

portional zur Entladungsleistung an, wie ein Vergleich der Abb. 3 a und 3 b zeigt; dabei findet eine Verschiebung dieser Druckwerte von ungefähr $+1,7 \cdot 10^{-2}$ Torr/100 W statt. Ein Einfluß der Generatorfrequenz (Messung bei 23 und 40 MHz) auf das Spektrum konnte nicht festgestellt werden.

b) Messungen mit Magnetfeld

Mit Hilfe des magnetischen Überlagerungsfeldes konnten im Gebiet niedrigster Entladungsdrücke wesentlich höhere Entladungsleistungen als vorher erzielt werden. Mit 108 G wurden bei 0,02 Torr und $f = 23$ MHz etwa 1300 W (spezifische Entladungsleistung = 260 W cm^{-3}) gegenüber nur 350 W bei $B_0 = 0$ G erreicht (Abb. 4).

Beobachtung von Elektronenlawinen bei großen Elektrodenabständen (15 cm) in Raumlucht

Von C. DRIVER

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg
(Z. Naturforsch. **19 a**, 1327–1328 [1964]; eingeg. am 19. August 1964)

Um über den noch ungeklärten Mechanismus der Entladung in Raumlucht (Luft von Atmosphärendruck bei einer Feuchte von 10 Torr H_2O und einer Temperatur von 20°C) im homogenen Feld bei großen Elektrodenabständen Aufschluß zu erhalten, wurde die Elektronenlawine und ihre weitere Entwicklung auf Grund des von ihr emittierten Lichtes mit Hilfe eines Photomultipliers untersucht (optische Methode).

Als Elektrodenanordnung diente eine Kupferelektrode (Kathode, 150 cm ϕ , 120° Rogowski-Profil, ebener Teil 30 cm ϕ) und eine Aluminiumplatte (Anode, 230 cm ϕ), in deren Zentrum ein Kupferdrahtnetz eingesetzt ist. Unter diesem Netz befindet sich der Multiplier (Valvo 58 AVP) in einer abgeschirmten Meßkabinen. Die Spannung wurde in Form einer negativen Stoßspannung angelegt (Anstiegszeit 3 μsec , Rücken fällt in 100 μsec um 1% ab, Höhe ca. 400 kV)^{1,2}. Um die primären Elektronen zu einem definierten Zeitpunkt auszulösen, wurden durch eine Blitzlampe etwa 10^4 Startelektronen in der Mitte der Kathode ausgelöst, sobald die Stoßspannung ihren Scheitelwert erreicht hatte.

Abb. 1 zeigt ein Multiplieroszillogramm der Elektronenlawine. Zuerst erscheint als zeitlicher Nullpunkt das Signal der Blitzlampe und dann die Elektronenkomponente, die einen Exponentialanstieg zeigt. Aus dem Anstieg läßt sich die Gasverstärkung bestimmen und aus dem Abstand beider Maxima die Laufzeit der Elektronen und daraus ihre Driftgeschwindigkeit (für $E/p = 33,8$ V/cm·Torr gilt $v_- = 1,16 \cdot 10^7$ cm/sec).

Oberhalb 0,02 Torr nimmt der Einfluß des Magnetfeldes auf die Leistungsaufnahme mit steigendem Druck stark ab. Eine höhere Strahlungsintensität wurde trotz der erheblichen Leistungserhöhung bei niedrigen Drücken nicht erhalten, da die optischen Anpassungsdrücke mit den „magnetischen Anpassungsdrücken“ nicht zur Übereinstimmung gebracht werden konnten. Da jedoch ein Anstieg der magnetischen Anpassungsdrücke bei Erniedrigung der Generatorfrequenz beobachtet wurde, erscheint eine Wiederholung dieser Versuche bei einer Generatorfrequenz von etwa 1 MHz aussichtsreich.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. LASSEN für wertvolle Hinweise und Ratschläge und Herrn Dipl.-Phys. E. SCHÄFFER für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

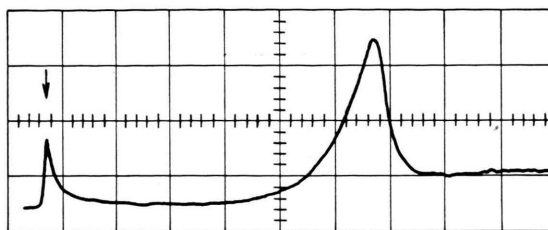


Abb. 1. Elektronenlawine bei 15 cm Abstand und $E/p = 33,8$ V/cm·Torr, links zeitlicher Nullpunkt (s. Pfeil), in dem etwa 10^4 Startelektronen ausgelöst werden; 0,2 μs /Skt.

Im Anschluß an die Elektronenlawine werden niemals nachfolgende Lawinengenerationen beobachtet, die z. B. durch Photonachlieferung entstehen könnten, wie etwa bei Abständen $d < 6$ cm³. Vielmehr schließt sich sofort an die Elektronenlawine ein kontinuierlicher Nachstrom an.

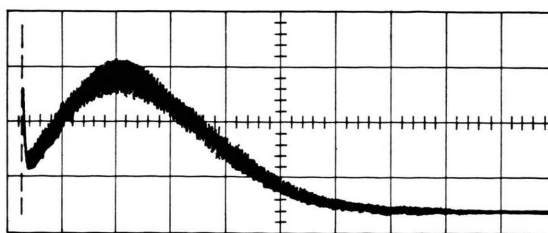


Abb. 2. Nachstrom, der sich an die Elektronenlawine (gestrichelt) anschließt; kein Durchschlag; 2%o Unterspannung; 20 μs /Skt.

Unterhalb der Durchbruchspannung (Abb. 2) erreicht dieser Nachstrom nach etwa 30 μsec ein Maximum (halb so groß wie die Amplitude der Elektronenlawine) und ist nach 130 μsec auf einen unmeßbaren Wert abgefallen. Im Nachstrom ist keine regelmäßige Struktur zu erkennen.

¹ H. SOHST, Z. Angew. Phys. **14**, 620 [1962].

² C.-U. DÄKE, in Vorbereitung.

³ G.-A. SCHRÖDER, Z. Angew. Phys. **13**, 367 [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 digitalized 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.

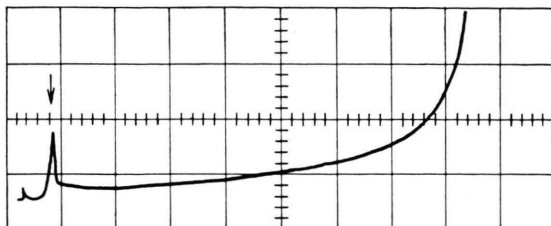


Abb. 3. Nachstrom, aus dem heraus der Durchschlag erfolgt, links Elektronenlawine (s. Pfeil); 4% Überspannung; 2 μ s/Skt.

Oberhalb der Durchbruchspannung (Abb. 3) erfolgt aus dem Nachstrom heraus der Durchschlag. Mit steigender Überspannung verkürzt sich die Zeit zwischen Elektronenlawine und Durchschlag so weit, bis der Durchbruch direkt aus der Lawine erfolgt (Einlawinenkanalaufbau). Diese Beobachtungen zeigen, daß auch bei 15 cm Elektrodenabstand im Prinzip ein Ent-

ladungsmechanismus abläuft, wie er für Abstände oberhalb 6 cm bis einschließlich 9 cm für den statischen Durchschlag in Raumluft mittels der optischen Methode ermittelt wurde³, sogen. modifizierter Kanalaufbau. (Unterhalb 6 cm zeigte die optische Methode, daß der bekannte Generationenaufbau den Entladungsablauf bestimmt.) Eine endgültige Klärung der mitwirkenden Prozesse ist noch nicht abgeschlossen; es ist jedoch anzunehmen, daß die Anwesenheit des elektronegativen Sauerstoffs (einschließlich Wasserdampf) den Entladungsaufbau gegenüber anderen Gasen, wie N_2 , H_2 , CH_4 , wesentlich durch die Bildung negativer Ionen abändert, da durch die niedrigen E/p -Werte die Anlage der Elektronen sehr begünstigt wird. Wie weit die Ablösung von Elektronen von den gebildeten negativen Ionen eine Rolle spielt, bedarf noch weiterer Untersuchungen.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für die Themenstellung. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die Stoßspannungsanlage dankenswerterweise zur Verfügung gestellt.

Über die Photolumineszenz der Aluminiumoxydschicht-Fluorescein-Luminophore

Von A. KAWSKI, M. KORBA, P. CZYZ, Sz. MALINOWSKI und H. SZYMKOWIAK

Physikalisches Institut der Pädagogischen Hochschule, Gdańsk, Polen *

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1328—1329 [1964]; eingegangen am 29. Mai 1964)

Es wurde die Photolumineszenz sog. „zweidimensionaler“ Luminophore mit anorganischem Grundmaterial (Aluminiumoxyd) und organischem Aktivator (Fluorescein) untersucht. Die Organo-Luminophore in dünner Schicht wurden nach dem Verfahren von CHOMSE und HOFFMANN¹ erhalten. Die Aluminiumunterlage wurde durch elektrochemische Oxydation mit einem festhaftenden Überzug versehen. Das Adsorbieren des aktivierenden Farbstoffes geschah durch Eintauchen der oxydierten Aluminiumbleche in äthylalkoholische Fluoresceinlösung. Die genauen Bedingungen zur Herstellung der Luminophore werden an anderer Stelle ausführlich beschrieben.

Die Photolumineszenz des Fluoresceins wurde bisher in verschiedenen flüssigen und festen Lösungsmitteln untersucht²⁻¹¹. Kürzlich wurden von LENDVAY^{12, 13} die Emissionsspektren der mit Fluorescein aktivierten $Al_2O_3 \times H_2O$ -Schicht-Phosphore untersucht. Das Fluoreszenzlicht des Fluoresceins in festen Plexiglaslösungen ist polarisiert^{11, 14, 15}.

In dieser Arbeit haben wir beobachtet, daß das Fluoreszenzlicht auch im Falle der Aluminiumoxydschicht-Fluorescein-Luminophore polarisiert ist. An Hand der Fluoreszenz-Polarisationsspektren kann man feststellen, ob die Emissionsspektren der untersuchten Farbstoffe aus mehreren Banden bestehen. Abb. 1 zeigt die Emissionsspektren von Fluorescein an Aluminiumoxyd für zwei verschiedene Sorptionszeiten (I: $\frac{1}{2}$ Stunde, II: 24 Stunden). Man sieht, daß im Falle größerer Sorptionszeit das Emissionsspektrum viel breiter ist. Bei II wurde auch eine Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von der Wellenlänge des Erregerlichtes festgestellt (Abb. 2). Das Emissionsspektrum II besteht aus mehreren Banden. Es existieren also verschiedene Fluoreszenzzentren. In Abb. 3 ist das Fluoreszenz-Polarisations-

* Katedra Fizyki, Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Gdańsk, ul. Sobieskiego 18.

¹ H. CHOMSE u. W. HOFFMANN, Z. Anorg. Chem. **296**, 20 [1958].

² P. PRINGSHEIM, Fluorescence and Phosphorescence, Interscience Publ. Inc., New York 1949.

³ Th. FÖRSTER, Fluoreszenz organischer Verbindungen, Vandenhoeck und Ruprecht, Göttingen 1951.

⁴ A. KAWSKI, B. POLACKA u. Z. POLACKI, Acta Phys. Polon. **20**, 903 [1961].

⁵ A. BACZYNSKI, A. CZAJKOWSKI u. M. TRAVINSKI, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Math., Astron. Phys. **9**, 47 [1961].

⁶ A. KAWSKI u. B. POLACKA, Acta Phys. Polon. **21**, 193 [1962].

⁷ V. P. KLOCHKOV u. B. S. NEPORENT, Optika i Spekt. **12**, 239 [1962].

⁸ L. SZALAY, L. GÁTI u. B. SÁRKÁNY, Acta Phys. Hung. **14**, 217 [1962].

⁹ V. V. ZELINSKY, V. P. KOLOBKOV u. A. A. SAGANENKO, Optika i Spekt., Sb. No. 1, Lumineszenz, 28 [1963].

¹⁰ A. KAWSKI, Z. Naturforsch. **18 a**, 961 [1963].

¹¹ A. KAWSKI, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Math. Astron. Phys. **12**, 173 [1964].

¹² E. LENDVAY, Acta Phys. Hung. **13**, 249, 289, 333 [1961].

¹³ E. LENDVAY, Acta Phys. Hung. **14**, 187 [1962].

¹⁴ A. KAWSKI, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Math. Astron. Phys. **6**, 533 [1958].

¹⁵ J. GRZYWACZ, A. KAWSKI u. Z. POLACKI, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Math. Astron. Phys. **8**, 187 [1960].