

Unsicherheit der  $M$ -Werte und wurde daher nicht berücksichtigt.

Die Durchführung der vorliegenden Arbeit wurde von Herrn Prof. Dr. H. HINTENBERGER in jeder Hinsicht gefördert, wofür wir ihm herzlich danken möchten. Herr Dr. H. WÄNKE hat uns freundlicherweise erlaubt, einige seiner unveröffentlichten Edelgasdaten zu benutzen.

Besonderen Dank schulden wir Fräulein H. LÜCKERT für ihre stets aufmerksame Mitarbeit bei der Durchführung der Kalium-Extraktionen, Isotopenhäufigkeitsmessungen und Berechnungen.

Die Meteoritenproben verdanken wir der freundlichen Mitwirkung folgender Herren: Prof. E. ANDERS, Chicago, Dr. R. DAVIS JR., Brookhaven National Laboratory, Prof. E. P. HENDERSON, Washington, Prof. B. MASON, New York, Prof. C. B. MOORE, Tempe, Arizona, Dr. O. A. SCHAEFFER, Brookhaven National Laboratory und Dr. H. WÄNKE, Mainz.

Der eine von uns (D. C. H.) dankt dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung für die Mittel zu einem Forschungsaufenthalt am Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz. Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung danken wir außerdem für die Bereitstellung von Sachmitteln.

## Zur Entwicklung einer Elektronenlawine bei Überspannung in $N_2$ Teil 1 · Generationsaufbau

Von H. THOLL

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. **19 a**, 346–353 [1964]; eingegangen am 30. November 1963)

In  $N_2$  (and in  $N_2$  with a small amount of  $CH_4$ ) electron avalanches and their development into the generation mechanism were investigated at  $\mu \gtrsim 1$  in a pulsed homogeneous electrical field. The temporal development of the avalanche currents was measured by photomultiplier techniques. The avalanches were started by a high number of electrons ( $\approx 10^3$ ), released at the cathode by a short light flash; thus the discharge currents were free from statistical fluctuations. — The comparison of measured and calculated current shapes of the generation mechanism show good agreement. The influence of the positive ion space charge on the development of the discharge current is demonstrated. At higher overvoltages ( $> 20\%$ ) streamer mechanism is found; in a transition region ( $\approx 17\%$ ) both mechanism (streamer- and generation mechanism) are observed as concurring processes.

In der vorliegenden Arbeit wird die Elektronenlawine und ihre Entwicklung im homogenen Feld in Gasen wie  $N_2$  und  $N_2$  mit  $CH_4$ -Zusatz bei Überspannungen untersucht. Zu diesem Zweck wurde eine Stoßapparatur benutzt, welche innerhalb von etwa  $10^{-8}$  sec einen Spannungsimpuls an die Entladestrecke legt. Die für den Start der Entladung erforderlichen Primärelektronen wurden durch eine synchron mit dem Überspannungsimpuls getriggerte Blitzlampe mittels Photoeffekt aus der Kathode der Entladestrecke ausgelöst. Der zeitliche Verlauf des Entladestromes wurde an Hand der von der Entladung emittierten Lichtstrahlung durch einen Photomultiplier registriert. Durch die direkte Photographie der Entladung konnten zusätzliche Aussagen über den örtlichen Aufbau der Entladung gemacht werden.

Im Teil I dieser Arbeit wird der Generationsaufbau (TOWNSEND-Aufbau)<sup>1</sup> untersucht. Weiterhin wird durch Anwendung von Überspannung gezeigt, wie der Übergang in den Kanalaufbau<sup>1</sup> erfolgt und daß in einem bestimmten Übergangsbereich ( $\approx 17$  bis  $20\%$  Überspannung) in  $N_2$  beide Aufbaumechanismen — Generationsaufbau und Kanalaufbau — nebeneinander existieren.

### I. Apparatur und Meßmethoden

Eine genaue Beschreibung der Apparatur ist in <sup>2</sup> zu finden. Zur Messung des zeitlichen Verlaufs der Entladeströme wurde der Photomultiplier 56 AVP (Philips) und die Oszillographen Tektronix 519, 517 A oder 555 benutzt. Die Empfindlichkeit der Meßanordnung gestattete es, in  $N_2$  einen Schwarm

<sup>1</sup> Siehe Übersicht in: H. RAETHER, *Ergeb. exakt. Naturw.* **33**, 175 [1961].

<sup>2</sup> H. THOLL, *Z. Phys.* **172**, 536 [1963].



von  $10^5$  Elektronen gut nachzuweisen. Der Photomultiplier registriert in Verbindung mit dem Oszillographen den zeitlichen Intensitätsverlauf der Entladung – der bei konstanter Quantenausbeute im Gas dem in der Strecke fließenden Elektronenstrom proportional ist – integriert über die gesamte Entladestrecke. Dem Oszillogramm können deshalb keine Angaben über den räumlichen Ablauf der Entladung entnommen werden.

Um den Übergang einer Lawine in den Kanalaufbau zu untersuchen, wurde außer dem Photomultiplier noch eine photographische Kamera verwendet, welche die Entladung photographiert und so eine räumliche Auflösung gestattet<sup>3</sup>.

Abschätzung der Empfindlichkeit des photographischen Verfahrens: Die Flächendichte  $\sigma_{\text{Ph}}$  der von einer Lawine emittierten Photonen beträgt<sup>4</sup>:

$$\sigma_{\text{Ph}} = \frac{Q}{b} \alpha n(x) \left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2} \right] \quad (1)$$

[ $Q = \delta/\alpha$  = Quantenausbeute im Gas;  $\alpha$  = Stoßionisierungskoeffizient;  $b$  = Lawinenspurbreite;  $n(x)$  = Elektronenzahl am Orte  $x$ ]. Infolge der optischen Abbildung erhält man auf dem photographischen Film die Photonendichte  $\sigma_{\text{Ph}}^*$ :

$$\sigma_{\text{Ph}}^* = \frac{m^2 a}{16(f/D)^2(1+m)^2} \sigma_{\text{Ph}} = G \sigma_{\text{Ph}} \left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2} \right] \quad (2)$$

[ $m = 4,55$  = Verkleinerungsfaktor;  $f = 4,5$  cm = Brennweite des Objektivs (Schneider Xenon);  $f/D = 1,9$ ;  $a \approx 0,3$  = Absorptions- und Reflektionsfaktor des Objektivs im Wellenlängenbereich  $3100 < \lambda < 4100 \text{ \AA}$ ].

Mit diesen Werten ergibt sich  $G \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ . Nach eigenen Messungen\* ergab sich für diejenige Photonendichte, die eine minimale, über der Nachweisgrenze liegende Schwärzung auf dem photographischen Film (Ilford HPS) erzeugt:  $\sigma_{\text{Phmi}}^* \approx 3 \cdot 10^8$  [Photonen/cm<sup>2</sup>]. Die Abschätzung für Stickstoff liefert bei  $p = 300$  Torr und  $E/p = 50$  V/cm·Torr mit den Werten  $Q = 2,5$ ;  $b = 0,1$  cm:

$$\alpha n(x) = \frac{b}{G Q} \sigma_{\text{Phmi}}^* \approx 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-1}. \quad (3)$$

Für  $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$  ergibt sich somit, daß eine Lawine von einer Trägerzahl  $n \approx 3 \cdot 10^8$  an mit dem photographischen Verfahren nachgewiesen werden kann. Im Vergleich dazu ergibt sich bei Verwendung eines Bildwandlers, wie in<sup>4</sup>, für  $\alpha \cdot n \approx 10^6 \text{ cm}^{-1}$ , und eine Lawine kann bereits bei  $n \approx 10^5$  nachgewiesen werden. Bei Trägerzahlen von einigen  $10^8$  beginnt der Übergang der Elektronenlawine in den Kanalaufbau, so daß im Gegensatz zum Bildwandler mit dem photographischen

Verfahren die Untersuchung der eigentlichen Lawinenentwicklung nicht möglich ist, jedoch der Übergang in den Kanalaufbau und die weitere Kanalentwicklung.

Dies gilt allerdings nur für Gase mit großer Quantenausbeute  $Q$ , wie  $\text{N}_2$  oder  $\text{N}_2 + \text{CH}_4$ ; bei Gasen mit geringem  $Q$  ist die Empfindlichkeit des Verfahrens auch für die Untersuchung des Kanalaufbaus noch zu gering.

Die Erzeugung von Lawinen einer Trägerverstärkung von einigen  $10^8$  in  $\text{N}_2$  erfordert eine Überspannung von  $\approx 20\%$ . Um zu verhindern, daß der sich entwickelnde stromstarke Durchbruch alle früheren Entladungsstadien überdeckt, wurde das angelegte äußere Feld im geeigneten Entwicklungsstadium des Kanalaufbaus innerhalb von etwa 5 nsec abgeschaltet.

Da der Startzeitpunkt des Primärelektrons und der Abschaltzeitpunkt des äußeren Feldes einer zeitlichen Streuung von insgesamt etwa 20 nsec unterliegen und außerdem eine Lawine auf Grund der Trägerstatistik früher oder später die für den Kanalaufbau erforderliche Trägerzahl von einigen  $10^8$  erreichen kann, hängt es bei der einzelnen Aufnahme stets vom Zufall ab, in welcher Entwicklungsphase die Entladung gestoppt wird. Eine hinreichend große Aufnahmenzahl ermöglicht jedoch die Untersuchung in allen interessierenden Entwicklungsstadien.

Die Öffnungszeit des Kameraverschlusses ist im Vergleich zur Entwicklungszeit des Kanals sehr groß, deshalb gibt die erhaltene photographische Aufnahme den räumlichen Intensitätsverlauf der Entladung zeitlich integriert wieder.

## II. Generationsaufbau in der Umgebung der statischen Durchbruchspannung

In Gasen  $\text{N}_2$  und  $\text{N}_2 + \text{CH}_4$ -Zusatz wurde das zeitliche Verhalten des Elektronenstromes in der Umgebung der Durchbruchsspannung bei  $\mu \leq 1$  mit dem Photomultiplier untersucht ( $\mu$  ist die Zahl der von einer einzelnen Lawine an der Kathode neu ausgelösten Elektronen). Der Ionenstrom wird mit dem Photomultiplier nicht registriert.

In Abb. 1 ist ein Oszillogramm wiedergegeben, welches den zeitlichen Ablauf des Generationsaufbaus in  $\text{N}_2$  bei  $\mu = 1$  zeigt. Der Entladungsvorgang wurde mit  $n_0 \approx 10^3$  Anfangselektronen gestartet,

bracht wurde, gleichmäßig beleuchtet. Andererseits wurde die auf diese Fläche aufgefallene Photonenzahl mit dem Photomultiplier bestimmt. Aus derjenigen photographischen Aufnahme, die eine minimale eben erkennbare Schwärzung aufwies, wurde dann  $\sigma_{\text{Phmi}}^*$  bestimmt.

<sup>3</sup> H. THOLL, Z. Naturforschg. **18 a**, 587 [1963].

<sup>4</sup> K. H. WAGNER u. H. RAETHER, Z. Phys. **170**, 540 [1962].

\* Hierzu wurde einerseits auf dem photographischen Film eine definierte Fläche mit Hilfe der in<sup>2</sup> beschriebenen Blitzlampe, vor welche noch ein Blauglasfilter (BGl) ge-

wobei der genaue zeitliche Verlauf des Stromes der Anfangselektronen in <sup>5</sup> (siehe dort Fig. 1) wiedergegeben ist. Infolge der hohen Primärelektronenzahl ist der Strom frei von statistischen Schwankungen der Trägerverstärkung und der Nachlieferung. Die auftretenden Oszillationen werden durch die einzelnen Lawinengenerationen verursacht, und sie konver-

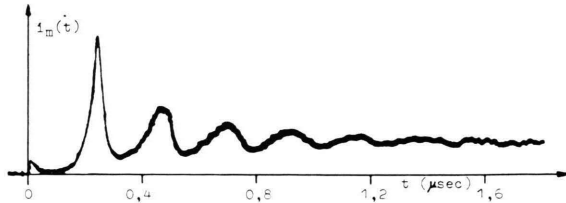


Abb. 1. Generationenaufbau in  $N_2$  bei  $\mu=1$ ;  $p=400$  Torr;  $E/p=38,0$  V/cm·Torr;  $d=3$  cm;  $\alpha d=8,7$  nach <sup>9</sup>. Man erkennt den zur Zeit  $t=0$  sichtbaren Lichtblitz, der die Primärelektronen auslöst und als Zeitmarke auf optischem Wege in das Oszillogramm gegeben wurde. Die darauf folgenden periodischen Oszillationen sind die durch kathodischen Photoeffekt entstehenden Lawinengenerationen.

gieren nach etwa 5 bis 6 Generationen gegen einen konstanten mittleren Strom. Ähnliche Untersuchungen, die mit der elektrischen Methode in  $N_2$  und  $H_2$  durchgeführt wurden <sup>6,7</sup>, ergaben das gleiche zeitliche Verhalten des Elektronenstromes.

Abb. 2 zeigt ein Oszillogramm in  $N_2$  bei  $\mu=1,2$ . Wegen der Überspannung (1,24%) konvergieren in diesem Fall die Oszillationen gegen einen exponentiell mit der Zeitkonstanten  $\tau=1,24$  µsec ansteigenden Strom, der zum Durchbruch führt.

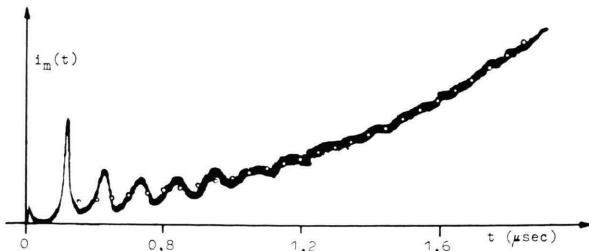


Abb. 2. Generationenaufbau in  $N_2$  bei  $\mu=1,2$ ;  $p=400$  Torr;  $E/p=38,47$  V/cm·Torr;  $d=3$  cm;  $\alpha d=9$ ; punktiert eingetragen der asymptotische Strom nach Gl. (4) mit der Zeitkonstanten  $\tau=1,24$  µsec.

<sup>5</sup> H. THOLL, Z. Phys. **178**, 183 [1964].

<sup>6</sup> H. SCHLUMBOHM, Z. Phys. **159**, 212 [1960].

<sup>7</sup> R. KLICKOW, Z. Phys. **161**, 353 [1961].

<sup>\*\*</sup> Der Zusatz von  $CH_4$  bewirkt nur eine geringe Vergrößerung von  $\alpha$  gegenüber den Werten in reinem  $N_2$  <sup>8</sup>. Deshalb wurden die  $\alpha$ -Werte für  $N_2$  nach <sup>9</sup> benutzt. Der Zusatz bewirkt ferner eine Verringerung von  $\gamma$  um etwa 2 Größenordnungen <sup>10</sup>, so daß beim statischen Durchbruch die Trägerverstärkung um den gleichen Betrag höher ist.

In Abb. 3 und Abb. 4 sind noch zwei Oszillogramme dargestellt, die in einem Gasgemisch aus  $N_2 + CH_4$  bei  $\mu < 1$  und  $\mu > 1$  erhalten wurden <sup>\*\*</sup>.

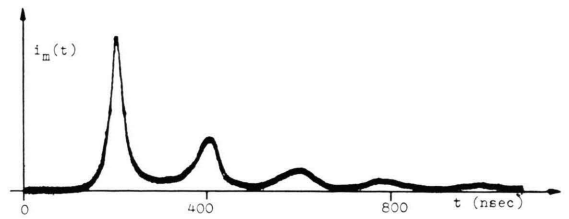


Abb. 3. Generationenaufbau in  $N_2 + CH_4$  bei  $\mu=0,5$ ;  $p_{N_2}=275$  Torr;  $p_{CH_4}=7,5$  Torr;  $E/p=42,15$  V/cm·Torr;  $d=3$  cm;  $\alpha d=12,9$ ;  $n_0 \approx 1-2 \cdot 10^3$ .

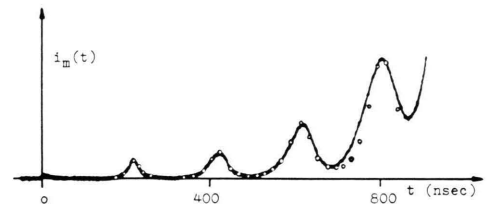


Abb. 4. Generationenaufbau in  $N_2 + CH_4$  bei  $\mu=2,3$ ; Druck wie in Abb. 3;  $E/p=43,0$  V/cm·Torr;  $d=3$  cm;  $\alpha d=14,5$ ;  $n_0 \approx 2-4 \cdot 10^2$ ; punktiert eingetragen der berechnete Verlauf (siehe Text).

Um einen genaueren Vergleich der beobachteten mit der berechneten Struktur der einzelnen Generationen zu erhalten, wurde mit dem in <sup>5</sup> wiedergegebenen Primärstrom  $i_0(t)$  (siehe dort Fig. 1 und Gl. 1) der in Abb. 4 gezeigte Generationsaufbau bei  $\mu=2,3$  rechnerisch verfolgt. Als Grundlage dienten die in <sup>11,12</sup> abgeleiteten Beziehungen. Die berechneten Werte wurden in Abb. 4 punktiert eingetragen. Es ergab sich bis in die 4. Generation eine befriedigende Übereinstimmung mit dem gemessenen Stromverlauf.

In den zeitlichen Verlauf des asymptotischen Stromes  $i_a(t)$ , gegen den die Oszillationen für hinreichend große Zeiten konvergieren, geht der individuelle Verlauf des Primärelektronenstromes  $i_0(t)$

<sup>8</sup> H. HÖGER, Dielectrics **1**, 94 [1963].

<sup>9</sup> K. MASCH, Arch. Elektrotechn. **26**, 587 [1932]. — L. FROMM-HOLD, Z. Phys. **160**, 554 [1960].

<sup>10</sup> U. DIBBERN, Z. Phys. **163**, 582 [1961].

<sup>11</sup> P. L. AUER, Phys. Rev. **111**, 671 [1958].

<sup>12</sup> R. KLICKOW, Z. Naturforsch. **16a**, 559 [1961].

nicht mehr ein. Für  $i_-^a(t)$  ergibt sich:

$$\begin{aligned} i_-^a(t) &= \text{const} && \text{bei } \mu = 1, \\ i_-^a(t) &\propto \exp\{\pm t/\tau\} && \text{bei } \mu \gtrless 1 \end{aligned} \quad (4)$$

mit  $\tau = T_p/\ln \mu$  und  $T_p = T_- (1 - 1/\alpha d)$ . (5)

Für  $\mu = 1$  erhält man also einen konstanten Elektronenstrom (siehe Abb. 1). Für  $\mu > 1$  oder  $\mu < 1$  steigt oder fällt der asymptotische Elektronenstrom exponentiell mit der Zeitkonstanten  $\tau$ .

Der exponentielle Anstieg des asymptotischen Stromes in Abb. 2 wurde mit der Zeitkonstanten  $\tau = 1,24 \mu\text{sec}$  angepaßt (punktierte Kurve in Abb. 2) und daraus ergibt sich mit dem oszillographisch gemessenen  $T_- = 250 \text{ nsec}$  und dem aus  $E/p$  berechneten  $\alpha d = 9$  (nach <sup>9</sup>) für  $\mu = \exp[T_- (1 - 1/\alpha d)/\tau] = 1,2$ . Dieses  $\mu$  stimmt befriedigend mit dem aus den Entladungsbedingungen ( $E/p$ ;  $E/p_{\text{stat}}$ ;  $p d$ ) erhaltenen überein.

Bei den hier durchgeführten Betrachtungen wurde die Lebensdauer der angeregten Zustände vernachlässigt. Eine merkliche Verfälschung der erhaltenen Stromverläufe ist durch diese Vernachlässigung nicht zu befürchten, denn in  $\text{N}_2 + 2,5\% \text{CH}_4$  bei  $p = 400$  Torr beträgt die Lebensdauer nur etwa 4 nsec, dies sind nur 2% der Elektronenlaufzeit  $T_-$ .

### III. Generationsaufbau unter dem Einfluß der Raumladung der positiven Ionen

Betrachtet man den Generationsaufbau bei der statischen Durchbruchspannung über größere Zeiten, so sollte für den Fall  $\mu = 1$  nach dem Abklingen der Oszillationen ein konstanter Elektronenstrom in der Entladestrecke fließen [s. Abb. 1 und Gl. (4)]. Die Messungen zeigen jedoch, daß dies nur während eines begrenzten Zeitintervalls der Fall ist und daß nach Ablauf einiger Generationen der Strom infolge der Raumladungswirkung der positiven Ionen schnell ansteigt <sup>7, 13</sup>.

Abb. 5 zeigt einen Generationsaufbau, der mit  $\mu_0 = 1$  in  $\text{N}_2 + 2,5\% \text{CH}_4$  gestartet wurde und der nach einer Zeit, die etwa 25 Generationen entspricht, zum Durchbruch führt. Der Raumladungsanstieg erfolgt in Abb. 5 aus einem Elektronenstromplateau heraus, da der während dieser Zeit linear ansteigende Ionenstrom nicht mit gemessen wird. Der veränderten Nachweisempfindlichkeit wegen ist das Pla-

teau in Abb. 5 nicht so gut erkennbar wie in Abb. 1. Unter den hier vorliegenden experimentellen Bedingungen ( $n_0 \simeq 10^3$  und  $e^{\alpha d} \simeq 10^6$ ) erfolgt der Raumladungsanstieg bereits nach einer Zeit, die noch klein gegen die Ionenlaufzeit  $T_+ = 32 \mu\text{sec}$  ist, so daß praktisch noch keine Ionen aus der Entladestrecke abgewandert sind.

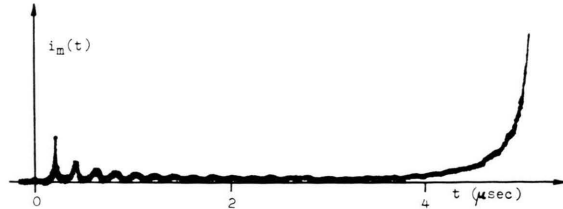


Abb. 5. Generationsaufbau mit Raumladungsanstieg in  $\text{N}_2 + \text{CH}_4$ ; Druck wie in Abb. 3;  $E/p = 42,35 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ ;  $d = 3 \text{ cm}$ ;  $\alpha d = 13,6$ ;  $n_0 \simeq 1 - 2 \cdot 10^3$ ;  $\mu_0 = 1$ .

In Abb. 6 ist ein Raumladungsanstieg wiedergegeben, der in einem Gasgemisch aus Argon + 2,5%  $\text{CH}_4$  mit  $\mu_0 = 0,7$  gestartet wurde.  $\mu_0$  wurde aus dem Verhältnis der Stromintegrale der zweiten zur ersten

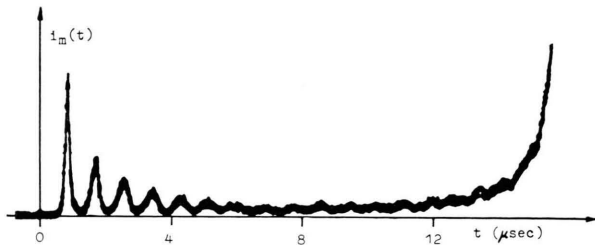


Abb. 6. Generationsaufbau mit Raumladungsanstieg in Argon +  $\text{CH}_4$ ; Druck wie in Abb. 3;  $E/p = 10,48 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ ;  $d = 3 \text{ cm}$ ;  $\alpha d \simeq 14$ ;  $n_0 \simeq 10^3$ ;  $\mu_0 = 0,7$ .

Generation bestimmt. Es zeigt sich, daß  $\mu$  während der ersten 5 Generationen noch nicht merklich beeinflußt wird. Von der 6. Generation an wächst  $\mu(t) = \mu_0 e^{\Delta \alpha d(t)}$  infolge der zusätzlichen Gasverstärkung  $\exp[\Delta \alpha d(t)]$  und hat zwischen der 8. und 9. Generation bereits den Wert 1 erreicht. Schon nach Ablauf weiterer 10 Generationen erfolgt ein schneller Anstieg des Stromes infolge der Raumladung. Dieses Verhalten des Stromes wurde bereits bei Untersuchungen in  $\text{H}_2$  gefunden <sup>7</sup>. Dabei betrug  $n_0 e^{\alpha d} \simeq 10^6 \cdot 10^3 = 10^9$  und der Durchbruch erfolgte bei  $\mu_0 = 0,7$ . Für den Fall von Abb. 6 ist  $n_0 e^{\alpha d} \simeq 10^3 \cdot 10^6 = 10^9$ , so daß die gleiche effektive Raumladung wirksam ist.

<sup>13</sup> H. SCHLUMBOHM, Dissertation, Universität Hamburg 1961; siehe auch: H. RAETHER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, London 1964, p. 116.

Um aus dem gemessenen Stromverlauf die Größe

$$\Delta \alpha d(t) = \int_0^t \alpha(x, t) dx - \alpha_0 d, \quad (6)$$

die die Vergrößerung der Gasverstärkung als Funktion der Zeit beschreibt, ermitteln zu können, wurde folgendes Verfahren angewandt:

Der in der Entladestrecke fließende Elektronenstrom eines Generationsaufbaus erzeugt durch Photoeffekt an der Kathode der Entladestrecke den Strom  $f(t)$ . Nach <sup>14, 15</sup> ergibt sich der Strom an der Kathode  $f(t)$  für Zeiten, wo  $i_0(t)$  bereits Null ist, infolge der Raumladung zu

$$f(t) = \mu_0 \cdot f(t - T_p) e^{\Delta \alpha d(t)} \quad (7)$$

mit  $T_p = T_- (1 - 1/\alpha d)$  als mittlerer nicht durch Raumladung beeinflusster Generationsabstand und  $\mu_0 = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$  als noch nicht durch Raumladung beeinflusstes  $\mu$ . Für  $\mu_0 = 1$  erhält man:

$$\Delta \alpha d(t) = \ln \left[ \frac{f(t + T_p)}{f(t)} \right]. \quad (8)$$

Mit Hilfe von Gl. (8) läßt sich  $\Delta \alpha d(t)$  dem Multiplistoroszillogramm entnehmen, da der Strom  $f(t)$  an der Kathode der Entladestrecke dem an der Kathode des Multipliers fließenden Strom proportional ist.

Andererseits kann man nach <sup>14, 16</sup> aus der Beziehung

$$\Delta \alpha d(t) = \frac{A p d}{12} \cdot \left[ \frac{T_+}{\varepsilon_0 p} \right]^2 \cdot \left[ \frac{i_+(t)}{F} \right]^2 \quad (9)$$

die Größe von  $\Delta \alpha d$  aus dem Ionenstrom  $i_+$  berechnen. ( $A = 0,885$  Torr·cm/V<sup>2</sup> = Konstante in der Gleichung  $\alpha/p = A(E/p - B)^2$  für N<sub>2</sub>;  $\varepsilon_0 = 8,8 \cdot 10^{-14}$  Asec/Vcm;  $T_+$  = Ionenlaufzeit;  $F$  = Fläche, über die die Entladung ausgebreitet ist).

$i_+$  kann bei der optischen Methode nicht wie bei der elektrischen Messung direkt dem Oszillogramm entnommen werden. Es besteht jedoch die Möglichkeit,  $i_+$  aus dem über die Oszillationen gemittelten Elektronenstrom  $i_-(t)$  zu gewinnen:

$$i_+(t) = \frac{\alpha d}{T_+} \int_0^t i_-(t') dt', \quad (10)$$

wobei

$$i_-(t) = \frac{\varepsilon n_0 e \alpha d}{T_- \alpha d} \varphi(t) \quad (10a)$$

ist und die Ionenabwanderung vernachlässigt wurde, da  $t$  nur  $\simeq 0,15 T_+$  ist.

Gl. (10) und (10a) in Gl. (9) eingesetzt ergibt:

$$\Delta \alpha d(t) = \text{const} \cdot \left[ \frac{n_0}{F} \right]^2 \cdot \left[ \int_0^t \varphi(t') dt' \right]^2. \quad (11)$$

Das nach Gl. (8) dem Oszillogramm Abb. 5 entnommene  $\Delta \alpha d(t)$  wurde mit dem aus Gl. (11) berechneten  $\Delta \alpha d(t)$  in Abb. 7 verglichen. Eine gute Anpassung der beiden Werte erhält man, wenn für den Parameter  $n_0/F = 112 \text{ cm}^{-2}$  gewählt wird. Die Größe  $n_0$  wurde nicht exakt gemessen, beträgt jedoch  $n_0 \simeq 1$  bis  $2 \cdot 10^3$ . Für  $n_0 = 1,5 \cdot 10^3$  muß  $F = 13,4 \text{ cm}^2$  gewählt werden; dies sind etwa 2/3 des homogenen Teils der Entladestrecke. Die in den Oszillogrammen Abb. 5 und 6 erhaltenen Stromanstiege lassen sich also durch die Raumladungswirkung des Ionenstromes  $i_+$  auch quantitativ in befriedigender Weise erklären.

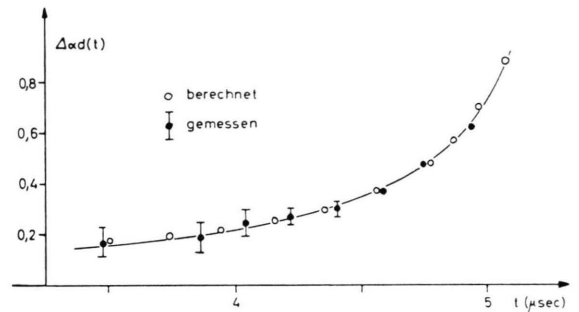


Abb. 7. Vergleich zwischen gemessenem  $\Delta \alpha d(t)$  [Abb. 5 und Gl. (8)] und berechnetem  $\Delta \alpha d(t)$  [Gl. (11)]; für die berechneten Werte wurde  $\alpha d = 13,6$ ;  $T_- = 210 \text{ nsec}$  und  $n_0/F = 112 \text{ cm}^{-2}$  benutzt.

#### IV. Mehrlawinenkanalaufbau in N<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub>

Bei Vergrößerung der Zahl  $n_0$  der gestarteten Lawinen ( $10^4$  statt  $10^3$ ; diese sind hier nicht, wie in <sup>17</sup>, innerhalb des Diffusionsradius einer einzigen Lawine gestartet) oder bei Vergrößerung der Überspannung erhält man unabhängig von  $\mu$  einen den Generationsaufbau abschließenden sehr steilen Stromanstieg, dessen Zeitkonstante kleiner als  $10 \text{ nsec}$  ist (Abb. 8, Abb. 9), wie er vom Kanalaufbau her bekannt ist <sup>18</sup>. Im Gegensatz dazu beträgt die mittlere Zeitkonstante des Raumladungsanstiegs in Abb. 5 etwa  $200 \text{ nsec}$ . Da z. B. bei dem in Abb. 8 gezeigten Oszillogramm die mittlere Gasverstärkung  $e^{\alpha d}$  nur

<sup>14</sup> W. KÜHRMANN, Z. Angew. Phys. **11**, 414 [1959].

<sup>15</sup> J. PFAUE, Z. Angew. Phys. **16**, 15 [1963].

<sup>16</sup> A. v. ENGEL u. M. STEENBECK, Elektrische Gasentladungen, Bd. 2, Springer-Verlag, Berlin 1934.

<sup>17</sup> H. SCHLUMBOHM, Z. Phys. **170**, 233 [1962].

<sup>18</sup> J. PFAUE u. H. RAETHER, Z. Phys. **153**, 523 [1959].



Abb. 8. Mehrlawinenkanalaufbau in  $N_2 + CH_4$ ; Druck wie in Abb. 3;  $E/p = 42,0 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ ;  $d = 3 \text{ cm}$ ;  $\alpha d = 13,1$ ;  $n_0 \approx 10^4$ ;  $\mu_0 \approx 0,4 - 0,5$ .

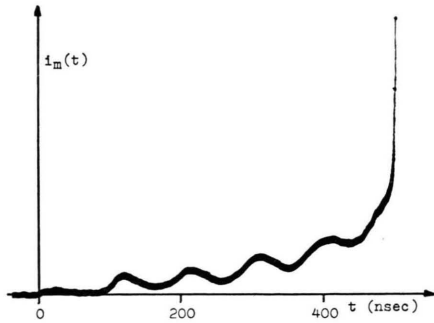


Abb. 9. Mehrlawinenkanal in  $N_2 + CH_4$ ;  $p_{N_2} = 492 \text{ Torr}$ ;  $p_{HC} = 8 \text{ Torr}$ ;  $E/p = 45,0 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ ;  $d = 146 \text{ cm}$ ;  $\alpha d = 15$ ;  $\mu_0 \approx 1,5$ .

bei  $\bar{n} \approx 5 \cdot 10^5$  lag, ist hier das Auftreten eines Kanalaufbaus nur durch die hohe Primärelektronenzahl  $n_0$  verständlich, und zwar etwa in folgender Weise:

Auf Grund der Akkumulation der Ionen der vorangegangenen Generationen erreichen die in den späteren Generationen laufenden Lawinen eine höhere mittlere Gasverstärkung  $\exp(\alpha d + \Delta \alpha d)$ . Eine besonders hohe zusätzliche Gasverstärkung  $e^{\Delta \alpha d}$  werden zentral laufende Lawinen erreichen, da sie sich in einem besonders stark überhöhten Raumladungsfeld bewegen, welches durch die von der 1. Generation herrührende Ladungskonzentration vor der Anode entsteht. (Die  $10^4$ -Lawinen wurden in der Mitte der Entladestrecke innerhalb einer Fläche von  $\approx 0,5 \text{ cm}^2$  gestartet.) Dies führt dazu, daß das Ionenfeld vor der Anode nach Ablauf mehrerer Generationen den für den Kanalaufbau erforderlichen kritischen Wert überschreitet, so daß der Start eines steilen Stromanstieges erfolgt. Es ist auch verständlich, daß die Zündung eines solchen Mehrlawinenkanaldurchschlages mit großer zeitlicher Streuung erfolgt.

Eine Berechnung des zusätzlich erzeugten  $\Delta \alpha d$ , die auf der Annahme einer senkrecht zum Feld unendlich ausgedehnten Entladestrecke und ebenso unendlich ausgedehnter Raumladungsschicht beruht, liefert bei einer Lawinendichte von  $2 \cdot 10^4/\text{cm}^{-2}$ , wie sie jedoch nur im Zentrum der Entladestrecke besteht, für den Fall von Abb. 8 ( $\alpha d = 13,1$ ) ein zusätzliches  $\Delta \alpha d$  von  $\approx 7$ . Das in Wirklichkeit erzielte  $\Delta \alpha d$  dürfte infolge der nur endlich ausgedehnten Raumladungsschicht kleiner sein. Die Abschätzung zeigt jedoch, daß erhebliche Änderungen der Gasverstärkung für zentral laufende Lawinen zu erwarten sind.

Ein ähnlicher Aufbau in Form eines Mehrlawinenkanals wurde auch beim Start der Entladung mit einem Elektron in Äther und in Methylal gefunden<sup>15</sup>.

## V. Das Übergangsgebiet zwischen Generationen- und Kanalaufbau in $N_2$

Frühere Messungen der Aufbauzeit einer Entladung als Funktion der Überspannung  $\Delta U/U_D$  hatten ergeben, daß diese Abhängigkeit bei bestimmten Überspannungen einen Sprung zeigt<sup>19</sup>. Diese Überspannung liegt z. B. in  $N_2$  bei etwa 17–20%<sup>20</sup>. Der Sprung wird gedeutet als Übergang Generationsaufbau–Kanalaufbau. Um diese Deutung zu prüfen, wurde dieser Übergangsbereich mit den hier beschriebenen Methoden untersucht.

Die im folgenden angegebenen experimentellen Bedingungen wurden deshalb so gewählt, daß die Lawinenentwicklung in diesem Übergangsbereich erfolgte.

### Experimentelle Bedingungen:

$p = 300 \text{ Torr}$ ;  $d = 3 \text{ cm}$ ;  $E/p = 46,7 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ ; Überspannung  $\Delta U/U_D = 17,6\%$ ;  $\alpha = 7,7 \text{ cm}^{-1}$  nach<sup>9</sup>;  $\mu \approx 2 \cdot 10^5$ ; Zahl der gestarteten Primärelektronen  $n_0 < 10$ .

Bei Berücksichtigung der unterexponentiellen Trägervermehrung infolge der Raumladungsbremung<sup>2</sup> erreicht eine Lawine unter diesen Bedingungen eine mittlere Trägerverstärkung von  $\approx 10^9$ .

Infolge dieser hohen Trägerverstärkungen der Lawinen konnte zur Untersuchung das in Kap. I beschriebene photographische Registrierverfahren angewandt werden. Die in Abb. 10 bis 13 \* gezeigten

\* Abb. 10–14 auf Tafel S. 352 a.

<sup>19</sup> W. KÖHRMANN, Z. Angew. Phys. 4, 187 [1955].

<sup>20</sup> K. DEHNE, W. KÖHRMANN u. H. LENNÉ, Dielectrics 1, 129 [1963].

photographischen Aufnahmen der Entladung wurden alle bei den völlig gleichen oben angegebenen experimentellen Bedingungen erhalten. Sie zeigen, wie verschieden die Entwicklung zum Durchbruch in diesem Übergangsbereich erfolgt, einerseits, wie in Abb. 10 und 11, in Form eines schmalen Entladungskanals und andererseits, wie in Abb. 12 und 13, als über die gesamte Elektrode ausgebreitete Entladung.

#### *Diskussion der Aufnahmen:*

Soll aus Einzellawinen heraus ein Kanalaufbau zünden, so müssen diese eine Trägerzahl von  $n > 10^8$  erreichen, damit das von den positiven Ionen der Lawine herrührende Raumladungsfeld eine ausreichende Höhe erlangt und mit Hilfe der gasionisierenden Strahlung die Entwicklung eines kathodengerichteten Kanals ermöglicht. Die Erzeugung derart großer Lawinen ist in  $N_2$  nur durch die Anwendung von Überspannung ( $\approx 20\%$ ) möglich, da beim statischen Durchbruch, der als Generationenaufbau abläuft (siehe Kap. II, Abb. 1), die mittlere Trägerverstärkung nur  $\approx 5 \cdot 10^3$  beträgt. Diese hohe Überspannung hat aber auch zur Folge, daß zugleich ein Generationenaufbau mit sehr großem  $\mu$  beginnt. Das vorliegende  $\mu$  ist leicht abschätzbar. Aus Abb. 1 entnimmt man für  $\gamma = 2 \cdot 10^{-4}$ , da dort  $\mu = \gamma(e^{x^d} - 1) = 1$  ist ( $e^{x^d} = 5 \cdot 10^3$ ). Wie die schon oben angegebenen experimentellen Bedingungen zeigen, erreichen die Lawinen bei der vorliegenden Überspannung von 17,6% eine Trägerverstärkung von  $n = 10^9$ , so daß sich für  $\mu = \gamma \cdot n = 2 \cdot 10^5$  ergibt, d. h. die 2. Generation startet bereits mit insgesamt  $2 \cdot 10^5$  Elektronen an der Kathode.

Dieses große  $\mu$ , welches im Übergangsbereich vorliegt, erschwert bei der oszillographischen Untersuchung mit Hilfe des Photomultipliers die Trennung von Generationen- und Kanalaufbau außerordentlich. Von den oszillographischen Untersuchungen des Kanalaufbaus in Dämpfen mit kleinem  $\gamma$  ist bekannt<sup>18, 21</sup>, daß nach Ablauf des primären Lawinenimpulses (ausgezogene Kurve in Abb. 14) nach einer gewissen, stark streuenden Kanalentwicklungszeit  $T_k$  ein steiler Stromanstieg einsetzt (siehe dazu die punktierte Kurve in Abb. 14). Liegt jedoch, wie in  $N_2$ , ein derart hohes  $\mu$  vor, dann steigt der Strom der 2. Lawinengeneration sehr steil an und hat bereits während der Zeit  $T_k$  eine solche Höhe erreicht, daß er mit dem von der Kanalentwicklung herrühren-

den Strom vergleichbar oder sogar noch erheblich größer wird, je nach Dauer der Kanalentwicklungszeit (siehe die gestrichelte Kurve in Abb. 14). In der Überlagerung sind deshalb die Anteile der beiden Mechanismen sehr schwer zu trennen, so daß man den Oszillogrammen nicht eindeutig entnehmen kann, ob der Stromanstieg, der dem Lawinenimpuls folgt, von einem Generationenaufbau bei hoher Überspannung oder einem Kanalaufbau herrührt. Die räumliche Auflösung bei der photographischen Aufnahme der Entladung gestattet jedoch eine eindeutige Unterscheidung zwischen den beiden Aufbaumechanismen.

In Abb. 10 und 11 wurde das angelegte Feld etwa 60 nsec nach der Ankunft der Primärlawine an der Anode (Zeitpunkt  $T_-$ ) abgeschaltet und dadurch die Weiterentwicklung der Entladung gestoppt. Der genaue Abschaltzeitpunkt wurde mit Hilfe eines Zweistrahloszillographen bestimmt und ist in den Abbildungsunterschriften angegeben. Er liegt in den Abb. 10 bis 13 stets zwischen  $T_-$  und  $2 \cdot T_-$ . In Abb. 10 und 11 erkennt man einen sich ausbildenden leuchtenden Kanal, der in Abb. 10 die Entladestrecke erst zur Hälfte überbrückt hat, in Abb. 11 jedoch die Kathode bereits erreichte. Die Entwicklung dieses Kanals verläuft eindeutig von der Anode zur Kathode mit einer Geschwindigkeit von  $\approx 10^8$  cm/sec<sup>22</sup>, wie an Hand einer Vielzahl von Aufnahmen bewiesen werden konnte. Es handelt sich also bei der Ausbildung dieses leuchtenden Kanals um die Entwicklung eines kathodengerichteten Kanals, die aus einer der gestarteten Primärlawinen heraus erfolgt. Dieser in Abb. 10 und 11 auftretende kathodengerichtete Kanal bildet schließlich den Funkenkanal, in dem später der Spannungszusammenbruch erfolgt.

In anderen Fällen zeigt sich jedoch im Gegensatz zu Abb. 10 und 11 statistisch schwankend<sup>23</sup>, daß kein Kanalaufbau innerhalb 60 nsec entsteht, sondern nur ein schwacher Leuchtsaum an der Kathode beobachtbar ist. Man erkennt an Aufnahmen, die mit längerer Stoßzeit aufgenommen sind, daß in diesen Fällen eine den gesamten Elektrodenraum auffüllende leuchtende Entladung entsteht, die offenbar den Ablauf der 2. Generation darstellt, wie in Abb. 12 und 13 zu sehen ist. Wie die Messungen mit dem Zweistrahloszillographen ergaben, ist z. B. in Abb. 13 das Feld nach  $0,66 T_-$  um 10% abgesunken. Die folgende

<sup>21</sup> W. FRANKE, Z. Phys. **158**, 96 [1960].

<sup>22</sup> Eine genauere Untersuchung hierzu folgt in Teil II dieser Arbeit: H. THOLL, Z. Naturforschg. **19 a** [1964], im Druck.

<sup>23</sup> Siehe dazu Fig. 5 in <sup>20</sup>.

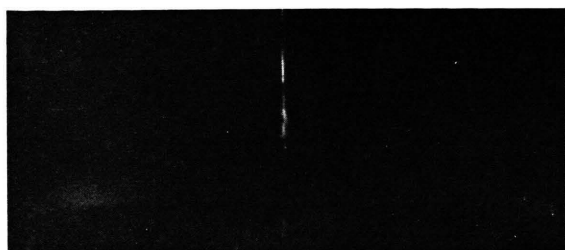


Abb. 10. Photographische Aufnahme des gestoppten Kanalaufbaus; A=Anode; K=Kathode; Abschaltzeitpunkt des angelegten Feldes  $= T_- + 60$  nsec;  $T_- = 213$  nsec (weiteres im Text).

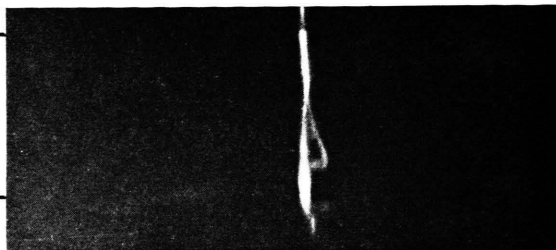


Abb. 11. Wie in Abb. 10, Abschaltzeitpunkt  $T_- + 66$  nsec.

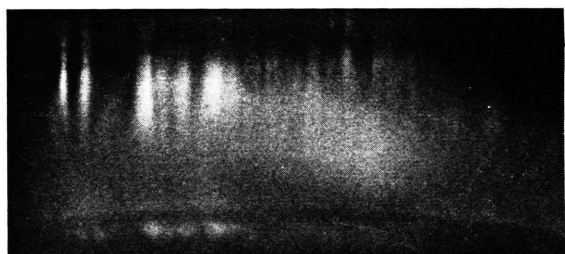


Abb. 12. Photographische Aufnahme des gestoppten Generationsaufbaus; Abschaltzeitpunkt  $T_- + 116$  nsec (weiteres im Text).

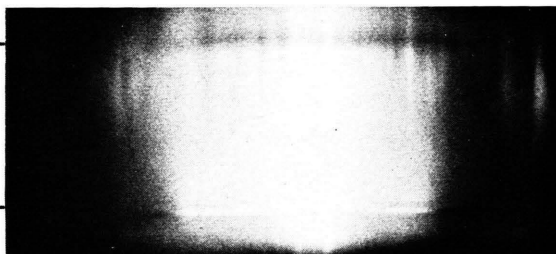


Abb. 13. Wie in Abb. 12, Abschaltzeitpunkt  $T_- + 140$  nsec.

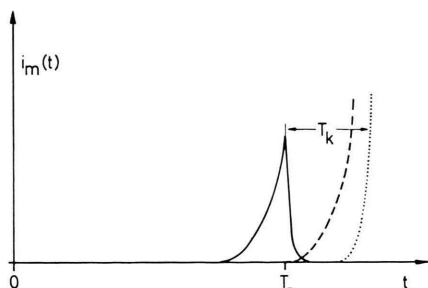


Abb. 14. Schematisiert gezeichnetes Photomultiplier-Stromoszillogramm im Übergangsbereich Generationen—Kanalaufbau in  $N_2$ ; ausgezogen: Strom der Primärlawine, gestrichelt: Strom der 2. Lawinengeneration bei sehr großem  $\mu$  ( $\approx 10^5$ ), punktiert: Stromanstieg, wie er durch die Entwicklung eines kathodengerichteten Kanals verursacht wird, falls wie üblich eine Kanalentwicklungszeit vorliegt.

Abb. 15. Photographische Aufnahme bei nicht abgeschaltetem äußerem Feld in  $N_2$ ; durch die 2. Lawinengeneration vor Erreichen der Kathode gestoppter kathodengerichteter Kanal; weiteres im Text;  $p=200$  Torr;  $E/p=50,0$  V/cm·Torr;  $d=3$  cm; Überspannung 20%;  $\alpha=7,5$  cm $^{-1}$  nach  $^9$ ; mittlere Trägerverstärkung bei Berücksichtigung der Raumladungsbremmung  $^2$ :  $n \approx 8 \cdot 10^8$ ; A=Anode; K=Kathode.

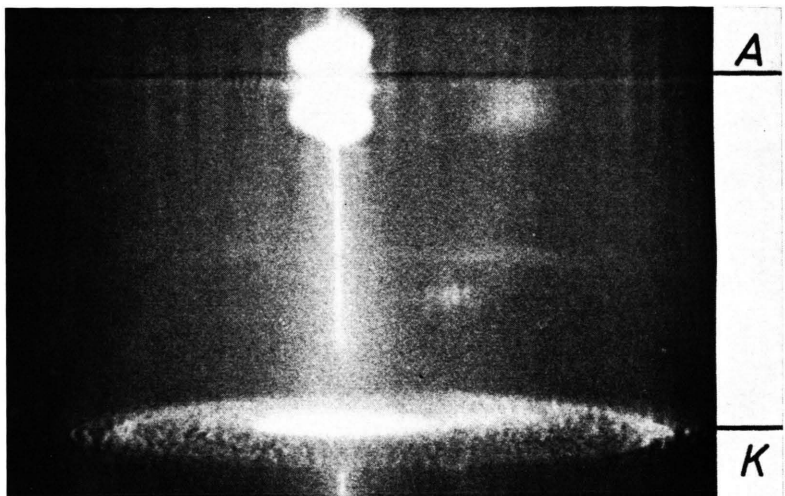


Abb. 16. Wie in Abb. 15, hier wurden jedoch drei etwa gleich weit entwickelte Kanäle gestoppt; die 1. Lawinengeneration besteht aus  $n_0 < 10$  Lawinen, von denen mehrere gleichzeitig in den Kanalaufbau übergehen können.

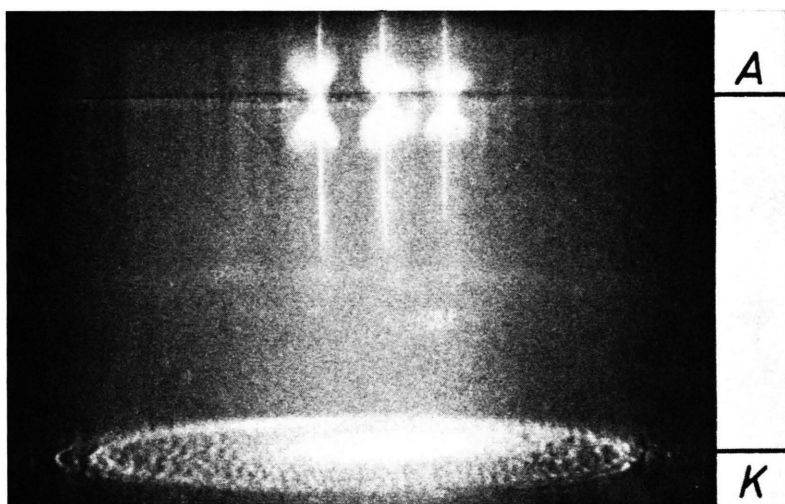


Abb. 17. Von dem kathodengerichteten Kanal gebildeter, durchgehender Trägerschlauch; der Startzeitpunkt dieses Kanals lag so früh, daß er durch die 2. Lawinengeneration nicht mehr vor Erreichen der Kathode gestoppt werden konnte; Daten wie in Abb. 15.



Abschätzung zeigt, daß allein die durch die 2. Lawinengeneration hervorgerufene Ladungsverschiebung ausreichend ist, um diese Spannungsabsenkung herbeizuführen.

Die 2. Generation startet im zeitlichen Schwerpunkt  $T_- - 1/\alpha v_-$  und entwickelt sich in Abb. 13 bis zur Zeit  $T_- + 0,66 T_-$ , also über das Zeitintervall  $\Delta t = 0,66 T_- + 1/\alpha v_-$ . Die hervorgerufene Ladungsverschiebung beträgt dann

$$\begin{aligned} \Delta Q &= \int_{\Delta t} i_- dt = \frac{\varepsilon n_0 \mu}{T_-} \int_{\Delta t} e^{\alpha v_- t} dt \\ &= \frac{\varepsilon n_0 \mu}{\alpha d} \cdot e^{0,66 \alpha d + 1} \simeq 0,8 \cdot 10^{-7} \text{ A sec} \end{aligned}$$

mit  $\varepsilon = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ A sec}$ ,  $\alpha d = 23$ ,  $\mu = 2 \cdot 10^5$  und einer angenommenen Primärelektronenzahl von  $n_0 = 5$ . Bei einer Elektrodenkapazität von  $C \simeq 25 \text{ pF}$  ergibt diese Ladungsverschiebung eine Spannungsabsenkung von  $\Delta U = \Delta Q/C \simeq 3 \cdot 10^3 \text{ Volt}$ . Dies sind bereits 7% der angelegten Spannung.

Dieses Ergebnis zeigt, daß im Fall von Abb. 12 und 13 die Spannungsabsenkung schließlich infolge des hohen Stromes der 2. Lawinengeneration bereits während des Laufes dieser Generation, also noch vor der Zeit  $2 T_-$ , in einer über den gesamten Elektrodenraum ausgedehnten Entladung erfolgt.

Bemerkenswert sind die vor der Anode auftretenden hellen Streifen. Offenbar haben sich hier auf Grund günstiger Raumladungskonzentrationen, die durch vielfache Lawinen-Überlagerung der 2. Lawinengeneration im Raum zwischen Anode und Kathode entstehen, anodengerichtete Kanäle gebildet. In der Regel entwickeln sich aus diesen jedoch keine kathodengerichteten Kanäle; denn wäre in Abb. 12 und 13 das angelegte Feld nicht abgeschaltet worden, dann hätte schließlich der Strom der 2. Lawinengeneration die angelegte Spannung hinreichend abgesenkt und dadurch eine weitere Kanalentwicklung verhindert.

In diesem Übergangsgebiet kann sich aber auch folgende spezielle Entladungserscheinung entwickeln, wenn man das angelegte Feld *nicht* abschaltet:

Startet z. B. ein kathodengerichteter Kanal erst nach einer relativ großen Kanalentwicklungszeit  $T_k$  aus einer Primärlawine heraus (siehe Abb. 14), so hat inzwischen die 2. Lawinengeneration hinreichend Zeit zur Entwicklung, und die von ihr produzierte und in Feldrichtung verschobene Trägerzahl ist we-

gen des großen  $\mu$  ausreichend, um eine merkliche Absenkung des angelegten Feldes zu bewirken. (Im Fall von Abb. 13 betrug z. B. die Absenkung des äußeren Feldes bereits 10% und erfolgte 140 nsec nach  $T_-$ .) War der betrachtete Kanal kurz vor diesem Spannungszusammenbruch aus der Primärlawine heraus gestartet (z. B. 10 bis 20 nsec vorher), dann konnte er wegen des zusammenbrechenden äußeren Feldes die Entladestrecke nicht mehr ganz überbrücken. Auf diese Weise stoppt die 2. Lawinengeneration des TOWNSEND-Aufbaus den Kanalaufbau. Hierbei wird die in der Entladestrecke und im Stoßkondensator gespeicherte Energie in einer über die gesamte Elektrodenfläche verteilten gleichmäßig blau leuchtenden TOWNSEND-Entladung umgesetzt. Dabei leuchtet jedoch der zuvor von dem gestoppten Kanal gebildete hochionisierte Trägerpfad besonders hell auf und hebt sich als weiß leuchtender Faden deutlich von der blau leuchtenden TOWNSEND-Entladung ab.

Abb. 15\* und 16 zeigen zwei Aufnahmen von diesen hell leuchtenden „Kanalfäden“. In Abb. 17 hat der kathodengerichtete Kanal bereits einen durchgehenden Trägerschlauch gebildet. In den Aufnahmen ist auch deutlich eine Streifenstruktur vor der Anode erkennbar, deren Entstehung im Vorangegangenen (Abb. 12, 13) gezeigt wurde. Leider überlagert sich bei den in Abb. 15 bis 17 gezeigten Aufnahmen die stromstarke Entladung allen früheren Entwicklungsstadien, so daß eine genauere Ausdeutung der Aufnahmen kaum möglich ist.

Entladungserscheinungen wie in Abb. 15, 16 konnten nur im Übergangsbereich erhalten werden. Bei Vergrößerung der Überspannung verlief der Durchbruch immer wie in Abb. 17; bei Erniedrigung der Spannung wurde nur noch die gleichmäßig leuchtende TOWNSEND-Entladung beobachtet.

Die hier durchgeführten Untersuchungen bestätigen also die aus den Aufbauzeitmessungen gezogenen Schlußfolgerungen über das Einsetzen des Kanalaufbaus in  $N_2$ .

Diese Arbeit ist der erste Teil einer Dissertation, die im Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg angefertigt wurde. Dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr. H. RAETHER, danke ich herzlich für die Themenstellung und die großzügige Förderung der Arbeit.

\* Abb. 15–17 auf Tafel S. 352 b.