

Eine Lichtquelle mit seitlicher Emission für das Vakuum-Ultraviolett*

R. ERMISCH ** und E. SCHÖNHEIT

I. Physikalisches Institut der Freien Universität Berlin

(Z. Naturforschg. 20 a, 611—622 [1965]; eingegangen am 28. Dezember 1964)

For the extreme ultraviolet ($\lambda < 1000 \text{ \AA}$) a light source has been developed using the lateral emission from a condensed capillary discharge. In that way damages of the spectrometer entrance-slit or grating are prevented. The periodic discharges of a condenser through a low-inductance circuit were switched by a rotary spark-gap, which makes possible a control circuit for photon flux stabilization. The light source is rugged, suitable for continuous load, and has a long life time.

The effect on emission of the following parameters has been investigated: pressure, repetition frequency, condenser voltage, capacity, discharge energy, and inductance. The dependence of intensity on pressure, voltage, and inductance permits conclusions on ionization stages.

The light source can be operated with all noble gases as well as nitrogen or oxygen, giving reproducible many-line spectra with high constancy, among which the spectra of higher ionization stages are predominant. Except the lines of oxygen, originating on the capillary material, no extraneous lines were observed. The spectra of the different gases have been examined in more detail within the region between 350 \AA and 945 \AA . These contain many new lines of argon, krypton, and xenon.

It has been shown by other investigations, that the light source emits an intense and copious line spectrum at shorter wavelengths, too, reaching down lower than 100 \AA .

Von den Lichtquellen, die zur Erzeugung eines Linienspektrums im Bereich des extremen Ultraviolett (etwa 100 bis 1000 \AA) geeignet sind¹⁻¹⁴, verdienen die mit äußerer Gaszufuhr betriebenen Typen eine besondere Beachtung. Lichtquellen ohne äußere Gaszufuhr zeigen häufig eine inkonstante und nicht reproduzierbare Emission. Die Ursache liegt hauptsächlich darin, daß die Beschaffenheit der Elektroden, Oberflächeneigenschaften von Isolatoren oder während der Entladung auftretende Gasbildung den Entlade- und Anregungsmechanismus beeinflussen.

Intensive Spektren der höheren Ionisierungszustände im extrem kurzwelligen Bereich erhält man nur unter Verwendung kondensierter Entladungen. Für bestimmte Anwendungen ist eine Lichtquelle mit zeitlich-kontinuierlicher Emission oder mit Impuls-

betrieb und genügend hoher Folgefrequenz notwendig¹⁵. Fordert man weiterhin eine Anordnung mit langer Lebensdauer (mindestens 10^6 Entladungen), so scheiden der Vakuumfunke und die Gleitfunkenstrecke als Lichtquellen praktisch aus.

Kapillarfunkentrecken, die ihren Gasbedarf aus einer Verdampfung des Isolatormaterials bestreiten, wird man nur verwenden, wenn ein Strahlungskontinuum erwünscht ist. Sie haben ihrer Funktion gemäß eine kurze Lebensdauer¹⁶.

Bei einer kondensierten Kapillarentladung mit äußerer Gaszufuhr läßt sich der Einfluß von Veränderungen der Elektroden, der Isolatoreigenschaften und der Gasabgabe durch eine geeignete Anordnung und durch günstige Wahl der Entladeparameter weitgehend ausschalten. Die Zündspannung kann man unter Kontrolle halten, indem der Druck und die Zu-

* Auszugsweise von R. ERMISCH auf der Frühjahrstagung der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin im April 1963 vorgetragen.

** Jetzt: Institut F der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., Braunschweig.

¹ F. Z. PEDOS, N. S. SVENITSKIĪ u. Z. I. SHLEPKOVA, *Opt. i Spektroskopiya* **6**, 533 [1959].

² F. J. COMES, *Z. Instrumentenk.* **68**, 69 [1960].

³ W. LANGSCH, Staatsexamensarbeit, Freie Universität Berlin 1960.

⁴ W. R. S. GARTON, *Proc. 5th. Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases*, München 1961, Vol. II, S. 1884.

⁵ R. TOUSEY, *Appl. Opt.* **1**, 679 [1962].

⁶ G. BOLDT, *J. Quant. Spectr. Radiative Transf.* **2**, 705 [1962].

⁷ J. A. R. SAMSON u. H. LIEBL, *Rev. Sci. Instrum.* **33**, 1340 [1962].

⁸ R. G. NEWBURGH, L. HEROUX u. H. E. HINTEREGGER, *Appl. Opt.* **1**, 733 [1962].

⁹ H. CONRADS, *Ber. Kernforschungsanlage Jülich*, Jül-88-PP [1962].

¹⁰ H. CONRADS u. H. HARTWIG, *Ber. Kernforschungsanlage Jülich*, Jül-123-PP [1963].

¹¹ R. D. DESLATTES, T. J. PETERSON JR. u. D. H. TOMBOULIAN, *J. Opt. Soc. Amer.* **53**, 302 [1963].

¹² B. EDLÉN, *Rep. Prog. Phys.* **26**, 181 [1963].

¹³ M. MORLAIS u. S. ROBIN, *C. R. Acad. Sci., Paris* **258**, 862 [1964].

¹⁴ M. PLATO, *Z. Naturforschg.* **19 a**, 1324 [1964].

¹⁵ K.-H. GOIHL, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1961.

¹⁶ F. J. COMES u. H. G. SÄLZER, *Z. Naturforschg.* **18 a**, 594 [1963].



sammensetzung des Gases konstant gehalten werden¹⁷. Einfacher erreicht man eine sichere Funktion und gute Konstanz mit einem Schaltelement im Entladekreis^{18, 19}. Die Emission wird dann hauptsächlich durch die in der Lichtquelle umgesetzte Energie und die Funkenfolgefrequenz bestimmt.

Die bisher bekannt gewordenen Kapillarfunkenstrecken mit äußerer Gaszufuhr und gesteuerter Kondensatorentladung sind Lichtquellen mit end-on-Be-

obachtung. Die dem Spektrometerspalt zunächst gelegene Elektrode ist hierbei geerdet und durchbohrt. Die Entladung erfolgt entlang der Einfallsrichtung des Lichtes. Durch Ladungsträger und Neutralteilchen, die aus dem Plasma heraustreten, können leicht Beschädigungen am Spalt oder am Gitter auftreten¹⁵, auch wenn durch Anbringen eines „Vorspalts“ dafür gesorgt ist, daß die Entladung nicht bis zum Spalt hindurchgreift. Es ist daher eine Anordnung vorzu-

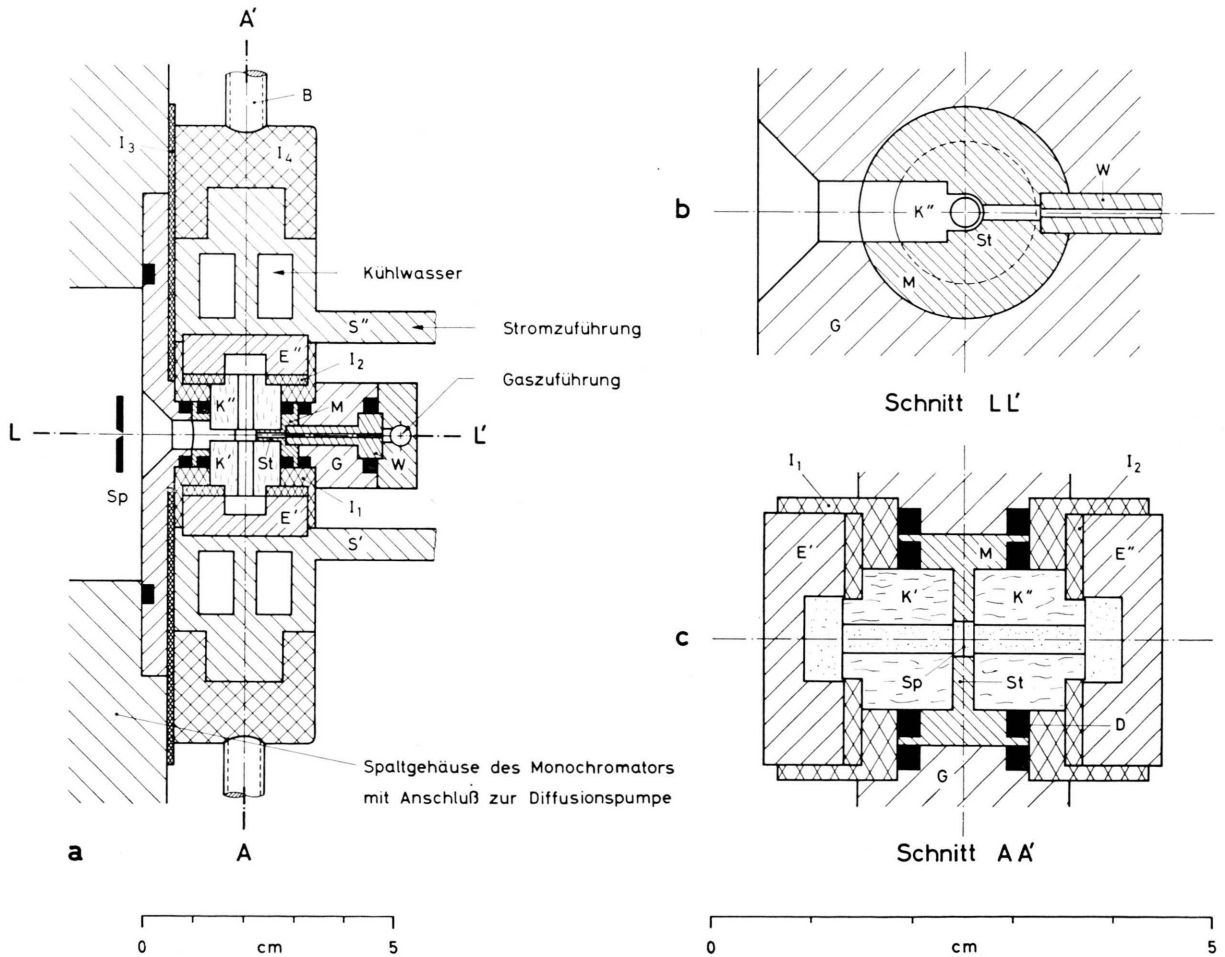


Abb. 1. Die Lichtquelle; a Schnitt senkrecht zum Eintrittsspalt des Monochromators (Meridionalebene); b Schnitt senkrecht zur Ebene a durch die Lichtachse LL'; c Schnitt senkrecht zur Ebene a durch die Kapillarachse AA'. — B Bolzen zum Andrücken der Stromzuführungen und Elektroden; D Dichtungen aus Silicon; E', E'' Hochspannungselektroden aus Aluminium; G Gehäuse aus Stahl (V2A) mit Anschlußflansch zum Spaltgehäuse des Monochromators (geerdet); I₁, I₂ Isolier-einsätze aus Teflon, I₃ Isolierfolie aus Teflon, I₄ Zwischenstück aus Novotext; K', K'' Kapillaren aus Aluminiumoxyd; M auswechselbares Mittelstück aus Stahl (V2A); S', S'' Stromzuführungen aus Messing mit Kühlwasseranschlüssen; Sp Eintrittsspalt des Monochromators; St stegförmiger Teil des Mittelstückes M; W Einsatz mit Strömungswiderstand für den Gaseinlaß. Die Kanäle zur Kühlung des Gehäuses sind fortgelassen. Die Gasentladung bildet sich zwischen den Elektroden E', E'' aus und greift durch die Kapillaren K', K'' und die Aussparung im Steg St hindurch, wie im Schnitt c dargestellt ist.

¹⁷ P. LEE u. G. L. WESSLER, J. Opt. Soc. Amer. **42**, 80 [1952].

¹⁸ J. H. ENNS u. R. A. WOLFE, J. Opt. Soc. Amer. **39**, 298 [1949].

¹⁹ Á. BARDÓCZ, Nature, Lond. **171**, 1156 [1953].

ziehen, bei der die Kapillarenachse senkrecht zur Beobachtungsrichtung verläuft.

In dieser Arbeit wird eine Lichtquelle beschrieben, die sich bereits seit einigen Jahren bewährt hat und für Untersuchungen der Photoionisation in Gasen eingesetzt ist. Im folgenden sind die Gesichtspunkte, die bei der Entwicklung beachtet wurden, zusammengefaßt:

1. Seitliche Emission.
2. Intensive Linienspektren der höheren Ionisierungsstufen.
3. Betriebsmöglichkeit mit verschiedenen Gasen.
4. Hohe Folgefrequenz der Entladungen.
5. Zeitliche Konstanz der Intensität und Reproduzierbarkeit der Spektren.
6. Lange Lebensdauer und robuste Ausführung für den Dauerbetrieb.

1. Lichtquelle und experimentelle Anordnung

Lichtquelle

Die Lichtquelle (Abb. 1) besteht aus einem geraden Gehäuse G , auf das die beiden Hochspannungselektroden E' , E'' zusammen mit ihren Stromzuführungen S' , S'' in symmetrischer Anordnung vakuumdicht und isoliert aufgesetzt werden. In das Gehäuse eingelassen sind die beiden keramischen Kapillaren K' , K'' . Sie sind ebenfalls symmetrisch zum Gehäuse und zueinander koaxial angeordnet, so daß sie wie eine einzige, in der Mitte unterbrochene Kapillare erscheinen. Die Trennung ist durch den Steg St des Mittelstückes M gegeben, der eine Aussparung trägt. Im Schnitt b der Abb. 1 ist die Form dieser Aussparung zu erkennen. Sie ist für den einwandfreien Betrieb der Lichtquelle von Bedeutung. Durch eine Bohrung im Steg wird über den Strömungswiderstand W das Gas eingelassen. Da die Gasströmung entlang der Lichtachse LL' erfolgt, besteht senkrecht dazu kein Druckgefälle. Auf der Achse AA' zwischen den Elektroden ist also der Gasdruck näherungsweise konstant.

Die Entladung erfolgt in Richtung dieser Achse und bildet einen Plasmaschlauch vom Durchmesser der Kapillarbohrung, wie im Schnitt c angedeutet ist. Da der Entladekreis (einschließlich Hochspannungsgerät) keine niederohmige Erdverbindung besitzt (vgl. Abb. 2), ist eine „unsymmetrische“ Gasentladung zwischen einer der Elektroden und dem Mittelstück ausgeschlossen. Von der Gasentladung ist der Teil nutzbar, der durch die Aussparung im Steg freigegeben wird und senkrecht zur Achse AA' auf den Eintrittsspalt des Monochromators strahlt. Bei den überwiegend benutzten Kapillaren ist dies ein Zylindervolumen von 2,0 mm Länge und 2,8 mm Durchmesser. Die Stegbreite ist so gewählt, daß das Gitter gerade ausgeleuchtet wird. Der relativ

geringe Abstand zwischen dem Zentrum der Entladung und dem Eintrittsspalt ist in dem hier vorliegenden Fall der Verwendung eines kurzen Austrittsspalt in Verbindung mit einem Torusgitter von Vorteil^{20, 21}.

Alle der Abnutzung unterliegenden Teile sind leicht auswechselbar. Dazu gehören besonders die Elektroden und Kapillaren mit ihren Dichtungen D . Das Mittelstück M ist zur Reinigung und für den eventuellen Fall einer Beschädigung ebenfalls auswechselbar. Die Kühlung der Elektroden geschieht durch Wärmekontakt mit den Stromzuführungen, in die Kühlkanäle eingearbeitet sind. Auch das Gehäuse ist kühlbar.

Entladekreis

Das Plasma in der Lichtquelle wird durch eine stromstarke Entladung einer Kondensatorbatterie erzeugt, die periodisch durch eine rotierende Luftfunkenstrecke geschaltet wird.

Dem symmetrischen Aufbau der Lichtquelle entspricht eine symmetrische Ausführung des elektrischen Kreises (Abb. 2). Dementsprechend sind zwei Kondensatoren C_1 , C_2 in Serie geschaltet, die von einem Hochspannungsgerät (max. 10 kV) über die beiden Ladewiderstände R_1 , R_2 und den zur Lichtquelle parallel liegenden Widerständen R_3 , R_4 aufgeladen werden. Die Entladung erfolgt über den in Abb. 2 stark gezeichneten Hauptkreis, da der Innenwiderstand der Lichtquelle gegen $R_3 + R_4$ zu vernachlässigen ist. Bei den in Frage kommenden Gasdrücken liegt die Zündspannung weit unter der Kondensatorspannung. R_1 und R_2 werden so gewählt, daß nach Ablauf einer Periode der Funkenfolge die Kondensatoren praktisch bis zur Spannungsspitze U des Hochspannungsgerätes aufgeladen sind. Andererseits ist die Zeitkonstante groß genug, um eine mehrfache Zündung beim Durchgang der rotierenden Elektroden der Schaltfunkenstrecke zu verhindern. Auf diese Weise steht für jede Entladung eine konstante, nicht vom Gasdruck in der Lichtquelle abhängende Energie zur Verfügung. Unter L ist in Abb. 2 die gesamte Induktivität des Entladekreises zu verstehen, die durch Einschalten einer Spule erhöht werden kann.

Als Kondensatoren haben sich nach eingehenden Versuchen mit anderen Fabrikaten *Bosch*-MP-Impulskondensatoren der Type KO/MPS 2/0,5 K 25 000 mit je 0,5 μF als am geeignetsten erwiesen. Sie sind für Stoßentladungen mit geringer Folgefrequenz im Kurzbetrieb für 25 kV Spitzenspannung entwickelt. Wir haben sie mit 3 kV (pro Kondensator) und 40 Hz Entladefolgefrequenz im Dauerbetrieb belastet und keine Störungen beobachtet. Die durch den konzentrischen Aufbau gegebene geringe Induktivität (ca. 25 nH pro Kondensator) gestattet, den Kreis induktivitätsarm aufzubauen. Ein weiterer Vorteil dieser Kondensatoren ist ihr geringer Innenwiderstand (ca. 40 m Ω pro Kondensator), was sich günstig auf den energetischen Wirkungsgrad auswirkt.

²⁰ H. GREINER u. E. SCHÄFER, *Optik* **16**, 288 [1959].

²¹ H. GREINER u. E. SCHÄFER, *Optik* **16**, 350 [1959].

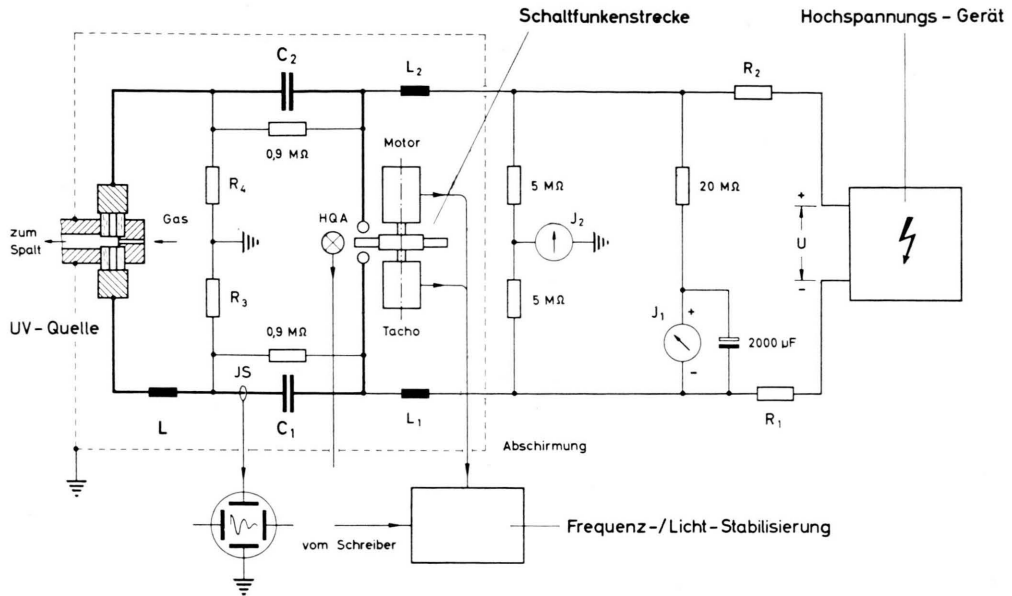


Abb. 2. Schaltung zur Lichtquelle. — C_1, C_2 je $0,5 \mu\text{F}$, Bosch-MP-Impulskondensatoren; HQA Quecksilberhochdrucklampe zur Vorionisierung der Schaltfunkenstrecke; J_1 Hochspannungsvoltmeter; J_2 Nullinstrument zur Kontrolle der Spannungssymmetrie; JS Induktionsschleife zur Beobachtung der Entladung mit dem Oszillographen; L Induktivität des Entladekreises; L_1, L_2 Störschutz-Drosseln; R_1, R_2 je $5,5 \text{ k}\Omega$, R_3, R_4 je 50Ω ; U Ladespannung, max. 10 kV . — Der Entladestromkreis ist stark ausgezogen. Die Aufladung der Gesamtkapazität $C = \frac{1}{2} C_1 = \frac{1}{2} C_2$ erfolgt über $R_1 \dots R_4$ und L_1, L_2 . Das Hochspannungsgerät ist erdfrei.

Die in Abb. 2 schematisch angedeutete Schaltfunkenstrecke besteht aus zwei festen Elektroden und zwei rotierenden Elektroden auf einer Scheibe aus Pertinax. Die Scheibe wird durch einen Gleichstrom-Nebenschluß-Motor mit max. 3000 Umdr./min angetrieben. Mit der Motorwelle gekuppelt ist ein Tacho-Generator, der zur Frequenzanzeige und -stabilisierung dient. Alle Elektroden bestehen aus Aluminium und sind auswechselbar. Zur Erzielung höherer Frequenzen als 100 Hz können auf die Scheibe mehr als zwei Elektroden aufgesetzt werden. Die „festen“ Elektroden lassen sich während des Betriebs verstellen, um die Abnutzung auszugleichen. Der Abbrand ist jedoch sehr gering. Er liegt bei einer Kapazität von $0,25 \mu\text{F}$, 6 kV Kondensatorspannung und 40 Hz Funkenfolgefrequenz in der Größenordnung $0,1 \text{ mm/h}$ pro Elektrode.

Die Schaltfunkenstrecke stellt eine auch im Dauerbetrieb sichere Anordnung dar. Sie hat weiterhin den Vorteil, daß die Folgefrequenz der Entladung in weiten Grenzen wählbar und gut zu stabilisieren ist. Da die Lichtintensität der Frequenz proportional ist, läßt sich mit dieser Anordnung eine Regelschaltung zur Stabilisierung des Quantenstromes verwirklichen.

Stabilisierungsschaltung

Zur Untersuchung der Eigenschaften der Lichtquelle ist es erforderlich, neben dem Druck und der Spannung die Folgefrequenz konstant zu halten.

Wird die Lichtquelle zu Untersuchungen herangezogen, die über längere Zeit eine konstante Emission erfordern, ist eine Stabilisierung des Lichtquantenstromes zweckmäßig.

Die beiden Forderungen

- (a) Frequenzstabilisierung,
- (b) Lichtstabilisierung

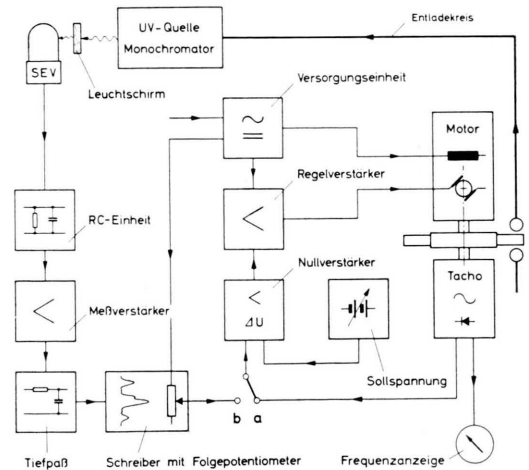


Abb. 3. Blockschaltbild zur Frequenz- und Lichtstabilisierung; a „Frequenzstabilisierung“, b „Lichtstabilisierung“. — Bei der Schalterstellung a wird die vom Tachogenerator abgegebene Ist-Spannung mit der Soll-Spannung verglichen. Bei der Schalterstellung b wird eine am Folgepotentiometer des Schreibers abgegriffene, mit der Lichtintensität linear zusammenhängende Spannung mit der Soll-Spannung verglichen und die Entladefolgefrequenz so gesteuert, daß der Quantenstrom konstant bleibt.

ließen sich unter Verwendung der rotierenden Funkenstrecke als Schaltelement für den Entladekreis, wie Abb. 3 im Blockschaltbild zeigt, verwirklichen.

(a) Zur Stabilisierung der Frequenz wird der Tachogenerator als Ist-Wertgeber verwendet. Die von ihm abgegebene Wechselspannung wird gleichgerichtet und geglättet. Sie ist der Motorfrequenz proportional und dient außerdem zur Frequenzanzeige. Die Differenz ΔU der Ist-Spannung gegen eine vorgegebene Soll-Spannung wird verstärkt und steuert den Ankerstrom des Motors.

(b) Zur Stabilisierung des Photonstromes kann praktisch die gleiche Schaltung verwendet werden, wenn eine Ist-Spannung zur Verfügung steht, die eine monotone Funktion des Quantenstromes ist. Der für die Registrierung der Spektren benutzte Kompensationschreiber (Fa. Philips) enthält ein zweites Potentiometer, dessen Abgriff mit dem Schreibsystem gekoppelt ist („Folgepotentiometer“). Von diesem wird eine mit dem Schreiberausschlag, also mit der Lichtintensität linear zusammenhängende Ist-Spannung abgegriffen und mit dem vorgegebenen Soll-Wert verglichen. Die Regelschaltung bewirkt, daß alle Einflüsse, die auf die Intensität der beobachteten Spektrallinie wirken, ausgeglichen werden. Der vom Photomultiplier bis zum Schreiber sich erstreckende Meßkreis (vgl. Abb. 3) arbeitet hinreichend stabil. Sieht man von einer Veränderung der effektiven Quantenausbeute des Leuchtschirmes ab, die erst über längere Zeit in Betracht kommt, so wird mit dem Schreiberausschlag auch der Quantentrom stabilisiert.

Monochromator und Lichtnachweis

Die an der Lichtquelle durchgeführten Messungen erfolgten mit einer Anordnung, die für Untersuchungen der Photoionisation von Gasen erstellt worden war^{22, 23}. Hierzu stand ein Monochromator nach SEYA-NAMIOKA zur Verfügung²⁴⁻²⁷, der mit einem torischen Konkavgitter mit 50 cm meridionalen Krümmungsradius ausgerüstet ist²⁸. Bei der Strichzahl von 1150 mm^{-1} ergibt sich eine Lineardispersion von 18 \AA/mm .

Die meisten Untersuchungen wurden mit Spaltweiten von etwa 30μ und 100μ durchgeführt, denen Halbwertbreiten von 1 \AA bzw. 2 \AA entsprachen. Die Austrittsspalte waren 1 mm hoch. Wegen der durch das Torusgitter gegebenen stigmatischen 1:1-Abbildung wird daher auch nur eine entsprechende Höhe des Eintrittsspaltess ausgenutzt.

Zur Variation der Wellenlänge wird das Gitter mit einer hierzu entwickelten Antriebsvorrichtung²⁹ so gedreht, daß der Sinus des Drehwinkels und damit die Wellenlänge proportional zum Papiervorschub des Schreibers ist, der die Spektren registriert.

Der Lichtnachweis erfolgte über einen Leuchtschirm aus Natriumsalicylat mit einem Photomultiplier vom Typ RCA 931 A. Wie aus neuesten Messungen von SAMSON³⁰ und eigenen Vergleichsmessungen an Platin und Gold mit Hilfe des Photoeffekts hervorgeht, ist die Quantenausbeute von Natriumsalicylat im Bereich von $400 \dots 900 \text{ \AA}$ mit großer Wahrscheinlichkeit konstant. Auch das Fluoreszenzspektrum ändert sich nicht mit der Wellenlänge³¹⁻³³. Daher wird mit der benutzten Anordnung stets der Photonstrom in relativen, von der Wellenlänge unabhängigen Einheiten gemessen (im folgenden als „Intensität“ bezeichnet). Durch Verwendung eines „dicken“ Aufsicht-Leuchtschirms ergaben sich relativ gut reproduzierbare Verhältnisse.

Die Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der Lichtimpulse erfolgte mit einem weiteren, in Durchsicht benutzten Natriumsalicylat-Leuchtschirm (Belegung: 2 mg pro cm^2). Dazu gehörte ein zweiter Photomultiplier, der zusammen mit einem Vorverstärker und einer Kathodenfolgerstufe eine Einheit bildete.

Vakuumanlage

Die geringe Tiefe des strahlenden Plasmas gestattet einen relativ hohen Gasdruck (rund $0,2 \text{ Torr}$), ohne daß eine merkliche Absorption auftritt. Einen wesentlichen Beitrag zur Absorption der emittierten Strahlung liefert die Strecke vom Plasma bis zum Eintrittsspalt (vgl. Abb. 1). Auf diesem Weg sollte der Druck hinreichend niedrig sein. Andererseits wächst die Emission mit der Gasdichte. Beide Bedingungen führen zu der Forderung, ein hohes Druckgefälle vom Strahlungszentrum zum Monochromator zu schaffen. Bei gegebenen Abmessungen bedingt dies einen hohen Gasstrom (hier etwa $0,1 \dots 0,2 \text{ Torr} \cdot \text{ltr/s}$ für Argon).

Die Einstellung eines bestimmten Druckes in der Lichtquelle erfolgte durch den Vorratsdruck, der mit einer Regelvorrichtung³⁴ auf $\pm 0,2 \text{ Torr}$ konstant gehalten wird. Die Konstanz des Lichtquellendruckes war besser als $\pm 0,5\%$ über lange Zeit und für alle verwendeten Gase.

Der Druck in der Lichtquelle ließ sich nicht unmittelbar bestimmen. Stattdessen wurde mit einem für Argon geeichten, empfindlichen Wärmeleitungsmanometer am Spaltgehäuse gemessen. Alle Druckangaben beziehen sich auf diese Meßstelle und sind ein Maß für den Lichtquellendruck. In der Achse der Kapillaren sind im Falle von Argon die Drucke um etwa den Faktor 7 höher als die angegebenen Werte. Im Monochromator, der mit dem Spaltgehäuse über einen Strömungswiderstand in Verbindung steht und gesondert evakuiert wird, ist der Druck hinreichend niedrig, so daß praktisch keine Absorption auftritt.

²² E. SCHÖNHEIT, Z. Naturforschg. **15 a**, 841 [1960].

²³ E. SCHÖNHEIT, Z. Naturforschg. **16 a**, 1094 [1961].

²⁴ E. SCHÄFFER, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1957.

²⁵ H. GREINER u. E. SCHÄFFER, Optik **14**, 263 [1957].

²⁶ H. GREINER u. E. SCHÄFFER, Optik **15**, 51 [1958].

²⁷ H. GREINER u. E. SCHÄFFER, Z. Instrumentenk. **66**, 188 [1958].

²⁸ E. SCHÖNHEIT, Optik **22** [1965], in Vorbereitung.

²⁹ E. SCHÖNHEIT, Z. Instrumentenk. **73** [1965], in Vorbereitung.

³⁰ J. A. R. SAMSON, J. Opt. Soc. Amer. **54**, 6 [1964].

³¹ D. H. THURNAU, J. Opt. Soc. Amer. **46**, 346 [1956].

³² J.-F. HAMANN, Z. Angew. Phys. **10**, 187 [1958].

³³ R. L. CONKLIN, J. Opt. Soc. Amer. **49**, 669 [1959].

³⁴ D. HEROLD u. E. SCHÖNHEIT, Vakuumtechnik **14** [1965], in Vorbereitung.

2. Messungen

Die Intensität der einzelnen Spektrallinien eines Gases hängt ab von dem Gasdruck p in der Lichtquelle, der Folgefrequenz f der Entladungen, der Kondensatorspannung U , der Kapazität C und von den Daten des Entladekreises, die hauptsächlich durch seine Induktivität L und die ohmschen Widerstände gegeben sind. Die pro Entladung umgesetzte Energie $E = \frac{1}{2} C U^2$ und die Gesamtleistung $N = E f$ ergeben sich daraus. Wesentlich ist weiterhin der energetische Wirkungsgrad $\eta = R_L/R$, den man aus dem mittleren Widerstand der Lichtquelle R_L und dem Gesamtwiderstand R des Kreises erhält.

Die Kondensatorkapazität läßt sich nicht unabhängig von den anderen Größen variieren, denn sie ist mit L und R gekoppelt und beeinflußt dadurch indirekt die Stromspitze der Entladung und den Wirkungsgrad. Deshalb wurden auf Grund der Messungen mit geänderter Entladeenergie der Kapazitätswert und die Kondensatorart festgelegt.

Die anderen Größen wurden unabhängig voneinander variiert, um ihren Einfluß auf die Emission zu untersuchen. Als Gase standen Helium, Neon, Argon, Krypton, Xenon, Stickstoff und Sauerstoff zur Verfügung. Mit allen Gasen ergaben sich ähnliche Gesetzmäßigkeiten. Daher genügte es, die Eigenschaften der Lichtquelle eingehender für Argon zu untersuchen. Die Abhängigkeiten vom Gasdruck und von der Induktivität sind am stärksten durch die speziellen Eigenschaften des Gases geprägt, so daß in diese Messungen auch Neon, Krypton und Xenon einbezogen wurden.

Druck

Der sichere Betrieb der Lichtquelle erfordert einen Mindestdruck, der von der Gasart und der Spannung abhängt. Er ist außerdem eine Funktion des Kapillardurchmessers und liegt für die mit neuen Kapillaren und Elektroden versehene Lichtquelle höher als nach längerem Betrieb.

Um die Abhängigkeit der Intensität vom Druck zu untersuchen, wurden zwei Wege beschritten:

- (a) Registrierung des gesamten Spektrums bei zwei (oder mehreren) verschiedenen Drucken,
- (b) Untersuchung der Abhängigkeit für eine bestimmte Spektrallinie.

Vergleicht man nach Methode (a) zwei bei hinreichend weit auseinander liegenden Drucken aufgenommene Spektren, so erkennt man die Wirkung der Absorption auf die emittierte Strahlung. Linien,

deren Wellenlängen größer sind als die Grenzwellenlänge der Photoionisation, treten bei hohen Drucken wesentlich intensiver auf, während die unterhalb dieser Grenze liegenden Linien schwächer werden.

Die nach Methode (b) durchgeführten Messungen zeigen unmittelbar, daß die Druckabhängigkeit der Intensität durch die gegenläufig wirkenden Prozesse der Anregung und Absorption geprägt ist. In Abb. 4 sind drei charakteristische Ergebnisse für Argon wiedergegeben. Für Linien oberhalb der Ionisie-

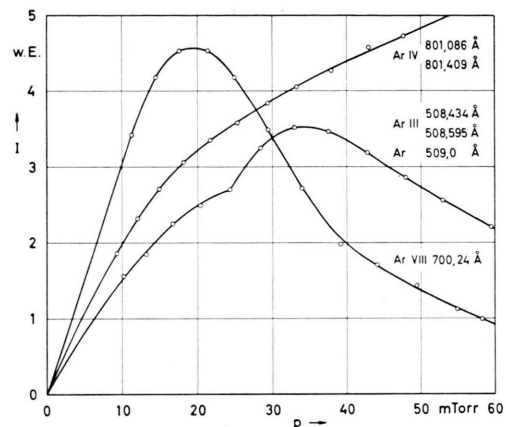


Abb. 4. Intensität einiger Argonlinien als Funktion des Druckes. — Die Intensität I der drei Spektrallinien (gruppen) ist in willkürlichen Einheiten angegeben (w. E.) und nicht aufeinander bezogen. Unter p ist der Druck im Spaltgehäuse des Monochromators zu verstehen. Er ist ein Maß für den Druck in der Lichtquelle. Die Absorption der emittierten Strahlung setzt an der Grenze der Photoionisation bei $786,72 \text{ \AA}$ ein.

rungsgrenze fällt die Absorption fort, wie hier im Fall der Ar IV-Gruppe bei 801 \AA ; es ergibt sich eine monotone Intensitätszunahme mit wachsendem Druck. Die anderen Argonlinien weisen Maxima auf. Das Maximum der Ar VIII-Linie ($700,24 \text{ \AA}$) liegt bei einem relativ niedrigen Druck und ist besonders ausgeprägt. Der Knick in der zur Monochromatoreinstellung $508,7 \text{ \AA}$ gehörenden dritten Kurve erklärt sich durch die Überlagerung von zwei Abhängigkeiten. Da die Halbwertbreite hier 2 \AA betrug, sind die angegebenen Linien nicht aufgelöst. Das zu $509,0 \text{ \AA}$ gehörende Maximum scheint bei etwa 28 mTorr zu liegen. Aus Beobachtungen mit geänderter Induktivität kann geschlossen werden, daß die unbekannte Linie dem Ar VI- oder Ar VII-Spektrum zuzuordnen ist. Weitere Messungen bestätigen den hier gefundenen Zusammenhang zwischen dem optimalen Druck und dem Ionisierungszustand^{34a}. Ver-

^{34a} E. SCHÖNHEIT, Optik **22** [1965], in Vorbereitung.

mutlich werden wegen der kleineren mittleren freien Weglänge bei höheren Drucken die weniger Energie benötigenden niederen Ionisierungsstufen bevorzugt angeregt.

Die Wirkung der Absorption ließ sich besonders deutlich an der Druckabhängigkeit der Intensität einiger Sauerstofflinien erkennen, die aus dem Kapillarenmaterial stammen und deren Emission nicht mit dem Füllgasdruck zunimmt. Sie zeigen eine stärkere, durch eine Exponentialfunktion zu beschreibende Intensitätsabnahme.

Entladeeffolgefrequenz

Ist die Zeit zwischen zwei Entladungen groß gegen die Rekombinationszeiten im Plasma und wird die Leistung so niedrig gehalten, daß die Gasabgabe der Kapillaren zu vernachlässigen ist, erwartet man eine proportionale Abhängigkeit der Intensität aller Spektrallinien von der Frequenz.

Die Messungen ergaben einen streng proportionalen Zusammenhang bis 80 Hz, für einige Linien sogar bis etwa 150 Hz.

Diese übersichtliche Abhängigkeit bietet die Möglichkeit, mit der Frequenz die Intensität zu verändern, ohne die spektrale Verteilung zu beeinflussen.

Kondensatorspannung

Eine Variation der Kondensatorspannung beeinflußt nicht nur unmittelbar die Anregung der Gasatome und -ionen. Sie wirkt auch indirekt auf das Spektrum durch die Veränderung der Entladeenergie, die zu einem Teil dazu verbraucht wird, Kapillarenmaterial zu verdampfen. Die Untersuchungen über den Einfluß der Kondensatorspannung wurden daher mit verschiedenen Kapazitäten durchgeführt.

Die Sauerstofflinien, die dem Kapillarenmaterial entstammen, weisen ein anderes Verhalten auf als die meisten Argonlinien. Die Intensität zeigt schon bei kleinen Spannungen eine stärkere Zunahme und wächst oberhalb eines bestimmten Wertes noch schneller an. Der Unterschied trat ausgeprägter in Erscheinung bei den Messungen mit höherer Kapazität. In diesem Fall setzt der steile Anstieg für die Sauerstofflinien schon bei kleineren Spannungen ein.

Die Linien der hochionisierten Atome zeigen eine besonders starke Abhängigkeit von der Spannung^{34a}. An der Ar VIII-Linie bei 700,24 Å in Abb. 10 (Kurve a) erkennt man, daß der steile Anstieg der

Intensität erst von einer bestimmten Spannung an einsetzt, so daß unter den dort vorliegenden Bedingungen unterhalb 4 kV kaum nennenswerte Intensitäten zu erwarten sind.

Entladeenergie

Der zur Anregung der Sauerstofflinien führende Vorgang läßt sich übersichtlicher untersuchen, wenn man die Entladeenergie mit der Spannung ändert und die Leistung durch entsprechende Einstellung der Frequenz konstant hält.

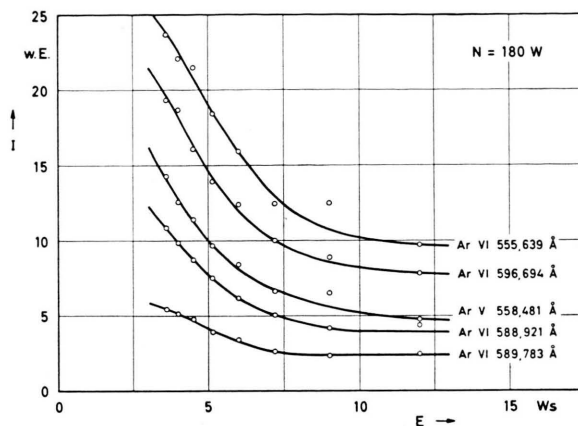


Abb. 5. Intensität einiger Argonlinien als Funktion der Entladeenergie bei konstanter Leistung. — Die Intensität I ist in willkürlichen Einheiten (w. E.) angegeben. Gas: Argon, Kapazität $C=0,5 \mu\text{F}$. Die Entladeenergie E wurde mit der Kondensatorspannung variiert. Gesamtleistung $N=180 \text{ W}$, konstant gehalten durch entsprechende Wahl der Entladeeffolgefrequenz; Aluminiumoxyd-Kapillaren 2,8 mm \varnothing .

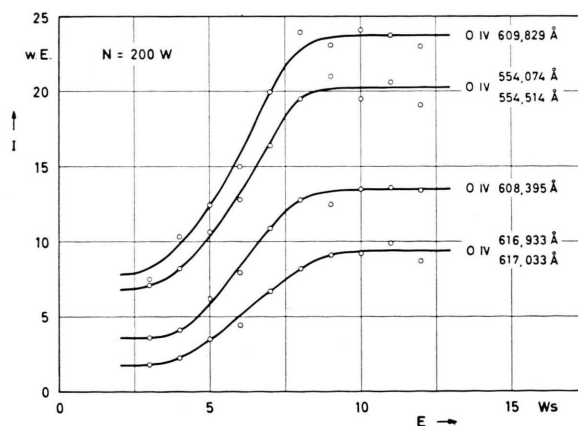


Abb. 6. Intensität einiger Sauerstofflinien des Kapillarenmaterials als Funktion der Entladeenergie bei konstanter Leistung. — Die Intensität I ist in willkürlichen Einheiten (w. E.) angegeben und nicht mit der von Abb. 5 vergleichbar. Gas: Argon. Gesamtleistung $N=200 \text{ W}$. Sonstige Daten wie Abb. 5.

Abb. 5 und 6 zeigen das Intensitätsverhalten einiger Argon- und Sauerstofflinien bei einer solchen Variation der Energie. In der Gegenüberstellung erkennt man eine gegenläufige Tendenz. Die Argon-Kurven (Abb. 5) streben für größere Energien einem Minimum zu, während die Intensitäten der Sauerstofflinien (Abb. 6) dort ihr Maximum erreichen. Bei kleinen Energien verhält es sich umgekehrt.

Das Auftreten von Sauerstofflinien als Folge der Verdampfung von Kapillarenmaterial wurde im Anschluß an eine Arbeit von WELTNER³⁵ ausführlich von KOPP^{36, 37} und dann von JACOBS³⁸ untersucht und in neuerer Zeit von COMES und SÄLZER¹⁶ beschrieben. Nach diesen Ergebnissen ist die Wandverdampfung eine Funktion der auf die Kapillarenoberfläche bezogenen Entladeenergie und der Funkendauer. Bei einem Vergleich der Werte für die spezifische Belastung ist außer dem Kapillarenmaterial der energetische Wirkungsgrad des Entladekreises zu berücksichtigen. Für die in Abb. 6 wiedergegebenen Messungen ist mit etwa $\eta = 0,5$ zu rechnen. Die Fläche beträgt pro Kapillare $1,0 \text{ cm}^2$; als Funkendauer kann man grob die halbe Entladeperiode, hier rund $2,5 \mu\text{s}$, ansetzen.

Während bei Quarzkapillaren ein Abbau auftritt, der zu einer Aufweitung führt, wurden an Aluminiumoxyd-Kapillaren auch nach sehr langen Betriebszeiten keine Veränderungen des Durchmessers beobachtet.

Um ein intensives Argonspektrum zu erhalten, sollte man nach Abb. 5 die Entladeenergie nicht wesentlich höher als 4 Ws wählen. Daher wurde die Kapazität auf $0,25 \mu\text{F}$ festgesetzt und die Lichtquelle hauptsächlich mit $6,32 \text{ kV}$ (5 Ws) betrieben.

Energetischer Wirkungsgrad und Grenzleistung

Aus oszillographischen Beobachtungen ergab sich, praktisch unabhängig vom Druck, für die Lichtquelle ein Innenwiderstand von $(250 \pm 10) \text{ m}\Omega$. Dieser Wert gilt bei Verwendung von Aluminiumoxyd-Kapillaren mit $2,8 \text{ mm } \phi$, Argon als Füllgas und $6,32 \text{ kV}$ Kondensatorspannung. Der Gesamtwiderstand des Entladekreises beträgt $380 \text{ m}\Omega$, wovon $80 \text{ m}\Omega$ auf die Kondensatoren und etwa $30 \text{ m}\Omega$ auf die Schaltfunkenstrecke entfallen. Wie aus Intensi-

tätsmessungen mit variiertem Elektrodenabstand der Schaltfunkenstrecke hervorging, ist der Einfluß des Abbrandes auf den Widerstand mit Sicherheit zu vernachlässigen. Aus den angegebenen Widerstandswerten erhält man als energetischen Wirkungsgrad $\eta = 66\%$.

Registriert man während des Betriebs den Druck und steigert die Leistung durch Frequenzerhöhung, so beobachtet man von einer bestimmten Leistung an einen steilen Druckanstieg. Nach einiger Zeit geht die anfängliche Entgasung zurück, und es ergibt sich ein reproduzierbares Verhalten. Der Druck bleibt nunmehr konstant bis zu einem (höheren) Wert, bei dem der Gasausbruch einsetzt. Dieser Punkt liegt für Aluminiumoxyd-Kapillaren mit $2,8 \text{ mm}$ Bohrungen bei 300 W , für Pythagoras (Aluminium-Silikat mit Al_2O_3 -Gehalt) – bezogen auf den gleichen Kapillardurchmesser – bei 250 W Gesamtleistung. Die Kapillaren aus Pythagoras neigen zum Zerspringen. So erwies sich schließlich Aluminiumoxyd (hier „Alsint“ der Fa. Haldenwanger, Berlin) als das geeignetste Material.

Aus den genannten Werten ergibt sich die Grenzleistung, die unter Berücksichtigung eines Sicherheitsfaktors für den störungsfreien Dauerbetrieb mit 200 W anzusetzen ist.

Induktivität

Seit langem ist bekannt^{39, 40}, daß die Induktivität des Entladekreises einer stoßweise betriebenen UV-Quelle einen erheblichen Einfluß auf das emittierte Spektrum ausübt. In der Herabsetzung der Induktivität liegt eine Möglichkeit, die Intensität zu steigern, ohne die umgesetzte Energie zu erhöhen.

Beim Aufbau des Kreises mit den beschriebenen Bosch-Impulskondensatoren wurde auf eine möglichst kleine Gesamtinduktivität geachtet. Wegen der symmetrischen Anordnung ließ sich diese allerdings nicht weiter als bis auf $0,50 \mu\text{H}$ herabsetzen. In diesem Wert, der sich aus der gedämpften Schwingung ergab ($T = 2,26 \mu\text{s}$, $\nu = 442 \text{ kHz}$; Dämpfungsverhältnis $k = 2,34$), sind die Lichtquelle einschließlich ihrer Zuleitungen mit rund 40 nH und der Anteil der beiden Kondensatoren mit je 25 nH enthalten. Als Stromspitze ergibt sich daraus bei Kondensatorspannungen um 6 kV ungefähr 4 kA . Die

³⁵ K. WELTNER, Z. Phys. **136**, 631 [1954].

³⁶ H. J. KOPP, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1954.

³⁷ H. J. KOPP, Dissertation, Freie Universität Berlin 1956.

³⁸ G. JACOBS, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1960.

³⁹ A. FOWLER, Phil. Trans. Roy. Soc., Lond. A **225**, 1 [1925].

⁴⁰ R. C. GIBBS, A. M. VIEWEG u. C. W. GARTLEIN, Phys. Rev. **34**, 406 [1929].

Größenordnung der an der Lichtquelle auftretenden Spannung beträgt 1 kV.

Das Verhalten der Spektren gegenüber der Variation der Induktivität wurde erst nach einer weitgehenden Identifizierung der Linien übersichtlich. Es bestätigte sich dann die Regel, daß mit abnehmender Induktivität die den höher ionisierten Atomen zuzuordnenden Spektren intensiver werden.

In Abb. 7 ist für einige Linien des Argonspektrums dargestellt, wie sich die Intensitäten durch eine Zusatzinduktivität von $\Delta L = 1,2 \mu\text{H}$ ändern. Während die Intensität der zum Ar VI-Spektrum gehörenden Linien praktisch erhalten bleibt, werden

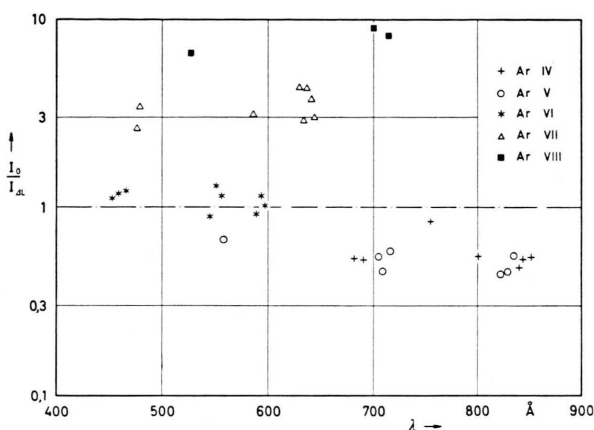


Abb. 7. Intensitätsverhältnis einiger Argonlinien bei verschiedener Induktivität des Entladekreises. — I_0 Intensität ohne Zusatzinduktivität ($L = 0,5 \mu\text{H}$). $I_{\Delta L}$ Intensität mit einer Zusatzinduktivität von $\Delta L = 1,2 \mu\text{H}$. Kapazität $C = 0,25 \mu\text{F}$, Kondensatorspannung $U = 6,32 \text{ kV}$, Entladefolgefrequenz $f = 40 \text{ Hz}$, Aluminiumoxyd-Kapillaren $2,8 \text{ mm } \phi$. Halbwertbreite 1 \AA .

die höheren bzw. niederen Ionisierungsstufen im gegenläufigen Sinn beeinflusst. Für die Ar VII- und Ar VIII-Linien ergibt sich beim Übergang von $1,7 \mu\text{H}$ auf $0,5 \mu\text{H}$ ein Gewinn um den Faktor 3 bis 10. Das Intensitätsverhalten gegenüber Induktivitätsänderungen ist so ausgeprägt, daß es im Zweifelsfall für die Zuordnung der Linien herangezogen werden kann^{34a}. Ein Beispiel dafür ist die bei $700,2 \text{ \AA}$ beobachtete Liniengruppe. Erst in neuerer Zeit ist neben den in das Tabellenwerk von KELLY⁴¹ aufgenommenen

nen, von BOYCE⁴² identifizierten Ar IV-Linien bei $699,408 \text{ \AA}$ und $700,277 \text{ \AA}$ eine neue Linie von FAWCETT, JONES und WILSON⁴³ mit $700,24 \text{ \AA}$ ausgemessen und in das Ar VIII-Spektrum eingeordnet worden (vgl. auch die Zusammenstellung von EDLÉN¹²). Das Verhalten der von uns mit einer Halbwertbreite von $0,7 \text{ \AA}$ registrierten Linie zeigt (vgl. Abb. 7), daß es sich zumindest überwiegend um die neuerdings gefundene Linie handelt. Dafür sprechen auch die schon erwähnten Intensitätsabhängigkeiten bei Druck- und Spannungsvariation.

Die mit den anderen Edelgasen (außer Helium) aufgenommenen Spektren weisen ein in der Tendenz gleiches Verhalten auf. Greift man gerade die Linien heraus, die sich bei dem hier gewählten Induktivitätssprung in ihrer Intensität praktisch nicht ändern, so sind dies fast ausnahmslos die Ne V-, Kr VII- und Xe VIII-Linien, in deren Folge sich die Ar VI-Linien richtig einordnen. Für diese Zustände ist offensichtlich die mit der Induktivität sich ändernde Spannung jeweils etwa optimal. Mit wachsender Kernladung nimmt die Ionisierungsenergie bestimmter Stufen monoton ab, während einer vorgegebenen Spannung eine von Neon bis Xenon zunehmende Ionisierungsstufe entspricht. Auf diese, für die Anregung der UV-Spektren wichtige Gesetzmäßigkeit haben u. a. PAUL und POLSTER⁴⁴ hingewiesen. Die hier interessierenden Ionisierungsenergien zur Bildung von Ne^{4+} , Ar^{5+} , Kr^{6+} und Xe^{7+} (gerechnet vom Grundzustand der neutralen Atome aus) betragen 223 eV , 219 eV , 271 eV bzw. 358 eV ⁴⁵⁻⁴⁷.

Da zugleich mit der Intensitätssteigerung der Linien höherer Ionisierungsstufen die Spektren der niederen Stufen zurücktreten, ist die wahlweise Verwendung von Zusatzinduktivitäten, besonders bei den schwereren Edelgasen, ein wichtiger Faktor.

Lichtimpuls

Der zeitliche Verlauf des Lichtimpulses ist in Abb. 8 am Beispiel von zwei Linien(gruppen) zusammen mit dem Oszillogramm des Entladestromes im gleichen Zeitmaßstab wiedergegeben. Wegen der Verwendung einer Induktionsschleife erscheint dI/dt

⁴¹ R. L. KELLY, A Table of Emission Lines in the Vacuum Ultraviolet for all Elements (6 \AA to 2000 \AA), U.S. Department of Commerce, Washington 1959.

⁴² J. C. BOYCE, Phys. Rev. **48**, 396 [1935].

⁴³ B. C. FAWCETT, B. B. JONES u. R. WILSON, Proc. Phys. Soc., Lond. **78**, 1223 [1961].

⁴⁴ F. W. PAUL u. H. D. POLSTER, Phys. Rev. **59**, 424 [1941].

⁴⁵ W. FINKELNBURG u. W. HUMBACH, Naturwiss. **42**, 35 [1955].

⁴⁶ CH. E. MOORE, Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand. Circ. No. 467, Vol. I (1949), Vol. II (1952) und Vol. III (1958).

⁴⁷ M. v. ARDENNE, Tabellen zur angewandten Physik, Band I, 2. Aufl., Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1962, S. 580—583.

als Funktion der Zeit (Abb. 8 a). Daraus geht $J=f(t)$ in guter Näherung durch eine Verschiebung um eine Viertelperiode hervor. Es treten in der Lichtemission bis zu fünf Spitzen auf, die jeweils einem positiven oder negativen Strommaximum entsprechen. Der wesentliche Teil der Lichtaussendung erfolgt jedoch während der ersten Halbperioden. Andere Argonlinien zeigen ein ähnliches Verhalten. Dabei fällt auf, daß die ersten Maxima relativ zu den folgenden um so stärker ausgeprägt sind, je höher der Ionisierungszustand ist. Dies erklärt sich dadurch, daß auch die Spannung an der Lichtquelle mit dem Entladestrom zeitlich abklingt.

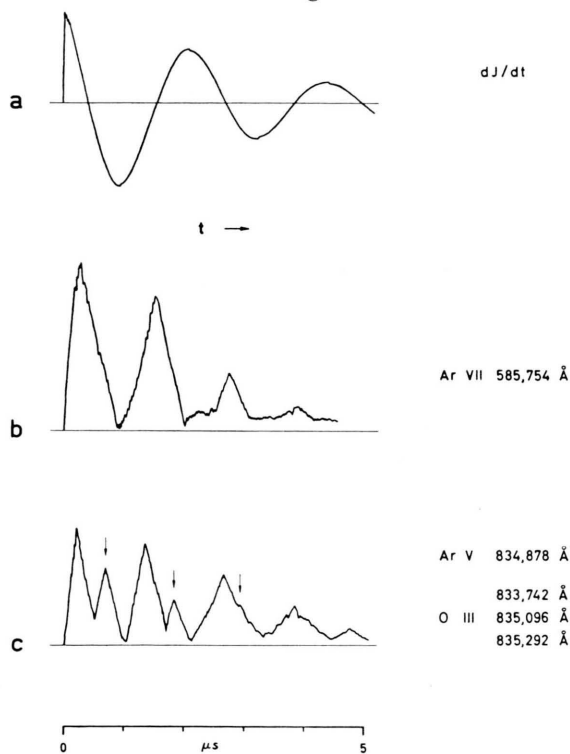


Abb. 8. Zeitlicher Verlauf des Entladestromes und der Lichtemission; a dJ/dt als Funktion der Zeit t (J Entladestrom); b Emission der Linie Ar VII 585,754 Å; c Emission bei der Monochromator-Einstellung $\lambda=834,9$ Å. — Gemeinsame Daten: Gas: Argon, Kapazität $C=0,25 \mu\text{F}$, Kondensatorspannung $U=6,32 \text{ kV}$ (5 Ws), Aluminiumoxyd-Kapillaren $2,8 \text{ mm } \varnothing$; keine Zusatzinduktivität ($\Delta L=0$). Der Zeitmaßstab gilt für alle drei Kurven. Halbwertbreite $2,0 \text{ Å}$. Die mit einem Pfeil bezeichneten „sekundären peaks“ bei c entsprechen der Emission der O III-Gruppe.

Der bei rund 835 Å aufgenommene Lichtimpuls (Abb. 8 c) enthält neben den „Hauptspitzen“ erkennbar noch drei sekundäre peaks, die in $0,45 \mu\text{s}$ Abstand folgen. Da hier eine Halbwertbreite von $2,0 \text{ Å}$ benutzt wurde, werden die Linie Ar V

$834,878 \text{ Å}$ und die Linien der O III-Gruppe zugleich beobachtet. Die Vermutung, daß die sekundären Impulse den Sauerstofflinien des Kapillarenmaterials zuzuordnen sind, die infolge der Verdampfung verzögert emittiert werden, bestätigt sich. Vermindert man die Entladeenergie auf etwa 2 Ws, so gehen diese peaks praktisch vollständig zurück, während sie bei 8 Ws die Höhe der Argonspitzen erreichen.

Konstanz und Reproduzierbarkeit

Obwohl Kondensatorspannung und Folgefrequenz besser als auf $0,3\%$ konstant gehalten werden, treten in der Emission Schwankungen auf, die zum Teil 1% übersteigen. Die Größe des zeitlichen Ganges und der kurzzeitigen Schwankungen ist unterschiedlich für die einzelnen Spektrallinien. Grundsätzlich scheinen die Sauerstofflinien aus dem Kapillarenmaterial erheblich stärker in ihrer Intensität zu schwanken als die Füllgaslinien. Bei Argon änderte sich die Intensität der meisten Linien um weniger als 2% in einer Stunde, während die schnellen Schwankungen, die vom Betrag des Quantenstromes abhängen, praktisch nur durch die Wahl der Zeitkonstanten bestimmt waren.

Um die Funktion des zur Stabilisierung des Photonstromes dienenden Regelkreises zu überprüfen, wurde in einem Fall der Gasdruck, in einem anderen Fall die Spannung in weiten Grenzen verändert und dabei die Intensität einer jeweils fest eingestellten Spektrallinie registriert. Die entsprechenden Meßreihen sind in den Abb. 9 und 10 wiedergegeben.

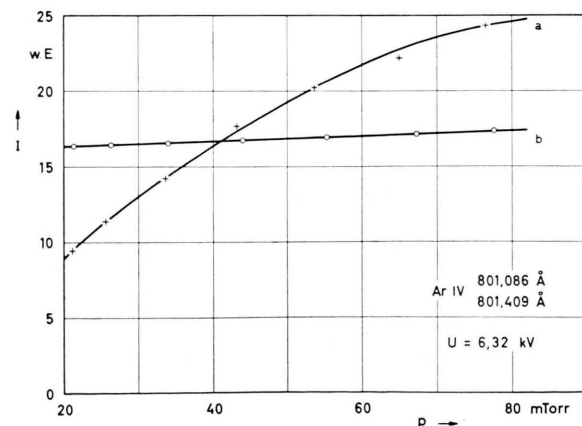


Abb. 9. Intensität bei Veränderung des Druckes ohne und mit Lichtstabilisierung; a ohne Lichtstabilisierung, Entladefolgefrequenz $f=40 \text{ Hz}$; b mit Lichtstabilisierung. — Die Intensität I ist in willkürlichen, für a und b gemeinsam gültigen Einheiten (w. E.) angegeben. Gas: Argon, Kapazität $C=0,25 \mu\text{F}$.

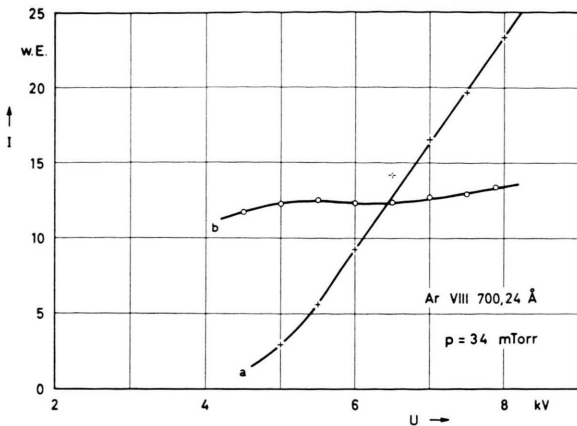


Abb. 10. Intensität bei Veränderung der Kondensatorspannung ohne und mit Lichtstabilisierung; a ohne Lichtstabilisierung, Entladefrequenz $f=30$ Hz; b mit Lichtstabilisierung. — Die Intensität I ist in willkürlichen, für a und b gemeinsam gültigen Einheiten (w. E.) angegeben. Gas: Argon, Kapazität $C=0,25$ μ F.

Als Linien wurden solche ausgewählt, deren Intensitätsabhängigkeit vom Druck bzw. von der Spannung besonders ausgeprägt ist. Die Stabilisierungsvorrichtung setzt in den hier vorliegenden Fällen die Intensitätsänderungen auf $\pm 3\%$ bei Druckvariationen im Bereich 20 ... 80 mTorr bzw. auf $\pm 10\%$ bei Spannungsvariationen im Bereich 4 ... 8 kV herab.

Sofern man die Abmessungen der Kapillaren einhält und die Entladeparameter gleich wählt, ist das emittierte Spektrum auch nach vorangegangener Demontage der Lichtquelle gut reproduzierbar.

3. Spektren

Alle genannten Gase eignen sich gut zum Betrieb der Lichtquelle, ausgenommen Helium. In diesem Fall waren relativ hohe Drücke und Kondensatorspannungen erforderlich, um eine Zündung zu ermöglichen. Im Spektrum konnten keine Heliumlinien nachgewiesen werden.

Von den anderen Gasen lieferten besonders Argon, Krypton und Xenon reichhaltige Linienspektren im untersuchten Wellenlängenbereich von etwa 350 Å bis 945 Å. Ein Strahlungs-Kontinuum wurde auch mit höheren Energien (bis 12 Ws) nicht beobachtet. Dagegen traten, wie erörtert, auch bei kleineren Energien bereits Sauerstoff-Linien auf, die aus dem Kapillarenmaterial stammten. Diese, in allen Spek-

tren wiederkehrenden Linien (gruppen) sind zugleich die stärksten Anteile des Spektrums, das mit Sauerstoff als Füllgas erhalten wurde. Sie lassen sich aber durch Einschalten einer zusätzlichen Induktivität weitgehend unterdrücken. Aus dem Stickstoff-Spektrum erschienen nur (sehr schwach) die drei stärksten Liniengruppen bei rund 686 Å, 765 Å und 923 Å, wenn die Lichtquelle nicht hinreichend vakuumdicht war. Andere Fremmlinien wurden nicht beobachtet.

Zur Identifizierung der beobachteten Spektrallinien wurde eine Spaltkombination verwendet, die eine Halbwertbreite von 0,7 Å bei hinreichender Intensität auch für die schwächsten Linien lieferte. Das hierdurch gegebene Auflösungsvermögen gestattete nicht in allen Fällen eine Aufspaltung der Liniengruppen, reichte aber durchweg für die Zuordnung zu einer bekannten Liniengruppe aus. Bei unbekannt Linien beträgt der mittlere Fehler der Wellenlängenbestimmung $\pm 0,1$ Å. Die Aussonderung der Linien höherer Ordnung bereitete keine Schwierigkeiten. Die in dem untersuchten Wellenlängenbereich zu erwartenden wenigen Linien 2. Ordnung traten wegen der blaze-Wirkung des Gitters nur schwach auf.

In den Spektren von Argon, Krypton und Xenon wurden zahlreiche (über 200) Linien gefunden^{34a}, die nach unserer Kenntnis bisher nicht veröffentlicht sind, während Neon, Stickstoff und Sauerstoff nur bekannte Linien lieferten.

Die Zuordnung der Linien erfolgte hauptsächlich unter Benutzung des Tabellenwerkes von KELLY⁴¹ aus dem Jahre 1959. Später gaben FAWCETT und Mitarbeiter in der erwähnten Arbeit⁴³ weitere Linien vom hochionisierten Argon, Krypton, Xenon und Neon an. Diese wurden, bis auf zwei vom Sauerstoff überdeckte Neonlinien und die außerhalb des Meßbereichs bei 995,5 Å liegende Xe VII-Linie, auch hier gefunden. Soweit erforderlich, haben wir zur Deutung die neue Zusammenstellung von EDLÉN¹² herangezogen, in die von BOCKASTEN, HALLIN und HUGHES⁴⁸ neu gemessene Neonlinien aufgenommen sind.

In dem hier untersuchten Bereich wurden die Quantenströme mit Hilfe des Photoeffekts an unbehandeltem Platin und Gold unter Benutzung der von WALKER, WAINFAN und WEISSLER⁴⁹ angegebenen

⁴⁸ K. BOCKASTEN, R. HALLIN u. T. P. HUGHES, Proc. Phys. Soc., Lond. **81**, 522 [1963].

⁴⁹ W. C. WALKER, N. WAINFAN u. G. L. WEISSLER, J. Appl. Phys. **26**, 1366 [1955].

Werte bestimmt. Bei den stärksten Linien beträgt die Größenordnung der Photonenströme 10^8 Quanten/s, bezogen auf eine Halbwertbreite von $0,7 \text{ \AA}$ und 1 mm hohe Spalte. Eine Beschränkung des Auflösungsvermögens auf 1 \AA ergibt einen Intensitätsgewinn vom Faktor 4; die Herabsetzung auf 2 \AA bringt eine Steigerung um den Faktor 25.

Wie aus inzwischen durchgeführten, anderen Untersuchungen hervorgeht⁵⁰, liefert die Lichtquelle auch bei kürzeren Wellenlängen ein reichhaltiges und intensives Linienspektrum, das unter 100 \AA herabreicht.

Vergleicht man das hier beobachtete Argonspektrum mit den in der Literatur gegebenen Zusammenstellungen der Argonlinien, so zeigt sich, daß die Lichtquelle unter den angegebenen Bedingungen

hauptsächlich die Spektren der hochionisierten Argon- atome emittiert. Es wurden nur ganz wenige Ar II-Linien und überhaupt keine Ar I-Linien beobachtet. Entsprechendes gilt für die anderen Gase, wobei der bereits diskutierte Gang mit den Ionisierungsenergien zu berücksichtigen ist. Die neu gefundenen Linien des Argon, Krypton und Xenon dürften somit wohl hauptsächlich den höheren Ionisierungsstufen zuzuordnen sein. Eine zuverlässige Einordnung in das Termschema scheint jedoch erst dann aussichtsreich, wenn eine genaue Bestimmung der Wellenlängen mit einem höher auflösenden Gerät erfolgt ist.

Wir danken Herrn Prof. Dr. H. LASSEN für die Förderung der Arbeit und sein ständiges Interesse. Herrn K. SEILER sind wir für die Hilfe bei Auswertungen und die Herstellung der Zeichnungen zu Dank verpflichtet.

⁵⁰ Zur Zeit im Institut laufende Untersuchungen; lt. freundlicher Mitteilung durch Herrn BROMBACH.