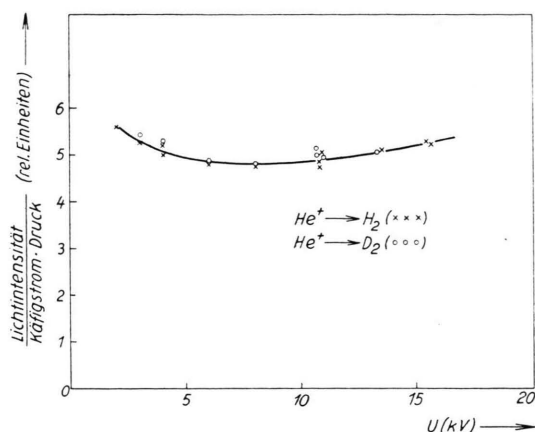


Abb. 6. Anregungsfunktion der  $H_{\alpha}$ - bzw.  $D_{\alpha}$ -Linie der BALMER-Serie beim Stoß von  $He^+$  auf leichten und schweren Wasserstoff.

Welche der beiden Gleichungen den Anregungsmechanismus richtig beschreibt, ist mit Bestimmtheit nicht zu sagen. Aus dem Anstieg der angeregten Lichtintensität mit kleiner werdender Stoßgeschwindigkeit (Abb. 6) darf man jedoch schließen, daß der Prozeß 1 (Anregung bei der Umladung) allein oder in Verbindung mit Prozeß 2 auftritt.

Diese Arbeit wurde im I. Physikalischen Institut der Technischen Universität, Berlin-Charlottenburg, durchgeführt. Herrn Prof. Dr. H. BOERSCH sei an dieser Stelle für die Möglichkeit der Durchführung dieser Arbeit sowie für viele anregende Diskussionen herzlich gedankt.

Unser besonderer Dank gilt auch der Studienstiftung des Deutschen Volkes für die großzügige Gewährung eines Stipendiums.

## Zur Orientierung von Metallaufdampfschichten auf Kupfereinkristallflächen (nach Beobachtungen mit Elektroneninterferenzen)

Von OSWALD HAASE

Aus dem Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforschg. **11 a**, 862—864 [1956]; eingegangen am 6. September 1956)

Kupfer-(111)-Einkristallflächen, die vorher durch elektrolytische Politur geebnet sind, werden innerhalb der Elektroneninterferenzapparatur, die mit einer Kathodenzerstäubungsanlage kombiniert ist, von den Verunreinigungen des Polierbades befreit. Auf die so gereinigten Einkristalloberflächen werden die Metalle Cu, Ag, Au, Pd, Fe und Zn aufgedampft. Es zeigt sich im Gegensatz zu nur elektrolytisch polierten Flächen eine vollständige Orientierung dieser Schichten zur Kupferoberfläche. Folgende Orientierungen werden gefunden: Bei den flächenzentrierten Metallen legt sich die (111)-Fläche auf die Kupferoberfläche und setzt die Orientierung des Kupfergitters fort. Es wird dabei Zwillingsbildung nach der (111)-Fläche beobachtet. Das (raumzentrierte) Eisen legt sich mit der (110)-Fläche auf die (111)-Kupferoberfläche, so daß  $[001]_{Fe}$  parallel zu einer der drei gleichwertigen  $[110]$ -Richtungen des Kupfers in der Berührungsfläche ist. Beim Zink wächst die c-Ebene in Einkristallorientierung auf die (111)-Kupferoberfläche auf.

Die Wirksamkeit der Kathodenzerstäubung zur Gewinnung von gereinigten Metallkristalloberflächen hatte sich bei der Abtragung der passivierenden Schicht von elektrolytisch polierten Kupferoberflächen erwiesen. Während nur elektrolytisch polierte Kupferoberflächen auch nach mehrtägiger Lagerung an Luft kein Oxyd zeigten, konnte an Flächen, die vorher kathodenzerstäubt waren, der aufgewachsene Kupfer-Oxydulfilm nachgewiesen werden<sup>1</sup>.

Die Wiederholung der Versuche, bei der die Zerstäubung innerhalb der Elektronenbeugungsapparatur durchgeführt wurde, ergab, daß sich die Kupfer-oxydulschicht wie vermutet erst nach dem Belüften

und nicht während des Zerstäubens bildet<sup>2</sup>. In der vorliegenden Arbeit wurden diese durch Kathodenzerstäubung behandelten Flächen als Unterlage für Metallaufdampfschichten benutzt und festgestellt, ob eine Orientierung der Metallaufdampfschicht bei Zimmertemperatur eintritt und wie weit diese von der Behandlung der Unterlage mittels Kathodenzerstäubung abhängig ist.

### I. Apparatur

Als Interferenzapparatur wurde eine bereits früher beschriebene<sup>2</sup> verwendet, an deren Objektraum eine

<sup>1</sup> H. WESEMEYER u. H. RAETHER, Naturwiss. **39**, 398 [1952].

<sup>2</sup> A. LADAGE, Z. Phys. **144**, 354 [1956].