Vakuumspektroskopie

Von Privatdozent Dr. E. Lüscher
Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne

1. Einleitung

In den letzten Jahren hat die Vakuumspektroskopie für Emissionsanalysen an Bedeutung zugenommen. Das Gebiet von 1200 Å bis 2000 Å bezeichnet man als SCHUMANN-Gebiet, den Bereich von etwa 600 Å bis 1200 Å als MILLIKAN-Gebiet.

Die Experimentiertechnik der Vakuumspektroskopie wurde mehrmals beschrieben[1–6]. Es seien im folgenden einige grundsätzliche Bemerkungen gemacht sowie einige neuere Arbeiten kurz besprochen. Als Wellenlängenkatalog sei das Werk von CHARLOTTE-E. MOORE[7] empfohlen.

Auch für die Molekülphysik ist die Vakuumspektroskopie wesentlich geworden[6–11], doch sei hier auf den zusammenfassenden Artikel von INN[6] hingewiesen.

2. Optische Materialien für das Vakuumgebiet

Als Materialien für die Optik (Prismen, Linsen, Fenster) kommen fast ausschließlich Flußspat, CaF_2, und Lithiumfluorid, LiF, in Frage. Neuerdings wird auch versucht, Ammoniumfluorid[12], NH_4F, anzuwenden. Flußspat[13] ist durchsichtig bis etwa 1450 Å und LiF[14] bis etwa 1250 Å. Der Absorptionskoeffizient von LiF ist in Abb. 1 dargestellt. In Abb. 2 ist die Transmission von CaF_2 aufgezeichnet.

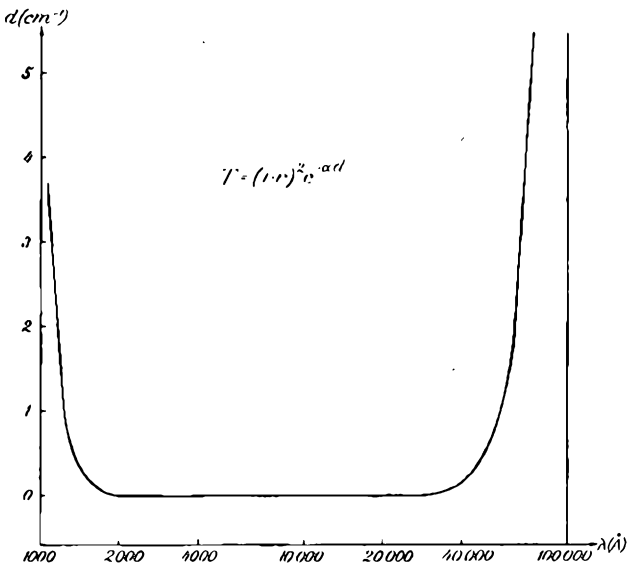


Abb. 1. Absorptionskoeffizient von LiF nach KREMERS[15]
r Reflexionskoeffizient, *a* Absorptionskoeffizient, *d* Materialdicke

[1] TH. LYMAN, *The Spectroscopy of the Extreme Ultraviolet*, London 1928.
[2] H. BOMKE, *Vakuumspektroskopie*, Leipzig 1937.
[3] J. C. BOYCE, *Rev. Mod. Physics 13* (1941) 1.
[4] J. R. PRATT und H. B. KLEVENS, *Rev. Mod. Physics 16* (1944) 182.
[5] W. C. PRICE, *Rep. Progr. Physics 14* (1951) 1.
[6] E. C. Y. INN, *Spectrochim. Acta 7* (1955) 65.
[7] CH. E. MOORE, U.S. Department of Commerce, UV-Multiplet Table Circular 488 (1950).
[8] G. HERZBERG, *Molecular Spectra*, New York 1939.
[9] A. G. GRYDON, *Dissociation Energies and Spectra of Diatomic Molecules*, New York 1950.
[10] R. LADENBURG und C. C. VOORHIS, *Physic. Rev. 43* (1933) 315.
[11] Y. TANAKA, *J. Chem. Physics 20* (1952) 1728.
[12] L. KOERBER und A. FOURNIER, *Communication G.A.M.S.*, XVIII^e Congrès 1955.
[13] E. C. SCHNEIDER, *Physic. Rev. 45* (1934) 152.
[14] W. M. POWELL, *Physic. Rev. 45* (1934) 154.
[15] H. C. KREMERS, *Ind. Eng. Chem. 32* (194) 1478.

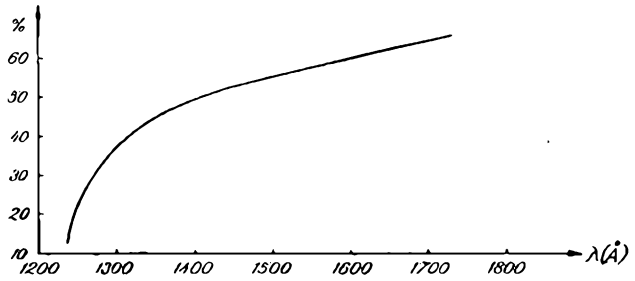


Abb. 2. Transmission von CaF_2 nach SCHNEIDER[13]

Da Flußspat weniger hygroskopisch ist, empfiehlt sich seine Anwendung im Gebiet bis zu 1500 Å. Optiken aus Flußspat oder Lithiumfluorid sind sehr empfindlich auf Temperaturdifferenzen; so ist z. B. Vorsicht geboten beim Reinigen solcher Teile mit reinem Alkohol, da durch das Verdampfen der Kristall auf einer Seite zu schnell abgekühlt wird und daher leicht springt.

Quarz absorbiert normalerweise bei 1850 Å bereits total; hie und da erhält man besonderen Quarz, der weiter hinunter durchsichtig ist. Stellt man sehr dünne Fenster her oder bläst man ganz dünne Wände, kann man bei Materialdicken von Größenordnung $^1/_{10}$ mm oft Durchlässigkeit bis hinunter zu 1600 Å beobachten.

3. Optische Montierung von Vakuumspektrographen

Man unterscheidet prinzipiell folgende drei Hauptklassen:

a) Prismenspektrographen,
b) Gitterspektrographen mit normalem Einfall,
c) Gitterspektrographen mit streifendem Einfall.

a) Prismenspektrographen

Die optische Theorie ist selbstverständlich für Vakuumgeräte dieselbe wie für gewöhnliche Prismenspektrographen. Wenn auch die Gitterspektrographen für das Vakuumgebiet von hervorragender Bedeutung sind, werden doch noch oft Prismengeräte für Wellenlängen bis zu 1400 Å verwendet, da auf verhältnismäßig kleinem Raum hohe Dispersion und große Lichtstärke erreicht wird. Als Montierungen werden sowohl die normale Aufstellung als auch die Autokollimationsmontierung benutzt.

Der erste Vakuumspektrograph wurde von V. SCHUMANN[16] gebaut mit einer Dispersion von 4 Å/mm bei 1400 Å.

Weitere Prismenspektrographen wurden in der Folge von MCLENNAN[17], HESE und ROSE[18], LEY und ARENDS[19], CORDES, WATSON und SPONER[20], CARIO und SCHMIDT[21], LEISS[22] konstruiert. TANAKA[23] konstruierte 1951 ein 3-LiF-Prismengerät, das heute im Handel erhältlich ist. Sehr vorteilhaft sind die Konstruktionen, die unter Vakuum justiert werden können.

b) Gitterspektrographen mit normalem Einfall

Für Untersuchungen von Wellenlängen, kleiner als 1300 Å, kommen ausschließlich Gittergeräte in Frage, da es keine geeigneten durchsichtigen Materialien in diesem Gebiet gibt. Als Gitter eignen sich am besten Konkavgitter, da man sich dabei Kollimationsspiegel ersparen kann. Ein wesentliches Prinzip beim Bau von Spektrographen ist überhaupt das Vermeiden zu vieler Oberflächen, da jede optische Fläche einen Verlust an Lichtintensität mit sich bringt. Wesentlich ist das Reflexionsvermögen der Gitteroberfläche und der allfällig benutzten Spiegel. Im SCHUMANN-Gebiet drängt sich ein Aluminiumbelag auf, für Arbeiten im MILLIKAN-Gebiet ist Platin- oder SiO_2-Belag vorteilhafter. In Abb. 3 ist die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von Al und Pt für normale Inzidenz in Funktion der Wellenlänge dargestellt, nach SABINE[24].

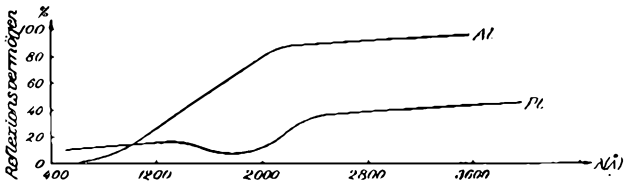


Abb. 3. Reflexionsvermögen von Al und Pt

Auf die Theorie des normalen Beugungsgitters sei hier nicht näher eingetreten, sondern auf die ausgezeichnete Darstellung von BEUTLER[25] hingewiesen. Der erste und wohl berühmteste Vakuumgitterspektrograph wurde von LYMAN[26] konstruiert, der technisch so gut durchdacht war, daß er als Vorbild für zahlreiche Konstruktionen anderer Forscher gedient hat. Die Gittermontierung ist der von EAGLE[27] ähnlich. Eine spezielle Vorrichtung gestattet, die Photoplatte im Vakuum zu verschieben, indem man einen Hebel von außen mit einem Magneten bewegen kann. Einige Jahre später baute SAWYER[28] einen in seinen Nebeneinrichtungen sehr gut durchkonstruierten Apparat, der mit einem 1-Meter-Gitter mit 590 Strichen/mm ausgerüstet ist. Der ganze Spektrograph ist in einem innenverzinnten Messingrohr von 15 cm Durchmesser aufgebaut.

Der größte je konstruierte Vakuumspektrograph mit normalem Einfall wurde von HARRISON[29] gebaut und ist mit einem 6-Meter-Gitter von 1182 Strichen/mm

[16] V. SCHUMANN, *Wiener Ber. IIa* (1893) 625.
[17] J. C. MCLENNAN *et al.*, *Proc. Roy. Soc. London* (B) *95* (1919) 316.
[18] H. HESE, A. ROSE und R. DOHN, *Z. Physik 81* (1933) 745.
[19] H. LEY und B. ARENDS, *Z. physik. Chem. 17* (1932) 177.
[20] H. CORDES und H. SPONER, *Z. Physik. 63* (1930) 334; H. SPONER und W. W. WATSON, *Z. Physik 56* (1929) 184; H. CORDES und H. SPONER, *Z. Physik 79* (1932) 170; H. CORDES, *Z. Physik 97* (1935) 603.
[21] G. CARIO und H. D. SCHMIDT, *Z. Physik 69* (1931) 719.
[22] C. LEISS, *Z. Physik 71* (1931) 161.
[23] Y. TANAKA, *J. Chem. Physics 20* (1952) 1728.
[24] G. B. SABINE, *Physic. Rev. 55* (1939) 1064.
[25] H. G. BEUTLER, *J. Opt. Soc. Amer. 35* (1945) 311.
[26] TH. LYMAN, *Astrophysic. J. 23* (1906) 181.
[27] A. EAGLE, *Astrophysic. J. 31* (1910) 120.
[28] R. A. SAWYER, *J. Opt. Soc. Amer. 15* (1927) 305.
[29] G. R. HARRISON, *Rev. Sci. Instruments 4* (1933) 651.

ausgerüstet. Mit diesem Gerät erhält man eine sehr hohe Dispersion, in erster Ordnung 1,32 A/mm. In der Schweiz baute MIESCHER[30] einen Gitter-Vakuumspektrographen für Untersuchungen über Molekülspektren mit einem 1-Meter-Gitter. Kürzlich konstruierte LÜSCHER[31] ein solches Gerät mit einem 1,5-m-ARL-Gitter von 961 Strichen/mm. In Abb. 4 ist eine Gesamtansicht dieses Apparates gegeben. Die Montierung ist die nach PASCHEN-RUNGE[32]. Das Gerät ist mit einem Meßkopf ausgerüstet, der eine direkte Auswertung der Spektrallinien, wie sie im Kapitel 6 behandelt wird, ermöglicht.

Man erkennt ganz links auf dem Bild die Vakuumdurchführungen für die Hochspannung und die Meßleitungen der Photomultiplier. In der Mitte der Abbildung ist der Funkenstand ersichtlich. Im senkrecht stehenden Zylindergehäuse befindet sich ein variabler Eintrittsspalt.

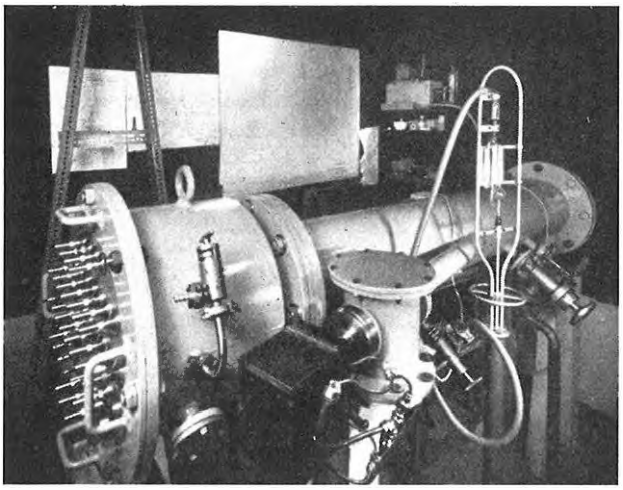


Abb. 4

c) Gitterspektrographen mit streifendem Einfall

Für Wellenlängen, kleiner als 100 Å, gibt es keine festen Stoffe mehr, die bei normalem Einfall noch ein wesentlich von Null verschiedenes Reflexionsvermögen aufweisen. Die Methode des streifenden Einfalls, die Zunahme des Reflexionsvermögens mit wachsendem Einfallswinkel ausnutzend, springt hier rettend ein. Da diese Methode etwas weniger geläufig ist, sei hier kurz auf die Theorie eingegangen. Die prinzipielle Anordnung ist in Abb. 5 wiedergegeben.

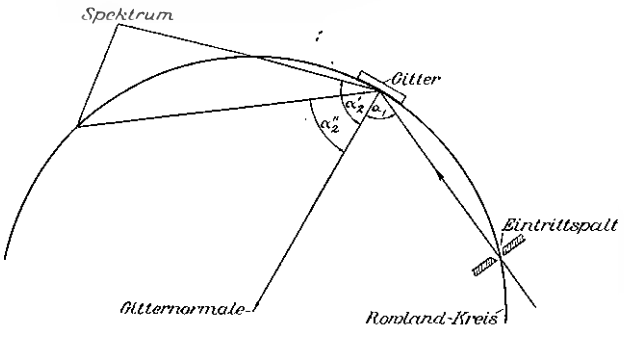


Abb. 5. Streifender Einfall

Zur Erklärung geht man von den FRESNEL-Gleichungen[33] aus, in die man wegen der Absorption des Spiegelmaterials einen komplexen Brechungskoeffizienten einführt.

Für das Verhältnis der einfallenden zur reflektierten Strahlungsintensität erhält man dabei die folgende Beziehung:

$$j = \frac{1 - a\,\frac{a_1}{\sqrt{2\delta}} + \frac{a^2}{2}}{1 + a\,\frac{a_1}{\sqrt{2\delta}} + \frac{a^2}{2}}, \qquad (1)$$

wobei $\sqrt{2\delta} = \sin \alpha_0$ ist und α_0 den Grenzwinkel totaler Reflexion darstellt.

Ferner ist:

$$\frac{a^2}{2} = \frac{a_1^2}{2\delta} - 1 + \left[\left(\frac{a_1^2}{2\delta} - 1\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{4\pi(\mu - 1)}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (2)$$

worin n den Brechungskoeffizienten, μ den Absorptionskoeffizienten und λ die Wellenlänge bedeuten.

Man erkennt, daß bei stärkerer Absorption der Grenzwinkel der Totalreflexion nicht scharf definiert ist, sondern ein stetiger Anstieg der Reflexion stattfindet. In Abb. 6 ist der prinzipielle Verlauf des Reflexionsvermögens dargestellt.

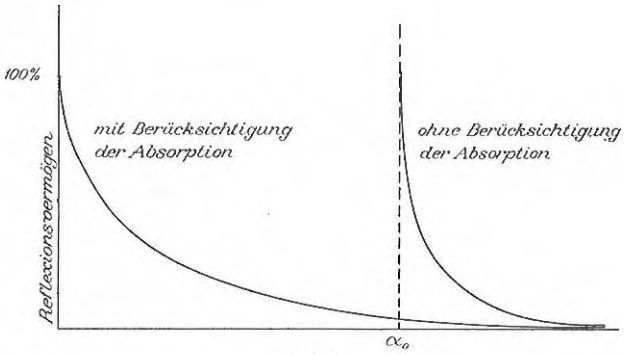


Abb. 6

Vernachlässigt man den Einfluß der Absorption und stellt den Brechungskoeffizienten näherungsweise nach DRUDE[34] dar, so erhält man für den Grenzwinkel der Totalreflexion folgende Approximation:

$$\sin \alpha_0 = \left[2\,\frac{e^2}{2\pi c^2 m} \cdot N \cdot \lambda^2 - 1\right]^{1/2} \qquad (3)$$

e = Elementarladung $\quad m$ = Elektronenmasse
c = Lichtgeschwindigkeit $\quad N$ = Anzahl Oszillatoren

Für die Dispersion $\frac{d\lambda}{dx}$ erhält man für streifenden Einfall folgenden näherungsweisen Ausdruck:

[30] Physikalisches Institut, Universität Basel.
[31] Wird demnächst veröffentlicht.
[32] C. K. RUNGE und F. PASCHEN, Abh. königl. Akad. Wiss. Berlin, Anhang I (1902).
[33] Vgl. M. BORN, *Optik*, Springer, Berlin 1953, S. 42ff.
[34] *l.c.*, M. BORN, S. 265.

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{g}{n\varrho}\left[90° - \left(\alpha_1 - \frac{x}{\varrho}\right)\right], \qquad (4)$$

wobei dx das $d\lambda$ entsprechende Bogenstück, g die Gitterkonstante, n den Brechungskoeffizienten, α_1 den Einfallswinkel und ϱ den Krümmungsradius des Gitters bedeuten.

Die Formel (4) zeigt sofort, daß bei streifendem Einfall die Dispersion wesentlich verbessert wird. EDLEN und Mitarbeiter[35] zeigten, daß man die günstigsten Verhältnisse in bezug auf Auflösevermögen und Intensität für eine bestimmte optimale Breite des Konkavgitters erhält. Diese optimale Breite b_{opt} beträgt:

$$b_{opt} = 2{,}36\left[\frac{4\lambda\varrho^3}{\pi}\,\frac{\cos\alpha_1\cos\alpha_2''}{(1-\cos\alpha_1\cdot\cos\alpha_2'')(\cos\alpha_1+\cos\alpha_2'')}\right]^{1/4} \qquad (5)$$

Diese Breite hängt nicht nur vom Einfallswinkel α_1 und vom Krümmungsradius ϱ, sondern auch von der Wellenlänge ab.

EDLEN[36] berechnete auch die optimale Spaltbreite und erhielt folgende Beziehung:

$$S_{opt} = \lambda\,\frac{\varrho}{b_{opt}}. \qquad (6)$$

Gitter, die nicht auf die optimale Breite b_{opt} abgeblendet sind, zeigen bandenartige Schatten auf beiden Seiten von intensiveren Linien, die sogenannten «Geister bei streifender Inzidenz», da die Zonen außerhalb der wirksamen Gitterbreite b_{opt} die Strahlen nicht mehr auf dem ROWLAND-Kreis focalisieren.

Um Verluste an Intensität durch den Astigmatismus zu vermeiden, muß der Eintrittsspalt eine bestimmte minimale Länge l haben:

$$l_{min} = L\,(\mathrm{tg}\,\alpha_1\cdot\sin\alpha_1 + \mathrm{tg}\,\alpha_2''\cdot\sin\alpha_2'')\cos\alpha_1, \qquad (7)$$

wobei L die Länge der Gitterfurchen darstellt.

Aus dem Obengesagten geht hervor, daß ein Gitterspektrograph mit streifendem Einfall sehr sorgfältig justiert werden muß (siehe EDLEN[35], BOWEN[37], RATHENAU und PERLKAMP[38] und J.C. BOYCE[39])

Solche Spektrographen mit streifendem Einfall sind mehrmals konstruiert worden, z. B. von HOAG[40], SIEGBAHN[41], TYREN[42], EDLEN[43] und KRÜGER[44].

4. Vakuumtechnische Fragen

Im SCHUMANN-Gebiet ist vor allem der Sauerstoff verantwortlich für die Absorption[45] von Lichtstrahlen. Eine freie Weglänge der Sauerstoffmoleküle von $14 \cdot 10^{-4}$ cm genügt, um die Intensität auf die Hälfte herabzusetzen. Wasserdampf trägt zur Absorption von 1780 Å an bei[46]. Stickstoffabsorptionsbanden[47] beginnen erst bei 1450 Å. Diese Eigenschaft von Stickstoff erlaubt es, wenigstens Teile des Spektrometers unter einer Stickstoffatmosphäre zu halten (es empfiehlt sich unbedingt, den kommerziell erhältlichen reinsten Stickstoff selbst noch zu reinigen, z. B. in einem Absorptionsrohr nach MEYER u. RONGE[48]), was vor allem für raschen Probewechsel im Funkenstativ von Vorteil ist. So ist beim Gitterspektrometer von Abb. 4 der Funkenstand derart ausgebildet, daß ein Fenster aus Fluorit den Vakuumteil abtrennt und der Funken in einer strömenden Stickstoffatmosphäre brennt. Ebenso sind die Photomultiplier in einer ruhigen Stickstoffatmosphäre, die wieder durch Fluoritfenster vom Vakuumteil getrennt sind. Der Spektrographenteil mit Eintrittsspalt, Gitter und Sekundärspalte selbst sind in einem Vakuum, das von 0,01 Torr bis 0,001 Torr eingestellt werden kann. Im MILLIKAN-Gebiet ist unter allen Umständen ein Hochvakuum für alle Spektrographenteile erforderlich. Es empfiehlt sich, Öldiffusionspumpen zu verwenden, da Quecksilberdämpfe auch in geringsten Mengen für die Diffraktionsgitter sehr schädlich sind.

5. Anregungsbedingungen

Zur Anregung von Linien mit Wellenlängen, kleiner als 500 Å, kommt ausschließlich ein Hochspannungsfunken zur Anwendung (engl. *hot spark)*, wie er von MILLIKAN[49], BOWEN[50] und SAWYER[51] zum erstenmal in der Vakuumspektroskopie angewendet wurde. Auch heute noch hat sich an den Anregungen kaum etwas geändert. Die Kapazitätswerte liegen zwischen 0,01 und 1,5 Microfarad bei Spannungen von 20000 bis 120000 Volt. So benutzen ROMAND und BALLOFFET[52] einen Funkengenerator mit folgenden Daten: 25000 Volt, 0,75 Microfarad und 14 Microhenry. Damit sie einen Elektrodenabstand von 2,8 mm im Vakuum einhalten können, benutzen die Autoren die Methode des sogenannten gleitenden Funkens. Als Funkenträger verwenden sie Alumin (Al_2O_3).

Eine weitere vielbenutzte Lichtquelle ist die Hohlkathode von PASCHEN[53], weiterentwickelt von SCHÜLER[54].

Im SCHUMANN-Gebiet können auch weniger starke Funken- und Bogengeneratoren zur Anregung verwendet werden. So verwendet BILLS[55] einen Wechsel-Strombogengenerator Typ WALSH[56] mit folgenden Bedingun-

[35] J.E. MACK, J.R. STEHN und B. EDLEN, *J. Opt. Soc. Amer. 22* (1933) 245.
[36] B. EDLEN, *Nova Acta Regiae Soc. Sci. Uppsaliensis 9* (1934) 6.
[37] J. S. BOWEN, *J. Opt. Soc. Amer. 23* (1933) 313.
[38] G. RATHENAU und P.E. PERLKAMP, *Physica 2* (1935) 125.
[39] J.C. BOYCE, *Rev. Mod. Physique 13* (1941) 1.
[40] J.B. HOAG, *Astrophysic. J. 66* (1927) 225.
[41] M. SIEGBAHN und MAGNUSSON, *Z. Physik 95* (1935) 133.
[42] F. TYREN, *Z. Physik 111* (1938) 314.
[43] B. EDLEN, *Z. Physik 100* (1936) 621.
[44] P.G. KRÜGER, *Rev. Sci. Instruments 4* (1933) 128.
[45] Y. TANAKA, *J. Chem. Physic 20* (1952) 1728.
[46] J.J. HOPFIELD, *Physic. Rev. 53* (1938) 931.
[47] R. BORGE und J.J. HOPFIELD, *Astrophysic. J. 68* (1928) 257.
[48] F.R. MEYER und G. RONGE, *Z. angew. Chem. 52* (1939) 637.
[49] R.A. MILLIKAN, *Astrophysic. J. 52* (1920) 47.
[50] R.A. MILLIKAN und J.S. BOWEN, *Physic. Rev. 23* (1924) 1.
[51] R.A. SAWYER, *Astrophysic. J. 52* (1920) 286.
[52] J. ROMAND und G.B. BALLOFFET, *J. Physic. Rad. 16* (1955) 489.
[53] F. PASCHEN, *Ann. Physik 50* (1916) 901.
[54] H. SCHÜLER, *Physik. Z. 22* (1921) 264.
[55] K.N. BILLS, Com. BISRA, 1954.
[56] A. WALSH, *Met. Ind. 68* (1946) 243.

gen: 350 Volt, 86 Microfarad, 1 Millihenry und 4,0 Ohm. LÜSCHER[57] verwendet einen Hochspannungsfunken Typ FEUSSNER[58] mit folgenden Daten: 25000 Volt, 7000 Picofarad, 820 Microhenry, 0 Ohm.

6. Registrierung der Spektren

Lichtstrahlen mit Wellenlängen, kleiner als 2100 Å, werden fast hundertprozentig absorbiert von der Gelatineschicht der Photoemulsionen. SCHUMANN[59] stellte daher eine äußerst gelatinearme Photoemulsion her (SCHUMANN-Platten). Das Verfahren von SCHUMANN ist heute wesentlich verbessert worden, und es ist sogar möglich, im Handel solche Spezialemulsionen zu erhalten. Ilford stellt die Q-Platten her, die bis zu Wellenlängen von 500 Å noch empfindlich sind. Eastman-Kodak liefert ihre SWR-Filme, womit selbst bis 100 Å hinunter gearbeitet werden kann.

Eine prinzipiell andere Möglichkeit wurde von DUCLAUX und JEANTET[60] aufgezeigt, indem diese Autoren gewöhnliche Photoplatten mit Maschinenöl tränkten und so eine Transformation der Lichtwellen durch Fluoreszenz erhielten. Diese Methode wurde von HARRISON[61] weiterverfolgt. ROMAND und VODAR[62] machten die besten Erfahrungen, indem sie der Photoemulsion Natriumsalicylat als Fluoreszenzsubstanz beigaben.

Das Hauptinteresse liegt heute bei der direkten elektrischen Registrierung von Spektren. LITTLE[63] und PRESTON[64] verwendeten gasgefüllte Photozellen. Leider sind diese Zellen nicht genügend empfindlich. DUNKELMAN und LOCK[65] stellten einen RCA IP 28 Photomultiplier mit einer dünnen Quarzumhüllung her und erhielten eine ansehnliche Empfindlichkeit bis 1600 Å. LÜSCHER[66] benutzte lichtempfindliche GEIGER-MÜLLER-Zähler und EMI-Photomultiplier mit einem Fluoreszenzschirm aus Calciumwolframat. HINTEREGGER und WATANABE[67] benutzen einen offenen Photomultiplier, der direkt im Vakuum des Spektrographen arbeitet, wobei sie als Kathodenmaterial wahlweise Ni, Pt, W benutzen. Der Druck im Spektrometer darf dabei nicht größer als 10^{-5} Torr sein.

7. Anwendungen im Gebiet der Emissionsspektroskopie

Das Hauptinteresse der Vakuumspektroskopie für die praktische Spektralanalyse liegt in der Möglichkeit, Elemente in Verbindungen quantitativ zu bestimmen, die mit normalen spektrographischen Methoden nicht nachgewiesen werden können. Vor allem sind es die Elemente Kohlenstoff, Phosphor und Schwefel, die den Metallurgen für die Stahlanalyse interessieren. Wohl gibt es im gewöhnlichen Ultravioletten einige Atomlinien dieser Elemente, die jedoch alle mehr oder weniger gestört sind. LÜSCHER[68] verwendet folgende Linien P_I1859, S_I1807 und C_I1930. ROMAND[69] arbeitet im MILLIKAN-Gebiet mit den Linien P_{IV}933, S_{IV}944 und C_{III}977. Die unteren Empfindlichkeitsgrenzen fanden beide Autoren übereinstimmend mit 0,005 % für Schwefel und Phosphor und 0,01 % für Kohlenstoff. Man hofft, mit vakuumspektroskopischen Methoden auch Stickstoff und Sauerstoffbestimmungen in Stählen durchführen zu können. Rein wissenschaftlich besitzt die Vakuumspektroskopie sehr große Bedeutung für die Festkörperphysik, ebenso ist sie ein Hilfsmittel der Meteorologie zur Erforschung der höhern Atmosphäreschichten geworden, indem Vakuumspektrographen in Raketen eingebaut wurden[70].

[57] *l.c.*
[58] O. FEUSSNER, *Arch. Eisenhüttenwes. 6* (1932) 551.
[59] V. SCHUMANN, *Akad. Wiss. Wien* (2A) *102* (1893) 625.
[60] DUCLAUX und JEANTET, *J. Physic. Rad. 2* (1921) 154.
[61] G. R. HARRISON, *J. Opt. Soc. Amer. 38* (1931) 899.
[62] Private Mitteilung.
[63] E. P. LITTLE, *J. Opt. Soc. Amer. 36* (1946) 168.
[64] W. M. PRESTON, *Physic. Rev. 57* (1940) 887.
[65] L. DUNKELMAN und C. LOCK, *J. Opt. Soc. Amer. 41* (1951) 802.
[66] *l.c.*
[67] H. E. HINTEREGGER und K. WATANABE, *J. Opt. Soc. Amer. 43* (1953) 604.
[68] *l.c.*
[69] *l.c.*
[70] R. TONSEY, *J. Opt. Soc. Amer. 43* (1953) 245.