

# Der Übergang der Elektronenlawine in den Kanalaufbau bei hoher Überspannung in Stickstoff (mit geringem CH<sub>4</sub>-Zusatz)

Von H. THOLL

Aus dem Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. 18 a, 587—590 [1963]; eingegangen am 22. Februar 1963)

The transition of an electron avalanche into streamers directed both to the anode and to the cathode was observed in nitrogen (low amounts of methane added). The light intensity emitted by the streamers was photographed by means of a camera and simultaneously registered by photomultiplier technique. By comparison of photographs and oscillograms the streamer velocities could be determined to be  $v_{AK}=1\cdot 10^8$  cm/sec and  $v_{KK}=3,1\cdot 10^8$  cm/sec for the anode-directed streamer and the cathode-directed streamer respectively. Further it was found that the development of the anode directed streamer already begins in the state of reduced carrier amplification owing to the space charge of the avalanche itself.

Frühere Arbeiten<sup>1-4</sup> hatten ergeben, daß sich eine Lawine bei Trägerverstärkungen oberhalb  $10^6$  nicht mehr nach dem TOWNSENDSchen  $e^{\alpha x}$ -Gesetz, sondern infolge Raumladungsbremmung unterexponentiell vermehrt. Diese Erscheinung beobachtet man bis zu einer Trägerzahl von etwa  $10^8$ . Für größere Trägerzahlen erfolgt die Zunahme überexponentiell und ist von der Entwicklung in Plasmakanäle begleitet. Die Beobachtungen zeigten, daß, falls eine Lawine die sogenannte kritische Trägerzahl von einigen  $10^8$  erreicht, vom Lawinenkopf aus ein zur Anode gerichteter und anschließend ein zur Kathode laufender Kanal<sup>5</sup> entsteht. Es ist nun von Interesse, diesen Übergang einer Elektronenlawine in den anoden- und kathodengerichteten Kanal oszillographisch zu verfolgen, und zwar durch die Messung der zeitlichen Entwicklung der Lichtemission, die dem Strom proportional ist.

## Untersuchungsmethode

Hierzu wurde an eine Entladungsstrecke ein Spannungsstoß veränderlicher Länge angelegt, ähnlich wie bei den Nebelkammerversuchen<sup>6</sup>, und mit Hilfe eines Photomultipliers der zeitliche Verlauf der in einer Elektronenlawine angeregten Strahlung registriert, die dem zeitlichen Verlauf der Ionisierung proportional ist. Als Gas wurde ein Stickstoff-Methan-Gemisch wegen seiner hohen Quantenausbeute verwendet. Um in diesen Gasen den Kanalaufbau zu erhalten und im besonderen die kritische Verstärkung inmitten der Entladungsstrecke zu erreichen, wurde bei hoher Überspannung gearbeitet. Parallel zur oszillographischen

Beobachtung wurde versucht, die Leuchterscheinungen mit Hilfe einer photographischen Kamera festzuhalten und dadurch die räumliche Entwicklung zu beobachten (Abb. 1). (Daten der Registrieranordnung: Photomultiplier: 56 AVP Philips; Oszillograph: Tektronix 519; Photographische Kamera: Robot Recorder mit Objektiv Schneider Xenon 1:1,9; Photogr. Film: Ilford HPS.)

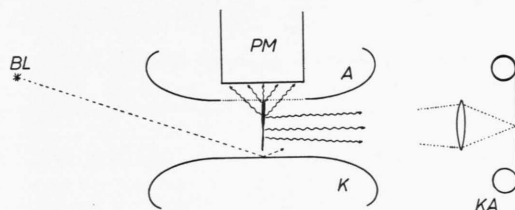


Abb. 1. Schematisiert gezeichnete Anordnung der Entladungsstrecke mit Photomultiplier PM, Photographische Kamera KA und Lichtblitzlampe BL. A=Anode, K=Kathode.

## Ergebnisse

Um diese Lawinen und ihren Übergang in den Kanalaufbau zu beobachten, wurden die Versuche in einem N<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub>-Gemisch bei einem Gesamtdruck von  $p = 400$  Torr ( $p_{N_2} = 390$  Torr;  $p_{CH_4} = 10$  Torr), einem Abstand von  $d = 3$  cm und einer Überspannung von 20,7% ( $E/p = 49,02$  V/cm·Torr) vorgenommen.  $\alpha$  ergibt sich hieraus zu  $\alpha = 13,5$  cm<sup>-1</sup> nach<sup>7</sup>. Durch einen Lichtblitz werden zur Zeit  $t = 0$  einige Elektronen ausgelöst. Der Photomultiplier registriert bis etwa 65–70 nsec einen exponentiell ansteigenden Lawinenstrom, dessen Zeitkonstante

<sup>1</sup> H. SCHLUMBOHM, Z. Phys. 151, 563 [1958].

<sup>2</sup> L. FROMMHOLD, Z. Phys. 156, 144 [1959].

<sup>3</sup> K. RICHTER, Z. Phys. 157, 130 [1959].

<sup>4</sup> H. THOLL, Z. Phys. 172, 536 [1963].

<sup>5</sup> H. RAETHER, Z. Phys. 112, 464 [1939].

<sup>6</sup> H. RAETHER, Erg. exakt. Naturw. 22, 73 [1949].

<sup>7</sup> K. MASCH, Arch. Elektrotech. 26, 587 [1932].



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.

$\tau_{\text{Law}} = 1/\alpha v_- = 4,6 \text{ nsec}$  mit der berechneten übereinstimmt. Bei Trägerverstärkungen oberhalb etwa  $10^6$  schließt sich bis zu einigen  $10^8$  das Gebiet der Raumladungsbremmung an, wie es in <sup>4</sup> genauer untersucht worden ist.

Diese sich an dieses Gebiet anschließende Entwicklung soll hier genauer beschrieben werden: Abb. 2

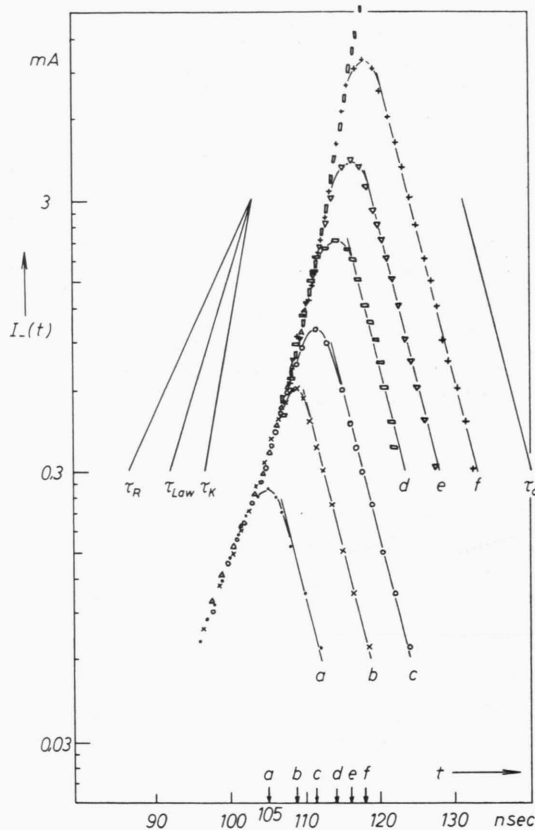


Abb. 2 a–f. Halblogarithmisch umgezeichnete Photomultiplieroszillogramme, übereinander gezeichnet. Die Ordinatenwerte geben den ungefähr in der Entladestrecke fließenden Elektronenstrom  $I_-(t)$  an. Die eingezeichneten Geraden geben die Steigung der Stromanstiege wieder. Die Steigung der Anstiege ist in ihren linearen Teilen  $= 1/\tau$ .

- $\tau_{\text{Law}} = 4,6 \text{ nsec}$  (Anstiegszeitkonstante der ungestörten Lawine),
- $\tau_R = 7,2 \text{ nsec}$  (Anstiegszeitkonstante im Raumladungsbremmungsbereich),
- $\tau_K = 2,8 \text{ nsec}$  (Anstiegszeitkonstante im steilsten Teil des überexponentiellen Kanalgebietes),
- $\tau_a = 3,86 \text{ nsec}$  (Abfallzeitkonstante nach Abschalten der Spannung, entspricht der Lebensdauer der angeregten Zustände).

zeigt die vom Photomultiplier gelieferten Oszillogramme, halblogarithmisch eingetragen. Der zeitliche Nullpunkt des Lawinenvorganges ist nicht mit

eingezeichnet, er kann aber aus der Tatsache entnommen werden, daß im Oszillogramm 2 a die Laufzeit der Lawine etwa  $105 \text{ nsec}$  betrug. Der erste Teil des Anstiegs mit der Zeitkonstanten  $\tau_{\text{Law}}$  ist nicht wiedergegeben, sondern nur der letzte unterexponentiell sich entwickelnde Teil, der sich in diesem hier gezeigten Bereich durch die Funktion  $\exp(t/\tau_R)$  annähern läßt, wobei  $\tau_R > \tau_{\text{Law}}$  ist. Seine Entwicklung wurde bei  $105 \text{ nsec}$  durch Spannungsabschaltung abgebrochen. Die Trägerverstärkung erreicht in Abb. 2 a maximal einen Wert von 3 bis  $4 \cdot 10^8$ . Bei Verlängerung des Spannungsstoßes geht die unterexponentielle Trägervermehrung allmählich in eine überexponentielle Zunahme über, die in ihrem steilsten Teil ebenfalls durch eine Funktion  $\exp(t/\tau_K)$  angenähert wird, wobei jedoch  $\tau_K < \tau_{\text{Law}}$  ist. Nach Abschalten der Spannung erfolgt die Lichtemission exponentiell mit einer Zeitkonstanten  $\tau_a = 3,86 \text{ nsec}$ , hervorgerufen durch die Lebensdauer der angeregten Zustände.

Die Leuchterscheinungen, die jeweils bis zum Abschalten der Spannung beobachtet werden, sind in Abb. 3 wiedergegeben. Es zeigt sich in Abb. 3 a eine schwache Leuchterscheinung, die sich nach der Anode zu entwickelt, Abb. 3 a–c; bei 3 d beginnt ein zur Kathode gerichteter Kanal aufzutreten, der bis Abb. 3 i immer intensiver wird. Die jeweils zugehörigen Oszillogramme sind in Abb. 2 a–f reproduziert.

Aus den angelegten Stoßzeiten entnimmt man, daß die Lawine bei einer Driftgeschwindigkeit von  $v_- = 1,6 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$  in Abb. 3 a einen Weg von  $1,7 \text{ cm}$  zurückgelegt haben soll, während jedoch die Front der Leuchterscheinung in Abb. 3 a bereits  $1,9 \text{ cm}$  von der Kathode entfernt ist. Man hat also in Abb. 3 a bereits den Beginn des anodengerichteten Kanals vor sich, der aus dem Lawinenkopf, welcher die kritische Verstärkung schon erreicht hat, zur Anode hin wächst. Aus dem Vergleich mit Abb. 2 a und auch Abb. 2 b entnimmt man, daß er sich zum Teil noch im Gebiet der Raumladungsbremmung entwickelt. Seine Geschwindigkeit nach der Anode zu kann aus dem Oszillogramm in Abb. 2 a zusammen mit Abb. 3 a–d entnommen werden und ergibt sich zu  $v_{\text{AK}} = (1 \pm 0,2) \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$ . Aus dem räumlichen Längenzuwachs des kathodengerichteten Kanales zusammen mit den entsprechenden Zeiten, die man der Abb. 2 entnimmt, erkennt man eine Vorwachs-geschwindigkeit des kathodengerichteten Kanales von  $v_{\text{KK}} = (3,1 \pm 0,3) \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$ . Diese Werte sind nicht sehr verschieden von den in Luft bei  $p = 270 \text{ Torr}$

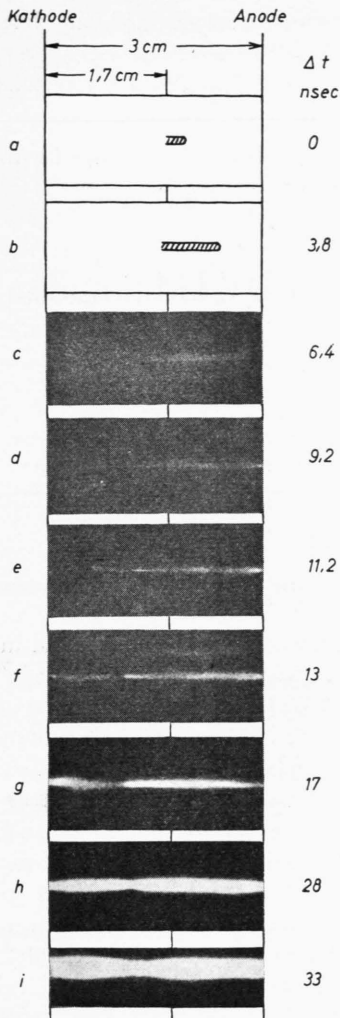


Abb. 3 a–f. Die zu 2 a–f gehörenden photographischen Aufnahmen von der Entwicklung einer Lawine in anoden- und kathodengerichteten Kanal. 3 a, b wurden nachgezeichnet, da sie wegen des geringen Kontrastes nicht reproduziert werden können. 3 g–i. Weiterentwicklung des durchgehenden Kanals in den stromstarken Funken. Rechts: Die Zeitdifferenz  $\Delta t$ , bezogen auf Abb. 3 a als Nullpunkt ( $=105$  nsec) (ermittelt aus Abb. 2 a–f). In Abb. 3 a ist die Lawine bereits 105 nsec gelaufen. Würde sie mit ihrer normalen Lawinengeschwindigkeit den Elektrodenabstand durchqueren, so benötigte sie 195 nsec.

gefundenen<sup>5</sup>. Aus dem Vergleich der beiden Abb. 2 und 3 zeigt sich, daß mit dem Übergang des Ionisationsvorganges in die überexponentielle Trägervermehrung auch die Entwicklung des kathodengerichteten Kanales beginnt. Sind die beiden Elektroden durch einen Plasmakanal verbunden, so nimmt der Strom weiterhin zu. Messungen mit Hilfe eines Zweistrahloszillographen haben ergeben, daß das ange-

legte Feld in Abb. 3 f noch nicht abgesunken ist. Erst in dem Stadium, welches Abb. 3 i demonstriert, bricht das äußere Feld zusammen.

Zum Verständnis dieser Tatsache kann man folgende Abschätzung machen:

Zum Zeitpunkt der Abb. 2 a und 3 a waren  $n \cong 4 \cdot 10^8$  Träger in der Entladestrecke. Die nachfolgende Trägervermehrung bei der Kanalbildung geschah mit der Zeitkonstanten  $\tau_K = 2,8$  nsec. Zwischen Abb. 3 a und Abb. 3 i liegt eine Zeitdifferenz von  $\Delta t = 33$  nsec. Die verschobene Ladungsmenge  $Q$  beträgt dann

$$Q = \int I_-(t) dt = (\epsilon n / T_-) \int_{\Delta t} \exp\{t/\tau_K\} dt$$

$$= (\epsilon n / T_-) \tau_K \exp\{\Delta t/\tau_K\} \cong 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ A sec}$$

mit  $\epsilon = 1,6 \cdot 10^{-19}$  A sec und  $T_- = 2 \cdot 10^{-7}$  sec (Elektronenlaufzeit).

Bei einer Elektrodenkapazität von  $C \cong 25$  pF ergibt diese Ladungsverschiebung eine Spannungsabsenkung von  $\Delta U = Q/C \cong 5 \cdot 10^3$  Volt. Dies sind  $\cong 10\%$  der angelegten Spannung und deckt sich mit der beobachteten Spannungsabsenkung.

Während in Abb. 2 a, 3 a bei „kritisch“ gewordener Lawine der Strom in der Strecke  $\cong 0,2 - 0,3$  mA beträgt, ist er in Abb. 2 f, 3 f bereits auf größenordnungsmäßig 10–20 mA angestiegen. In Abb. 3 i schließlich beträgt der Strom in der Entladestrecke  $\cong 40 - 50$  Amp.

Bemerkenswert ist, daß sich der anodengerichtete Kanal mit fast gleichmäßiger Leuchtintensität entwickelt, der kathodengerichtete Kanal hingegen eine örtlich schwankende Intensität zeigt, die offenbar mit den lokalen Raumladungsfeldern zusammenhängt. Insbesondere fällt die schmale intensive Lichtemission auf der kathodengerichteten Seite des Lawinenkopfes auf, der etwa bei 1,7 cm kritisch geworden ist. Hierüber erfolgt eine ausführlichere Diskussion an anderer Stelle. Die Vorwachsgeschwindigkeit des kathodengerichteten Kanals ist eine Funktion von Druck und Überspannung und hängt außerdem sehr stark vom Gas ab. So wurden z. B. in reinem  $N_2$  merklich kleinere Geschwindigkeiten gefunden.

Diese Beobachtungen bestätigen die Ergebnisse der Nebelkammeruntersuchungen<sup>5</sup> insofern, als sie zeigen, daß aus der kritisch gewordenen Lawine zuerst ein anodengerichteter Kanal hervorwächst, dessen Geschwindigkeit größer als die Lawinengeschwindigkeit ist. Hat der anodengerichtete Kanal die Nähe

der Anode erreicht, so geht die Entwicklung des kathodengerichteten Kanales vor sich und führt zu dem beide Elektroden verbindenden Plasmaschlauch. Der vorliegende Vergleich mit den Oszillogrammen liefert darüber hinaus die wichtige Information, daß der anodengerichtete Kanal im Bereich der Raum-

ladungsbremmung seine Entwicklung beginnt, und der kathodengerichtete Kanal im überexponentiell sich entwickelnden Teil des Ionisierungsvorganges abläuft.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für die Themstellung und Förderung der Arbeit.

## Die Erzeugung sehr kurzer und intensiver UV-Lichtimpulse

Von L. FROMMHOLD

Aus dem Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. **18 a**, 590—593 [1963]; eingegangen am 30. März 1963)

A KERR cell controlled spark light source for the production of  $5 \cdot 10^{-9}$  sec light pulses is described. The quartz ultraviolet region down to 1900 Å wavelength may be transmitted using water as KERR cell liquid. Some properties of a water filled KERR cell are discussed. The KERR constant is found to be  $10 \cdot 10^{-7}$  esu at wavelengths between 2100 and 3000 Å.

Im Rahmen unserer Arbeiten über Gasentladungen werden zur Auslösung eines Stoßionisations-Vorganges eine größere Zahl von Primärelektronen benötigt, die innerhalb eines möglichst kurzen Zeitintervalls aus der Kathode der Entladungsstrecke ausgelöst werden müssen. Dies geschieht im allgemeinen durch sehr kurze Lichtblitze mit großer Intensität im Ultravioletten, um aus Kathoden mit einer Austrittsarbeit zwischen etwa 4 und 6 eV (entsprechend 2000 bis 3000 Å Grenzwellenlänge) mindestens  $10^3$  Photo-Elektronen auslösen zu können.

Gewöhnliche Kondensator- oder Kabel-Entladungen arbeiten jedoch als Lichtquellen nicht zufriedenstellend, weil im Nanosekundenbereich ein Funken wesentlich länger leuchtet, als der elektrische Vorgang dauert<sup>1, 2</sup>; so kann man zwar durch eine geeignete Konstruktion die elektrische Entladung hinreichend kurz machen, nicht aber den Lichtblitz, dessen Dauer durch Molekül- und Plasma-Eigenschaften mitbestimmt wird. — Dieser „Leuchtschwanz“ ist offenbar gerade bei Gasen mit hoher Lichtausbeute sowie bei höheren Entlade-Energien ausgeprägt vorhanden<sup>3, 4</sup> und muß für unsere Be-

dürfnisse mit einem Kurzzeitverschluß abgeschnitten werden.

KERR-Zellen als Lichtverschlüsse sind in der Literatur häufig beschrieben worden, siehe<sup>5, 6</sup>. Da Öffnungszeiten bis herab zu 5 nsec bereits erreicht worden sind<sup>7, 8</sup>, erscheint die Anwendung so einer Zelle zur Erzeugung kurzer Blitze ohne Leuchtschwanz aussichtsreich.

Die Auswahl einer geeigneten KERR-Flüssigkeit ist allerdings problematisch. Das meist verwendete Nitrobenzol, die Substanz mit der größten bekannten KERR-Konstante, absorbiert ultraviolettes Licht unter 4200 Å stark<sup>9</sup> und scheidet daher in unserem Falle aus. — Flüssigkeiten mit guter UV-Durchlässigkeit sind aus der UV-Spektroskopie bekannt<sup>10, 11</sup>. Die meisten dieser Flüssigkeiten haben eine KERR-Konstante, die um einen Faktor  $10^{-4}$  kleiner ist als die von Nitrobenzol und sind daher praktisch nicht zu gebrauchen. Lediglich Wasser zeigt eine gute UV-Durchlässigkeit bis herab zu 1900 Å, entsprechend einer Quanten-Energie von 6,5 eV, und gleichzeitig eine noch annehmbare KERR-Konstante  $K = 4 \cdot 10^{-7}$  (EsE)<sup>12</sup>, mit „weißem“ Licht gemes-

<sup>1</sup> H. FISCHER, J. Opt. Soc. Amer. **51**, 543 [1961].

<sup>2</sup> G. PORTER u. E. R. WOODING, J. Photogr. Sci. **9**, 165 [1961].

<sup>3</sup> G. JÄGER u. W. OTTO, Z. Phys. **169**, 517 [1962].

<sup>4</sup> L. FROMMHOLD u. H. RAETHER, VI. Int. Kongr. über Kurzzeitphotographie, Den Haag 1962, im Druck bei H. D. Tjeenk Willink & Zn., Haarlem, Niederlande.

<sup>5</sup> F. G. DUNNINGTON, Phys. Rev. **38**, 1506 [1931].

<sup>6</sup> A. M. ZAREM, F. R. MARSHALL u. F. L. POOLE, Electr. Engng. **68**, 282 [1949].

<sup>7</sup> A. M. ZAREM, F. R. MARSHALL u. S. M. HAUSER, Rev. Sci. Instr. **29**, 1041 [1958].

<sup>8</sup> S. M. HAUSER u. H. QUAN, Electronics, August 18th, 1961, p. 56.

<sup>9</sup> LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen der Physik, Springer-Verlag, Berlin 1951.

<sup>10</sup> M. PESTEMER, Angew. Chem. **63**, 118 [1951]; **67**, 740 [1955].

<sup>11</sup> A. WEISSGERBER u. M. PROSKAUER, Organic Solvents (Technique of Organic Chemistry, Vol. 7), Interscience Publ., New York 1955.

<sup>12</sup> M. PAUTHENIER, C. R. Acad. Sci., Paris **172**, 583 [1921].