

Zur Entwicklung einer Elektronenlawine bei Überspannung in N₂

Teil 2. Kanalaufbau

Von H. THOLL

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforschg. 19 a, 704—715 [1964]; eingegangen am 20. Februar 1964)

In N₂ and N₂ with a small amount of CH₄ the transition of an electron avalanche into the streamer formation (anode- and cathode directed streamers) was investigated under pulsed homogeneous field conditions. The temporal development of this transition was measured at different overvoltages using photomultiplier techniques and by photographing the discharge itself. By comparison of oscillograms and photographs the velocities of the anode directed streamers, which start at carrier amplifications of $\cong 10^8$, as well as the velocities of the cathode directed streamers were determined confirming the cloud chamber measurements. The anode directed streamer starts already in the region in which the carrier amplification is still reduced by the space charge of the avalanche itself. The cathode directed streamer always starts some nsec later. At the beginning of the development of the cathode directed streamer a small brightly shining neck appears in the region of the increased ionic space charge field of the avalanche, which can still be seen in later stages of the spark development.

Der vorliegende Teil II dieser Arbeit befaßt sich mit der experimentellen Untersuchung des Überganges einer Elektronenlawine in den Kanalaufbau, sowie der Entwicklung des Kanalaufbaus (anoden- und kathodengerichteter Kanal)¹. Hierzu wurde einerseits die von der Entladung emittierte Lichtstrahlung mit einem Photomultiplier registriert, um den zeitlichen Verlauf der Entwicklung zu beobachten; andererseits wurde die Entladung mit einer photographischen Kamera direkt photographiert, um die räumliche Verteilung des Lichtes zu studieren (siehe die genauere Darstellung des Verfahrens in Teil I). Die Entwicklung der Elektronenlawinen erfolgte im homogenen Feld unter dem Einfluß einer rechteckförmigen Stoßspannung verschiedener Dauer, und die für den Start der Entladung erforderlichen Primärelektronen werden durch einen kurzen UV-Blitz mittels Photoeffekt an der Kathode der Entladestrecke erzeugt². Das Ziel der vorliegenden Untersuchungen war die Gewinnung neuer Erkenntnisse über die zeitliche und räumliche Entwicklung einer Elektronenlawine beim Übergang in den anoden- und kathodengerichteten Kanal zwecks Erweiterung der bei den Nebelkammeruntersuchungen gewonnenen Ergebnisse zum Kanalaufbau³.

¹ Teil I, H. THOLL, Z. Naturforschg. 19 a, 346 [1964], enthält die Untersuchungen im Bereich des Generationenaufbaus und den Übergangsbereich Generationen—Kanalaufbau in N₂.

I. Allgemeine Ergebnisse zum Kanalaufbau

a) Einsatz des Kanalaufbaus in N₂ bei Verwendung von Überspannung

Zunächst wird ohne Hinzuziehung des photographischen Verfahrens der zeitliche Verlauf der Lichtemission beim Übergang der Lawinen in den Kanalaufbau mit dem Photomultiplier untersucht.

Abb. 1 zeigt ein Oszillogramm in N₂ bei einer Überspannung von 6.6%, also bei Bedingungen, unter denen noch Generationsaufbau vorliegt. Man erkennt den zur Zeit $t=0$ als Zeitmarke eingekoppelten Lichtblitz, der die Startelektronen erzeugt, den darauf folgenden Impuls der Primärlawine, dessen Maximum bei T_m liegt, und diesem folgend einen Stromanstieg, der durch die 2. Lawinengeneration verursacht wird. Da bei der vorliegenden Überspannung bereits $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) \cong 60$ ist, kann letzterer bei der in Abb. 1 verwendeten Registrierempfindlichkeit nicht bis zu dem Strommaximum der 2. Generation verfolgt werden.

Wie in Teil I gezeigt wurde, erreicht man in N₂ bei Überspannungen von ca. 17% ein Übergangsgebiet, in dem Kanalaufbau auftritt⁴, bei noch hö-

² H. THOLL, Z. Phys. 172, 536 [1963].

³ H. RAETHER, Z. Phys. 112, 464 [1939].

⁴ K. DEHNE, W. KÖHRMANN u. H. LENNÉ, Dielectrics 1, 129 [1963].



heren Überspannungen dominiert schließlich der Kanalaufbau.

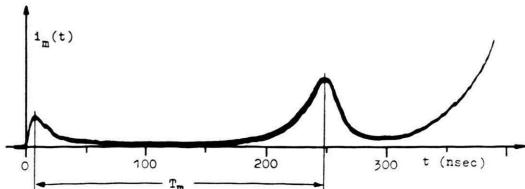


Abb. 1. Photomultiplierstromoszilloskopogramm einer Elektronenlawine in N_2 bei $p=400$ Torr, $E/p=40,33$ V/cm Torr. Überspannung $\Delta U/UD=6,6\%$, Elektrodenabstand $d=3$ cm, $\alpha_0=4,1$ cm $^{-1}$ nach 5; Erläuterungen im Text.

Abb. 2 zeigt ein Oszilloskopogramm in N_2 bei einer Überspannung von 19%, bei welcher bereits Kanalaufbau vorliegt, daran erkenntlich, daß direkt aus dem Lawinenmaximum heraus ein steiler Stromanstieg einsetzt. Dieser kann nicht von kathodischer

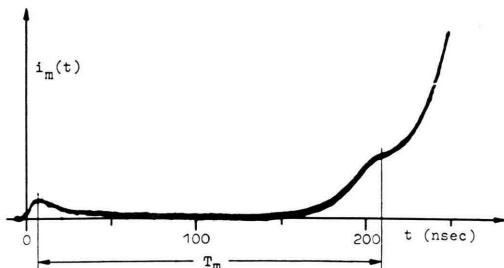


Abb. 2. Lawinenoszilloskopogramm mit Kanalanstieg aus dem Lawinenmaximum heraus in N_2 bei $p=400$ Torr, $E/p=45,2$ V/cm Torr. Überspannung $\Delta U/UD=19\%$, $d=3$ cm, $\alpha_0=8,4$ cm $^{-1}$ nach 5.

Nachlieferung (2. Generation) herrühren, denn zur Zeit des Maximums der Primärlawine ist der Strombeitrag der 2. Generation gegenüber dem Strom der Primärlawine noch zu vernachlässigen. Berechnet man aus E/p mit den α -Werten nach 5 die Trägerverstärkung für die erste Lawine, so erhält man, wenn die unterexponentielle Trägervermehrung infolge der Raumladungsbremseung berücksichtigt wird 2, für $n=9 \cdot 10^8$. Die kritische Verstärkung wird hier etwa an der Anode erreicht.

Bei einer Überspannung von 20,7% hingegen wird diese Trägerverstärkung noch vor der Anode erreicht, d. h. schon nach einem Laufweg von $x=0,86 d=2,6$ cm ($d=3$ cm). Es zeigt sich, daß der Kanalanstieg, der in Abb. 2 aus dem Lawinen-

maximum heraus einsetzte, nun noch früher auftritt, so daß das Maximum nur noch als Stufe erkennbar bleibt. Abb. 3 a, b zeigt die zugehörigen Oszilloskopogramme. In dem Lawinenanstieg der Abb. 3 b wird für $t < T_m$ ein stärkeres Wachsen beobachtet. Um dies besser erkennen zu können, wurden in Abb. 4 mehrere Oszilloskopogramme, wie sie in Abb. 3 b gezeigt wurden, die also den Stromanstieg in der Umgebung des Lawinenmaximums wiedergeben, halblogarithmisch umgetragen und unter Verzicht auf den zeitlichen Nullpunkt nebeneinander gezeichnet. Deutlich tritt im Anschluß an das Gebiet der Raumladungsbremseung (a), das im Trägerverstärkungsbereich von 10^6 bis zu einigen 10^8 liegt und von dem hier

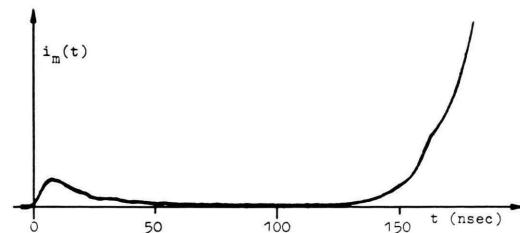


Abb. 3 a. Lawinenoszilloskopogramm mit Kanalanstieg bei $t < T_m$ in N_2 bei $p=400$ Torr, $E/p=45,9$ V/cm Torr, Überspannung $\Delta U/UD=20,7\%$, $d=3$ cm, $\alpha_0=9,5$ cm $^{-1}$ nach 5.

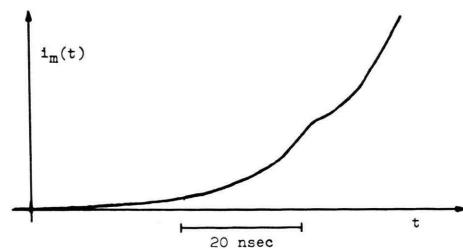


Abb. 3 b. Wie in Abb. 3 a, nur vergrößerte Zeitauflösung.

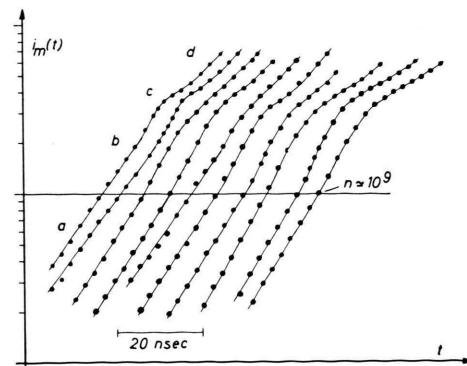


Abb. 4. Oszilloskopogramme wie in Abb. 3 b halblogarithmisch umgezeichnet; Erläuterungen dazu im Text.

5 H. MASCH, Arch. Elektrotechn. 26, 587 [1932]; diese α -Werte sind durch Messung an Elektronen- sowie Ionenströmen von Lawinen 2, 12 bestätigt worden.

nur der letzte Teil sichtbar ist, ein Bereich erhöhter Trägerzunahme auf, (b). In diesem Bereich sind die halblogarithmisch aufgetragenen Anstiege nach oben gekrümmt. An diesen Bereich schließt sich die bereits erwähnte Stufe (c) an, die als Rest des ehemaligen Lawinenmaximums betrachtet werden kann, wie auch aus der zeitlichen Reihenfolge der Oszillogramme in der folgenden Abb. 5 zu ersehen ist. Im Gebiet (d) liegt Kanalaufbau vor.

b) *Einsatz des Kanalaufbaus in $N_2 + 2,5\% CH_4$ bei Überspannung*

Abb. 5 zeigt dieselben Erscheinungen in N_2 mit 2,5% CH_4 -Zusatz. Durch diesen Zusatz verringert sich die kathodische Nachlieferung γ_p um etwa 2 Größenordnungen⁶, so daß $\mu = \gamma_p \cdot e^{\alpha d}$ im Vergleich zu reinem N_2 entsprechend verkleinert wird. Durch den CH_4 -Zusatz tritt also wegen der Verringerung von γ_p der Kanalaufbau bereits bei geringerer Überspannung auf ($\cong 7-8\%$), da die statische Durchbruchsspannung durch den CH_4 -Zusatz vergrößert wird⁷. In Abb. 5 wurden die Photomultiplierstromanstiege halblogarithmisch umgetragen und auf ihren zeitlichen Nullpunkt (Startzeitpunkt der Lawinen) bezogen dargestellt. Die Anstiege geben den mittleren Verlauf wieder, wie er aus etwa 10 Oszillogrammen erhalten wurde. Die experimentel-

len Daten zu den Anstiegen 1 bis 10 sind in der folgenden Tab. 1 wiedergegeben:

Die in Tab. 1 angegebenen α_0 -Werte wurden aus E/p berechnet. Hierzu wurden ebenfalls die α_0 -Werte nach⁵ benutzt⁸. Die Elektronendriftgeschwindigkeit v_- entstammt eigenen Messungen⁹. x_k und $n(x_k)$ wird weiter unten erklärt.

In Abb. 5 ist das Einsetzen des Kanalaufbaus etwa bei Anstieg 8 bis 9 beobachtbar, wie die dem Lawinenimpuls folgenden steilen Stromanstiege zeigen. Die weitere Erhöhung der Überspannung in 8 bis 1 (siehe Tab. 1) zeigt deutlich eine starke Abnahme der Entwicklungszeit bis zum Kanalanstieg, so daß in 4 und 5 der Kanalanstieg direkt aus dem Lawinenmaximum heraus erfolgt, wie es bereits in Abb. 2 in N_2 beobachtbar war. Gleichzeitig setzt auch hier das schon in reinem N_2 beobachtete stärkere Wachsen des Stromes ein (5 bis 1). Dabei verschwindet ebenfalls in zunehmendem Maße das Lawinenmaximum, so daß es in 1 nur noch als schwache Stufe erkennbar ist. Auffallend ist das starke zeitliche Vorrücken der Anstiege mit wachsender Überspannung.

Man kann aus Abb. 5 für die Anstiege 1 bis 5 die Zeit t_k ermitteln, nach welcher erhöhte Trägervermehrung einsetzt. Mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit v_- ¹⁰ läßt sich daraus der Driftweg $x_k = v_- t_k$

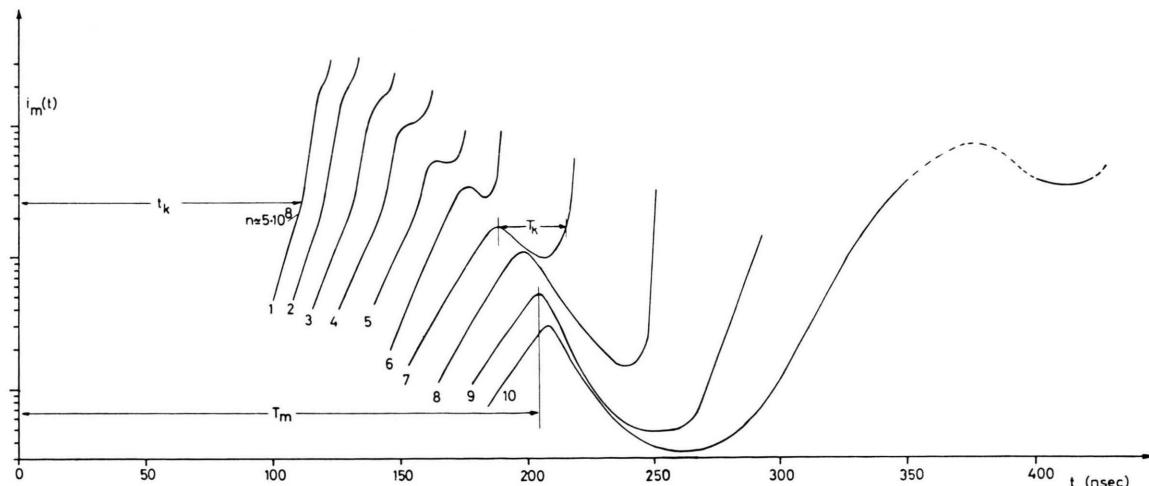


Abb. 5. Übergang der Lawine in den Kanalaufbau bei wachsender Überspannung in $N_2 + 2,5\% CH_4$ (halbilogarithmisch umgetragener mittlerer Verlauf der Multiplizieroszillogramme; genaue Erklärungen im Text; experimentelle Daten in Tab. 1).

⁶ U. DIBBERN, Z. Phys. **163**, 582 [1961].

⁷ H. HOGER, Dielectrics **1**, 94 [1963].

⁸ In ⁶ und ⁷ wurde gezeigt, daß durch den CH_4 -Zusatz die α -Werte für reinen N_2 nur geringfügig vergrößert werden.

⁹ H. THOLL, Z. Phys. **178**, 183 [1964].

¹⁰ Die Driftgeschwindigkeit v_- wurde dazu aus Abb. 6 der durchgezeichneten oberen Geraden entnommen, die den normalen Verlauf von v_- in diesem E/p -Bereich wiederibt (siehe nächsten Abschnitt).

Nr.	E/p [V/cm · Torr]	U/U_D [%]	α_0 [cm ⁻¹]	v_- [cm/sec]	t_k [nsec]	x_k [cm]	$n(x_k)$
1	48,31	19,3	12,9	$1,60 \cdot 10^7$	111	1,8	$5 \cdot 10^8$
2	47,68	18,0	12,1	$1,58 \cdot 10^7$	120	1,9	$5 \cdot 10^8$
3	47,06	16,2	11,3	$1,56 \cdot 10^7$	132	2,06	$5 \cdot 10^8$
4	46,43	14,6	10,5	$1,54 \cdot 10^7$	143	2,2	$5 \cdot 10^8$
5	45,81	13,1	9,8	$1,52 \cdot 10^7$	156	2,4	$5 \cdot 10^8$
					T_m	x_m	$n(x_m)$
6	45,18	11,6	8,9	$1,50 \cdot 10^7$	173	2,6	$5 \cdot 10^8$
7	44,56	10,0	8,2	$1,48 \cdot 10^7$	185	2,8	$5 \cdot 10^8$
8	43,93	8,5	7,4	$1,45 \cdot 10^7$	198	2,93	$3 \cdot 10^8$
9	43,31	7,0	6,8	$1,43 \cdot 10^7$	203	2,96	$1,3 \cdot 10^8$
10	42,68	5,4	6,3	$1,42 \cdot 10^7$	210	3,00	$6 \cdot 10^7$

Tab. 1. Gas: N₂ + CH₄; p_{N₂} = 390 Torr; p_{CH₄} = 10 Torr bei 20 °C; Elektrodenabstand d = 3 cm; E/p beim statischen Durchbruch E/p_D = 40,5 V/cm · Torr.

und wenn α_0 aus E/p ermittelt wird, auch die Trägerverstärkung $n(x_k)$ berechnen¹¹. Die Werte von t_k , x_k und $n(x_k)$ wurden in Tab. 1 eingetragen. In Tab. 1 wurden ebenfalls für die Anstiege 6 – 10 die Größen T_m (Zeit bis zum Lawinenmaximum), x_m und $n(x_m)$ angegeben, wobei x_m wie x_k ermittelt wurde. Die erhaltenen x_k - und x_m -Werte in Tab. 1 zeigen, da $x_k < d$ und auch $x_m < d$ sind, daß das zeitliche Vorrücken der Stromanstiege 1 bis 5 und auch bereits der Strommaxima in 6 bis 8 offenbar durch das Erreichen der hohen Trägerverstärkung von $> 10^8$ verursacht wird.

Zur Druckabhängigkeit der Anstiege in N₂ + CH₄:

Anstiege, die bei niedrigerem Druck, aber gleichem α_0 oszillographiert wurden, zeigen einen immer weniger ausgeprägten Teil erhöhter Trägervermehrung (Teil b in Abb. 4). In Tab. 2 wurde das zu jedem E/p und p gehörende $\alpha_0 = \text{const} = 12,9 \text{ cm}^{-1}$ und die Zeitkonstante der raumladeungsfreien Lawinen $\tau_0 = 1/\alpha_0 v_-$ sowie die den Anstiegen entnommenen Zeitkonstanten τ_k , Zeitkonstante im steilsten Teil des Bereichs erhöhter Trägervermehrung, und τ_R , Zeit-

konstante im letzten Teil des vorangehenden Raumladungsbremsbereichs, eingetragen. In Abb. 5 (p = 400 Torr) ist bei Anstieg Nr. 1 $\alpha_0 = 12,9 \text{ cm}^{-1}$.

Ein Vergleich zeigt, daß τ_0 und τ_R mit fallendem Druck kleiner werden – dies liegt an der Vergrößerung von v_- , da E/p bei niedrigerem Druck höher ist. Andererseits steigt jedoch die im aufgestellten Teil beobachtete Zeitkonstante τ_k mit fallendem Druck. Diese gegenläufige Veränderung der Zeitkonstanten im Kanal- und Lawinenbereich führt schließlich bei p = 50 Torr zu einem Verschwinden des Bereichs erhöhter Trägervermehrung.

II. Lawinengeschwindigkeit und anoden-gerichteter Kanal

a) Lawinengeschwindigkeit bei hohen Trägerverstärkungen

Es wurde den Oszillogrammen, wie Abb. 1 bis 3 a oder Abb. 5, die Zeit T_m entnommen und daraus eine Lawinendriftgeschwindigkeit $v_- = d/T_m$ berechnet. Für E/p-Werte, die Trägerverstärkungen von

Gesamtdruck	400 Torr	200 Torr	100 Torr	50 Torr
E/p in V/cm · Torr	48,31	55,2	64,7	78,5
α_0 in cm ⁻¹ nach ⁵	12,9	12,9	12,9	12,9
τ_0 in nsec	4,9	4,6	4,1	3,1
τ_R in nsec	7,4	7,8	6,6	$\simeq 4,0$
τ_k in nsec	3,3	4,4	4,8	$\simeq 4-5$

Tab. 2. Gas: N₂ + 2,5% CH₄; Elektrodenabstand d = 3 cm. Genauigkeit: für τ_0 : $\pm 5\%$ bei 400 und 300 Torr und $\pm 10\%$ bei 100 und 50 Torr; für τ_k : $\pm 5\%$ und für τ_R : $\pm 10\%$.

¹¹ Bei der Berechnung von $n(x_k)$ und $n(x_m)$ wurde die Raumladungsbremung der Lawinen für $n > 10^6$ berücksichtigt.

Dazu wurde das in ² abgeleitete Aufbaugesetz, Gl. (6), benutzt.

$<10^8$ liefern, ergeben diese v_- -Werte für N_2 , $N_2 + CH_4$ und CH_4 einen linearen Verlauf als Funktion von E/p ⁹ und stimmen gut mit den Werten anderer Autoren überein¹². In diesem E/p -Bereich ist also die Lawinengeschwindigkeit gleich der Driftgeschwindigkeit der Elektronen.

Bei E/p -Werten, die eine Trägerverstärkung von $\cong 10^8$ liefern, erhält man jedoch stets eine charakteristische Vergrößerung der so ermittelten Driftgeschwindigkeiten. Dies liegt daran, daß in diesen Bereichen die Strommaxima, wie z. B. in Abb. 5 Anstieg 9 bis 5, sowie die als Rest der Strommaxima zurückbleibende Stufe, wie in Anstieg 4 bis 1, stärker zeitlich vorrücken, als es durch lineare Extrapolation der v_- -Werte nach größeren E/p -Werten zu erwarten ist. Untersucht man andererseits den E/p -Bereich, in dem diese Abweichungen auftreten, bei

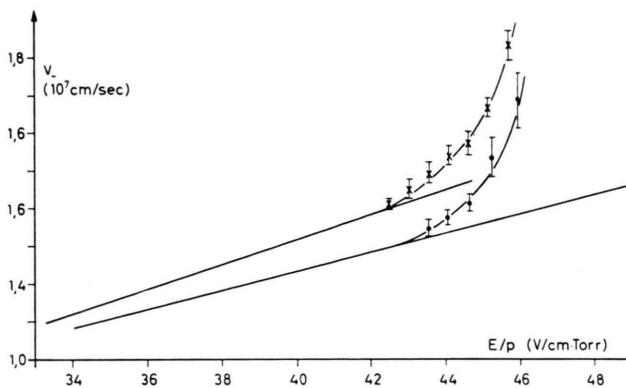


Abb. 6. Elektronendriftgeschwindigkeit $v_- = f(E/p)$; die untere Gerade gibt den Verlauf für N_2 wieder. \ddagger Meßwerte im Bereich der Abweichungen bei $p = 400$ Torr; die obere Gerade zeigt den Verlauf von v_- in $N_2 + 2,5\% CH_4$ bei $p_{\text{gesamt}} = 400$ Torr. \ddagger Meßwerte im Bereich der Abweichungen; Druckangaben bei $20^\circ C$. Die Balken I geben die relative Streuung der Meßwerte wieder.

niedrigerem Druck, wo diese hohen Trägerverstärkungen der Lawinen noch nicht erreicht werden, dann folgt v_- weiter dem linearen Verlauf. In Abb. 6 wurde dieses Verhalten der Driftgeschwindigkeit für N_2 und für $N_2 + CH_4$ und in Abb. 7 für CH_4 aufgetragen. Diese Erscheinung der anomalen Verkürzung von T_m hängt mit der hohen Trägerverstärkung der Lawinen und ihrem Übergang in den anodengerichteten Kanal zusammen.

b) Geschwindigkeit des anodengerichteten Kanals

Dieser Schluß wird durch gleichzeitige photographische Aufnahmen bestätigt. Es wurde hierzu durch Anwendung höherer Überspannung der Wert von x_k noch weiter verkleinert, um das Verhalten des anodengerichteten Kanals zu beobachten. Da die photographische Platte das Licht integriert, und daher spätere Stadien der Entwicklung unterdrückt werden müssen, wurde die Spannung im geeigneten Moment rasch abgeschaltet.

Die Abb. 8 a, b zeigt nun die Entwicklung der Lawine in den zur Anode gerichteten Plasmakanal bei $p = 300$ Torr, gleichzeitig verfolgt mit dem Photomultiplier und der photographischen Kamera. Analoge Experimente wurden auch bei einem Druck von 150 und 400 Torr durchgeführt. (Photographische Aufnahmen dieser Entwicklung bei $p = 400$ Torr siehe in¹³.) Die experimentellen Daten und die erhaltenen Meßergebnisse sind in der folgenden Tab. 3 angegeben:

In Abb. 8 a wurden die Multiplierstromanstiege halblogarithmisch umgetragen und übereinander gezeichnet. Wegen des Abschaltens des angelegten Feldes durchlaufen die sonst zum Durchschlag führenden Anstiege ein Maximum. Nach Abschalten des

Gesamtdruck bei $20^\circ C$	400 Torr	300 Torr	150 Torr	Luft 270 Torr
Überspannung in %	20,8	22,0	23,5	
E/p in V/cm Torr	49,02	51,5	60,0	
z_0 in cm^{-1}	13,5	13,5	13,5	
v_{AK} in cm/sec	$1 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^7$	$9 \cdot 10^7$	$7 - 9 \cdot 10^7$
x_k in cm	1,5	1,5	1,5	
d_A in mm	0,9	1,0	1,4	

Tab. 3. Gas: $N_2 + CH_4$; CH_4 -Zusatz = 2,5% des Gesamtdrucks; Elektrodenabstand: $d = 3$ cm.

Bei x_k erreichen die Lawinen bei Berücksichtigung der Raumladungsbremse eine Trägerverstärkung von 10^8 . Genauigkeit von v_{AK} : $\pm 20\%$; Genauigkeit von d_A : $\pm 10\%$.

¹² L. FROMMHOLD, Z. Phys. **160**, 554 [1960]; **156**, 144 [1959].

¹³ H. THOLL, Z. Naturforschg. **18 a**, 587 [1963].

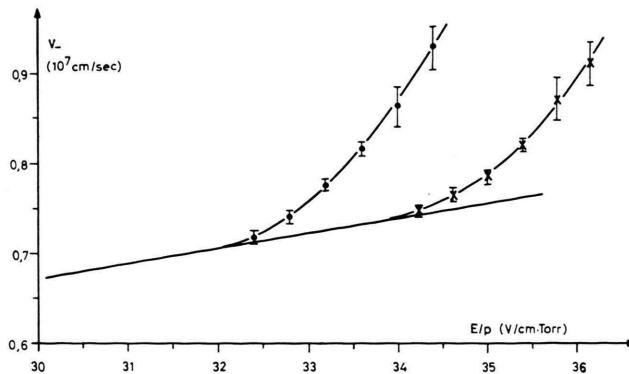


Abb. 7. $v_- = f(E/p)$ in CH_4 ; \square Meßwerte im Bereich der Abweichungen bei $p = 400$ Torr, \blacksquare bei $p = 275$ Torr.

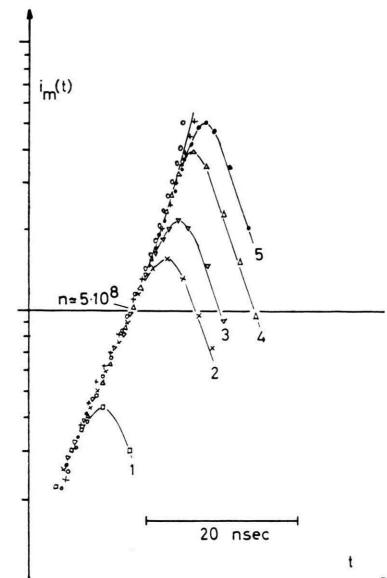


Abb. 8 a. Halblogarithmisch umgetragene und übereinander gezeichnete Photomultiplierstromanstiege im Übergangsgebiet der Lawine in den Kanalaufbau für $N_2 + CH_4$ bei $p = 300$ Torr (exp. Daten in Tab. 3).

Feldes klingt die emittierte Lichtstrahlung mit der Zeitkonstanten τ_a , die der Lebensdauer der angeregten Zustände der Moleküle entspricht, wieder auf Null ab. Die im vorangegangenen Abschnitt im Anstieg beobachtete Stufe ist hier wegen der noch größeren Überspannung fast ganz verschwunden. Der zeitliche Nullpunkt, also der Startzeitpunkt der Lawinen, liegt etwa 100 nsec früher links außerhalb der Abbildungen. In Abb. 8 b * sind die zu 8 a gehörenden photographischen Aufnahmen wiedergegeben. Die Numerierung zusammengehörender Anstiege und Photographien erfolgt in jeder Abb. fortlaufend von 1

Aus der Laufzeit der Lawinen, die zwischen 90 und 105 nsec liegt, und der Driftgeschwindigkeit v_- berechnet sich für die erste Aufnahme von Abb. 8 b ein Laufweg von $x \approx 1,6$ bis 1,7 cm. In der Aufnahme ist jedoch eine Leuchterscheinung bereits bis $x \approx 2$ cm vorgewachsen, d. h. die Lawine hat sich bereits deformiert und entwickelt sich schneller zur Anode hin. Es liegt also das Anfangsstadium eines anodengerichteten Kanals vor, wie er bereits in der Nebelkammer gefunden wurde³. Dieser entwickelt sich im weiteren mit hoher Geschwindigkeit zur Anode hin. Der Durchmesser d_A des Kanals ist bei niedrigem Druck ersichtlich größer als bei hohem Druck. Die Werte von d_A sind in Tab. 3 angegeben.

Aus dem zeitlichen Abstand der Maxima in Abb. 8 a, der ein Maß für die Verlängerung des an der Entladestrecke liegenden Spannungsstoßes ist, und aus dem entsprechenden Längenzuwachs der Kanäle in der Abb. 8 b lässt sich die Vorwachsgeschwindigkeit \bar{v}_{AK} des anodengerichteten Kanals berechnen, siehe Tab. 3. Diese stimmt mit dem bei den Nebelkammermessungen³ in Luft gefundenen Wert überein, der ebenfalls zum Vergleich in Tab. 3 eingetragen wurde. Dabei stellt \bar{v}_{AK} die mittlere Vorwachsgeschwindigkeit des anodengerichteten Kanals von $x = 2$ bis 3 cm dar. Bei der Auswertung zeigte sich deutlich die Tendenz, daß die Frontgeschwindigkeit des Kanals v_{AK} kurz nach dem Start des Kanals in der Umgebung von 2 cm kleiner als der Mittelwert \bar{v}_{AK} war, dagegen war vor der Anode v_{AK} größer als \bar{v}_{AK} . Beim Übergang in den anodengerichteten Kanal erfolgt also offenbar eine stetige Vergrößerung der Frontgeschwindigkeit. Bei den hier vorliegenden Versuchsbedingungen erreichten die Lawinen nach einem Laufweg von $x \approx 1,5$ cm die Trägerverstärkung von 10^8 , und in dem darauffolgenden Wegintervall zwischen 1,5 und 2 cm erhöht sich die Frontgeschwindigkeit des Lawinenkopfes auf das ungefähr 4-fache der normalen Driftgeschwindigkeit. Dieser stetige Übergang macht es unmöglich, einen genauen Zeitpunkt oder Laufweg anzugeben, bei dem dieser Übergang erfolgt. Es wurde deshalb in Abb. 8 b zwischen 1,5 und 2 cm ein schraffiertes Übergangsintervall angegeben.

* Abb. 8 b, 10 b, 11, 12 und 13 findet man auf Tafel S. 712 a, b.

Diese Geschwindigkeitserhöhung beim Übergang in den anodengerichteten Kanal läßt sich in folgender Weise deuten¹⁴:

Erreicht eine Elektronenlawine die Trägerverstärkung von ungefähr 10^8 , dann entsteht auf Grund der Raumladung der Elektronen ein überhöhtes Frontfeld, und der Schwerpunkt der Ionisation wird in zunehmendem Maße nach vorn in dieses Feld verlagert. Hinzu kommt, daß in diesem Frontfeld durch gasionisierende Strahlung^{3, 15} ständig neue Elektronen produziert werden. Der hintere Teil des Lawinenkopfes liegt in einem gegen E_0 abgesenkten Feld, so daß dort die Ionisation vermutlich fast ganz aufhört. Dieses Verhalten bewirkt eine starke Deformation des Lawinenkopfes und hat zur Folge, daß sich die Front des Kopfes mit einer Geschwindigkeit, die größer als v_- ist, zur Anode hin bewegt. Das Eintreffen der Elektronenfront an der Anode wird etwa mit dem Strommaximum identisch sein, da sich die im hinteren Teil des sich ausbildenden Trägerschlauches befindlichen Elektronen wegen des dort herrschenden niedrigen Feldes zunächst kaum vermehren, sofern der Trägerkanal noch nicht allzu lang ist. Diese Annahme wird durch die photographischen Aufnahmen (Abb. 8 b) bestätigt, welche zeigten, daß die Trägerzunahme während des Vorwachsens des anodengerichteten Kanals hauptsächlich nur in der Front desselben erfolgt. Dieser beschriebene Mechanismus bewirkt eine scheinbare Verkürzung der Lawinenflugzeit, und die in Abb. 6 und 7 wiedergegebenen, aus der Zeit T_m berechneten Driftgeschwindigkeiten $v_- = d/T_m$ fallen deshalb zu groß aus.

Prinzipiell läßt sich aus Abb. 6, 7 ebenfalls \bar{v}_{AK} , die mittlere Vorwachsgeschwindigkeit des anodengerichteten Kanals, bestimmen, denn die gesamte Lawinenflugzeit T_m setzt sich wie folgt zusammen:

$$T_m = \frac{x_k}{v_-} + \frac{d - x_k}{\bar{v}_{AK}},$$

wobei v_- der linearen Extrapolation in Abb. 6 entnommen werden kann. Da jedoch der Anteil der normalen Lawinenflugzeit x_k/v_- erheblich größer als der Anteil der Vorwachszeit des anodengerichteten Kanals $(d - x_k)/\bar{v}_{AK}$ ist, läßt sich \bar{v}_{AK} aus der T_m -Messung nur sehr ungenau ermitteln. Es ergeben sich jedoch \bar{v}_{AK} -Werte, die größtenteils mit den in Tab. 3 angegebenen übereinstimmen.

¹⁴ H. RAETHER, Erg. exakt. Naturwiss. **22**, 73 [1949].

¹⁵ A. PRZYBYLSKI, Z. Phys. **151**, 264 [1958]; **168**, 504 [1962].

c) Zeitliche und räumliche Trägerzunahme beim Übergang der Lawine in den anodengerichteten Kanal

In Abschnitt I b war eine schnellere Entwicklung des Lawinenkopfes zur Anode hin bereits in Anstiegen beobachtbar, die noch keine erhöhte Trägervermehrung erkennen ließen (siehe in Abb. 5 die Anstiege 9 bis 6). Die Gegenüberstellung von Stromanstieg und photographischer Aufnahme zeigt nun ebenfalls, daß der Beginn der stärkeren Trägervermehrung nicht mit dem Start des anodengerichteten Kanals identisch ist. Zum Beispiel beginnt im Abb. 8 a die schnellere Trägervermehrung bei Oszillogramm 3, die Kanallänge beträgt jedoch zu diesem Zeitpunkt bereits $\cong 0,9$ cm.

Dieser Vergleich der Anstiege mit den photographischen Aufnahmen wurde an einer erheblich größeren Zahl durchgeführt und führte stets zu dem gleichen Ergebnis. Die zeitliche Trägerzunahme im anodengerichteten Kanal unterscheidet sich also zu Beginn seiner Entwicklung nicht von der einer „raumladungsgebremsten“ Lawine.

Die Aufnahme Abb. 8 b zeigt auch, daß der anodengerichtete Kanal zunächst relativ konstante Leuchtdichte aufweist. Nimmt man an, daß die von einem Ort des Kanals abgestrahlte Lichtintensität der dort herrschenden Elektronendichte proportional ist und berücksichtigt man die zeitliche Aufintegration des abgestrahlten Lichtes durch die photographische Kamera, so läßt sich aus dem gleichmäßig leuchtenden Kanal schließen, daß der Trägerzuwachs während des Vorwachsens hauptsächlich in der Front des anodengerichteten Kanals erfolgt. Dieser Schluß wird durch die zeitliche Reihenfolge der Aufnahmen bestätigt, welche ebenfalls zeigen, daß sich während des Vorwachsens die Intensität im anodengerichteten Kanal nicht wesentlich erhöht. Auffallend ist, daß in dem schraffiert gezeichneten Übergangsintervall der Lawine die Erhöhung der Lichtintensität bis in relativ späte Entwicklungsstadien hinein nur langsam erfolgt. Diese Erscheinung ist bei höherem Druck stärker ausgeprägt als bei niedrigem (siehe z. B. in Abb. 8 b die Nr. 5 bis 7 oder auch in¹³).

Der steilere Anstieg in den Oszillogrammen ist mit einer Lichtintensitätssteigerung im anodengerichteten Kanal verbunden (siehe in Abb. 8 b die Nr. 5 – 7). Offenbar erfolgt nun eine weitere Ionisation durch die im Plasmaschlauch des anodengerichteten Kanals zurückgebliebenen Elektronen. Bei der An-

kunft des anodengerichteten Kanals an der Anode werden der Entladung eine merkliche Anzahl von Elektronen entzogen. Wegen der weiteren Stromsteigerung in der Strecke kommt es dabei jedoch zu keinem ausgeprägten Strommaximum mehr, sondern der Ankunftszeitpunkt deutet sich nur noch in Form einer Stufe an, wie sie z. B. in Abb. 5 in den Anstiegen 4 bis 1 beobachtet wurde. Mit wachsender Überspannung verschwindet diese fast, da dann die pro Zeiteinheit aus der Strecke abwandernde Elektronenzahl klein gegenüber der pro Zeiteinheit in der Strecke neu gebildeten Elektronenzahl ist. Dieser Fall liegt z. B. in Abb. 8 a, b vor. In Abb. 8 a, b ist jedoch auch zu erkennen, daß mit dem Einsetzen des steileren Stromanstieges zusätzlich noch die Entwicklung einer zur Kathode gerichteten Leuchterscheinung, dem sogenannten kathodengerichteten Kanal, abläuft. Dieser kathodengerichtete Kanal wird in Abschnitt III genauer behandelt.

d) Übersicht über die Entwicklung des anodengerichteten Kanals

Abschließend soll an Hand von Abb. 9 noch ein zusammenhängender Überblick über die Entwicklung einer Elektronenlawine und ihren Übergang in den anodengerichteten Kanal gegeben werden. Zur Darstellung von Abb. 9 wurden die experimentellen Bedingungen von Abb. 8 a, b benutzt (siehe Tab. 3 bei $p = 300$ Torr). Es wurde auf der oberen Zeitachse der Abb. 9 der zeitliche Verlauf der Träger-

verstärkung schematisiert gezeichnet wiedergegeben. Auf der darunter liegenden x -Achse ist der jeweilige Ort angegeben, an welchem sich die Elektronenfront zu dem angegebenen Zeitpunkt befindet. Unter der x -Achse ist der Ort und die Form des Lawinenkopfes bzw. des anodengerichteten Kanals etwa maßstabsgerecht eingezeichnet. Die gesamte Entwicklung läßt sich danach grob in vier Bereiche einteilen, wobei jeder Bereich stetig in den anderen übergeht:

Bereich I:

$t = 0 - 60$ nsec; $x \cong 0 - 1$ cm; $n(x) = 1 - 10^6$; in diesem Bereich liegt Trägervermehrung nach der Beziehung $n(x) = \exp(\alpha_0 x)$ vor.

Bereich II:

$t = 60 - 90$ nsec; $x \cong 1 - 1,5$ cm; $n(x) = 10^6 - 10^8$; die Lawine vermehrt sich in diesem Bereich auf Grund der eigenen Raumladung nur noch unterexponentiell. Die Trägervermehrung $n(x)$ läßt sich mit dem in ² abgeleiteten Aufbaugesetz Gl. (6) sowie mit den in ¹⁶ angegebenen Beziehungen beschreiben.

Bereich III:

$t = 90 - 100$ nsec; $x \cong 1,5 - 2$ cm; $n \cong 10^8 - 5 \cdot 10^8$; in diesem Übergangsbereich der Lawine in den anodengerichteten Kanal beginnt eine zunehmende Deformation des Lawinenkopfes in Feldrichtung. Die Trägervermehrung als Funktion der Zeit erfolgt weiter unterexponentiell.

Bereich IV:

$t = 100 - 110$ nsec; $x = 2 - 3$ cm; $n > 5 \cdot 10^8$; in diesem Entwicklungsbereich des anodengerichteten Kanals hat die Vorwachsgeschwindigkeit der Front bereits große Werte erreicht ($\bar{v}_{AK} = 9 \cdot 10^7$ cm/sec). Die Lawine geht sehr rasch in einen langen Plasmashlauch über und dieser erreicht die Anode. Im letzten Teil des Bereichs IV setzt stärkere Trägervermehrung ein (rechts von der gestrichelten Geraden).

Hätte die Lawine die gesamte Entladestrecke mit ihrer normalen Driftgeschwindigkeit $v_- = 1,65 \cdot 10^7$ cm/sec durchquert, dann wäre sie erst nach der in Abb. 9 eingezeichneten Zeit $T_- = 182$ nsec an der Anode angekommen. Durch den Übergang in den anodengerichteten Kanal erreicht dessen Elektronenfront die Anode jedoch bereits nach $t = 110$ nsec.

III. Zum kathodengerichteten Kanal

In den letzten Aufnahmen der Abb. 8 b ist die Entwicklung eines leuchtenden Kanals zu erkennen, der von der kathodengerichteten Seite des schraffierten Übergangsintervalls aus zur Kathode hin vorwächst. Es ist nun sehr interessant, daß dieser kathodengerichtete Kanal im Gegensatz zum anodengerichteten Kanal bei seiner Bildung eine außer-

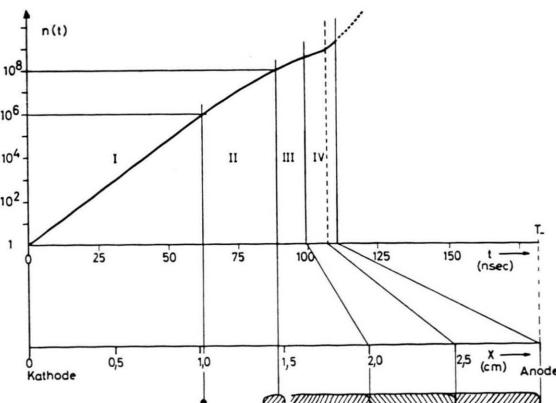


Abb. 9. Schematische Darstellung des zeitlichen und örtlichen Übergangs einer Lawine in den anodengerichteten Kanal; weitere Erläuterungen im Text (experimentelle Daten dazu wie in Abb. 8 a, b siehe Tab. 3).

ordentlich inhomogene Intensitätsstruktur entwickelt. Ganz besonders auffallend ist dabei die Ausbildung einer intensiv leuchtenden schmalen Zone auf der kathodengerichteten Seite des ehemaligen Lawinenkopfes. Im folgenden wird untersucht, in welcher Weise sich diese Struktur verändert, wenn die Lawinen zur Erreichung der für den Kanalmechanismus erforderlichen Trägerzahl verschiedenen lange Laufwege benötigen.

a) Photographische Aufnahmen von der Entwicklung des kathodengerichteten Kanals und vom Übergang in den Funken

Die Untersuchungen wurden in N_2 und in $N_2 + CH_4$ durchgeführt. Die experimentellen Bedingungen sind unter der jeweiligen Abb. angegeben.

In Abb. 10 a, b wurde die Überspannung so gewählt, daß die Lawinen ihre kritische Trägerverstärkung an der Anode erreichten. Die photographischen Aufnahmen in Abb. 10 b zeigen nun die Entwicklung des kathodengerichteten Kanals in $N_2 + CH_4$ unter diesen Verhältnissen. Die unter den Aufnahmen der Abb. 10 b angegebenen Zeitdifferenzen wurden aus der Abb. 10 a ermittelt. In Abb. 10 a wurden die Oszillogramme eines Zweistrahlloszillographens (Tektronix 555) derart übereinander gezeichnet, daß in dem oberen Strahl, der den Photomultiplierstrom $i_m(t)$ wiedergibt, die Kanalanstiege zur Deckung gebracht wurden. Dadurch streuen wegen der unterschiedlichen Kanalentwicklungszeit T_k die Lawinenmaxima zeitlich gegeneinander. Der darunter liegende Strahl, der den Spannungsverlauf $U(t)$ an der Entladestrecke darstellt und der mit dem oberen Strahl zeitlich synchronisiert ist, liefert den Abschalt-

zeitpunkt des äußeren Feldes. Für jede Aufnahmengruppe in Abb. 10 b wurde in 10 a der Übersicht halber nur ein Oszillogramm gezeigt. Die Numerierung in Abb. 10 a, b erfolgt fortlaufend von 1 Bei den gezeigten Oszillogrammen liegt der Startzeitpunkt links außerhalb der Abb. 10 a, da die Elektronenflugzeit $T_e = 180$ nsec beträgt. In Abb. 10 b wurde wieder schraffiert das Intervall eingezeichnet, in dem der Übergang in den anodengerichteten Kanal vor sich geht (siehe vorangegangener Abschnitt). Dieses liegt in diesem Fall dicht vor der Anode, und die Trägerverstärkung der Lawinen beträgt bei Erreichen des Intervalls $\cong 10^8$.

Unter den Verhältnissen der Abb. 10 a, b durchqueren die Lawinen die gesamte Entladestrecke und erreichen die Anode mit bereits merklich deformiertem Lawinenkopf und einer Trägerverstärkung von $\cong 4 \cdot 10^8$. Die Deformation beginnt bei Erreichen des schraffierten Übergangsintervalls, das bei diesen experimentellen Bedingungen $\cong 4$ mm vor der Anode beginnt. Der anodengerichtete Kanal ist also nur in seinem Ansatz ausgebildet. Wie aus den Oszillogrammen der Abb. 10 a hervorgeht, erfolgt erst nach Eintritt des Elektronenschwärms der Lawine in die Anode nach einer stark streuenden Kanalentwicklungszeit T_k ein steiler Stromanstieg. Der Vergleich der Oszillogramme mit den dazu gehörenden photographischen Aufnahmen zeigt nun eindeutig, daß dieser steile Stromanstieg durch die Ausbildung eines zur Kathode gerichteten Kanals (Vorwachsen und Ionisation in ihm) verursacht wird. Die experimentellen Bedingungen in Abb. 10 a, b entsprechen etwa den in Abb. 5 bei Anstieg 8 vorliegenden (in Abb. 5 war bei Anstieg 8 $\alpha_0 = 7,4 \text{ cm}^{-1}$ und hier ist $\alpha_0 = 7,7 \text{ cm}^{-1}$).

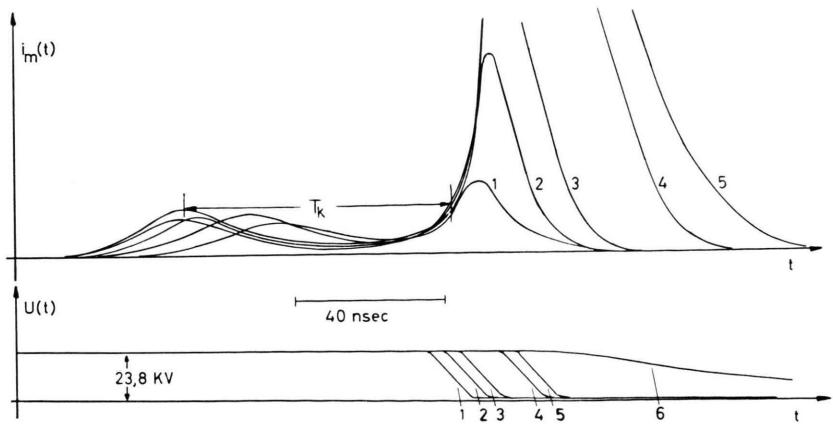


Abb. 10 a. Oben: Photomultiplierstrom mehrerer Lawinen mit nachfolgendem Kanalanstieg, der durch Abschalten des angelegten Feldes gestoppt wurde, übereinander gezeichnet. Unten: Spannungsverlauf an der Entladestrecke; bei 1 bis 5 wurde das angelegte Feld abgeschaltet; 6 zeigt den Spannungszusammenbruch bei nicht abgeschaltetem Feld (Exp. Daten: $N_2 + 2,5\% CH_4$; Gesamtdruck $p = 150$ Torr; $E/p = 52,7$ V/cm Torr; Überspannung = $8,4\%$; $\alpha_0 = 7,7 \text{ cm}^{-1}$; mittlere Trägerverstärkung $n \cong 4 \cdot 10^8$).

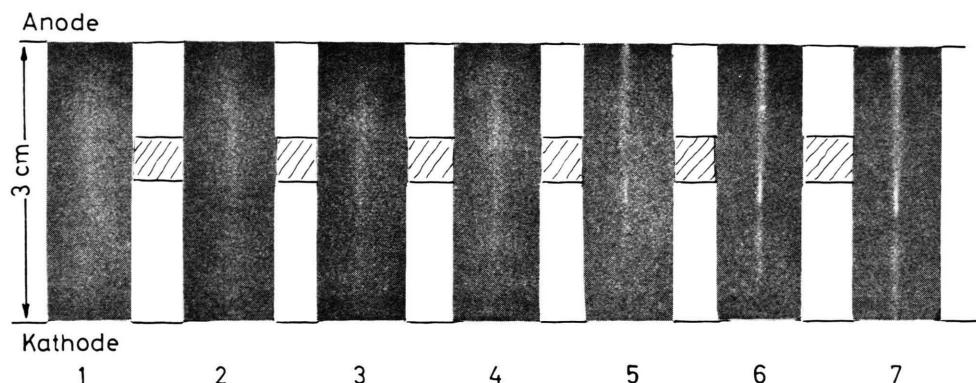


Abb. 8 b. Zu den Anstiegen in Abb. 8 a gehörende photographische Aufnahmen von der Entwicklung des anodengerichteten Kanals. (Die Zeitdifferenz zwischen Bild 1 und Bild 4 beträgt ≈ 12 nsec und zwischen Bild 4 und Bild 7 etwa 3 nsec.) Schraffiert das Übergangsintervall der Lawine in den anodengerichteten Kanal. Die sehr schwachen Leuchterscheinungen in Bild 1, 2 sind infolge der Kontrastabschwächung bei der Reproduktion kaum noch erkennbar. Dies gilt auch für Bild 1 in Abb. 10 b.

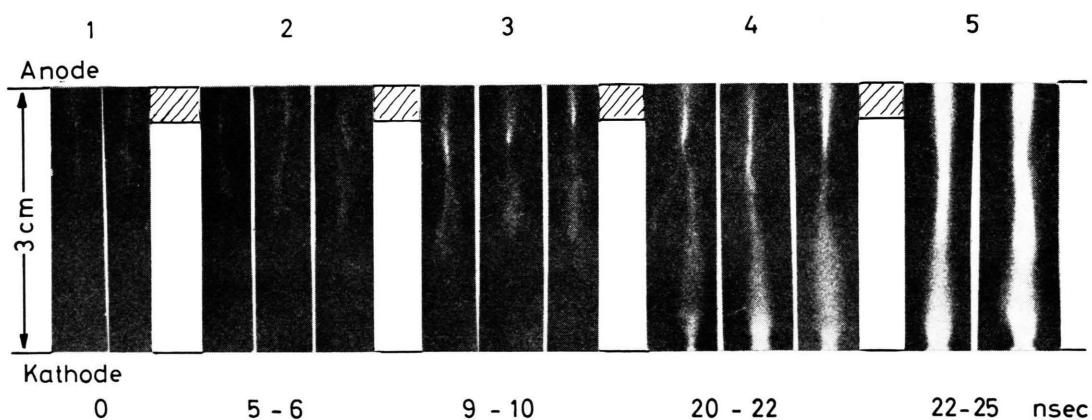


Abb. 10 b. Die zu Abb. 10 a gehörenden photographischen Aufnahmen von der Entwicklung des kathodengerichteten Kanals und vom Übergang in den Funken. Unter den Aufnahmen die Zeitdifferenzen, wie sie aus Abb. 10 a ermittelt wurden, bezogen auf Bild 1 als zeitlichen Nullpunkt. (Weitere Erläuterungen im Text.)

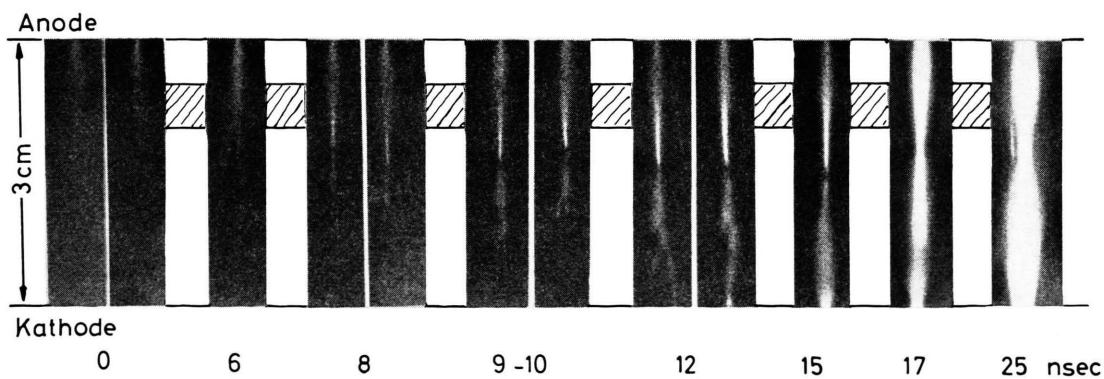


Abb. 11. Photographische Aufnahmen von der Entwicklung des kathodengerichteten Kanals und vom Übergang in den stromstarken Funken bei gegenüber Abb. 10 a, b erhöhter Überspannung. Der Spannungszusammenbruch erfolgt etwa 10 nsec nach der letzten Aufnahme (Exp. Daten: $N_2 + 2,5\% CH_4$; $p_{\text{gesamt}} = 300$ Torr; $E/p = 49,0$ V/cm Torr; Überspannung = 16,2%; $\alpha_0 = 10,3$ cm $^{-1}$).

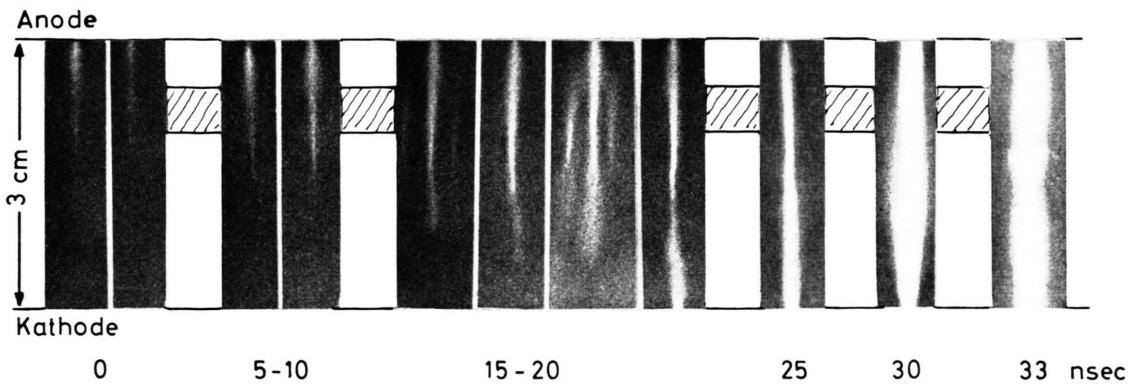


Abb. 12. Entwicklung des kathodengerichteten Kanals in N_2 bei etwa den gleichen Verhältnissen wie in Abb. 11. Spannungszusammenbruch ≈ 10 nsec nach letzter Aufnahme (Exp. Daten: $p=300$ Torr; $E/p=49,9$ V/cm Torr; Überspannung=25,6%; $\alpha_0=11$ cm^{-1}).

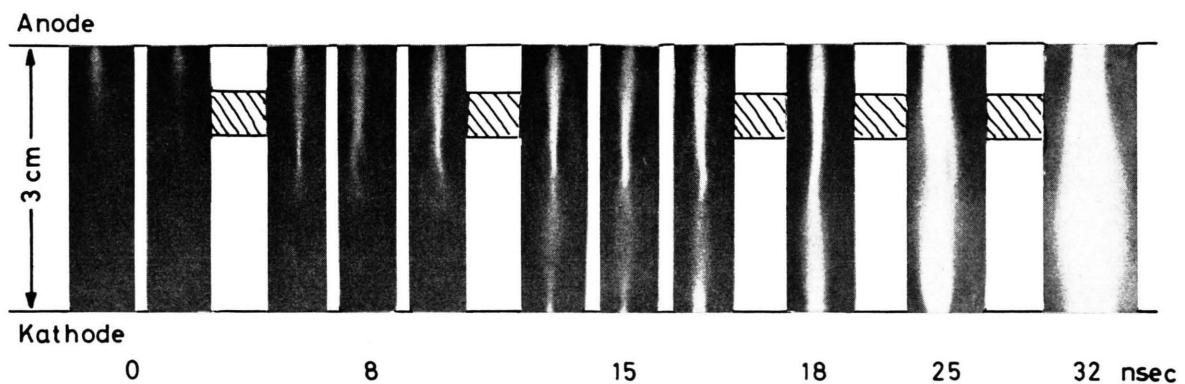


Abb. 13. Entwicklung des kathodengerichteten Kanals in N_2 bei verringertem Druck; Spannungszusammenbruch ≈ 10 nsec nach letzter Aufnahme (Exp. Daten: $p=150$ Torr; $E/p=57,3$ V/cm Torr; Überspannung=30%; $\alpha_0=11$ cm^{-1}).

Oszillogramme wie in Abb. 10 a wurden auch in organischen Dämpfen, wie z. B. in Äther oder in Methylal, bei der statischen Durchbruchsspannung beobachtet, in denen wegen des kleinen γ zur Erreichung der für den Kanalaufbau erforderlichen Trägerverstärkung keine Überspannung notwendig ist^{17, 18}. Der steile Stromanstieg wurde in diesen Arbeiten ebenfalls als kathodengerichteter Kanal gedeutet, welcher andererseits in den früheren Nebelkammeruntersuchungen^{3, 14} als eine mit $1 - 2 \cdot 10^8$ cm/sec zur Kathode vorwachsende Spur beobachtet werden konnte. Auch in neueren Untersuchungen mit dem Bildwandler wurde die Spur dieses kathodengerichteten Kanals beobachtet¹⁹.

Abb. 11 zeigt die zeitliche und örtliche Entwicklung bei erhöhter Überspannung in $N_2 + CH_4$ ($p = 300$ Torr) sowie den weiteren Übergang in den stromstarken Funken. In dieser Abbildung hat sich das Übergangsintervall bereits weiter zur Kathode hin verlagert. Die Trägerverstärkung an seiner unteren Grenze beträgt wieder etwa 10^8 . Die Entwicklung des anodengerichteten Kanals ist in dieser Abbildung bereits abgeschlossen und es wird nur die Bildung des kathodengerichteten Kanals verfolgt.

Wie die Entwicklung des kathodengerichteten Kanals bei noch höherer Überspannung in $N_2 + CH_4$ erfolgt, kann aus der schon gezeigten Abb. 8 b bei $p = 300$ Torr ersehen werden.

In Tab. 4 (Abschnitt III c) wurde die Zeit t_{AK} angegeben, das ist das Zeitintervall zwischen der Ankunft des anodengerichteten Kanals an der Anode und des kathodengerichteten Kanals an der Kathode. Mit wachsender Überspannung (wachsendes E/p) verkürzt sich diese Zeit t_{AK} sehr erheblich. Diese Tatsache läßt also deutlich erkennen, daß das angelegte Feld noch einen wesentlichen Einfluß auf die Kanalentwicklung ausübt. Bei sehr hoher Überspannung, wie z. B. in Abb. 8, erreichen anodengerichteter und kathodengerichteter Kanal fast gleichzeitig die Elektroden. Daraus läßt sich schließen, daß der Beginn der Entwicklung des kathodengerichteten Kanals bereits während des Vorwachsens des anodengerichteten Kanals erfolgt.

In Abb. 12 ist die Entwicklung des Kanalaufbaus in Stickstoff bei $p = 300$ Torr und in Abb. 13 bei $p = 150$ Torr wiedergegeben. Auch in diesen Ab-

bildungen ist der anodengerichtete Kanal bereits ausgebildet und es wird nur die Entwicklung des kathodengerichteten Kanals gezeigt. Die Trägerverstärkung der Lawinen beträgt in N_2 bei Erreichen des schraffierten Übergangsintervalls $\cong 3 - 4 \cdot 10^8$.

b) Zeitlicher und räumlicher Verlauf der Lichtemission im kathodengerichteten Kanal

Bei der Betrachtung der vorgelegten Abb. 8 bis 13 fällt besonders die schmale intensiv leuchtende Zone auf, die sich bei der Entwicklung des kathodengerichteten Kanals zuerst ausbildet. Diese leuchtende Zone trat mit großer Regelmäßigkeit in allen beobachteten Aufnahmen auf. Mit wachsender Überspannung (Vergrößerung von α_0 , vgl. z. B. Abb. 10 mit 11 und 8) verlagert sich dieses Gebiet in zunehmendem Maße in Richtung Kathode. Es bildet sich jedoch immer auf der kathodengerichteten Seite des schraffierten Übergangsintervalls aus, innerhalb welchem der Lawinenkopf in den anodengerichteten Kanal entartete. Die Ausdehnung dieser Zone in Feldrichtung ist etwa 5 – 10-mal so groß wie ihr Durchmesser in radialer Richtung. Der Durchmesser dieser Zone senkrecht zum angelegten Feld beträgt in N_2 etwa 0,6 – 0,8 mm bei einem Druck von 300 – 150 Torr und in $N_2 + CH_4$ 0,3 – 0,7 mm bei einem Druck von 400 – 150 Torr. Es ist bemerkenswert, daß dieser Durchmesser etwa mit der Spurbreite $2 r_D$ der Lawinen übereinstimmt, welche diese beim Durchlaufen dieser Zone hatten, wenn zur Berechnung von r_D Elektronentemperaturen von 2 bis 3 Volt verwendet werden.

Eine plausible Erklärung für die Ausbildung dieser hell leuchtenden Zone läßt sich in Übereinstimmung mit bestehenden Vorstellungen zur Entwicklung des kathodengerichteten Kanals in folgender Weise durchführen^{3, 14, 20, 21}:

Die zeitliche Reihenfolge der Aufnahmen zeigt, daß die Leuchtdichte in dieser Zone innerhalb weniger nsec stark ansteigt, und zwar erheblich schneller als in ihrer Umgebung. Nimmt man an, daß diese Leuchtdichte näherungsweise der Elektronendichte proportional ist, so läßt diese Tatsache den Schluß zu, daß in diesem Bereich ein gegenüber dem angelegten Feld erhöhtes Raumladungsfeld vorliegt.

¹⁷ J. PFAUE u. H. RAETHER, Z. Phys. **153**, 523 [1959].

¹⁸ W. FRANKE, Z. Phys. **158**, 96 [1960].

¹⁹ K. H. WAGNER, Proc. 6th Int. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963.

²⁰ J. M. MEEK, Phys. Rev. **57**, 722 [1940].

²¹ L. B. LOEB u. J. M. MEEK, J. Appl. Phys. **11**, 438 [1940].

Sehr wahrscheinlich handelt es sich hierbei um das Raumladungsfeld, welches von den positiven Ionen der Primärlawine herrührt. Wenn durch gasionisierende Strahlung in der Umgebung des Lawinenkopfes Elektronen produziert worden sind, so werden sich diese im Bereich dieser Feldüberhöhung, die auf der kathodengerichteten Seite des kritisch gewordenen Lawinenkopfes entsteht, durch Ionisation besonders stark vermehren. Die charakteristische Form dieser Zone zeigt nun, daß dieses Ionenfeld in Richtung des angelegten Feldes erheblich weiter ausgedehnt ist als senkrecht dazu. Offensichtlich fällt das Raumladungsfeld außerhalb der Ionenspur der Lawine sehr schnell ab.

Bei der weiteren räumlichen Entwicklung des kathodengerichteten Kanals tritt in $N_2 + CH_4$ außer der eben diskutierten hell leuchtenden Zone noch eine weitere, zwar individuell streuende, aber deutlich sich wiederholende periodische perl schnurartige Struktur auf. Diese ist bei höherem Druck ausgeprägter als bei niedrigerem und in Abb. 8 b (Aufnahme 6 und 7) gut erkennbar. In reinem Stickstoff, wie in Abb. 12, 13, bildet sich zwar bei der Entwicklung des kathodengerichteten Kanals auch diese heller leuchtende Zone aus, jedoch unterscheidet sie sich in ihrer Intensität weniger stark von ihrer Umgebung. Eine weitere derart ausgeprägte perl schnurartige Intensitätsstruktur, wie sie in $N_2 + CH_4$ im kathodengerichteten Kanal auftritt, konnte in N_2 nicht beobachtet werden, insbesondere existiert auch das bei der Kanalbildung in $N_2 + CH_4$ auf der kathodengerichteten Seite der hell leuchtenden Zone entstehende Gebiet sehr niedriger Strahlungsintensität in N_2 nicht. Eine Erklärung dieses unterschiedlichen Verhaltens liegt noch nicht vor.

In den Aufnahmen Abb. 10 bis Abb. 13 ist auch die weitere Intensitätssteigerung in dem die Elektroden verbindenden Trägerkanal gut zu erkennen. Bei

diesem Übergang in den stromstarken Funken strahlt die schmale leuchtende Zone, die sich in dem Ionenfeld der ehemaligen Lawine entwickelte, noch bis in späte Entwicklungsstadien hinein heller als ihre Umgebung. Schließlich ist sie im letzten Funkenstadium noch als Einschnürung des Funkenkanals erkennbar und verleiht diesem seine charakteristische Form.

In einer eben erschienenen Arbeit²² wurde in den photographischen Aufnahmen des Funkenkanals ebenfalls eine heller leuchtende Verengung beobachtet. Es wurde dabei angenommen, daß an der Stelle dieser Verengung (in²² als *neck* bezeichnet) die Lawinen in den anodengerichteten Kanal übergehen, und der Abstand Verengung – Kathode wurde als kritische Weglänge x_{cr} angesehen. Die hier beobachtete zeitliche und räumliche Entwicklung dieser Verengung zeigt jedoch, daß diese Annahme nicht richtig ist, sondern daß der Abstand Verengung – Kathode merklich kleiner als x_{cr} ist, da diese Verengung bei der Entwicklung des kathodengerichteten Kanals auf der Kathodenseite des kritisch gewordenen Lawinenkopfes entsteht.

c) Geschwindigkeit der kathodengerichteten Kanäle

Aus dem photographisch beobachteten Längenzuwachs der kathodengerichteten Kanäle und der wie in Abb. 10 a ermittelten Zeitdifferenzen läßt sich wie in der Nebelkammer die Vorwachsgeschwindigkeit der Kanäle berechnen. Diese Geschwindigkeiten \bar{v}_{KK} wurden für N_2 und für $N_2 + CH_4$ als Funktion von p und E/p in Tab. 4 zusammengestellt, wobei \bar{v}_{KK} ein Mittelwert über das ebenfalls in Tab. 4 angegebene Wegintervall Δx ist. Ähnlich wie bei den Vorwachsgeschwindigkeiten des anodengerichteten Kanals ergab sich auch hier, daß beim Start des kathodengerichteten Kanals die Vorwachsgeschwindigkeit zunächst kleiner als \bar{v}_{KK} war und sich beim

Gas	N_2			$N_2 + 2,5\% CH_4$				
	p_{gesamt} in Torr	150		300	150		300	
Überspannung in %	30	38	25,6	16,8	23,5	16,2	22,0	20,8
E/p in V/cm · Torr	57,3	60,7	49,9	56,8	60,0	49,0	51,5	49,0
α_0 in cm^{-1}	11	14	11	10,3	13,5	10,3	13,5	13,5
Δx in cm	2	1,6	2	2,1	1,5	2,1	1,5	1,2
$\bar{v}_{KK} \cdot 10^{-8}$ in cm/sec	1,8	1,3	1	2,1	2	2,0	$\simeq 5$	3
t_{AK} in nsec	21	12	25	15	8	13	2–3	4

Tab. 4. Elektrodenabstand $d = 3$ cm. Genauigkeit von \bar{v}_{KK} : $\pm 30\%$ und von t_{AK} : $\pm 20\%$.

²² K. R. ALLEN u. K. PHILLIPS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **274**, 163 [1963].

weiteren Vorwachsen des Kanals steigerte. Dieser Effekt war besonders in N₂ sehr ausgeprägt.

Die in Tab. 4 angegebenen Werte zeigen, daß die Zeitdifferenz t_{AK} zwischen der Ankunft des anoden-gerichteten Kanals an der Anode und des kathoden-gerichteten Kanals an der Kathode in N₂ + CH₄ beträchtlich kürzer sind als in N₂. Ebenso ist die mittlere Vorwachsgeschwindigkeit der Kanäle bei etwa gleichem E/p und α_0 in N₂ + CH₄ größer als in reinem N₂, wie die Werte von \bar{v}_{KK} in Tab. 4 zeigen. In N₂ + CH₄-Zusatz verläuft also die Entwicklung des kathodengerichteten Kanals schneller als in reinem N₂.

d) Spannungsverlauf an der Entladestrecke

Interessant ist, daß während der gesamten Funkenentwicklung, wie sie in den Abb. 10 bis 13 gezeigt wurde, das angelegte Feld noch nicht wesentlich abgesunken ist. In Abb. 10 a gibt z. B. der Spannungsverlauf 6 den Zusammenbruch des äußeren Feldes wieder für den Fall, daß die Entladung nicht

durch Abschalten der Spannung gestoppt wurde. Auch in den anderen Aufnahmen tritt ein Abfall der Spannung um etwa 10% erst nach der in den Abbildungen gezeigten Entwicklung ein, und dieser Zeitpunkt ist in der jeweiligen Bildunterschrift angegeben. Wie die bereits in ¹³ durchgeführte Abschätzung zeigte, läßt sich dieses Verhalten des angelegten Feldes auf die durch den Elektronenstrom verursachte Ladungsverschiebung und die dadurch bewirkte Spannungabsenkung

$$\Delta U = (1/C) \cdot \int_{\Delta t} I_{-}(t) dt$$

zurückführen.

Weitere Untersuchungen mit dem Zweistrahl- oszilloskop ergaben, daß die vom Funken abgestrahlte Intensität ihr Maximum erst während des Zusammenbruchs des angelegten Feldes erreicht.

Diese Arbeit ist der zweite 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 für viele anregende Diskussionen.