

Institut für Plasmaphysik
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
des Landes Nordrhein-Westfalen - e.V.
ASSOCIATION EURATOM - KFA

**Bestimmung von Temperatur und Dichte eines
Gleitfunken aus der Bremsstrahlung im Infrarot**

von

P. Bogen, H. Conrads und D. Rusbüldt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 311

Institut für Plasmaphysik Jül – 311 – PP

Dok.: Sliding Spark - Temperature
Sliding Spark - Density

DK: 621.3.015.533 : 536.5
621.3.015 533 : 537.222

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Zeitschrift für Physik 186, 240—248 (1965)

Aus dem Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich
des Landes Nordrhein-Westfalen
Association KFA-Euratom

**Bestimmung von Temperatur und Dichte eines Gleitfunken
aus der Bremsstrahlung im Infrarot**

Von

P. BOGEN, H. CONRADS und D. RUSBÜLDT

Mit 7 Figuren im Text

(Eingegangen am 18. März 1965)

The absolute intensity of a vacuum sliding spark (length 2—10 cm, half cycle 0,8 μ sec) has been measured in the spectral region between 0,4 and 3 μ . From the long wavelength radiation emitted from an optically thick layer, one gets the temperature, from the short wavelength radiation emitted from an optically thin layer, one obtains the density. Using polyethylene as an insulator we reached a temperature of $4 \cdot 10^5$ °K at electron densities of $8 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ and current densities of $1.2 \cdot 10^6$ A/cm². The temporal development of temperature and density has been determined. The maximum intensity at $\lambda=0.43$ μ was found to be $5 \cdot 10^4$ ($7 \cdot 10^{10}$ W/cm³ ster) as large as that of the positive crater of a properly driven carbon arc. At $\lambda=3$ μ this same parameter turned out to be 300 times as large ($5 \cdot 10^7$ W/cm³ ster).

1. Einleitung

Vakuumsfunken erzeugen ein Plasma hoher Temperatur, wie das Auftreten hoher Ionisationsstufen beweist. Ist auch die Dichte des Funkenplasmas hoch, so sind Vakuumsfunken sehr intensive Lichtquellen sowohl für das langwellige als auch für das kurzwellige Spektralgebiet bis zu 10 Å. Solche Lichtquellen können z.B. zum Durchleuchten von Plasma zur Messung der Absorption und des Brechungsindex eingesetzt werden. Die spektrale Verteilung der Intensität wird durch die Dichte, Temperatur und Zusammensetzung des Plasmas bestimmt, wenn lokales thermodynamisches Gleichgewicht erreicht wird. In diesem Falle kann man die spektrale Verteilung der Intensität berechnen und somit die Lichtquelle auch im UV als Standardstrahler benutzen. Hierzu ist es notwendig, Temperatur und Dichte zu bestimmen.

Durch Messung des Intensitätsverhältnisses von Linien hoher Ionisationsstufen (Al VII) wurde von LEBEDEV et al.¹ die Temperatur eines Vakuumsfunken bestimmt. Es ist jedoch zweifelhaft, ob die Boltzmann- und Saha-Gleichungen angewandt werden dürfen und ob die Relaxationszeiten für die Einstellung des Gleichgewichtes hinreichend kurz sind.

¹ LEBEDEV, S. V., S. L. MANDEL'SHTAM i G. M. RODIN: J. Eptl. Theoret. Phys. U.S.S.R. 37 (10) No. 2, 248—252 (1960).

Da die Relaxationszeiten für die thermische Energieverteilung der freien Elektronen sehr viel kürzer sind, dürften Messungen am Kontinuum zuverlässiger sein.

In einer früheren Arbeit² wurde von uns die Temperatur eines Gleitfunkens im Vakuum aus dem Abfall des Li III-Lyman-Kontinuums bestimmt. Hierbei erwies sich das Fehlen eines geeigneten UV-Normalstrahlers als störend. Da diese Schwierigkeit im sichtbaren und infraroten Spektralgebiet nicht auftritt, wurde versucht, Temperatur und Dichte aus dem Bremsstrahlungskontinuum in diesem Spektralgebiet zu bestimmen. Die langwellige, aus optisch dicker Schicht emittierte absolute Intensität ergibt die Temperatur, die kurzwellige, aus optisch dünner Schicht emittierte die Dichte. Um Fehler durch Reabsorption in kalten Randschichten klein zu halten, wurde eine Lichtquelle konstruiert, deren homogene Schicht bei „end on“ Beobachtung im Vergleich zur inhomogenen groß ist.

2. Lichtquelle

Der Aufbau der Lichtquelle ist in Fig. 1 wiedergegeben. Der Funke brennt durch einen 2 mm weiten Kanal in einem 2–10 cm langen,

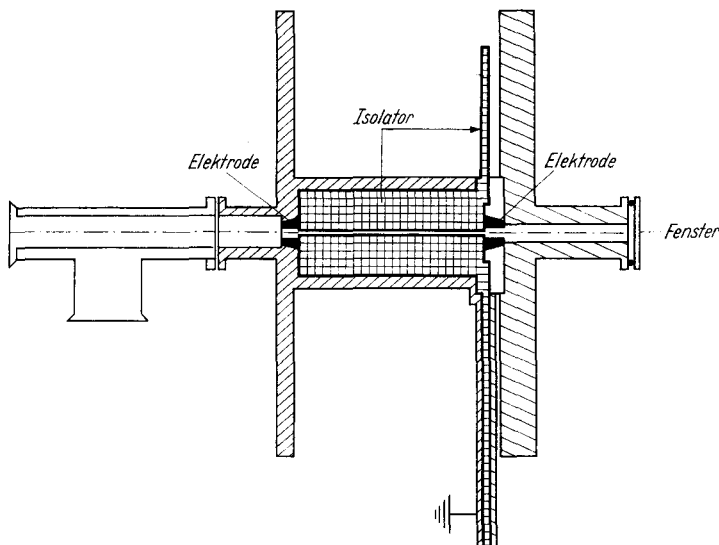


Fig. 1. Lichtquelle

zwischen den Elektroden liegenden Isolator. Die Kohlelektroden sind durchbohrt, um „end on“-Beobachtung zu ermöglichen. Funkenplasma und Zuführungen bilden eine koaxiale Leiteranordnung. Sie ist über eine Bandleitung und eine Druckfunkenstrecke als Schalter mit einem

² BOGEN, P., et H. CONRADS: Comptes Rendus De La VIe Conférence Internat. Sur Les Phénomènes Dans Les Gas, Paris 1963.

Kondensator verbunden ($U_{\max} = 50 \text{ kV}$, $C = 0,3 \mu\text{F}$). Die Induktivität des Entladungskreises beträgt je nach Länge des Funkens $120\text{--}200 \text{ nH}$, die Stromstärke $3\text{--}4 \cdot 10^4 \text{ A}$, die Stromdichte bis zu $1,2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$.

Da der Funken im Fein- oder Hochvakuum betrieben wird, ist die Zusammensetzung des Plasmas durch das verdampfende Isolatormaterial bestimmt. Um eine einfache Zusammensetzung des Plasmas zu erhalten, wurden Isolatoren aus Lithiumhydrid und Polyäthylen benutzt. Die meisten Versuche wurden mit letzterem durchgeführt, da der LiH-Isolator schwieriger zu bearbeiten ist und bei geringerer Belastung reißt als der aus Polyäthylen.

3. Versuchsanordnung

Über eine Spiegeloptik wurden wahlweise der Funkenkanal oder der als Normalstrahler dienende Kohlebogen etwa 1:1 auf eine Blende mit

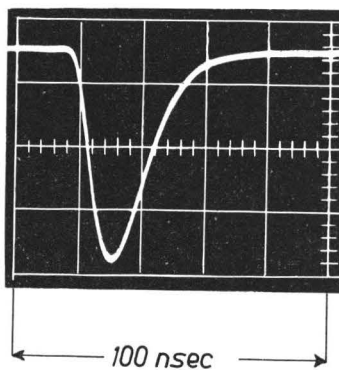


Fig. 2. Intensität eines Quecksilberschaltfunkens als Funktion der Zeit, aufgenommen mit einer Indiumarsenid-Photodiode. Gemessene Zeitkonstante für den Abfall auf $1/e$ 15 nsec

$0,5 \text{ mm } \varnothing$ abgebildet und diese wiederum auf den Strahlungsempfänger fokussiert. Als solcher diente für das Spektralgebiet $0,4\text{--}1 \mu$ ein Photomultiplier, für $0,4\text{--}3,5 \mu$ eine Indiumarsenid-Photodiode kurzer Zeitkonstante ($\tau < 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$). Die Strahlung wurde hinter der Blende mit einer Arsenisulfid-Platte so aufgeteilt, daß beide Detektoren gleichzeitig benutzt werden konnten. Die spektrale Zerlegung wurde mit Interferenzfiltern vorgenommen.

Da für die Messungen kurze Zeitkonstanten der Strahlungsempfänger erforderlich sind, wurden diese zuvor mit dem Schaltfunken eines Quecksilberrelais getestet. Fig. 2 zeigt das von der InAs-Photodiode abgegebene Signal. Um diese kurzen Zeitkonstanten zu erreichen, ist es notwendig, Dioden mit kleiner Empfängerfläche ($0,05 \text{ mm}^2$) und relativ hohe Saugspannungen zu verwenden. Bei Messung des Normalstrahlers dagegen mußten geringere Saugspannungen benutzt werden, da sonst das Signal-Rausch-Verhältnis zu schlecht wurde. Der Korrekturfaktor zwischen den beiden Betriebsarten wurde mit spektral unzerlegtem Licht gemessen und bei der Auswertung berücksichtigt.

4. Theorie der Meßmethode

Die von einer homogenen Schicht ausgesandte Intensität J_λ ist gegeben durch

$$J_\lambda = B_\lambda(T)(1 - e^{-\tau_\lambda}),$$

wobei B_λ die Kirchhoff-Planck-Funktion, $\tau_\lambda = K_\lambda \cdot l$ die optische Dicke, K_λ der effektive Absorptionskoeffizient und l die geometrische Länge der emittierenden Schicht ist. Für $\tau > 1$ (optisch dicke Schicht) ergibt sich für $h\nu \ll kT$

$$J_\lambda = B_\lambda = \frac{2c}{\lambda^4} kT$$

für $\tau < 1$ (optisch dünne Schicht)

$$J_\lambda = \tau_\lambda B_\lambda = \varepsilon_\lambda l.$$

Im Falle von frei-frei-Strahlung und $h\nu \ll kT$ ist der spontane Emissionskoeffizient

$$\varepsilon_\lambda = C Z^2 N_i N_e (kT)^{-\frac{1}{2}} g(\lambda, T) \frac{c}{\lambda^2},$$

wobei $C = 6,36 \cdot 10^{-47}$ cgs-Einheiten, Z die effektive Kernladungszahl, g der Gaunt-Faktor ist.

Durch Messung der aus optisch dicker und aus optisch dünner Schicht emittierten absoluten Intensität kann man also sowohl T als auch $Z^2 N_e N_i = Z N_e^2$ erhalten. Da die optische Dicke wie $\lambda^2 \cdot l$ anwächst, sind die Temperaturmessungen bei langen Wellenlängen und langer homogener Schicht am meisten erfolgversprechend. Eine obere Grenze für die Wellenlänge wird in unseren Versuchen einerseits durch die Selbstumkehr infolge inhomogener Schichten und andererseits durch den Strahlungsempfänger gegeben, während sie theoretisch erst bei der Plasmafrequenz liegt.

Zur exakten Bestimmung der Elektronendichte ist die Kenntnis der Kernladungszahl Z notwendig. Wegen der geringen Kernladung ist der Wasserstoff gegenüber dem Kohlenstoff vernachlässigbar. Theorie und Experiment ergeben eindeutig, daß C IV ionisiert ist. Wenn man die von KNORR³ angegebene Formel benutzt, erhält man für C V Ionisationszeiten, die viel länger als die Entladungsdauer sind. Wegen der Möglichkeit stufenweiser Ionisation, die bei den Rechnungen nicht berücksichtigt ist, können die Werte jedoch wesentlich kürzer sein. Der dadurch bewirkte Fehler würde allerdings nur bedeuten, daß N_e bis zu 20% zu klein gemessen wird.

5. Ergebnisse

Fig. 3 zeigt die Intensität des Gleitfunkens bei den Wellenlängen $\lambda = 1 \mu$ und $\lambda = 3 \mu$ als Funktion der Zeit. Es ist auffallend, daß die Intensität bei 3μ wesentlich eher ihr Maximum erreicht als bei 1μ . Da dort die optische Dicke etwa 9mal größer ist, tritt schon bei geringerer Dichte und höherer Temperatur Selbstabsorption oder Selbstumkehr ein.

³ KNORR, G.: Z. Naturforsch. 13a, 941—950 (1958).

Die Intensität geht infolge sinkender Temperatur bei 3μ schon zurück, während sie bei 1μ infolge steigender Dichte noch anwächst. Wäre die Schicht bei beiden Wellenlängen optisch dünn, so müßten sich die Intensitäten ähnlich verhalten, da die Temperatur- und Dichteabhängigkeit im Falle $h\nu \ll kT$ gleich ist.

Nimmt man die Maxima der Intensitätskurven bei verschiedenen Wellenlängen als Punkte beginnender Selbstabsorption, so kann man die

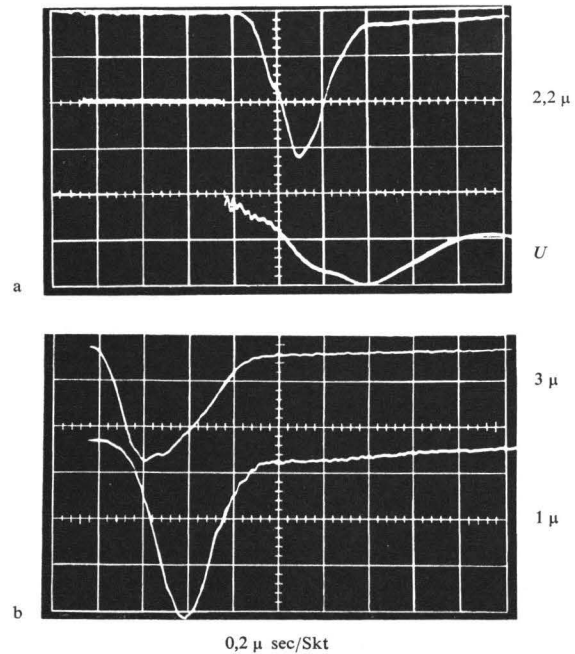


Fig. 3 a u. b. Messungen am Polyäthylen-Gleitfunken 2 cm lang, 40 kV. a Intensität bei $2,2 \mu$ und Spannung am Funkenkanal; b Intensität bei 3μ und 1μ als Funktion der Zeit

Temperatur als Funktion der Zeit aufzeichnen (Fig. 4). Man sieht, daß die Temperatur während der Beobachtungszeit dauernd fällt, die Dichte dagegen ansteigt. Kurz nach dem Maximum des Stromes nimmt die Temperatur stark ab. In der zweiten Halbwelle sind die Intensitäten nur noch etwa 10% der in der ersten Halbwelle gemessenen, die Temperaturen $< 50000 \text{ }^\circ\text{K}$.

Zur Überprüfung der Homogenität der Plasmasäule wurde die schwarze Temperatur als Funktion der Wellenlänge für den Zeitpunkt maximaler Intensität bei $\lambda = 1 \mu$ aufgetragen (Fig. 5). Die Ergebnisse mit verschiedenen Isolatoren und Spannungen sind in der Tabelle zusammengefaßt.

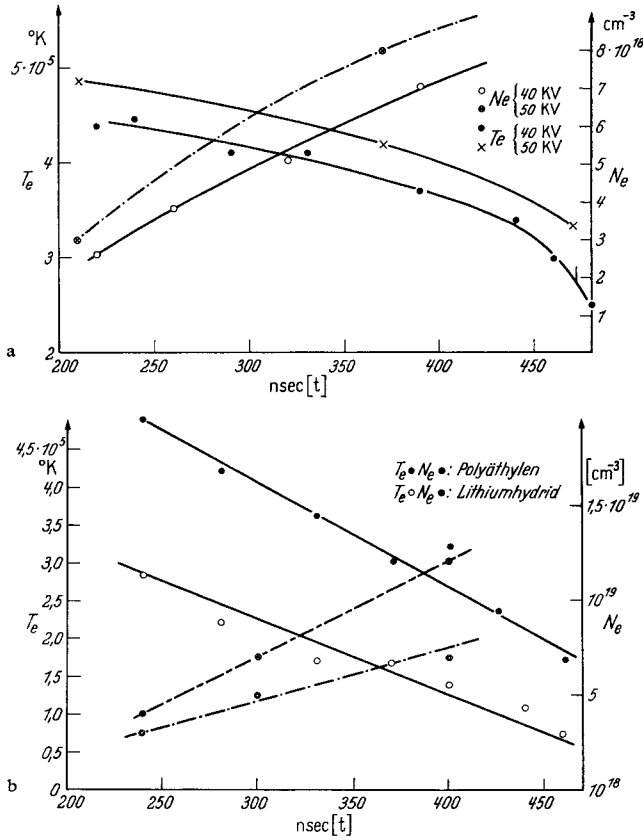


Fig. 4 a u. b. Temperatur und Dichte als Funktion der Zeit. a Isolator 10 cm Polyäthylen; b Isolator 2 cm Polyäthylen und 2 cm Lithiumhydrid

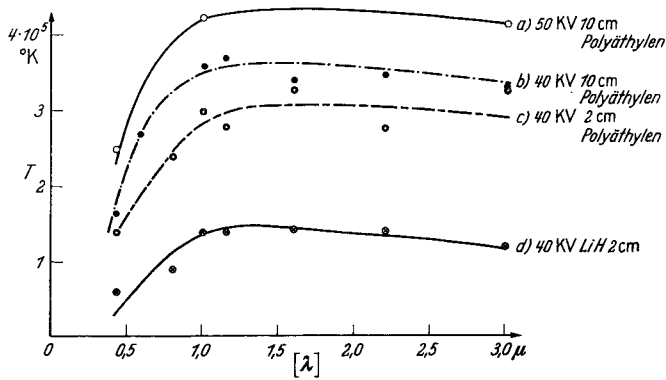


Fig. 5. Schwarze Temperatur als Funktion der Wellenlänge zum Zeitpunkt der maximalen Intensität bei 1 μ . a-c Polyäthylenisolator; d Lithiumhydridisolator

Bei Wellenlängen unter $\lambda=1 \mu$ erhält man zu kleine Werte für die Temperatur, da dort die Schicht noch nicht optisch dick ist. Oberhalb von 1μ sind die Abweichungen vom Mittelwert, der in Tabelle 1 angegeben ist, kleiner als $\pm 15\%$.

Dies läßt den Schluß zu, daß die in diesem Spektralgebiet gemessene schwarze Temperatur gleich der Elektronentemperatur ist. Die Werte bei $\lambda=3 \mu$ und bei dem 2 cm langen Funken auch bei $\lambda=2,2 \mu$ ergeben manchmal größere Abweichungen, was sich aus der Inhomogenität des Plasmas an den Elektroden erklären läßt.

Tabelle. Zusammenfassung der Ergebnisse

U Ladespannung des Kondensators; I Strom; l Länge des Isolators; T Temperatur; N_e Elektronendichte; p kinetischer Druck; p_m magnetischer Druck; E thermischer Energieinhalt; $I^2 R \cdot 0,1 \mu\text{sec}$ Aufheizung durch Joulesche Wärme pro 10^{-7} sec; R berechnet aus T nach SPITZER⁴.

Isolator	Polyäthylen	Polyäthylen	Polyäthylen	Lithiumhydrid
U [kV]	40	50	40	40
I [kA]	30	38	36	—
l [cm]	10	10	2	2
T [10^5 °K]	3,5	4,1	3	1,4
N_e [10^{18}cm^{-3}]	7	8	12	7
p [atm]	420	570	620	180
p_m [atm]	290	450	410	—
E [W sec]	24	30	7,6	—
$I^2 R \cdot 0,1 \mu\text{sec}$ [W sec]	16	21	5,4	—

Wie die Tabelle zeigt, ergibt der kurze Polyäthylen-Gleitfunke höhere Dichten als der lange, dagegen ähnliche Temperaturen. Bei Erhöhung der Spannung am Kondensator von 40 auf 50 kV erhöhen sich Temperatur und Dichte etwa um 15%. Es besteht daher die Hoffnung, durch Erhöhung der Spannung oder Verkleinerung der inneren Induktivität des Kondensators noch höhere Temperaturen und Dichten zu erhalten.

6. Diskussion der Ergebnisse

In der Tabelle sind außer den gemessenen Werten von U , I , T und N_e noch der daraus berechnete Druck p , der gemäß der Benett-Gleichung⁴ ausgeübte magnetische Druck p_m , die Energiedichte des Plasmas $E = (N_i + N_e) kT + N_i U_i$ und die pro $0,1 \mu\text{sec}$ erzeugte Joulesche Wärme

⁴ Siehe SPITZER, L.: Physics of Fully Ionized Gases. New York: Interscience Publishers, Inc., 1956.

$I^2 R \cdot 10^{-7}$ angegeben. Dabei wurde der Durchmesser der Plasmasäule gleich dem des Kanals gesetzt, und die Temperatur und Dichte über dem Querschnitt als konstant angenommen. Die Ionisierungsenergie U_i wurde bis zum C V-Grundzustand berücksichtigt. Aus diesen größenordnungsmäßigen Abschätzungen ist ersichtlich, daß sich die Aufheizung im wesentlichen durch Stromwärme erklären läßt. Effekte, die an einen Pinch erinnern, wurden nur bei schlechtem Vakuum ($p \approx 3$ Torr) zu Beginn der Entladung beobachtet (Fig. 6). Ähnliche Effekte kann man auch bei geringerem Druck erwarten. Die Dichte ist jedoch zu gering, um eine Beobachtung mit der Drehspiegelkamera zu ermöglichen. Jedoch

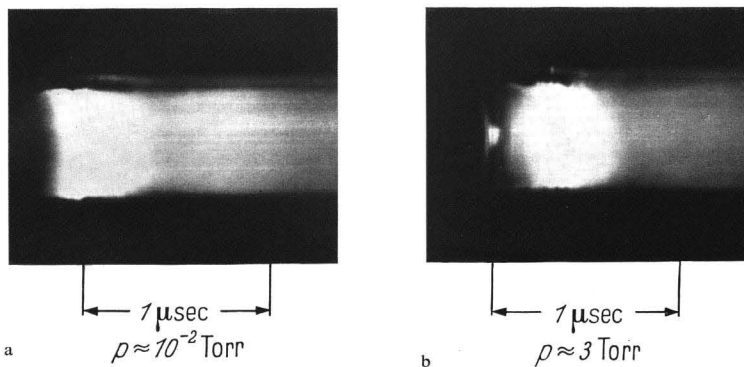


Fig. 6a u. b. Drehspiegelkameraaufnahme des 10 cm langen Gleitfunken mit Polyäthylenisolator. a $p \approx 10^{-2}$ Torr; b $p \approx 3$ Torr

ist der Einfluß der Magnetfelder auch später nicht völlig zu vernachlässigen, denn magnetischer und kinetischer Druck sind von gleicher Größenordnung. Vermutlich bewirken sie die relativ gute Isolierung des Plasmas von der Kanalwand, so daß eine starke Abkühlung erst nach dem Strommaximum eintritt.

In Fig. 7 ist die maximal erreichte Intensität des Gleitfunken als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Während sie im IR bei 3μ nur etwa 300mal so groß ist wie die des Kohlebogens, ist sie bei 4340 \AA bis zu 50000mal so groß. Unseres Wissens wurden in diesem Spektralgebiet bisher mit keiner anderen Lichtquelle so hohe Intensitäten des Kontinuums erzielt⁵. Vermutlich ist dieses Ergebnis darauf zurückzuführen, daß von uns wesentlich höhere Stromdichten und schnellere Stromdichteanstiege erreicht wurden als von anderen Autoren. Außerdem scheint das Ergebnis von einer geeigneten Wahl des Isolators abzuhängen, wie der Vergleich von Lithiumhydrid und Polyäthylen ergibt.

⁵ CHARATIS, G., and T. L. HERSHEY: Technical Note, BN-361, July 1964, University of Maryland.

Zu kürzeren Wellenlängen hin ist noch so lange ein Anstieg der Kontinuumsintensität J_λ mit $1/\lambda^2$ zu erwarten, bis der Faktor $\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$ sich stark bemerkbar macht. Dies dürfte bei $\lambda \approx 400 \text{ \AA}$ der Fall sein. Messungen im Gebiet zwischen 150 und 30 \AA mit einem Spektrographen zeigen beim LiH-Isolator die Lyman-Linien und das entsprechende

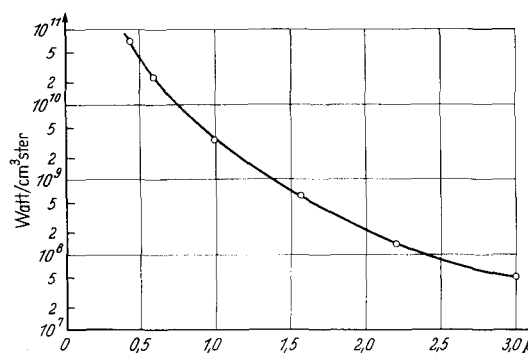


Fig. 7. Maximale Intensität des 10 cm langen Gleitfunktens als Funktion der Wellenlänge

Seriengrenzkontinuum, beim Polyäthylenisolator die ersten Glieder der C V-Resonanzserie. Genauere Untersuchungen in diesem Spektralgebiet sind in Arbeit mit dem Ziel, die im IR und UV gemessenen Temperaturen und Dichten miteinander zu vergleichen und die Verteilung der Ionen über die Ionisations- und Anregungszustände zu untersuchen. Andererseits soll versucht werden, die UV-Kontinua, deren Intensität aus Temperatur und Dichte im Falle lokalen thermischen Gleichgewichts berechnet werden können, zur Messung der relativen und absoluten Empfindlichkeit der Spektrometer zu benutzen.

Wir danken Herrn Dr. H. L. JORDAN für die Förderung dieser Arbeit, Fräulein D. KEMPER und den Herren W. FLÖCK, K. H. KRINGS und W. PYSIK für ihre Hilfe bei den experimentellen Arbeiten.