

Untersuchungen der Mikrowellenanregung elektrodenloser Gasentladungen für spektroskopische Zwecke bei höheren Sendeleistungen

P. BURKERT, H. P. FRITZ und H. MOSER

Anorganisch-Chemisches Laboratorium der Technischen Hochschule München
und I. Physikalisches Institut der Universität München

(Z. Naturforsch. 23 a, 271—274 [1968]; eingegangen am 7. Oktober 1967)

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Mikrowellenübertragungssysteme bei Sendeleistungen im 1 kW-Bereich und 2,4 GHz bezüglich der Auskopplungsmöglichkeiten der HF-Energie und ihres Mikrowellenreflexionsverhaltens untersucht und dabei eine Reihe von Eigenschaften der elektrodenlosen Gasentladung, wie Anregungsbedingungen, Lichtintensität, Stabilität, spektrale Verteilung und spektroskopische Anwendungsmöglichkeiten bestimmt.

Elektrodenlose angeregte Gasentladungen sind bereits für eine Reihe spektroskopischer Zwecke, wie z. B. interferometrische Längenstandardisierungen^{1, 2}, den spektrochemischen Nachweis von Halogenen³ und Untersuchungen des Zeeman- bzw. Raman-Effekts^{4–7} verwendet worden.

Genauere Untersuchungen ihrer physikalischen Eigenschaften, insbesondere im Mikrowellenbereich bei Sendeleistungen über 1 kW, lagen bisher nicht vor.

1. Übertragungssysteme

Der verwendete Mikrowellensender⁸ (Magnetron Valvo 7091) ermöglichte Dauerbetrieb im kW-Leistungsbereich (max. 2 kW) bei einer Frequenz von 2,4 GHz; sein durchschnittlicher Wirkungsgrad beträgt 55%. Zur Messung der für die Betriebs- und Entladungsbedingungen wesentlichen Reflexionsrate auf das Magnetron wurde ein Richtkoppler (Fa. Spinner, HF-Technik, München) eingebaut; er gestattete die optimale Anpassung der jeweiligen Entladungsgefäße an den Sender, die sich als notwendige Voraussetzung für die geforderte Stabilität der Entladungen erwies.

Die Anregung erfolgte nach drei Methoden, die sich im wesentlichen durch die Art der Energieeinkopplung in die Entladungsgefäße unterscheiden.

1.1. Anregung mit einem Hohlraumresonator (Methode 1)

Bei dieser Methode wird versucht, die optimale Energieübertragung durch Auskopplung der Mikrowellen vom Magnetronkoaxialkabel in einen durch

Kurzschlußschieber anpaßbaren Rechteckhohlleiter zu erreichen, nachdem in einer früheren Arbeit⁴ gezeigt worden war, daß bei Anregung innerhalb des Auskopplungsbauteils eine Sendeleistungssteigerung über 200 W nicht möglich ist. Der Resonator wurde so konstruiert, daß sich nur ein Schwingungsmodus der elektromagnetischen Wellen stabil ausbreiten konnte. Die einzelnen Schwingungsmoden besitzen eine von den Querschnittsdimensionen a , b des Rechteckhohlleiters abhängige maximal mögliche Wellenlänge λ_k , die sich aus den Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen ergibt:

$$E_y \sim \sin \frac{m \pi x}{a} \cos \frac{n \pi y}{b} e^{-i \beta z} \text{ mit } m, n = 0, 1, 2, \dots ;$$

$$\beta = \frac{2 \pi}{\lambda_H} = \frac{2 \pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k} \right)^2},$$

$$\lambda_k = \frac{2}{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}},$$

wobei λ_0 = Mikrowellenlänge in Luft, λ_k = kritische Wellenlänge, λ_H = Hohlleiterwellenlänge, β = Phasenfaktor.

Für die gewählten Werte $a = 8,60$ cm, $b = 4,30$ cm existiert nur der TE_{10} -Schwingungsmodus (s. Abb. 1),

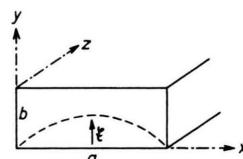


Abb. 1. Elektrische Feldverteilung der TE_{10} -Welle.

¹ E. JACOBSEN u. G. HARRISON, J. Opt. Soc. Amer. **39**, 1054 [1949].

² W. F. MEGGERS u. F. O. WESTFALL, J. Res. Nat. Stand. Bur. **44**, 447 [1950].

³ A. GATTERER u. V. FRODL, Ric. Spetr. Spec. Vat. **7**, Vol. 1 [1946].

⁴ A. T. FORRESTER, R. GUDMUNDSEN u. P. O. JOHNSON, J. Opt. Soc. Am. **46**, 339 [1956].

⁵ F. A. MILLER u. G. L. CARLSON, Spectrochim. Acta **16**, 6 [1960].

⁶ F. X. POWELL, O. FLETCHER u. E. R. LIPPINCOTT, Rev. Sci. Instr. **34**, 36 [1963].

⁷ F. X. POWELL, E. R. LIPPINCOTT u. D. STEELE, Spectrochim. Acta **17**, 880 [1961].

⁸ K. HINKEL, Magnetrons, Philips Techn. Bibl. 1961.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht:
Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

während für alle anderen TE- oder TM-Moden der Phasenfaktor β imaginär wird.

Zur Einkopplung der HF-Energie wurde der Innenleiter des Koaxialkabels durch den Rechteckhohlleiter gezogen und als Abschluß und Anpassungsglied ein Kurzschlußschieber KS_3 (s. Abb. 2) eingebaut.

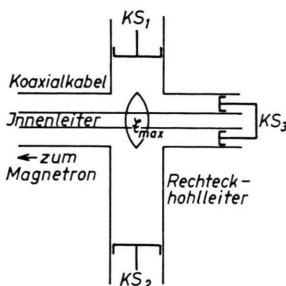


Abb. 2. Auskopplung in den Rechteckhohlleiter.

Im Prinzip braucht durch diese Art der Kopplung nur eine longitudinale H_z -Komponente (die im TEM-Mode des Koaxialleiters enthalten ist) im Rechteckhohlleiter erzeugt zu werden. Die Ausbreitung der Wellen erfolgt dann automatisch im TE_{10} -Mode. Aus dem vollständigen Lösungssystem der Maxwellschen Gleichung ergibt sich ferner, daß die Lichtaustrittsöffnungen des Rechteckhohlleiters nur längs der Linien $x = a/2$ angebracht werden dürfen. An allen anderen Stellen sind die zur stabilen Ausbreitung der TE_{10} -Welle notwendigen Querströme $I \neq 0$.

1.2. Anregung durch Auskopplung aus dem Hohlraumresonator (Methode 2)

In den durch die drei Kurzschlußschieber KS_1 , KS_2 , KS_3 anpaßbaren Resonator wurde eine metallische Einfach- oder Doppelschlinge ($r = 0,5$ cm) eingeführt. Durch Drehung der Schlingenebene kann man die HF-Energie der TE_{10} -Welle über die vertikale, horizontale oder über Anteile beider Magnetfeldkomponenten H_x bzw. H_z auskoppeln. Über eine

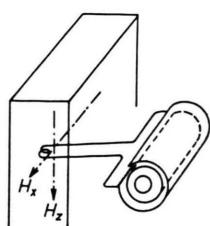


Abb. 3. Auskopplung der TE_{10} -Welle aus dem Hohlraumresonator.

kurze Lecher-Leitung wird die HF-Energie dann einem aufgeschlitzten Messinghohlzylinder zugeführt, in dessen Inneren sich das kompakte bzw. hohlzylindrische Gasentladungsgefäß befindet.

1.3. Anregung mit Dipolstrahler (Methode 3)

Bei dieser Methode wird die HF-Energie direkt über einen an den Innenleiter des Koaxialkabels angeschlossenen Dipolstrahler ausgekoppelt. Von den früheren Arbeiten^{9, 5} unterscheidet sich die hier verwendete Anordnung durch den Einbau einiger für die Stabilität der Gasentladung bei höherer Sendeleistung wesentlichen Anpassungsmöglichkeiten. So wurde der $\lambda/2$ -Dipol horizontal und verschiebbar am Innenleiter angebracht; der kreisförmige Außenleiter dieses Kabels wurde durch eine ebene Metallwand (30×30 cm 2) abgeschlossen, die relativ zur Lage des Dipoles verschoben werden konnte. Neben der Anpassung durch Änderung der relativen Lage der HF-Teile erwies sich die variierbare Stellung der Entladungsgefäß als die bei dieser Methode wichtigste Anpassungsmöglichkeit.

2. Experimentelle Ergebnisse

2.1. Reflexionsverhalten

Die drei Anregungsmethoden unterscheiden sich grundsätzlich durch ihr Reflexionsverhalten und die Wirksamkeit der Anpassungsmöglichkeiten.

Im Hohlraumresonator (Methode 1) konnten Helium-Gasentladungen bei optimalen Stabilitäts- und Reflexionsbedingungen nur in Entladungsgefäß erreicht werden, die soweit wie möglich der Hohlleitersymmetrie angepaßt waren.

Dauerbetrieb bei maximal möglicher Sendeleistung von 2 kW konnte bei intensiver Quecksilber- und Thalliumanregung in quaderförmigen Entladungsgefäß (l = 16,8 cm; a = 8,3 cm; b = 4,0 cm) erreicht werden. Die Reflexionsrate stieg dabei nur auf 30% des höchstzulässigen Wertes von $I_R = 30 \mu\text{A}$.

Das günstigste Reflexionsverhalten wurde mit einem hohlzylindrischen (Helium-) Entladungsgefäß in Dipolanordnung (Methode 3) erzielt. In Abb. 4 ist der gemessene Zusammenhang von Sendeleistung N_0 und Reflexionsrate $\sim I_R$, als Beispiel der dynamischen Kennlinien dieser Art von Entladung aufgetragen.

⁹ N. S. HAM U. A. WALSH, Spectrochim. Acta **12**, 88 [1958].

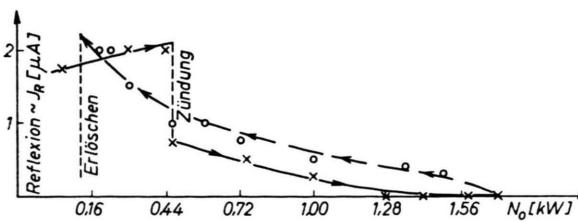


Abb. 4. Reflexionsverhalten einer elektrodenlosen He-Entladung in Dipolanzordnung (hohlyzylinisches Entladungsgefäß).

2.2. Stabilität der elektrodenlosen Entladung

Bei optimalen Brennbedingungen ist die Stabilität der Entladung bei den drei Anregungsmethoden in der gleichen Größenordnung. Die Messungen der Maximumsintensitäten I_{ph} der He-Linie $\lambda = 5876 \text{ Å}$ über einen Zeitraum von 60 Minuten ergaben eine mittlere quadratische Schwankung der Einzelwerte von $\Delta I_{ph}/I_{ph} = \pm 2\%$. Dieser relative Fehler enthält den zufälligen Fehler der Messungen an der stärksten Linie des Erregerlichts und die systematischen Fehler durch Lichtquellenschwankungen, die somit unter 2% liegen.

2.3. Anregungsbedingungen

Der für die Lichtausbeute optimale He-Gasdruck erwies sich als unabhängig von der Art der HF-Energieeinkopplung. Abb. 5 zeigt die Druckabhängigkeit des registrierten Photostroms (SEV 6217 RCA) I_{ph} für die He-Linien $\lambda = 6678 \text{ Å}$ und $\lambda = 7065 \text{ Å}$ bei konstanter Sendeleistung von 1,42 kW. Da die Änderung der Halbwertsbreiten im Druckintervall $p = 3 - 45 \text{ Torr}$ unterhalb der Meßgenauigkeit lag, sind in Abb. 5 die Maximumsintensitäten angegeben. Sie ändern sich im untersuchten Intervall also um mehr als 100%.

Mit zunehmendem Druck nimmt die Lichtausbeute wegen der geringeren Energieaufnahme der La-

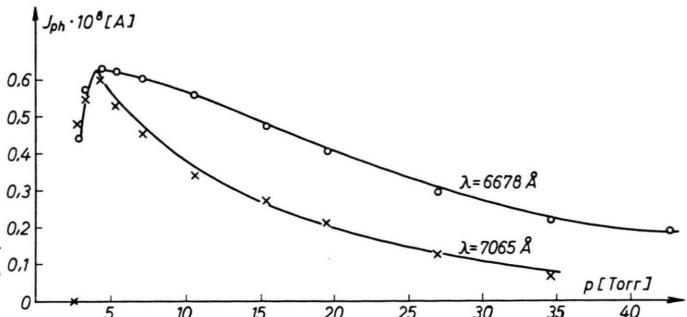


Abb. 5. Druckabhängigkeit des registrierten Photostroms I_{ph} bei den He-Linien $\lambda = 6678 \text{ Å}$ und $\lambda = 7065 \text{ Å}$.

dungsträger auf ihrer verkürzten mittleren freien Weglänge ab. Umgekehrt erfolgte bei zu geringen Drucken $p < 2 \text{ Torr}$ keine Zündung mehr, da sich die Ladungsträger nur mehr oszillatorisch mit geringerer Stoßwahrscheinlichkeit bewegen. Die günstige Entladungsgeometrie bei Methode 2 wird bezüglich der Lichtausbeute durch den relativ geringen Wirkungsgrad der HF-Energieübertragung kompensiert.

2.4. Spektrale Verteilung der Lichtintensitäten bei elektrodenlosen He-Entladungen

Die folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse des Vergleichs einer elektrodenlosen He-Entladung mit einer üblichen Elektrodenanregungsart (60 W Spektrallampe). Dabei wurden die Photoströme I_{ph} im Maximum von He-Linien (Spalten 3 und 5) gemessen. Die relativen Intensitäten J [I.e.] wurden aus dem Produkt der Halbwertsbreiten und I_{ph} berechnet und auf die Linie $\lambda = 5876 \text{ Å}$ normiert (Spalten 4 und 6). Ihr relativer Fehler beträgt $\Delta J/J = \pm 15\%$.

Der Vergleich der Spalten 4 und 6 zeigt, daß bei der elektrodenlosen Entladung der Lichtanteil im blauen Spektralbereich trotz kW-Sendeleistungen

Übergang	[Å]	Elektrodenlose Entladung Sendeleist. $N_o = 1,07 \text{ kW}$		Entladung mit Elektroden 60 W-Spektrallampe	
		$I_{ph} [\text{A}]$	$J [\text{I.e.}]$	$I_{ph} [\text{A}]$	$J [\text{I.e.}]$
2p ¹ P – 7s ¹ S	4026	$0,33 \cdot 10^{-6}$	98	$1,60 \cdot 10^{-8}$	65
2p ¹ P – 5d ¹ D ₂	4388	$4,92 \cdot 10^{-8}$	17	$0,58 \cdot 10^{-8}$	20
2p ³ P – 4d ³ D	4471	$2,32 \cdot 10^{-6}$	600	$0,13 \cdot 10^{-6}$	340
2p ³ P – 4s ³ S	4713	$0,25 \cdot 10^{-6}$	62	$0,02 \cdot 10^{-6}$	65
2p ¹ P – 4d ¹ D ₂	4921	$0,43 \cdot 10^{-6}$	120	$0,04 \cdot 10^{-6}$	155
2p ³ P – 3d ³ D	5876	$3,51 \cdot 10^{-6}$	1000	$0,38 \cdot 10^{-6}$	1000
2p ¹ P – 3d ¹ D ₂	6678	$3,12 \cdot 10^{-8}$	11	$0,86 \cdot 10^{-8}$	30
2p ² P – 3s ³ S	7065	$2,16 \cdot 10^{-8}$	8	$0,32 \cdot 10^{-8}$	8

Tab. 1.

nicht wesentlich erhöht ist, abgesehen von den Linien mit höheren Ausgangsniveaus ($7s\ ^1S$ und $4d\ ^3D$), die von der höherenergetischen elektrodenlosen Entladung stärker angeregt werden können.

2.5. Spektroskopische Anwendungen: Raman-Linien farbiger Substanzen

Mit Hilfe der elektrodenlosen He-Entladung gelang es, Raman-Messungen an mit den üblichen Methoden schwer zugänglichen farbigen Substanzen durchzuführen. Untersucht wurden die NO_2 -Valenzschwingungen der gelbgefärbten Benzolderivate Ni-

trobenzol, m-Dinitrobenzol und p-Dinitrobenzol, ferner rote Substanzen wie β -Carotin (Pro-Vitamin A) und Azobenzol, bei denen keinerlei photochemische Zersetzung während der Bestrahlung festzustellen war.

Eine Begrenzung Raman-spektroskopischer Anwendungsmöglichkeiten liegt im Auftreten von He_2^+ -Banden und störenden Linien, die Gasverunreinigungen zugeordnet werden müssen.

Für die Überlassung von Institutsmitteln und großzügige Förderung danken wir Herrn Professor Dr. E. O. FISCHER und der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, herzlich.

Wechselwirkung kondensierter Molekularstrahlen mit festen Oberflächen

E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER und H. MAYER

Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **23 a**, 274—279 [1968]; eingegangen am 16. November 1967)

The reflection of a beam of nitrogen clusters from a polished stainless steel surface is investigated. The scattered flux shows a strong maximum at an angle of reflection almost 90° , independent of angle of incidence. The mean velocity of the reflected beam is about equal to the tangential velocity component of the incident beam. Measurements with increased background pressure demonstrate that the reflected beam still consists essentially of clusters.

Durch Expansion von Gasen aus Düsen und Überführung des Strahlkerneins ins Hochvakuum lassen sich unter geeigneten Bedingungen „kondensierte Molekularstrahlen“ herstellen^{1, 2}. Sie bestehen aus Molekülagglomeraten, in denen die Einzelteilchen durch van der Waals-Kräfte zusammengehalten werden. Die Zahl der Einzelteilchen pro Agglomerat kann dabei viele Tausend betragen³.

Für die Anwendung dieser Strahlen in der Grundlagenforschung und in der Plasmaphysik^{4—6} interessiert die Frage, wie die Agglomerate sich beim Auftreffen auf glatte Oberflächen verhalten. In der vorliegenden Arbeit werden entsprechende Untersuchungen mit kondensierten Stickstoffmolekularstrahlen unter Verwendung polierter V2A-Stahl-Oberflächen durchgeführt. Messungen der Winkelvertei-

lung und der Geschwindigkeit der reflektierten Teilchen zeigen, daß die Agglomerate beim Auftreffen auf eine glatte Oberfläche den größten Teil der Normalkomponente ihrer Geschwindigkeit verlieren, während die Tangentialkomponente weitgehend erhalten bleibt. Das Stromdichtemaximum des reflektierten Strahls liegt also, unabhängig vom Einfallswinkel, bei einem Reflexionswinkel von nahezu 90° .

Durch die räumliche Konzentrierung der Strahlmaterie in unmittelbarer Nachbarschaft der Oberfläche kann die Stromdichte des Strahls beträchtlich erhöht werden. Messungen der Persistenz des reflektierten Strahls in einem Streugas zeigen, daß der Strahl auch nach der Wechselwirkung mit der Oberfläche noch überwiegend aus Molekülagglomeraten besteht.

¹ E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 333 [1956].

² E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. **17 a**, 432 [1962].

³ H. BURGHOFF u. J. GSPANN, Z. Naturforsch. **22 a**, 684 [1967].

⁴ E. W. BECKER, Beams of Condensed Matter in High Vacuum, Brookhaven Conf. on Molecular Beams, Heidelberg 1959.

⁵ W. HENKES, Phys. Letters **12**, 322 [1964].

⁶ E. W. BECKER u. R. KLINGELHÖFER, J. Nucl. Energy **8**, 413 [1966].