Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

Band: 70 (1979)

Heft: 13

Artikel: Neuere Erkenntnisse zur Physik des Gasdurchschlages im Homogenfeld

Autor: Gänger, B.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-905396

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 14.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Neuere Erkenntnisse zur Physik des Gasdurchschlages im Homogenfeld

Von B. Gänger

621.3.015.5:621.315 618;

1. Einleitung

Im letzten Vierteljahrhundert hat die Erforschung des Gasdurchschlages dank der Anwendung neuer oder verbesserter Untersuchungsmethoden zusammen mit der stürmischen Entwicklung auf dem Sektor der Messgeräte erstaunliche Fortschritte gemacht und zu sehr bemerkenswerten Erkenntnissen geführt. Die Grundprozesse bei der Entstehung elektrischer Entladungen, nämlich Lawinen-Trägererzeugung im Gas durch Stoss geschwinder Elektronen und Freisetzen von Sekundärelektronen aus der Kathode oder im Gasraum, sind gleicherweise wirksam sowohl im Feld zwischen grossflächigen Elektroden in geringem Abstand voneinander als auch im Fall des stark inhomogenen Feldes, wie etwa zwischen Spitze oder Draht und entfernter Gegenelektrode. Während dabei jedoch die Entladung stets in unmittelbarer Nähe der scharfgekrümmten Elektrode einsetzt und erst bei weiterer Spannungszunahme zur Gegenelektrode hin vorwachsen kann und die einander folgenden Stufen der Entladungsausbildung damit leichter verfolgbar werden, vermag im Homogenfeld der Trägervermehrungsprozess prinzipiell irgendwo im Zwischenraum zu beginnen und wird sich im weiteren rasch und unaufhaltsam zum kurzschliessenden Funken fortentwickeln.

In der Erforschung der Durchschlagserscheinungen auf beiden Gebieten haben sich zweierlei Forschungslinien teils anderer Terminologie und meist unterschiedlicher Veranlassung und Zielsetzung herausgebildet. Hier sollen die nicht immer leicht erkennbaren Gemeinsamkeiten in den Betrachtungsweisen des Physikers und des Elektrotechnikers, des Forschers und des praktischen Ingenieurs aufgezeigt und ein allgemeingültiges Bild vom Gasdurchschlag im Homogenfeld entworfen werden.

Bis zum Beginn der fünfziger Jahre waren die beherrschende Rolle der Stossionisierung im ausreichend starken elektrischen Feld beim exponentiell-lawinenartigen Anwachsen der Zahl der freien Ladungsträger und die Nachlieferung neuer Elektronen durch Sekundärauswirkung der Lawinen klar erkannt worden. Aus der Kenntnis der Ionisierungszahl α (Zahl der von einem Elektron beim Durchlaufen von 1 cm in Feldrichtung gebildeten Ionenpaare; $1/\alpha$ durchschnittliche Driftstrecke zwischen zwei ionisierenden Stössen) war es unter Zuhilfenahme der auf *J.S. Townsend* zurückgehenden Vorstellungen gelungen, die zum Durchschlag für jedes Gas erforderliche Feldstärke anzugeben und etwa die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Gasart, vom Elektrodenabstand und Gasdruck oder der Zeitdauer der angelegten Spannung zu verstehen. Im Jahre 1937 war es *H. Raether* sogar gelungen, Lawinenform und -wachstum mittels Nebelkammeraufnahmen beim Anlegen kurzer Spannungsimpulse sichtbar zu machen. Dabei konnte er auch zeigen, dass die Entladung bei Überspannung sich nicht mehr über eine lange Reihe sich folgender Lawinen aufbaut, sondern dass von der Erstlawine mitten im Entladungsraum zu Anode und Kathode hin rasch vorschiessende Kanäle ausgehen und damit der trägererfüllte kurzschliessende Schlauch zwischen den Elektroden in äusserst kurzer Zeitspanne hervorgebracht wird.

Nach dem letzten Weltkrieg wurde *Raether* auf den Lehrstuhl für angewandte Physik der Universität Hamburg berufen und vollbrachte dort Ausserordentliches bei der zielgerichteten weiteren Erforschung der Funkenausbildung im Feld planparalleler Plattenelektroden. Zusammen mit hochbegabten Schülern kam es in rascher Folge zu einer Vielzahl von Entdeckungen und Erkenntnissen, die ihren Niederschlag in weit über hundert wissenschaftlichen Veröffentlichungen fanden. Natürlich wurde die Erforschung des Gasdurchschlages auch andernorts betrieben und führte zu wertvollen Ergänzungen und Vertiefungen der Kenntnisse, doch verbleibt das Hauptverdienst an der nahezu lückenlosen Grundlagenerforschung in erster Linie *H. Raether* und seinen Mitarbeitern. Neben einer Monographie [1] sind die Originalarbeiten vor allem in der Zeitschrift für Physik oder derjenigen für angewandte Physik, späterhin auch etwa in der Zeitschrift für Naturforschung oder im British Journal of applied Physics erschienen. Im folgenden werden nur einige der wichtigsten dieser Arbeiten sowie Arbeiten ausserhalb des Kreises des Hamburger Institutes zitiert, ferner jeweils die Quelle bei der Übernahme von Diagrammen und Abbildungen.

2. Messmethoden

Die zielgerichtete Anwendung der fortschrittlichsten Messgeräte und die Entwicklung neuer oder verbesserter Messverfahren ermöglichte es, neue Einsichten und wertvolle Ergänzungen oder Bestätigungen zu bereits vorhandenen Erkenntnissen zu gewinnen. Mit an erster Stelle zu nennen sind hier die nach dem Zweiten Weltkrieg verfügbar gewordenen Oszillographen höchster Schreibgeschwindigkeit zur Aufzeichnung einmaliger Vorgänge im µs- und ns-Bereich unter Zuhilfenahme rauscharmer Breitbandverstärker, ferner die höchstempfindlichen Lichtumwandler (Photomultiplier) zur Erfassung rasch veränderlicher und mit dem blossen Auge nicht mehr wahrnehmbarer Lichtemissionen aus wählbaren Entladungszonen, die Abbildung rasch bewegter Leuchterscheinungen mittels lichtstarker Objektive und Standbildphotographie und dann vor allem durch ein- oder mehrstufige Bildverstärker oder Bildwandler.

2.1 Driftbewegung der Ladungsträger und deren Erfassung mittels Messwiderstand und Oszillographen

Bei der Bewegung von Elektronen im elektrischen Feld von der Kathode zur Anode werden Ladungen auf den Elektroden influenziert, und im äusseren Schliessungskreis fliesst ein Strom. Dieser, als pro Zeiteinheit transportierte Ladungsmenge, ist der Zahl n der Ladungsträger, ihrer spezifischen Ladung e_0 (Elementarladung) und ihrer Driftgeschwindigkeit v proportional und umgekehrt proportional dem Elektrodenabstand d

$$i(t) = \frac{e_0\, v}{d}\, n$$

Steigt die Zahl der Elektronen beim Durchlaufen der Gasstrecke durch Stossionisierung lawinenförmig an

$$n(t) = n_0\, e^{\alpha v_- t}$$

(mit n_0 = Zahl der an der Kathode gestarteten Elektronen, v_- = gerichtete Geschwindigkeit der Elektronen), und be-

zeichnet T_- die Laufzeit von Kathode zu Anode, so gilt für den Elektronenstrom

$$i_-(t) = \frac{n_0\, e_0}{T_-}\, e^{\alpha v_- t}$$

Bei jedem Ionisationsakt entsteht zugleich auch ein einfach geladenes positives Ion. Insgesamt werden somit gleiche Ladungsmengen der beiden gegenläufigen Trägerarten gebildet. Der von den Ionen repräsentierte Strom errechnet sich aus der Gesamtzahl aller abzüglich der bis zur Zeit t in die Kathode eingetretenen:

$$i_+(t) = \frac{n_0\, e_0}{T_+}\, (e^{\alpha d} - e^{\alpha v_- t})$$

Die Summe von Elektronen- und Ionenkomponente ergibt den Gesamtstrom. Weil aber die Ionen erheblich kleinere Geschwindigkeit aufweisen und daher die Laufzeiten T_- und T_+ recht unterschiedlich sind, macht der Ionenstrom nur einen kleinen Bruchteil des Elektronenstromes aus, ist jedoch von längerer Dauer (Fig. 1).

Der von der Trägerbewegung in der Entladestrecke der Kapazität C_1 (Fig. 2) bewirkte Strom lässt am Messwiderstand R parallel zu C_2 einen Spannungsabfall entstehen. Nur für $RC \ll T_-$ bzw. T_+ gibt der vom Oszillographen aufgezeichnete Spannungsverlauf unverzerrt den Ionen- oder sogar den viel kürzeren Elektronenstrom wieder. Andernfalls, bei grossem Messwiderstand R, ist die an diesem erzeugte Spannung durch das Zeitintegral des Stromes gegeben, d.h. proportional der dem Kondensator $C \approx C_1 + C_2$ zugeführten Ladung. Unter diesen Umständen und bei Bereitstellung der n_0 Anfangselektronen zum gleichen Zeitmoment verursacht etwa die Elektronenkomponente einen Spannungsimpuls vom Betrag

$$u_-(t) = \frac{e_0\, n_0}{C\alpha d}\, e^{\alpha v_- t}$$

Höchste Anforderungen stellt die verzerrungsfreie Wiedergabe des zeitlichen Verlaufs des Elektronenstromes von teils nur einigen Nanosekunden Dauer; R muss dazu klein gehalten

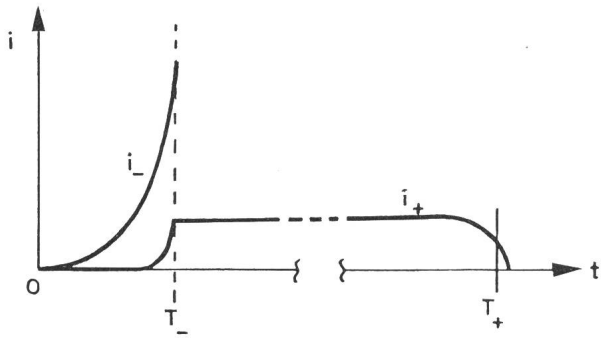

Fig. 1 Elektronen- (i_-) und Ionenkomponente (i_+) der Lawine

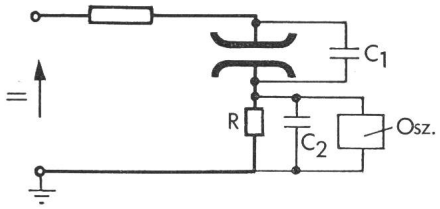

Fig. 2 Schema der elektrischen Aufnahmemethode
C_1 Eigenkapazität der Entladungsstrecke
C_2 Eingangskapazität des Verstärkers
$C \approx C_1 + C_2$ wirksame Kapazität

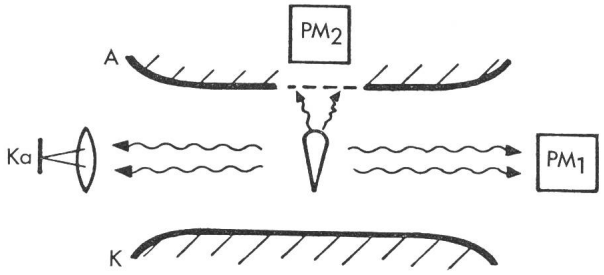

Fig. 3 Zur optischen Erfassung der Lawinenstrahlung im Raum zwischen Kathode (K) und Anode (A)
Durch Photomultiplier seitlich (PM_1) oder hinter der Anode (PM_2) oder mit der Kamera (Ka) bzw. Bildwandler

(höchstens einige zehn Ohm) und dementsprechend der Verstärkungsgrad hoch getrieben werden. Im Sonderfall $RC = 1/\alpha v_+$ steigt die vom Oszillographen aufgezeichnete Spannung gemäss obiger Gleichung rasch mit der Zeitkonstanten $1/\alpha v_-$ auf $e_0\, n_0\, e^{\alpha d}/C\alpha d$ an und verbleibt während des Laufes der positiven Ionen zur Kathode auf dieser Höhe. Die Zeitkonstante des Messkreises ist dabei von solcher Grösse, dass die auf den Elektroden influenzierte Ladung gerade im Masse ihrer Entstehung über R abgeführt wird. Die Schaltung wird als «auf Rechteckform abgeglichen» bezeichnet, weil auf dem Oszillographenschirm ein Spannungsimpuls von annähernd Rechteckform aufgezeichnet wird (vgl. Fig. 9). Kommen in der Entladungsstrecke auch negative Ionen vor, so ist dies an einer gesetzmässigen Änderung der Impulsform zu erkennen.

2.2 Sichtbarmachung einzelner Lawinen in der Nebelkammer

Bei Überspannung erzeugte Elektronenlawinen werden durch plötzliche Wegnahme der an die Elektroden gelegten Spannung in ihrer Ausbildung gestoppt und unmittelbar darauf wird der dem Versuchsgas zugesetzte Wasserdampf durch rasche Absenkung des Druckes in der Kammer übersättigt. Die in der Lawine gebildeten Ionen wirken als Kondensationskeime für die Nebeltröpfchen; Ort und Form der Lawine werden so markiert (vgl. Fig. 6).

2.3 Optische Methoden

Bei ihren unelastischen Stössen mit den Gasmolekülen übertragen die Elektronen einen Teil ihrer Bewegungsenergie unter Anregung oder Ionisierung auf die Moleküle. Bei ihrer gleich anschliessenden Rückkehr zum Nullzustand wird die aufgenommene Energie in Form von Lichtquanten wieder abgegeben. Im Photomultiplier werden die auftreffenden Photonen in einen entsprechenden Spannungsimpuls umgesetzt. Gegenüber der seitlichen Betrachtung des Vorganges zeichnet sich die Anordnung mit dem Photomultiplier gleich hinter der Anode (Fig. 3) mit Durchsicht auf das Objekt durch ein feines Drahtnetz oder eine optisch transparente Potentialfläche wegen der günstigeren Geometrie durch höhere Aufnahmeempfindlichkeit aus. Lawinen von nicht mehr als 10^4 Trägern können so unter günstigen Umständen noch erfasst werden. Hingegen erlaubt die seitliche Beobachtung bei Einschieben einer Schlitzblende in den Strahlengang eine abschnittsweise Aufnahme der Lichtemission an vorgewählten Stellen des Entladungsweges.

Zur Aufnahme der anfänglichen Stufen einer Entladung mittels ruhender photographischer Kamera reicht die Licht-

menge selbst bei höchstempfindlichem Filmmaterial und lichtstarkem Objektiv nicht aus. Jedoch gelingen solche Aufnahmen mit dem Bildverstärker (der Vorgang wird auf eine flächenhafte Photokathode abgebildet und die von dort ausgehenden Elektronenströmungen werden nach Beschleunigung von einer Elektronenoptik auf einem Leuchtschirm abgebildet) oder mittels Bildwandler. In diesem wird die Elektronenströmung noch zusätzlich senkrecht zur Strahlachse abgelenkt und so das Bild über den Bildschirm «gewischt». Ablenkgeschwindigkeiten bis über 10^8 cm/s sind erreichbar. An Stelle «integrierender», d.h. die volle Lichtmenge während der gesamten Dauer verwertender Aufnahmen sind bei Hell-/Dunkelsteuerung mittels steiler Spannungsstösse auch aus dem Ablauf herausgeschnittene Einzelbilder von nur wenigen ns Belichtungsdauer möglich. Bei der früher öfters angewandten Auflösung mit Drehspiegel usw. wurden etwa 10^6 cm/s erreicht.

3. Auslösung der Anfangselektronen

Durch Bestrahlung mit der UV-Strahlung eines Quecksilberdampf-Strahlers oder dem kurzwelligen Anteil von Funkenlicht werden aus der Kathode Elektronen ausgelöst, die dann zur Einleitung einer Entladung zur Verfügung stehen. Die Erzeugung sehr kurzer ($<$ 10 ns) UV-Lichtblitze gelang mit Kondensator- bzw. Kabelentladungen oder mit Kerrzellengesteuertem Lichtverschluss. Um auch bei langsam ansteigender Spannung an der Versuchsstrecke den Beginn der Entladung genau festzulegen, erfolgt das Einblitzen zeitgesteuert. Die Intensität der Einstrahlung und bis zu einem gewissen Grad die Austrittsarbeit der bestrahlten Fläche bestimmen die Menge der freigesetzten Elektronen. Zur Erzeugung von Elektronen im Gasraum reicht die Energie von UV-Licht nicht aus. Hierfür benutzt man radioaktive Präparate nahe der Funkenstrecke, die dazu etwa in die kathodenseitige Elektrode eingesetzt werden. Eine perlschnurartige Ansammlung von Elektronen auf gerader Bahn erhält man bei Anordnung des radioaktiven Präparates zu Anfang eines feinen Hohlkanals im Kathodenmaterial (Fig. 4). In Abhängigkeit vom Gasdruck werden dabei von einem vereinzelt im Entladungsraum auftretenden α-Teilchen jeweils Tausende von Elektronen erzeugt. Zur Freisetzung der Elektronen allein in unmittelbarer Nähe der Kathode wird der radioaktive Strahler so weit zurückversetzt, dass die α-Teilchen günstigstenfalls gerade noch die gewünschte Stelle erreichen, oder man lässt die Elektronen hinter einer dünnen Durchbohrung der Kathodenoberfläche entstehen, von wo sie das durchgreifende Feld in die Entladungsstrecke hineinzuziehen vermag.

Eine besonders hohe Dichte von Trägerteilchen erreicht man mittels eng gebündeltem bzw. auf eine Stelle fokussiertem Laserstrahl.

Die Einstrahlung gilt als schwach, wenn während des von einem Anfangselektron gestarteten Entladungsaufbaus kein weiteres mehr erzeugt wird. Eine konzentrierte Elektronenauslösung liegt vor, wenn eine grosse Zahl von Anfangselektronen in sehr kurzer Zeit erzeugt werden, so dass die Lawine von mehreren Elektronen gestartet wird bzw. mehrere sich überdeckende Lawinen gleichzeitig ablaufen.

4. Der Lawinenaufbau

Knapp unterhalb der Durchschlagspannung vermögen die Anfangselektronen durch ihre dem elektrischen Feld entnommene Bewegungsenergie in merklichem Masse neutrale Gasmoleküle anzuregen oder zu ionisieren. Die aus der Kathode ausgelösten und längs des Weges zur Anode driftenden n_0 Anfangselektronen erzeugen bei fortgesetzter Stossionisation

$$n(x) = n_0 (e^{\alpha x} - 1)$$

und auf dem vollen Laufweg bis zur Anode insgesamt

$$n = n_0 (e^{\alpha d} - 1)$$

neue Elektronen und ebensoviele positive Ionen. Die Hälfte aller Ionisierungsakte findet im Abstand $1/\alpha$ vor der Anode statt, beim Durchschlag von Luft ($\alpha \approx 20$) demnach 0,5 mm vor der Anode. Die Masse der Ladungsträger entsteht somit in Anodennähe.

Mit der Feldstärke nimmt α sehr rasch zu. Die Lawinengrösse reagiert deswegen äusserst empfindlich auf eine selbst nur geringfügige Erhöhung der angelegten Spannung.

Die lawinenförmige Vermehrung der freien Träger ist von einer ebensolchen Lawine angeregter Atome bzw. Moleküle von sehr kurzer Lebensdauer der Anregungszustände begleitet. Deren Rückkehr zum Grundzustand bewirkt die Aussendung einer schwachen Eigenstrahlung im sichtbaren oder kürzerwelligen Bereich. Die Gleichartigkeit von elektrischem und optischem Impuls wird durch Fig. 5 belegt. Wiedergegeben ist das Oszillogramm des Lawinenanstieges nach der elektrischen und nach der optischen Methode in Luft bei grossem Abstand der Elektroden und für eine grosse Zahl gleichzeitig gestarteter Anfangselektronen. Mit dem Eintritt in die Anode geht die Zahl der Elektronen nicht schlagartig auf null zurück, weil im vorliegenden Fall sich noch ein zuerst rasch und im weiteren allmählich abklingender Nachstrom anschliesst. Im Photostrom-Oszillogramm ist der Abfall auch wegen des Nachleuchtens der angeregten Zustände ebenfalls verzögert.

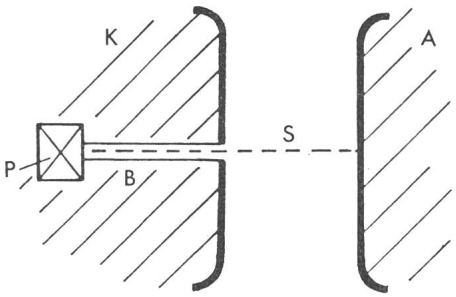

Fig. 4 Linienförmige Erzeugung von Anfangselektronen im Gasraum
P radioaktiver α-Strahler
B Bohrung in Kathode K von 0,2 mm ⌀ und 20 mm Länge
S Ionisationsspur
A Anode

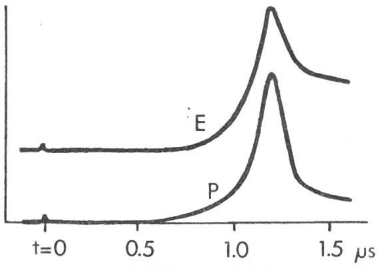

Fig. 5 Exponentieller Anstieg der Elektronenlawine (E) wie auch der Lawine angeregter Zustände (P) [2]
Versuchsbedingungen: Luft, d = 15 cm, Gasverstärkung 10^4, Lawinenbeginn (markiert durch kleine Schwingung) durch ca. 10^5 Startelektronen

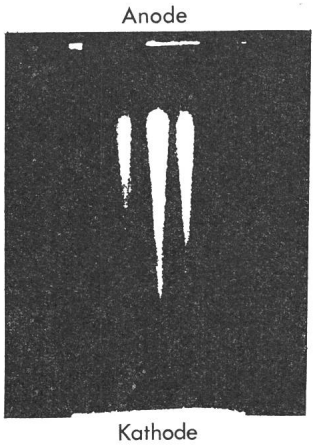

Fig. 6 Nebelkammeraufnahme von 3 gleichzeitig gestarteten Lawinen unterschiedlichen Verstärkungsgrades [1, Fig. 2, 3]
Stickstoff, 370 mbar, $d = 3{,}6$ cm

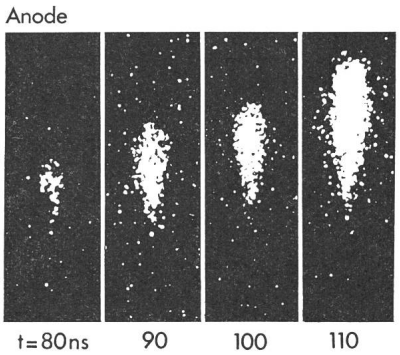

Fig. 7 Bildverstärkeraufnahmen vom Weg der Elektronenlawine in Abhängigkeit von der Dauer des treibenden Spannungsimpulses [3]
Stickstoff mit Methanzusatz, 120 mbar, 19 % Überspannung. Im dargestellten Bereich ist die Trägerzahl bereits überkritisch und die Kopfgeschwindigkeit erhöht.

Beim Lauf der Elektronen zur Anode verbreitert sich ihre Spur unter Diffusionseinfluss keulenförmig; der Lawinenkopf wird kugelig gerundet. Der Grossteil aller Elektronen befindet sich zur Zeit $t = x/v_-$ in einer Kugel vom Radius $r_L = \sqrt{4\,Dt}$ und von $r_{L(x=d)} = \sqrt{4\,DT_-}$ an der Anode (D = Diffusionskoeffizient). Bei niederem Gasdruck führt dies gleicherweise zu einem zeitverzögerten Eintritt der Elektronen in die Anode und der Ausbildung eines Strommaximums ähnlich dem in Fig. 5 wiedergegebenen Verlauf. Bei hoher Gasverstärkung in der Lawine ($n > 10^7$) kommt es ausser der Diffusion durch die thermische Energie der Elektronen noch zu einer zusätzlichen Aufweitung des Kopfes als Folge der elektrostatischen Abstossung der Elektronen im Kopf.

Eine Nebelkammeraufnahme mit drei gleichzeitig ablaufenden Lawinen von etwas unterschiedlichem Verstärkungsgrad ist in Fig. 6 wiedergegeben. Unter Ausnützung der Eigenstrahlung aus dem Lawinenkopf wurden die Aufnahmen von Fig. 7 gewonnen. Sie stellen eine Folge von Lawinen bei schrittweiser Verlängerung des an die Entladungsstrecke angelegten Spannungsimpulses dar. Die Anfangsphase des Entladungsaufbaues entzieht sich der Beobachtung, weil die Lawine erst bei einer Trägerzahl von ca. 10^5 Elektronen ausreichend Eigenlicht abstrahlt.

Aus solchen Nebelkammer- oder Bildverstärkeraufnahmen lässt sich durch Laufzeitmessungen die Driftgeschwindigkeit der Elektronen unter den gerade herrschenden Versuchsumständen entnehmen. Zum gleichen Ziel führen auch Oszillogramme nach der elektrischen Methode der im Aussenkreis der Entladungsstrecke fliessenden Ströme; bei niederem Gasdruck ist dabei die Diffusionsverbreiterung der Lawinenspur in Rechnung zu setzen. Auf diese Weise gewonnene Messkurven für die Driftgeschwindigkeit der Elektronen sind in Fig. 8 aufgetragen. Für Stickstoff und Sauerstoff besteht bei höheren E/p-Werten eine Wurzelabhängigkeit $v_- = c\sqrt{E/p}$.

In gleicher Weise erhält man aus Stromaufnahmen nach der elektrischen Methode die Driftgeschwindigkeit der gebildeten positiven Ionen. Zweckmässigerweise wird dazu in der abgeglichenen Schaltung gemessen, wobei also auf dem Leuchtschirm ein Rechteckimpuls aufgezeichnet wird (Fig. 9). Der steile Anstieg rührt vom Elektronendurchgang durch die Strecke her. Weil die Ionen in ihrer überwiegenden Mehrheit in unmittelbarer Nähe der Anode gebildet wurden, durchlaufen sie auch fast alle den vollen Elektrodenabstand, und der Strom bleibt über längere Dauer konstant. Sein schliesslicher Rückgang kennzeichnet die Trägerverteilung im Schwarm. Die Laufzeit wird bis zum Abfall auf halben Plateauwert gezählt.

Fig. 10 gibt die Driftgeschwindigkeiten für einfach geladene positive Ionen in den Gasen Sauerstoff, Kohlendioxyd und Methan. Bei niedrigen E/p-Werten ist die Geschwindigkeit der

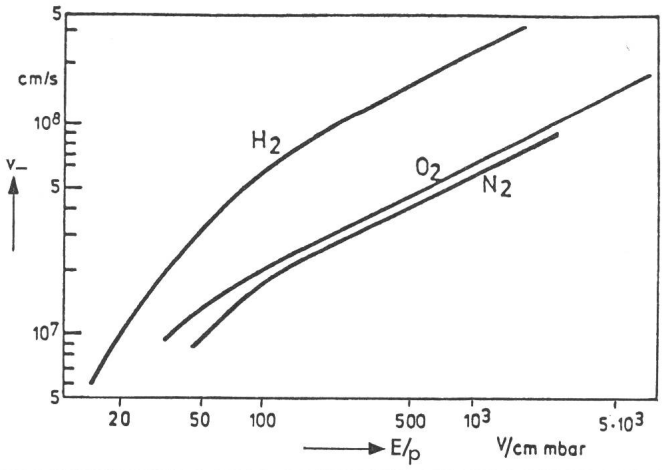

Fig. 8 Driftgeschwindigkeit der Elektronen in einigen Gasen in Abhängigkeit von E/p [4]
E Feldstärke p Gasdruck
1 V/cm mbar = 1,33 V/cm Torr

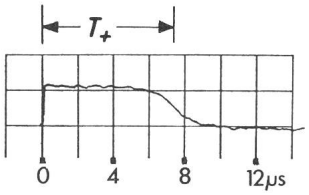

Fig. 9 Strom der Ionenkomponente bei abgeglichener Schaltung [5]
Stickstoff, 11 bar, $d = 0{,}5$ cm,
angelegte Spannung knapp unter Durchschlaggrenze

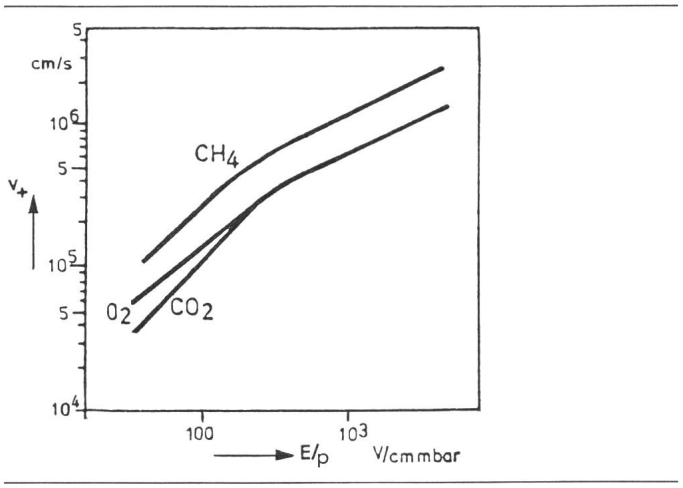

Fig. 10 Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen in ihren Ursprungsgasen in Abhängigkeit von E/p [4]

Feldstärke bzw. treibenden Spannung direkt proportional $v_+ = b_+ E/p$ (b_+ = Beweglichkeit der positiven Ionen). Bei höheren E/p-Werten gibt das Wurzelgesetz $v_+ = c\sqrt{E/p}$ eine bessere Approximation. Der Grössenordnung nach erreichen die positiven Ionen nur rund den hundertsten Teil der Elektronengeschwindigkeit.

Aus der dem Oszillogramm zu entnehmenden exponentiellen Vermehrung der Ladungsträger in der Lawine (Anstiegzeitkonstante $1/\alpha v_-$) lässt sich der Ionisierungskoeffizient α der Elektronen gewinnen. Falls jedoch in elektronegativen Gasen ein Teil der entstandenen Elektronen durch Anlagerung zu negativen Ionen umgebildet wird und damit für den weiteren Lawinenaufbau verloren geht, wird dies durch den analog zu α definierten Anlagerungskoeffizienten η erfasst

$$\alpha^* = \alpha - \eta \qquad I = I_0\, e^{(\alpha-\eta)d}$$

Bei der konventionellen Ermittlung von α bzw. α^* wird der gasverstärkte Strom unter Variation des Elektrodenabstandes im stationären Zustand ausgemessen. Bei Auftragung des Logarithmus des Stromes über d erhält man mit E/p bzw. α als Parameter lauter Gerade. Eine neue Methode zur Bestimmung von α geht hingegen von den Zufallsschwankungen der Grösse der gebildeten Lawinen aus. Weil nämlich der Ionisierungskoeffizient α als Mittelwertgrösse definiert ist, kommt auch dem Vermehrungsgesetz $n = n_0\, e^{\alpha x}$ für kleine n keine exakte Gültigkeit mehr zu, sondern es besitzt nur den Rang einer Mittelwertaussage. Bei einem Start der Lawine durch nur eines oder wenige Anfangselektronen kommt es anfänglich zu erheblichen, rein zufälligen Schwankungen in der Zahl der ionisierenden Stösse und damit zu einer bleibend unterschiedlichen Zunahme der Lawinengrösse. Nur dann, wenn zahlreiche Elektronen zur gleichen Zeit an der Elektrode ausgelöst werden, gleichen sich die individuellen Schwankungen bei den ionisierenden Stössen aus, und der Entladungsstrom ist praktisch frei von statistischen Schwankungen.

Es konnte theoretisch abgeleitet und experimentell nachgewiesen werden, dass die Schwankungen der Verstärkung einzelner Elektronenlawinen durch das Verteilungsgesetz

$$v(n) = \frac{1}{\bar{n}}\, e^{-n/\bar{n}} \qquad \bar{n} = \text{Mittelwert der Lawinengrösse}$$

beschrieben werden. Dieses kennzeichnet die Zahl der Lawinen, deren Grösse in ein vorgegebenes Intervall fällt, im Verhältnis zur Zahl aller. Bei logarithmischer Auftragung der relativen Häufigkeitsdichte der Lawinengrössen über n erhält man für nicht zu kleine pd-Werte Gerade von der Neigung $\tan\varphi = 1/\bar{n}$ und kann daraus α gewinnen. Die so erhaltenen α-Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den auf konventionelle Weise bestimmten Werten.

Trägt man α/p über E/p auf, so lassen sich für jedes Gas die Messergebnisse durch eine einzige Kurve darstellen. Im höheren E/p-Bereich bietet vielfach der Exponentialausdruck $\alpha/p = A\, e^{-Bp/E}$ eine gute Näherung. Zahlenwerte sind beispielsweise [6] für Sauerstoff $A = 5{,}8\ \text{cm}^{-1}\ \text{mbar}^{-1}$, $B = 153\ \text{V cm}^{-1}\ \text{mbar}^{-1}$ und für Kohlendioxyd $A = 3{,}57\ \text{cm}^{-1}\ \text{mbar}^{-1}$, $B = 137\ \text{V cm}^{-1}\ \text{mbar}^{-1}$. Für das technisch wichtige Isoliergas Schwefelhexafluorid (SF_6) wurde die lineare Beziehung $(\alpha - \eta)/p = (0{,}0208\, E/p - 2{,}45)$ gefunden, gültig für $E/p \leqq 150\ \text{V cm}^{-1}\ \text{mbar}^{-1}$ [7]. Für noch höhere E/p-Werte steigt in SF_6 der resultierende Ionisierungskoeffizient langsamer an. Die η/p-Werte gehen mit zunehmendem E/p von anfänglich rund $0{,}85\ \text{cm}^{-1}\ \text{mbar}^{-1}$ bis hin zu $170\ \text{V cm}^{-1}\ \text{mbar}^{-1}$ auf einen nicht mehr messbar kleinen Wert zurück [8].

Bei Lawinengrössen über ca. 10^6 Ladungsträgern wird eine geringere Zunahme der Ionisierungsakte festgestellt als nach dem Gesetz $n = n_0\, e^{\alpha x}$ zu erwarten wäre. Grund dafür ist die Eigenraumladung der Lawine. Die am Ort ihrer Entstehung verharrenden positiven Ionen und die im Kopf der Lawine versammelten Elektronen verkörpern zwei so gewichtige, sich gegenseitig anziehende Ladungsmengen, dass das Fortschreiten der Elektronen gebremst wird. Daraus resultiert eine Verringerung des wirksamen Stossionisierungskoeffizienten α_{res} (Fig. 11). Die Verzerrung des ursprünglichen Feldes durch die Raumladung der positiven Ionen konnte dadurch nachgewiesen werden, dass das Wachstum einer der ersten Lawine nachfolgenden zweiten Lawine («Sondenlawine») mittels Photomultiplier registriert und aus der daraus gewonnenen $\Delta\alpha\,(x)$-Kurve der $\Delta E\,(x)$-Verlauf abgeleitet wurde.

Bei Lawinen mit Trägerzahlen über 10^8 erreicht hingegen das Eigenfeld des Elektronenkopfes $E_\varrho = 9 \cdot 10^{11}\, e_0\, e^{\alpha x}/\varrho^2$ eine dem äusseren Feld vergleichbare Grösse. Vor der Lawine wird dadurch das resultierende Feld stark erhöht unter entsprechender Zunahme der Ionisierungsakte. Der Abfall im Verlauf von α_{res} für $n \leq 10^8$ wird damit mehr als wettgemacht.

5. Die Weiterentwicklung zur selbständigen Entladung

Entgegen früheren Annahmen ist mit einer Stossionisierung des Gases durch die positiven Ionen nicht zu rechnen. Hingegen ist nunmehr die allseitige Emission einer kurzwelligen «Eigen»-strahlung aus dem Lawinenkopf gesicherte Erkenntnis. So können nicht nur Elektronen an der Kathode photo-

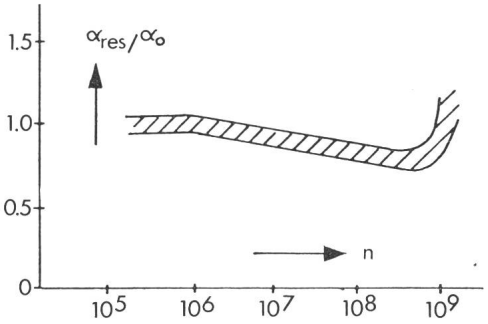

Fig. 11 Ionisierungszahl α_{res}, bezogen auf α_0 des raumladungsfreien Feldes, in Abhängigkeit von der Lawinengrösse [9]
N_2, 530 mbar, d = 3 cm, 10^3 Startelektronen

elektrisch abgelöst werden, sondern das Gas selbst wird in einer Kugelzone um das Ionisationszentrum von seiner eigenen Strahlung zusätzlich ionisiert. Für Gasgemische ist dabei an einen Stufenprozess mit Anregung der einen Molekülart und Weitergabe der Energie durch Photonen an die andere von kleinerer Ionisierungsenergie zu denken, bei einem Gas einheitlicher Art an Aufnahme überhöhter Energie bei Stössen mit Schalenelektronen auf weiter innen befindlichen Bahnen. Für eine Reihe von Gasen kennt man die je nach den Versuchsumständen zu erwartenden Wellenlängen der Strahlung und die jeweiligen Absorptionskoeffizienten im durchstrahlten Gas. Wegen der vernachlässigbaren Laufzeit von Licht werden die Photoelektronen praktisch unverzögert gebildet und stehen damit sofort für den weiteren Entladungsaufbau zur Verfügung.

Für die kathodische Auslösung von Nachlieferungselektronen durch herandriftende positive Ionen oder durch unbeeinflusst vom elektrischen Feld zur Kathode diffundierende metastabil angeregte Edelgasatome ist dagegen mit merklicher Verzögerung in der Elektronenbildung zu rechnen und, wenn die Entladung wesentlich auf eine solche Nachlieferung angewiesen ist, mit verlangsamtem Aufbau.

Die Ausbeute an Nachlieferungselektronen an der Kathode wird durch den Koeffizienten γ beschrieben (γ_+, γ_{met}, γ_{ph} kennzeichnen die Anzahl der von einem positiven Ion, einem metastabilen Atom bzw. einem Photon ausgelösten Elektronen.) Jede Lawine löst somit $\mu = \gamma\,(e^{\alpha d} - 1)$ Nachlieferungselektronen aus. $\mu = 1$ besagt, dass jede Lawine für ihren Nachfolger sorgt und eine einmal eingeleitete Entladung selbständig, d.h. unabhängig von der Fremdionisation geworden ist.

Eine kleine Instabilität oder auch das Hinzutreten eines neuen Effekts reichen dann allerdings aus, um den Strom entweder abklingen oder ihn fortlaufend grösser werden zu lassen und derart, bei ungeänderter Spannung an der Strecke, die Funkenzündung herbeizuführen. Dieser Spannungswert wird daher als statische Durchbruchspannung bezeichnet. Kennzeichnend für einen solchen Townsend-Ionisierungsmechanismus ist der Generationsaufbau mit ununterbrochener Kette von Lawinenablauf und kathodischer Rückwirkung durch die Lawinenprodukte bei erheblichem Zeitbedarf des Durchschlages.

Zu einem anderen Aufbaumechanismus bereits in der ersten Lawine oder auch erst in einer der nachfolgenden Generationen kommt es dagegen bei grosser Trägerzahl in der Lawine und somit starker Raumladungswirkung: sobald die Lawine die kritische Grösse von einigen 10^8 Ladungsträgern erreicht hat, bewirkt die Eigenstrahlung im verstärkten Kopffeld ohne kathodische Nachlieferung einen überexponentiellen Anstieg der Ionisierung. Dabei nimmt die Vorwachsgeschwindigkeit des Lawinenkopfes zur Anode hin von ca. $1{,}5 \cdot 10^7$ cm/s bis zu ca. 10^8 cm/s stark zu, gleichzeitig bildet sich auch ein rückwärts zur Kathode verlaufender Kanal ebenso hoher Geschwindigkeit aus. Je höher die angelegte Spannung, desto früher erreichen die Lawinen die zur Umbildung erforderliche kritische Grösse. Beim «Einlawinen-Kanalaufbau» kommt es schon bei der ersten Lawine mitten in der Entladungsstrecke oder spätestens vor der Anode zur starken Beschleunigung des Ablaufs und zu rascher Annäherung an die Endphase der Funkenentwicklung.

Unter den Verhältnissen des Townsend-Aufbaues, also vielmaliger Ionisierungsspiele, erhöht sich der Strom nach Ablauf der ersten durch ein Elektron ausgelösten Lawine bei angelegter statischer Durchschlagspannung wie folgt [10]:

$$i(t) = \frac{e_0\, e^{\alpha d}}{T_G}\left[2\,t - T_+\left(1 - \frac{1}{\alpha d}\right)\right]$$

mit T_G als Zeitdauer zwischen zwei aufeinanderfolgenden Lawinen («Generationsabstand»). Aus seinem konstanten Anstieg $di/dt = 2\,e_0\,e^{\alpha d}/T_G$ lässt sich der Generationsabstand berechnen. Für das in Fig. 12 dargestellte Beispiel erhält man $T_G \approx 80$ ns. Die demnach anzunehmende rasche Folge der Lawinen im Beispiel schliesst eine Einflussnahme der positiven Ionen auf die Nachlieferung der Elektronen aus und ist ein sicheres Zeichen für deren photoelektrische Auslösung aus der Kathode. Es gilt dafür $T_G \approx T_-$ und $di/dt = 2\,e_0\,v_-^2\,e^{\alpha d}/d^2$.

Das in Fig. 13 wiedergegebene Stromoszillogramm einer Lawinenkette beim statischen Durchschlag kennzeichnet den Fall, dass die Primärlawine nicht einem Anfangselektron aus der Kathode entstammt, sondern zahlreiche sich überdeckende Lawinen unterschiedlichen Laufwegs und damit unterschiedlicher Grösse aus vielen linienförmig verteilten Anfangselektronen entstanden waren. Der oszillierende Stromverlauf erklärt sich dadurch, dass nach Eintreten einer Elektronengeneration in die Anode der Strom abfällt und für den nächsten Stromanstieg die Folgelawine abrollen muss usw.; der zeitliche Abstand der Maxima ist durch die Laufzeit der Elektronen gegeben.

In elektronegativen Gasen wie z.B. Sauerstoff oder Schwefelhexafluorid lagert sich ein Teil der erzeugten Elektronen an die Gasmoleküle an (Anlagerungskoeffizient η). Die entstandenen negativen Ionen tragen nichts zum weiteren Aufbau bei. Die Lawine erreicht nur die Grösse $e^{(\alpha-\eta)d}$ unter Bildung von $\eta\,e^{(\alpha-\eta)d}/(\alpha - \eta)$ negativen Ionen. Diese kompensieren teilweise die Raumladung der positiven Ionen. Weil aber die Grosszahl der Elektronen und damit auch die der negativen Ionen kurz vor der Anode gebildet wurden, tritt die negative Ionenwolke

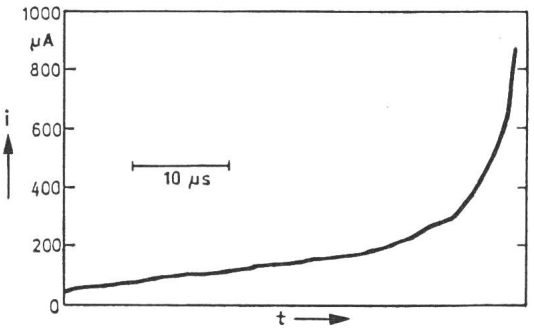

Fig. 12 Stromanstieg beim statischen Durchschlag [11]
Stickstoff mit Methanzusatz, 640 mbar, $d = 1$ cm

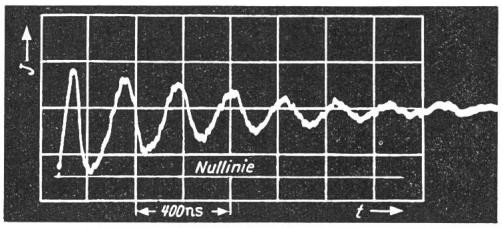

Fig. 13 Schwingender Stromanstieg beim statischen Durchschlag [12]
Stickstoff, 375 mbar, $d = 3$ cm,
längs der Mittellinie verteilt $6 \cdot 10^4$ Anfangselektronen

bald darauf in diese ein, und es verbleibt allein die positive Raumladung.

Bei einer Rückwirkung durch den Stoss positiver Ionen auf die Kathode werden die Sekundärelektronen bei nicht zu niederem Druck nahe dem Ausgangspunkt der Erstlawine ausgelöst. Bei lichtelektrischer Auslösung jedoch nimmt wegen der allseitigen Abstrahlung der Photonen ein grösserer Bereich der Kathodenoberfläche am Entladungsaufbau teil, desgleichen auch bei Mitwirkung metastabiler Atome. Dann wird sich die Entladung bereits nach wenigen Lawinengenerationen über die ganze Fläche der Kathode ausgebreitet haben. Dies schliesst allerdings nicht aus, dass im weiteren Ablauf die Entladung kontrahiert und schlauchförmige Gestalt annimmt.

Nach der raschen Abwanderung der negativen Träger verbleibt nur die Raumladung der zur Kathode driftenden positiven Ionen. Im Bereich zur Anode hin wird durch sie die Feldstärke unter den Wert des ursprünglichen Feldes abgesenkt; zur Kathode hin erhöht sich diese. Wegen des überproportionalen Zusammenhangs zwischen α und E macht das Ionisierungsplus im erhöhten Feld vor der Kathode das Defizit im restlichen Feldraum mehr als wett. Insgesamt erhöht somit die Raumladung die Gasverstärkung, eventuell auch die Elektronennachlieferung. Ausserdem verbleibt nach mehrfachem Ionisierungsspiel von den jeweils zurückgelassenen positiven Ladungen eine (quasi-)stationäre Schicht vor der Kathode.

Beispiele für die Teilnahme metastabiler Atome am Entladungsaufbau finden sich bei den Edelgasen speziell in Niederdruckentladungen, unter Umständen auch in Stickstoff oder Luft. Kennzeichnend dafür ist ein später Nachstrom im ms-Bereich, aus dem heraus sich der starke Stromanstieg des Durchschlages entwickelt. Zwei Stromaufnahmen desselben Vorganges aber mit verschiedenen Zeitablenkungen und sehr unterschiedlicher Empfindlichkeit sind in Fig. 14 wiedergegeben. Das obere Oszillogramm im µA-Bereich mit drei gut erkennbaren Stufen jeweils von der Dauer der Ionenlaufzeit zeigt den Strom der Primär- und einiger nachfolgender durch Ionenstoss ausgelöster Sekundärlawinen. An ihn schliesst sich der im unteren Oszillogramm ersichtliche Nachstrom im ms-Bereich an; nach Durchlaufen eines Maximums fällt er auf null zurück. Wäre es bei nur wenig erhöhter Spannung zum Durchzünden gekommen statt wie im dargestellten Beispiel zum Rückgang der Trägerzahlen, wäre der Nachstrom fortlaufend weiter angestiegen.

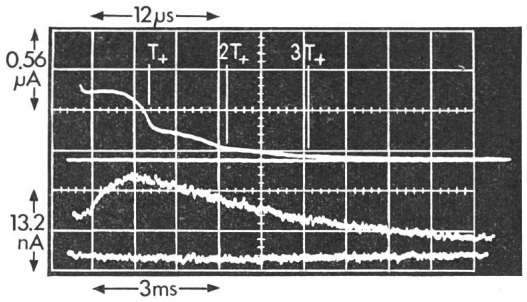

Fig. 14 Entladungsstrom in Stickstoff knapp unterhalb der Durchbruchspannung [13]
5 mbar, $d = 0{,}9$ cm, $U = 560$ V, 10^6 Anfangselektronen
oberes Oszillogramm: schnelle Stromkomponente
unteres Oszillogramm: langsamer Nachstrom

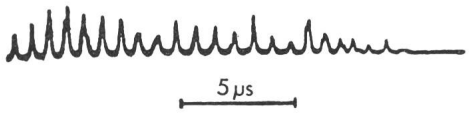

Fig. 15 Oszillogramm einer nicht zündenden Lawinenkette [15]
Methan, 625 mbar, $d = 0{,}8$ cm, $U = 14850$ V, Gasverstärkung bei 10^8

Wirksamer γ-Mechanismus und tatsächlicher γ-Wert sind stark von der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials und deren Vorgeschichte abhängig. So wurde z.B. in Stickstoff von erniedrigtem Druck und mit Kupferkathode überwiegend Elektronenauslösung durch Aufprall der positiven Ionen gefunden ($\gamma_+ = 1{,}5 \cdot 10^{-6}...10^{-8}$) sowie ein Generationsabstand von mindestens Ionenlaufzeit [14], in Wasserstoff dagegen schnelle lichtelektrische Auslösung ($\gamma_{ph} = 5 \cdot 10^{-5}...10^{-6}$), in Sauerstoff bei frisch reduzierter Kupferkathode $\gamma_+ \approx 10^{-7}$ mit Rückgang innerhalb einer Stunde auf 10^{-10}; mit Wolfram lag die γ-Ausbeute bei einigen 10^{-9}. Generell ist wohl zu erwarten, dass bei hohem Gasdruck die Rückwirkungsausbeute klein ist ($\gamma \leqq 10^{-9}$). Dies eröffnet die Möglichkeit, mit grosser Gasverstärkung ohne Gefahr des Selbständigwerdens (Durchschlag) der Entladung zu arbeiten. Zum gleichen Ziel führt auch die Beimischung organischer Dämpfe zum Versuchsgas. Andererseits lassen sich bei besonderer Präparierung der Kathodenoberfläche besonders hohe Rückwirkungsausbeuten erzielen. Damit lässt sich dann unter Umständen noch bis zu atmosphärischem Druck ein Einfluss des Kathodenmaterials auf die Höhe der statischen Durchschlagspannung nachweisen.

Wegen der Zufallsschwankungen in der Trägervermehrung im Gas und bei den Nachlieferungselektronen muss unter den Bedingungen des statischen Durchschlages ($\mu = 1$) der Strom nicht zwangsläufig fortlaufend weiter ansteigen (vgl. Fig. 12), sondern er kann umständebedingt auch wieder auf null zurückgehen (Fig. 15).

Anhand von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen konnte *Wijsman* [16] ableiten, dass wegen der statischen Schwankungen bei der Trägerentstehung die Zündwahrscheinlichkeit einer Entladung, die durch ein Elektron eingeleitet wurde, gegeben ist durch

$$W = 1 - 1/\mu.$$

Demnach ist erst bei hoher Rückwirkungsausbeute einer Townsend-Entladung bei den vielmaligen Ionisierungsspielen mit grösserer Sicherheit mit einem Durchzünden zu rechnen. Selbst für $\mu = 1$ oder deutlich darüber ist es doch sehr wohl möglich, dass die Lawinenkette wegen zufallsweise unzureichender Ausbeute an Elektronen an der Kathode oder im Gas unterbrochen wird und der Strom auf null zurückgeht.

Beim Kanaldurchschlag kann die zum Durchschlag führende rasche Stromsteigerung durch hohe Überspannung an der Strecke sogar schon während des Durchlaufs der ersten Lawine erreicht werden. Die Entladung ist dabei nicht auf die Mitwirkung von an der Kathode startenden Sekundärlawinen angewiesen. Allein durch die Feldaufstellung am Lawinenkopf und reichhaltige Ionisierung vermöge der Eigenstrahlung wachsen Kanäle hoher Trägerdichte sowohl in Richtung Anode als auch zur Kathode vor. Diese werden auch als «Leuchtfaden» (Streamer) bezeichnet.

Der Wichtigkeit halber sei das Bauprinzip der Streamerentladung in etwas anderer Darstellung wiederholt: Sobald die Zahl der Elektronen im Lawinenkopf auf $e^{\alpha d} \approx 10^8$ angewach-

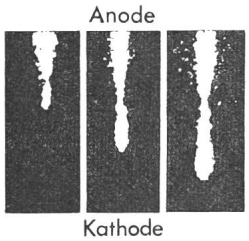

Fig. 16 Wachstum des kathodengerichteten Streamers [17]
N_2, 128 mbar, $d = 3$ cm

sen ist, d.h. für $(\alpha d)_{kr} \approx 20$, vermögen vor dem Kopf durch Photonen ausgelöste Elektronen im verstärkten Feld weitere Lawinen zu starten, die ihrerseits noch weiter voraus erzeugte Lawinen entstehen lassen usw. Die Vorwachsgeschwindigkeit der Entladung wird ungemein erhöht, weil die Überbrückung der Teilabschnitte Lawinenkopf – Auslöseort neuer Lawinen mit Lichtgeschwindigkeit erfolgt. Beim kathodengerichteten Streamer laufen die im rückwärtigen Teil ausgelösten Sekundärlawinen auf den Schwerpunkt der positiven Raumladungswolke zu unter Ausbildung neuer, der Kathode näher liegender Raumladungen. Dadurch verschiebt sich ihr jeweiliger Entstehungsort sukzessive in Richtung zur Kathode.

Das Vorwachsen des kathodengerichteten Kanals ist in Fig. 16 an Hand von Bildverstärkeraufnahmen veranschaulicht. Die Primärlawine wurde nach Durchlaufen von ca. 80% der Elektrodenentfernung kritisch (Einschnürungsstelle), des weiteren ist die Kanalverbindung zur Anode bereits hergestellt. Der Streamer wächst mit ca. $7 \cdot 10^7$ cm/s zur Kathode vor.

Als Beispiel für den Umschlag von einem Mehrlawinen- in den Kanalaufbau diene Fig. 17; der Generationsaufbau wird mit einem sehr steilen Stromanstieg (< 10 ns) abgeschlossen.

Als besonders wertvolles Hilfsmittel zur Beobachtung von Streamerentladungen hat sich der Bildwandler erwiesen. Fig. 18 gibt ein Beispiel aus vielen Aufnahmen dieser Art; im linken Teil sind die grundsätzlichen Phasen der Entladungsausbildung dargestellt. Nach dem anfänglichen Wachstum der Lawine mit der Elektronen-Driftgeschwindigkeit v_- kommt es bei t_{kr} zur Ausbildung der anoden- und kathodengerichteten Kanäle wesentlich erhöhter Vorwachsgeschwindigkeit (ca. $5 \cdot 10^7$ bis 10^8 cm/s); hohe Überspannung und nicht zu kleiner Elektrodenabstand fördern die weitere Beschleunigung des Vorwachsens in einer zweiten Phase. Mit dem Eintreffen an der Elektrode schiesst mit nochmals gesteigerter Geschwindigkeit ein Schlauch hoher Trägerdichte zur Gegenelektrode vor. In der so herbeigeführten niederohmigen Verbindung der beiden Elektroden vollzieht sich der rasche Spannungszusammenbruch bei hohem Stromdurchgang. Aus dem Vorentladungskanal immer noch schwacher Ionisation des Gases (< 1%) und einem Widerstand in der Grössenanordnung Megohm hat sich ein vollionisierter Plasmaschlauch sehr hoher Temperatur gebildet, der sich unter Energiezufuhr als Folge der Drucksteigerung in seinem Innern rasch ausdehnt.

Unter geeigneten Versuchsbedingungen kann eine Zwischenstufe im Spannungszusammenbruch und bei der Stromsteigerung beobachtet werden. Sie hängt mit dem Umschlag von der Townsend- in die Kanalentladung zusammen.

Generell ist mit Vielgenerationsaufbau und kathodischer Rückwirkung in erster Linie bei niederem oder mässigem Gasdruck, nicht zu grossem Elektrodenabstand und vor allem bei der statischen Durchschlagspannung zu rechnen. Nur wenn etwa sehr viele Anfangselektronen zur gleichen Zeit zahlreiche benachbarte Lawinen starten, mag es schon bereits beim ersten Durchlauf zur kritischen Verstärkung kommen. Höhere Überspannung führt wegen des ungemein erhöhten α-Wertes schon nach wenigen Lawinenabläufen oder auch gleich beim ersten Durchgang zur Streamerausbildung und damit in kürzester Zeit zum stromstarken Funken.

6. Durchschlagzeit

Der Zündverzug, d.h. die Zeitspanne zwischen Anlegen der Durchschlagspannung und dem Eintritt des Durchschlages, der am Spannungsrückgang bei rasch zunehmendem Strom zu erkennen ist, setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: der Wartezeit bis zur Bereitstellung eines Anfangselektrons am geeigneten Ort und der Durchschlag-Entwicklungszeit ab Beginn der Lawinenentstehung. Der erstgenannte Anteil schwankt bei schwacher Einstrahlung regellos. Vom Werkstoff und Oberflächenzustand der Kathode ist er in hohem Masse abhängig. Durch intensive Einstrahlung, meist auch durch hohe Überspannung kann er beliebig klein gehalten werden.

Die volle Durchschlag-Entwicklungszeit hängt offensichtlich vor allem davon ab, ob der Aufbau der Entladung in zahlreichen Ionisierungsspielen und vielleicht gar über Nachstromprozesse oder als Mehr- oder Einlawinen-Kanalaufbau vor sich geht. Dem Grad der Überhöhung der einwirkenden

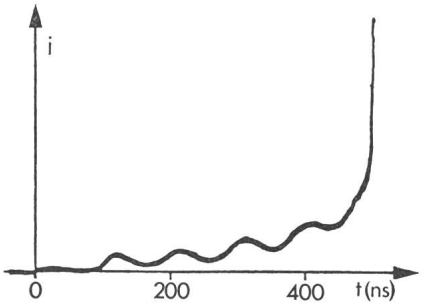

Fig. 17 Photomultiplier-Aufnahme eines Mehrlawinen-Aufbaus mit brüskem Umschlag in die Kanalentladung [18]
N_2 (+CH_4), 665 mbar, $d = 1{,}5$ cm, mässige Überspannung, 10^4 über Kathodenfläche verteilte Anfangselektronen

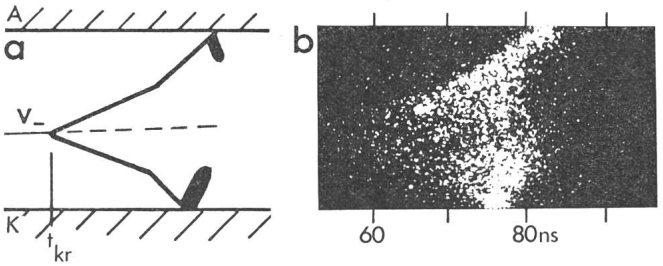

Fig. 18 Integrierende Bildwandleraufnahme der Kanalausbildung
a Schemadarstellung
A Anode, v_- Driftgeschwindigkeit der Elektronen
K Kathode, t_{kr} Zeitpunkt des Übergangs in Kanalentladung
b Aufnahme in N_2 von 500 mbar, $d = 3$ cm, 30% Überspannung;
Spannung 80 ns nach Start der Lawine abgeschaltet [19]
Die hier nicht mehr erkennbare Spur der Lawine vor dem Kritischwerden verläuft wegen der hohen Wischgeschwindigkeit von $1{,}3 \cdot 10^8$ cm/s nahezu waagerecht

Spannung über den Schwellenwert der statischen Durchbruchspannung fällt dabei die entscheidende Rolle zu.

Auch die Aufbauzeit ist einer gewissen regellosen Schwankung unterworfen, bedingt durch die statistischen Schwankungen in den Lawinengrössen einer Kette. Dies macht sich bei stärkerer Fremdeinstrahlung, d.h. bei Unterdrückung der Wartestatistik, im Kennlinienverlauf der Verzugszeiten bei geeigneter Auftragung bemerkbar. Mit zunehmender Vorionisation werden nämlich zusätzliche Nachlieferungselektronen bereitgestellt, was die Lawinenzahl in einer Generation erhöht und zum rascheren Entladungsaufbau beiträgt.

In Fig. 19 sind längs der Abszisse die gemessenen Zündverzüge unter konstant gehaltenen Versuchsumständen, auf der Ordinate das Verhältnis der bis zur Zeit t erfolglosen – ohne Zündung gebliebenen – Spannungsanwendungen zur Gesamtzahl aller angestellten Versuche aufgetragen. Für schwache Einstrahlung (Kurve a) wird eine fallende Gerade erhalten (Wartestatistik). Die Aufbauzeit ergibt sich aus dem Schnitt der Kennlinie mit der Abszissenparallelen durch 100%. Mit zunehmender Einstrahlung werden die Kennlinien zu kürzeren Zeiten verschoben und sind auch zunehmend gekrümmt; die Aufbauzeiten werden kleiner.

Den Zusammenhang zwischen Aufbauzeit und Überhöhung der Spannung über den statischen Durchbruchwert gibt Fig. 20 für Luft. Voraussetzung für einwandfreie Ausmessungen dieser Art ist selbstverständlich eine im Vergleich zur kürzesten Durchschlagzeit weit rascher den Scheitelwert erreichende und auf dieser Höhe verbleibende Spannung. Eine kürzere Verzugszeit als z.B. 1 µs erfordert somit mindestens eine Überspannung von annähernd 2%. Bei einem Spannungsimpuls technischer Form wie etwa dem Norm-Blitzstoss 1,2/50 bedarf es wegen des endlichen Spannungsanstieges und dem Absinken der Spannung nach dem Scheitel einer noch etwas höheren Spannung. Für Stickstoff oder Wasserstof sind die Kennlinien leicht zu höheren Zeiten verschoben, ohne dass jedoch ihr Charakter ändert. Durch höheren Gasdruck wird die Aufbauzeit verkürzt. So lassen sich bei Drücken von einigen bar Durchschlagzeiten von wenigen Nanosekunden und damit extrem schnelle Schaltvorgänge erreichen [22].

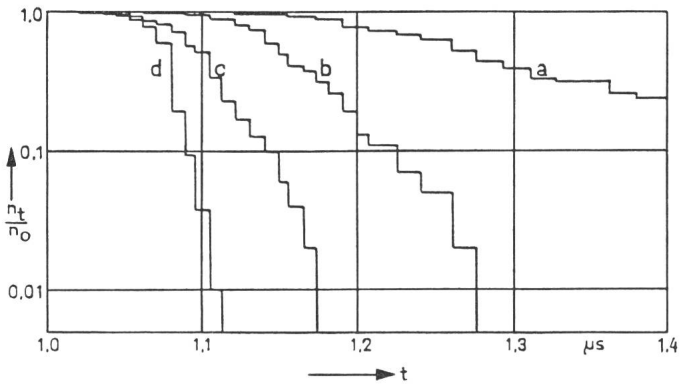

Fig. 19 Darstellung der Zufallsschwankung in den gemessenen Zündverzugszeiten bei unterschiedlicher Fremdeinstrahlung [20]
N_2 von leichtem Unterdruck, $d = 2$ cm,
Überspannung (Rechteckstoss) 4,7%
n_t Spannungsstösse ohne Zündung
n_0 Gesamtzahl der Spannungsstösse
a $5 \cdot 10^6$
b $4{,}9 \cdot 10^7$
c $8{,}2 \cdot 10^7$
d $1{,}3 \cdot 10^8$
} Anfangselektronen pro Sekunde

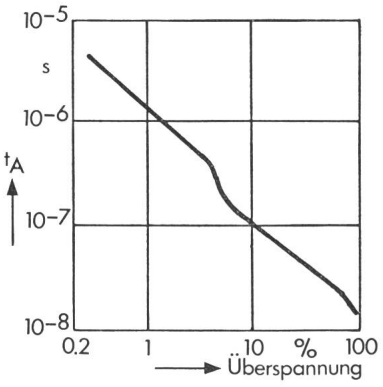

Fig. 20 Aufbauzeit in Luft, in Funktion der Überspannung [21]
$d = 1$ cm

Der verstärkte Abfall in Fig. 20 bei ca. 5% Überspannung für Luft (ca. 15% in N_2 und H_2) wird als Ausdruck des Umschlages zur Streamerentladung gedeutet. Unter Annahme eines Mehrlawinenaufbaues und lichtelektrischer Auslösung der Nachlieferungselektronen an der Kathode bei den kleineren Überspannungen und Kanalaufbau ab dem stärkeren Abfall ergeben sich rechnerisch Verzugszeiten, die mit den gemessenen gut übereinstimmen. Für Kanalaufbau erhält man diese Zeit in einfacher Weise aus der Laufzeit der Lawine bis zur kritischen Grösse $(\alpha x)_{kr}$ gemäss $t_A = x_{kr}/v_- = 20/\alpha v_-$. In einer etwas späteren Veröffentlichung ist bei grossen Elektrodenabständen und für Überspannungen bis 2% der Sprung in der Aufbauzeit noch stärker ausgeprägt angegeben.

Zur Stromsteigerung im Bereich des statischen Durchbruchs tragen oftmals, so etwa in Stickstoff, Luft oder den stärker elektronegativen Gasen, zerfallende negative Ionen und, in den Edelgasen, deexcitierende Metastabile bei. Sowohl beim Zerfall der Ionen als auch der Löschung der metastabilen Anregungszustände werden Elektronen frei, die Anlass zu teils erheblich verzögerten Lawinen werden. Die von den Ionen abgelösten Elektronen durchlaufen nur einen verkürzten Weg bis zum Eintritt in die Anode; die aus ihnen hervorgehende unregelmässige Aufeinanderfolge kleinerer und grösserer Lawinen ergibt den beobachteten Nachstrom (vgl. Fig. 14). Dessen Dauer gibt einen Fingerzeig über die Verursachung: bei überwiegendem Anteil der negativen Ionen muss der Nachstrom längstens nach deren Laufzeit auf null zurückgegangen sein. Mit der Elektrodenentfernung nehmen die Durchschlag-Entwicklungszeit und ferner die Amplitude des Nachstromes zu.

Bei sehr langsamer Annäherung der Versuchsspannung an die statische Durchschlagspannung kann die Dauer des Entladeverzugs selbst bei ausreichender Bereitstellung von Erstelektronen speziell beim Hochdruckdurchschlag bis zu Millisekunden erreichen. Ein eigentlicher Generationsablauf liegt dann kaum noch vor; wahrscheinlicher ist eine Folge von stossweisen Emissionen jeweils einer grossen Zahl von Elektronen aus der Kathode beim Einlaufen der positiven Ionen oder danach. Ein besonders kräftiger «Emissionsblitz» kann dabei sogar zum Einlawinen-Kanaldurchschlag führen. Vermutliche Ursache der Emission einzelner Stellen der Kathode ist die Aufladung molekularer Schichten (Oxydhäute o. dgl.) beim Auftreffen der positiven Ionen und nachfolgende Feldemission und von Mikro-Funkelentladungen im sehr hohen Feld zwischen Kathodenmetall und Fremdschicht.

7. Erniedrigung der Durchschlagspannung durch starke Vorionisation

Vor mehreren Jahrzehnten schon von der Aachener Schule *(Rogowski, Wallraff, Fucks)* hergeleitete Beziehungen («Wurzelgesetze») zwischen Einstrahlung (Fremdstromdichte) und Zündspannungsabsenkung hatten sich unter den Bedingungen des Townsend-Aufbaues gut bestätigt gefunden, doch können sie unter anderen Versuchsbedingungen (Kanalentladung, stossweise Auslösung vieler Anfangselektronen) keine Gültigkeit mehr beanspruchen. Eine grosse Zahl von Anfangselektronen hat viele parallel laufende und sich überdeckende Lawinen zur Folge bei gesteigerter Rückwirkungsausbeute, wodurch die zum Feldumbau erforderliche kritische Trägerzahl rascher erreicht wird als bei einer von einem Elektron gestarteten Einzellawine. Von starker Einstrahlung ist daher eine niedrigere Durchschlagspannung zu erwarten.

Für die Erniedrigung der Durchschlagspannung bei stossweise an der Kathode in unterschiedlicher Zahl ausgelöster Anfangselektronen gibt Fig. 21 ein Beispiel. Der Effekt ist stärker bei kleinem Elektrodenabstand. Bei stetiger Einstrahlung wie etwa bei stationärer UV-Bestrahlung oder Anordnung eines radioaktiven Präparats hinter der Kathode kommt man zu ungefähr gleichartigen Ergebnissen.

Bei Spannungseichungen mit der Kugelfunkenstrecke ist daher darauf zu achten, die zur Vermeidung von Zündverzögerungen und Kleinhaltung der Messfehler benutzten Vorionisatoren nicht überdosiert einzusetzen.

Als Beispiel für die stärkere Streuung der Durchschlagspannung bei schwacher Vorionisation zeigt Fig. 22 das Ergebnis von Präzisionsmessungen der Durchschlagspannung eines verdichteten Gases. Bei den anfänglichen Beanspruchungen der von Staubresten nicht gänzlich freien Elektroden tritt ein Formierungseffekt auf. Darnach ergibt sich eine etwas höhere, aber doch immer noch merklich streuende Durchschlagspannung. Durch intensive Vorionisation wird die Durchschlagspannung um rund 900 V abgesenkt, wobei zudem die Streuung stark zurückgeht. Die Ansprechspannung einer formierten und ausreichend vorionisierten ebenen Funkenstrecke ist somit innerhalb einer Versuchsreihe erstaunlich gut definiert, solange die sonstigen Versuchsbedingungen (Gaszustand und Gasreinheit, Oberflächenzustand der Kathode usw.) ungeändert bleiben.

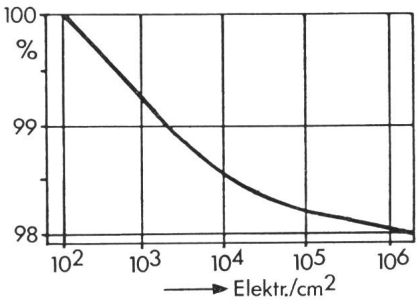

Fig. 21 **Absenkung der statischen Durchschlagspannung in Luft mit der Menge der zur gleichen Zeit in der Kathode ausgelösten Anfangselektronen [25]**
$d = 15$ cm

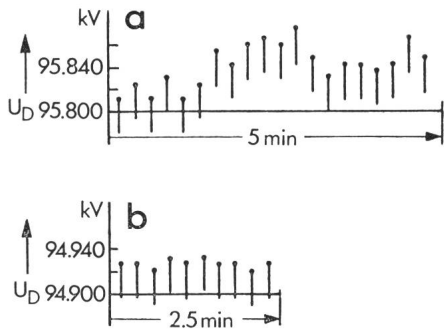

Fig. 22 **Streuung der Durchschlagspannung bei aufeinanderfolgenden Zündungen [26]**
N_2, 6,7 bar, $d = 0{,}5$ cm
a unbestrahlt b UV-bestrahlt

8. Durchschlagfestigkeit von Luft

Für sehr genaue Messungen der Durchschlagspannung von Gasen im Homogenfeld sind weitestgehende Staubfreiheit des Gases und völlige Reinheit der Elektroden unerlässliche Voraussetzung. Messungen in freier Laborluft sind daher weniger zu empfehlen. Bei Untersuchungen dieser Art mit Gleichspannung [27] befand sich die Plattenfunkenstrecke in einem zwischendurch immer wieder gereinigten Gehäuse ausreichender Grösse, angefüllt mit sorgfältig filtrierter Luft. Nach Einbrennen (Formieren) durch ca. 25 Durchschläge war die Streuung der Einzelwerte auch ohne spezielle Vorionisation kleiner als 0,2 ‰ und Tiefdurchschläge blieben gänzlich aus.

Im Bereich $d = 2...17$ cm lassen sich die erhaltenen Messwerte mit einem Fehler von weniger als 2 ‰ durch folgende Beziehung approximieren

$$U_D = 24{,}49\, d + 6{,}61 \sqrt{d}$$

U_D statische Durchbruchspannung in kV bei Normalzustand der Luft (20 °C, 1013 mbar, 11 g Wasserdampf/m³)

d Elektrodenentfernung in cm

Fast übereinstimmende Ergebnisse wurden nach [28] gefunden sowie mit Messungen bei Stoßspannung und Schlagweiten bis 30 cm [29; 23]. Ab $d = 15$ cm änderte sich dabei die Durchschlagfestigkeit nicht mehr.

Mit steigendem Wasserdampfgehalt in der Luft erhöht sich die Durchschlagfestigkeit um rd. 1,5 ‰ je g/m³. Bei technischen Messungen im Quasihomogenfeld kann daher eine Korrektur für von 11 g/m³ abweichende Luftfeuchtigkeit im allgemeinen entfallen.

9. Durchschlagfestigkeit bei erhöhtem Druck

Elektrodenentfernung und Gasdichte sind im Homogenfeld weitgehend gleichwertig hinsichtlich ihrer Einflussnahme auf die Höhe der Durchschlagspannung. Die bekannte Paschen-Regel drückt dies in der Weise aus, dass die Durchschlagspannung unverändert bleibt, solange das Produkt aus Schlagweite und Gasdichte konstant gehalten wird. Sie gilt selbst noch bei hohen Temperaturen (nachgewiesen bis über 1000 °C). Durch Drucksteigerung lässt sich somit die elektrische Festigkeit stark erhöhen. Eine solche Verbesserung der Isoliereigenschaften wird allerdings dadurch begrenzt, dass schliesslich durch Feldemission Elektronen aus der Kathode, zunächst nur an vereinzelten Stellen, austreten, und die Vermehrung der Zahl der Anfangselektronen auf eine Abflachung des Anstiegs der Zündspannung hinwirkt; Abweichungen von der Paschen-Regel sind die Folge. In gleicher Weise reagiert die Durchschlagspannung allerdings auch auf geringe Oberflächenunvollkommenheiten der Kathode wie etwa Kratzer, Riefen, Krater-

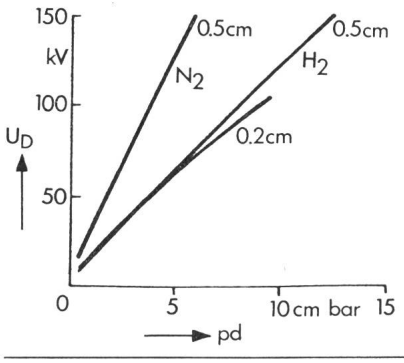

Fig. 23 Paschendarstellung der Durchbruchspannungen in den Gasen Stickstoff und Wasserstoff [26]
d = 0,5 cm bzw. 0,2 cm

fusspunkte vorausgegangener Entladungen, oder im Gas schwebende und vom Feld zu den Elektroden hingezogene faserartige oder metallische Fremdteilchen im Kapselungsraum. Dies ist der Grund, dass bei der technischen Verwendung komprimierter Gase zu Isolieraufgaben in Hochspannungsgeräten der Gasdruck nicht zu hoch angesetzt wird und die Isolationsabstände reichlich bemessen werden.

Zahlreiche Messungen der vergangenen Jahrzehnte mit dem Ziel einer besseren Festlegung der Paschenabweichungen und deren Verursachung haben insgesamt nur wenig zur Erhellung der physikalischen Zusammenhänge beigetragen und lassen auch vielfach Zweifel offen, ob die beobachteten Erniedrigungen der Durchschlagspannung nicht zur Hauptsache das Werk von Verunreinigungen und Feldstörungen an den Elektroden sind. Sichere Anzeichen für solche unerwünschten Nebenwirkungen sind starke Streuung der einzelnen Durchschlagswerte, ihre Erhöhung bei wiederholter Beanspruchung und hystereseartiger Gang der Festigkeitskurven bei auf- und absteigendem Druck im Versuchsgefäss.

In einer besonders sorgfältigen Untersuchung der Raether-Schule aus dem Jahre 1966 bei Drücken bis zu 44 bar konnten solche störenden Nebeneffekte durch aussergewöhnliche Massnahmen (Füllung des Versuchsgefässes über Kühlfallen und poröse ölbenetzte Kunststoffrohre bei Neureinigung der Gaswege nach jeder Drucksteigerung um 1 bar, Einfüllen von H_2 über Palladiumfilter bei extrem langsamer Druckerhöhung im Versuchsgefäss) völlig vermieden werden. Für Stickstoff und Wasserstoff sind die Ergebnisse in Fig. 23 dargestellt. Mit Ausnahme der Werte für H_2 bei grossem pd blieb die Messwertstreuung stets unter 0,3 ‰. Im untersuchten Spannungsbereich bis zu 140 kV kam es nur bei H_2 beim kleineren Elektrodenabstand (d = 0,2 cm) zu einem tiefer liegenden Seitenast der Paschenkurve. Diese Abweichung wie auch die von zahlreichen anderen Forschern zumeist festgestellte Abhängigkeit der Durchschlagspannung vom Kathodenmaterial haben sicherlich ihre Ursache in einer Feldemission an der Kathode ab einer gewissen Feldstärke.

Für das neuerdings in grossem Umfang in Hochspannungsapparaten zur Verwendung gelangende stark elektronegative Gas Schwefelhexafluorid (SF_6) von ca. 2,4facher elektrischer Festigkeit derjenigen von Luft liegen wohl trotz sehr zahlreicher Untersuchungen einschliesslich analytischer Betrachtungen keine gleichrangigen Ergebnisse über die wahre Durchschlagfestigkeit vor.

Der hier gegebene Überblick lässt erkennen, dass nicht nur die zum Durchschlag im Gas führenden Grundprozesse heute als gut bekannt gelten dürfen, sondern auch der Ablauf einer Entladung zumindest im Homogenfeld vielfach bis in seine Einzelheiten dem Verständnis erschlossen ist. Gleicherweise hat die analytische Behandlung der Vorgänge grosse Fortschritte gemacht und dazu verholfen, die experimentellen Befunde in generellen Vorstellungen einzuordnen. Damit ist der Gasdurchschlag im homogenen Feld anders als dies für Flüssigkeiten oder feste Isolierstoffe gilt, zu einem weitgehend erforschten Teilgebiet der Isolierphysik bzw. Hochspannungstechnik geworden.

Literatur

[1] *H. Raether:* Electron avalanches and breakdown in gases. London, Butterworth, 1964.
[2] *C. Driver:* Über die Elektronenlawine in Luft bei grossen Elektrodenabständen (7,5...20 cm) im homogenen elektrischen Feld bei Atmosphärendruck. Z. Angew. Physik 24(1967)1, S. 24...28.
[3] *K.H. Wagner:* Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Plasmakanal, untersucht mit Bildverstärker und Wischverschluss. Z. Physik 189(1966)5, S. 465...515.
[4] *H. Schlumbohm:* Messung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen und positiven Ionen in Gasen. Z. Physik 182(1965)3, S. 317...327.
[5] *E.K. Müller:* Oszillographische Untersuchungen von Gasentladungen in Stickstoff und Wasserstoff bei hohem Druck. Teil II: Beobachtungen in Stickstoff. Z. Angew. Physik 21(1966)6, S. 475...479.
[6] *H. Schlumbohm:* Elektronen-Stossionisierungskoeffizient für organische Dämpfe und Sauerstoff (aus der Trägerstatistik für Elektronenlawinen). Z. Angew. Physik 11(1959)4, S. 156...159.
[7] *H.A. Boyd* and *G.C. Crichton:* Measurement of ionisation and attachment coefficients in SF_6. Proc. IEE 118(1971)12, p. 1872...1877.
[8] *V.N. Maller* and *M.S. Naidu:* Sparking potentials and ionisation coefficients in SF_6. Proc. IEE 123(1976)1, p. 107...108.
[9] *H. Tholl:* Der Einfluss der Eigenraumladung auf die Trägervermehrung einer Lawine in N_2, CH_4 und $N_2 + CH_4$. Z. Physik 172(1963)5, S. 536...555.
[10a] *R. Kluckow:* Zur Messung des zeitlichen Anstiegs des Stromes beim statischen Durchschlag. Z. Physik 148(1957)5, S. 564...581.
[10b] *R. Kluckow:* Über den zeitlichen Verlauf des Stromes einer Townsend-Entladung im ebenen Feld. Z. Naturforschung, Teil A 16(1961)6, S. 539...547.
[11] *H. Hoger:* The rise of the discharge current initiated by a single electron in nitrogen-methane mixtures. Dielectrics 1(1963)2, p. 94...97.
[12] *H. Schlumbohm:* Die zeitliche Entwicklung einer Townsend-Entladung. Z. Physik 159(1960)2, S. 212...222.
[13] *H. Krisch:* Elektronennachlieferung in Niederdruckentladungen durch metastabile Stickstoffmoleküle und deren Stösslöschung durch Fremdgase. Z. Physik 208(1968)–, S. 322...337.
[14] *K.J. Schmidt-Tiedemann:* Elektronennachlieferung in den Gasen N_2, H_2 und O_2 bei niedrigen Drucken (pd ~ 50 Torr. cm). Z. Physik 150(1958)3, S. 299...310.
[15] *H. Raether:* Survey of recent work on current growth. Proceedings of the fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala, 17...21 august 1959, Vol. I, Report 1B, p. 105...114.
[16] *R.A. Wijsman:* Breakdown probability of a low pressure gas discharge. Physical Review 75(1949)–, p. 833...837.
[17] *K.H. Wagner:* The development of an electron avalanche investigated by means of a high gain image intensifier. Comptes rendus de la VIe Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz, Paris, 8...13 juillet 1963. Vol. II, Rapport VB 14, p. 309...311.
[18] *H. Tholl:* Zur Entwicklung einer Elektronenlawine bei Überspannung in N_2. I. Generationsaufbau. Z. Naturforschung, Teil A 19(1964)4, S. 346...353.
[19] *K.-H. Wagner:* Vorstadium des Funkens, untersucht mit dem Bildverstärker. Z. Physik 204(1967)2, S. 177...197.
[20] *H. Sohst:* Über die Statistik des Zündverzuges. Z. Physik 154(1959)5, S. 618...632.
[21] *K. Dehne, W. Köhrmann* and *H. Lenné:* Measurement of the formative time lag for sparks in air, hydrogen, and nitrogen. Dielectrics 1(1963)3, p. 129...136.
[22] *H.J. Goodall, R. Hancox:* Formative time lags in a pressurised spark gap. Comptes rendus de la VIe Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz, Paris, 8...13 juillet 1963. Vol. II, Raport B 22, p. 337...342.
[23] *C.U. Däke:* Durchschlagspannungen und Aufbauzeiten in Raumluft in einem homogenen Feld mit 7,5–22,5 cm Abstand. Z. Angew. Physik 19 (1965)5, S. 453...460.
[24] *G.-A. Schröder:* Über den Entladungsmechanismus in Raumluft in einem homogenen Feld bei Elektrodenabständen von 2,5 bis 9 cm. Z. Angew. Physik 13(1961)8, S. 367...375.
[25] *C. Driver:* Über den Nachstrom und seine Entwicklung zum Durchschlag in Luft bei grossen Elektrodenabständen (7,5...20 cm). Z. Angew. Physik 27(1969)5, S. 326...333.
[26] *E.K. Müller:* Oszillographische Untersuchungen von Gasentladungen in Stickstoff und Wasserstoff bei hohem Druck. I. Durchbruchspannungen. Z. Angew. Physik 21(1969)3, S. 219...224.
[27] *H.A. Boyd, F.M. Bruce* and *D.J. Tedford:* Sparkover in long uniform-field gaps. Nature 210(1966)5037, p. 719...720.
[28] *G.-A. Schröder:* Messung der statischen Durchbruchfeldstärke in Raumluft in einem homogenen Feld bei Abständen von 2–9 cm. Z. Angew. Physik 13(1961)6, S. 296...303.
[29] *H. Sohst:* Durchschlagspannungen in Luft 760 Torr im homogenen Feld (7 bis 30 cm Abstand). Z. Angew. Physik 14(1962)10, S. 620...627.

Adresse des Autors

Dr.-Ing. habil. *Berthold Gänger*, Dufourstrasse 5, 5430 Wettingen.