

9	Der elektrische Durchschlag von Gasen.....	2
9.1	Gase als Isolierstoffe	2
9.2	Erscheinungsformen von Gasentladungen	3
9.3	Physikalische Grundlagen	7
9.4	Unselbständige Entladung	10
9.4.1	Beweglichkeit, Driftgeschwindigkeit	10
9.4.2	Mittlere freie Weglänge.....	13
9.4.3	Vorstromdichte	14
9.4.4	Stoßionisation durch Elektronen, Lawinenbildung	15
9.4.5	Ionisierungskoeffizient	17
9.5	Selbständige Entladungen	21
9.5.1	Rückwirkungskoeffizient	21
9.5.2	Generationenmechanismus (Townsend-Mechanismus)	23
9.5.3	Paschengesetz	26
9.5.3.1	Herleitung des Paschengesetzes	26
9.5.3.2	Näherungsgleichungen	31
9.5.4	Streamermechanismus (Kanalentladung)	32
9.5.5	Besonderheiten des schwach inhomogenen Feldes	34
9.5.6	Durchschlagsentwicklung im stark inhomogenen Feld.....	36
9.5.6.1	Vorentladungen an einer positiven Spitze-Platte-Anordnung	38
9.5.6.2	Vorentladungen an einer negativen Spitze-Platte-Anordnung	39
9.5.6.3	Entwicklung des Durchschlags aus den Vorentladungen.....	40
9.5.7	Durchschlagsentwicklung bei Stoßspannung	48
9.5.7.1	Zünd- und Entladeverzug	48
9.5.7.2	Stoßkennlinien	50
9.5.8	Luftdichtekorrektur und Einfluss der Luftfeuchte.....	53
9.5.8.1	Luftdichtekorrektur.....	53
9.5.8.2	Einfluss der Luftfeuchte	55
9.5.9	Durchschlagverhalten in SF ₆	57

9 Der elektrische Durchschlag von Gasen

9.1 Gase als Isolierstoffe

Gase bilden eine wichtige Klasse von Isolierstoffen in der Hochspannungstechnik. Unter ihnen hat die **atmosphärische Luft** als in allen Anwendungen vorkommender "natürlicher Isolator" die größte Bedeutung. Nicht mehr aus der elektrischen Energieversorgung wegzudenken ist jedoch auch das **Schwefelhexafluorid (SF₆)**, auch wenn es in jüngster Zeit auf Grund seiner Klimawirksamkeit – SF₆ trägt, wenn es in die Atmosphäre entlassen wird, zur Bildung des Ozonlochs bei – in die Diskussion geraten ist¹. Vor dem Hintergrund dieser Diskussionen haben in jüngster Zeit auch **Mischgase** zunehmend an Bedeutung erlangt, allen voran **Stickstoff-SF₆-Gemische**, die überwiegend mit einem Stickstoffanteil von etwa 80 % eingesetzt werden (dabei wird noch rund 70 % der elektrischen Festigkeit von reinem SF₆ erzielt). Gelegentlich kommt auch reiner **Stickstoff** zur Anwendung, allerdings üblicherweise nur unter sehr hohen Drücken (1 MPa und höher), beispielsweise in Pressgaskondensatoren oder Druckgaskabeln.

Gase sind bei niedrigen einwirkenden elektrischen Feldstärken sehr gute Isolierstoffe mit niedrigen Verlusten, niedriger Leitfähigkeit und einer praktisch frequenzunabhängigen relativen Dielektrizitätszahl von $\epsilon_r = 1$. Weitere wesentliche Vorteile sind:

- hohe Verfügbarkeit;
- kostengünstig (im Falle von Luft: kostenfrei);
- "selbst heilende" Isolierung;
- in hoher Reinheit herstellbar;
- sehr homogen (keine Probleme durch Risse, Einschlüsse usw.).

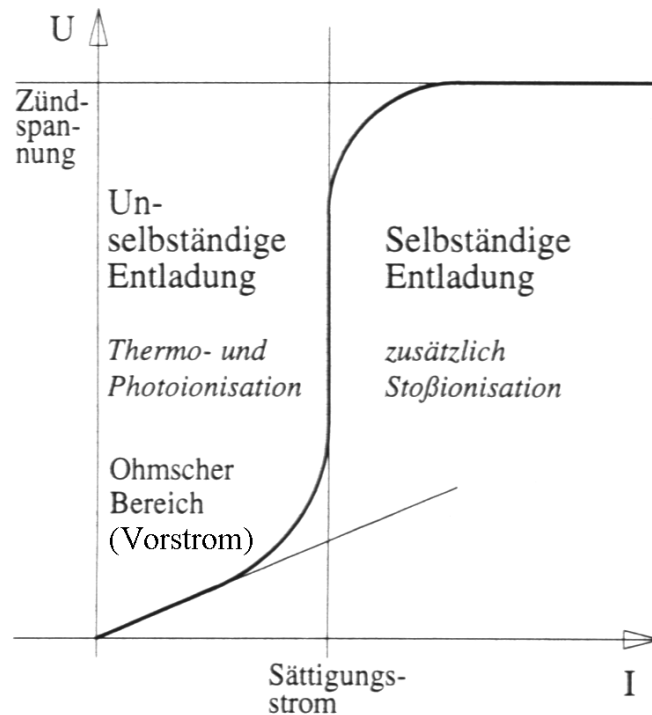
Nachteilig sind dagegen die vergleichsweise geringen elektrischen Festigkeiten bei normalem Atmosphärendruck. Die Scheitelwerte der Durchschlagfeldstärken betragen näherungsweise:

- in atmosphärischer Luft: $\hat{E}_d \approx 25 \dots 50 \text{ kV/cm}$;
- in Luft bei einem Druck von 1,6 MPa: $\hat{E}_d \approx 200 \text{ kV/cm}$;
- in SF₆: $\hat{E}_d \approx 3 \cdot \hat{E}_{d, \text{Luft}}$.

¹ SF₆ besitzt gegenüber CO₂ ein 23.900-mal höheres Treibhauspotential ("Global Warming Potential": GWP₁₀₀). Während jedoch die weltweite CO₂-Emission allein im Jahre 1995 ca. 23 Mrd. t betrug, wird die gesamte kumulierte SF₆-Masse in der Atmosphäre – SF₆ hat dort eine Lebensdauer von 3200 Jahren – auf insgesamt 90.000 t (Stand 1995) geschätzt. Damit ist SF₆ trotz des hohen Treibhauspotentials mit einem Anteil von nur 0,06 % am globalen Treibhauseffekt beteiligt. Die SF₆-Leckrate einer modernen gasisolierten Schaltanlage beträgt weniger als 0,5 %/a, so dass bei gewissenhaftem Umgang mit dem SF₆ z.B. bei Wartung, Befüllung oder Prüfungen der Beitrag des in der elektrischen Energieversorgung freigesetzten SF₆ zum Treibhauseffekt außerordentlich gering ist (Quelle: Siemens Druckschrift "SF₆ in der Energietechnik" – www.ev.siemens.de; weitere Informationen zu SF₆: www.solvay-fluor.de). Hersteller und Anwender haben mittlerweile entsprechende Selbstverpflichtungserklärungen unterschrieben (findet man Internet durch "googlen").

9.2 Erscheinungsformen von Gasentladungen

Wird eine Elektrodenanordnung mit gasförmiger Isolation mit nur geringer elektrischer Feldstärke beansprucht, so ist der durch die Entladungsstrecke fließende (sehr kleine!) Strom der angelegten Spannung proportional: die Anordnung zeigt ohmsches Verhalten. Dies ist in dem folgenden Bild schematisch dargestellt. Dass überhaupt ein Strom fließt, hat seine Ur-



Schematische Darstellung einer Gasentladungskennlinie beim Übergang von unselbständiger zu selbständiger Entladung

sache darin, dass in der Gasstrecke immer freie Ladungsträger in Form von (negativen) Elektronen und positiven Ionen vorhanden sind. Diese werden im Wesentlichen durch **Photoionisation** auf Grund kosmischer Strahlung oder UV-Licht (Details später in diesem Abschnitt) bereitgestellt. Sie können aber auch durch **Thermoionisation** auf Grund einer Beheizung der Gasstrecke erzeugt werden. In beiden Fällen spricht man in diesem Zusammenhang von **Fremdionisation**. Der in diesem Spannungsbereich fließende Strom wird **Vorstrom** genannt. Seine Höhe ist durch die zur Abwanderung an die Elektroden zur Verfügung stehenden freien Ladungsträger gegeben, die nach dem Zusammenspiel von **Generation** durch die o.g. Prozesse einerseits und **Rekombination** andererseits in der Gasstrecke verbleiben. Es entstehen durch den fließenden Strom jedoch keine zusätzlichen Ladungsträger. Man spricht daher in diesem Bereich von einer **unselbständigen Entladung**.

Bei Steigerung der anliegenden Spannung nimmt die Zahl rekombinierender Ladungsträger ab und die an die Elektroden abwandernder Ladungsträger zu. Es wird schließlich ein Spannungswert erreicht, bei dem praktisch alle durch Fremdionisation erzeugten Ladungsträger an die Elektroden abgeführt werden, aber noch keine zusätzlichen freien Ladungsträger

auf Grund der vorherrschenden Feldstärke erzeugt werden: der zugehörige Stromwert ist der **Sättigungsstrom**. Die Sättigungsstromdichte hängt ausschließlich von der Intensität der Fremdionisation ab. Sie ist äußerst gering und beträgt in freier Luft nur

$$J_{\text{Sättigung}} \approx 10^{-18} \text{ A/cm}^2$$

Wird die Spannung weiter gesteigert, so kann der Strom zunächst nicht ansteigen, bis schließlich ein Zustand erreicht wird, in dem die Ladungsträger im elektrischen Feld so stark beschleunigt werden, dass durch **Stoßionisation** und weitere **Sekundärprozesse**, die im Einzelnen später genauer beschrieben werden, zusätzliche freie Ladungsträger erzeugt werden. Es kommt nun zu einem erheblichen Anstieg des Stromes. Noch ist die Entladung jedoch unselbständig, weil insgesamt weniger freie Ladungsträger in der Gasstrecke entstehen als an die Elektroden abwandern können.

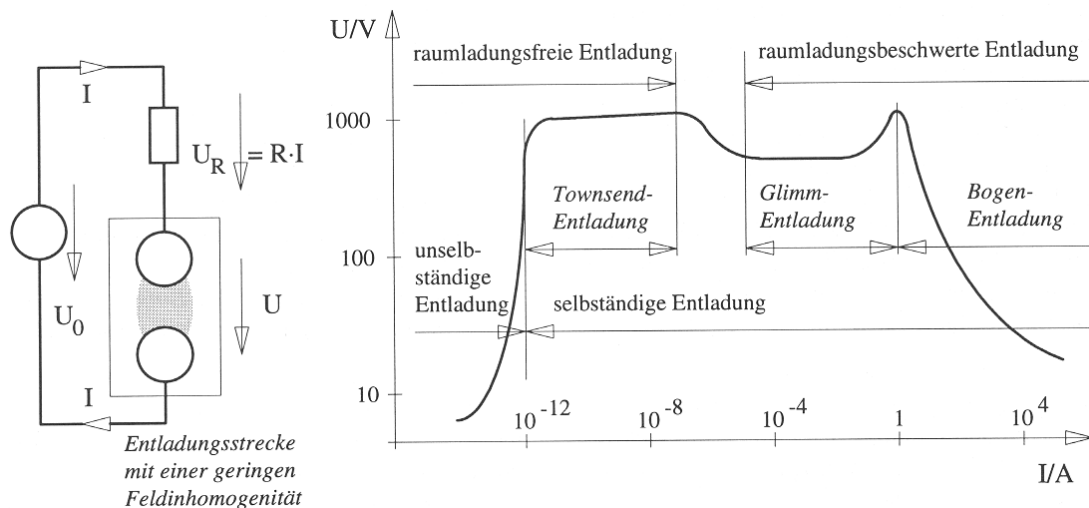
Die **Zündspannung** ist dadurch charakterisiert, dass bei ihrem Erreichen im Mittel jedes an der Kathode startende freie Elektron durch Stoßionisation und die weiteren Sekundärprozesse auf seinem Weg zur Anode für die Nachlieferung mindestens eines neuen Elektrons gesorgt hat. Die Entladung ist dann nicht mehr auf Fremdionisation angewiesen und wird **selbständig**.

Der weitere Entladungsverlauf hängt jetzt grundsätzlich von den Verhältnissen des gesamten elektrischen Stromkreises ab. In einem Kreis **ohne Strombegrenzung**, wie er bei einem **homogenen Feld** und **niedrigem Vorwiderstand** vorliegt, führt das Erreichen der Zündspannung unmittelbar zum Spannungszusammenbruch. Es kommt zum **vollständigen Durchschlag**, und die Zündspannung U_z ist gleich der **Durchschlagspannung** U_d der Anordnung.

In einem Stromkreis **mit Strombegrenzung** – diese kann durch einen **Vorwiderstand** erfolgen oder durch den **feldschwachen Bereich eines stark inhomogenen Feldes** – stellt sich bei Erreichen der Zündspannung ein stabiler Entladungszustand ein, ohne dass es zu einem vollständigen Durchschlag kommt. Es entstehen **Vorentladungen** oder **Teilentladungen**, die wegen der damit verbundenen Leuchterscheinung auch als **Glimmen** oder **Glimmentladung** bezeichnet werden. Die Zündspannung U_z ist in diesem Fall gleichbedeutend mit der **Teilentladungseinsetzspannung** U_e .

Der allgemeine Zusammenhang zwischen Strom und Spannung einer Gasentladungsstrecke ist sehr stark nichtlinear. Er wird durch die **Gasentladungskennlinie** für ein annähernd homogenes Feld beschrieben. Diese ist in dem nächsten Bild schematisch in doppelt logarithmischem Maßstab wiedergegeben. Welche Entladungsform sich jeweils einstellt, hängt von der Quellenspannung und dem Kreiswiderstand des Stromkreises ab. Zunächst sollen jedoch die einzelnen Bereiche der Gasentladungskennlinie betrachtet werden.





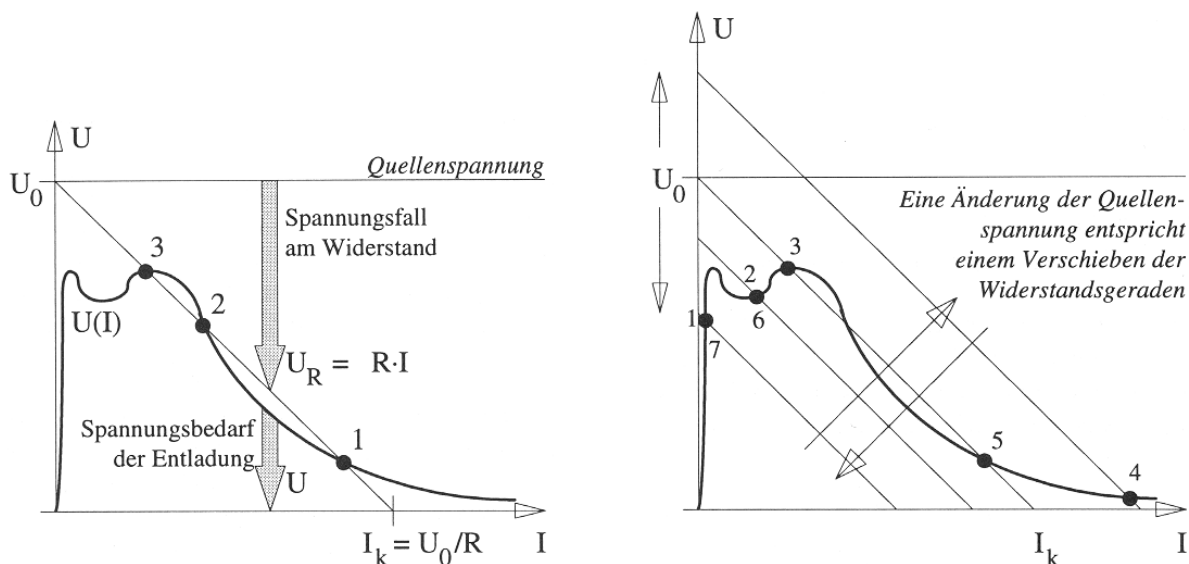
Elektrisches Schaltbild eines Stromkreises mit einer Gasentladungsstrecke mit näherungsweise homogenem Feld und schematische Darstellung der Gasentladungskennlinie

Townsend-Entladung wird derjenige Bereich genannt, der sich unmittelbar an das Erreichen der Zündspannung anschließt. Der Strom steigt in diesem Bereich auf Grund von Stoßionisation und Sekundärprozessen, ohne dass dazu eine Erhöhung der Spannung erforderlich wäre.

Bei weiter zunehmender Stromstärke bilden sich **Raumladungen**, die das elektrische Feld innerhalb der Gasstrecke so stark verändern, dass der Strom bei gleichzeitig fallender Spannung ansteigen kann. Die Stoß- und Rekombinationsprozesse in der Gasstrecke sind nun so stark, dass sichtbares Licht emittiert wird: es entsteht eine **Glimmentladung**.

Erst bei wesentlich größeren Strömen bestimmt **Thermoionisation** die Entladungsform. Es entsteht ein hochleitfähiges Plasma mit sehr geringem Spannungsbedarf. Dieser Bereich der Kennlinie wird mit **Bogenentladung** bezeichnet. Wird die Bogenentladung aus einer Quelle gespeist, die für lange Zeit eine **konstante Leistung** abgeben kann, ist die zugehörige intensive Lichterscheinung ein **Lichtbogen**. Die in diesem Entladungsbereich fallende Strom-Spannungskennlinie ergibt sich aus dem thermischen Gleichgewicht zwischen zugeführter elektrischer Leistung und der durch Strahlung, Konvektion und Wärmeleitung vom Lichtbogen abgeführten Leistung. Größere Kühlleistung bewirkt einen höheren Spannungsbedarf (Prinzip der Lichtbogenlöschung). Ist der Energievorrat der Spannungsquelle dagegen nur begrenzt (z.B. im Falle einer **Kondensatorentladung** oder bei so genannten **elektrostatischen Entladungen**), hat die Bogenentladung transienten Charakter, und man spricht in diesem Zusammenhang von einer **Funkenentladung**. Auch die Blitzentladung bei einem Gewitter ist damit eine Form der Funkenentladung.

Mit Hilfe der nächsten beiden Bilder wird gezeigt, wie sich abhängig von den Stromkreisparametern bestimmte Entladungsformen einstellen. Dazu wird eine Spannungsquelle mit Leerlaufspannung U_0 und Innenwiderstand R angenommen. Die Schnittpunkte der Widerstandsgeraden mit der Gasentladungskennlinie stellen mögliche Arbeitspunkte dar (da das Einzeichnen der Widerstandsgeraden lineare Achsenteilungen voraussetzt, ist die Gasentladungskennlinie, die an sich eine doppelt logarithmische Skalierung erfordert, nur stark schematisiert dargestellt). Das linke Bild zeigt die Verhältnisse für eine einzelne Kombination von U_0 und R . Von den drei möglichen Arbeitspunkten sind nur die Punkte 1 und 3 stabile Arbeitspunkte. Im rechten Bild ist gezeigt, wie sich eine Veränderung der Quellenspannung, dargestellt durch Parallelverschiebung der Widerstandskennlinien, auswirkt (einen ähnlichen Effekt hätte eine Veränderung des Widerstandes, die sich durch eine geänderte Neigung der Widerstandsgeraden ausdrückt). Stellt man die Quellenspannung auf einen Wert unterhalb der



Arbeitspunkte auf einer Gasentladungskennlinie (die Achsen sind linear geteilt, daher ist die Gaskennlinie nur schematisch dargestellt)

Links: prinzipielle Verhältnisse; stabile (1, 3) und instabile (2) Arbeitspunkte

Rechts: unterschiedliche Entladungsformen durch Verändern der Quellenspannung

Zündspannung ein, ergibt sich eine unselbständige Entladung mit Fließen des Sättigungsstromes (AP 1). Eine Spannungssteigerung auf einen Wert knapp oberhalb der Zündspannung führt bei geeigneter Wahl des Widerstandes (Neigung der Geraden) zu einer stabilen Glimmentladung (AP 2), die sich durch Spannungssteigerung bis zum AP 3 intensivieren lässt. Eine weitere Spannungssteigerung bewirkt eine Bogenentladung (AP 4). Wird die Spannung in den gleichen Stufen wieder abgesenkt, stellen sich auf der Kennlinie nacheinander die Arbeitspunkte 5, 6 und 7 ein.

9.3 Physikalische Grundlagen

Für das Verständnis der Vorgänge, die zu einem Gasdurchschlag führen, ist es ausreichend, das einfache, aber sehr anschauliche **Bohr'sche Atommodell** heranzuziehen. Danach besteht ein Atom aus einem positiv geladenen Atomkern mit (positiv geladenen) Protonen und (neutralen) Neutronen. Der Kern wird von (negativ geladenen) Elektronen auf Schalen (Bezeichnung K, L, M, N, O, P, Q) in energetisch definierten Abständen umkreist. Jede Schale entspricht dabei einem bestimmten, von innen nach außen zunehmenden Energieniveau der sich auf ihr befindlichen Elektronen. Elektronen können durch Energieeintrag kurzzeitig auf eine höherliegende Schale gehoben werden ("angeregter Zustand"). Fallen sie wieder auf die darunter liegende Schale zurück, wird die Energiedifferenz in Form eines Lichtquants wieder freigesetzt. Andere als die den Schalen zugeordneten diskreten Energieniveaus können von den Elektronen nicht angenommen werden. Jede Schale (jedes Energieniveau) kann nur mit einer Höchstzahl $2 \cdot n^2$ (mit n = Schalennummer) von Elektronen besetzt werden. Damit ergeben sich für die einzelnen Schalen folgende Höchstzahlen: K = 2, L = 8, M = 18, N = 32 (sowie theoretisch O = 50, P = 72 und Q = 98; diese Werte werden aber tatsächlich nie erreicht). Erst wenn eine Schale vollständig besetzt ist, wird die nächste weiter außen liegende Schale belegt¹.

Die **Ladung eines Elektrons** ist die **Elementarladung**:

$$q_e = e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

Die **Masse eines Elektrons** bei einer Geschwindigkeit, die klein ist gegenüber Lichtgeschwindigkeit, die sogenannte **Ruhemasse**², beträgt:

$$m_e = 9,11 \cdot 10^{-28} \text{ g}$$

Die **Ladung eines Protons** entspricht ebenfalls der Elementarladung, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen. Seine Ruhemasse ist aber rund **1836 mal größer** als die des Elektrons:

$$m_p = 1,673 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1836 \cdot m_e$$

Das **Neutron** besitzt keine Ladung, seine Ruhemasse entspricht etwa der eines Protons:

$$m_n = 1,675 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

Wären die Moleküle eines Gases alle elektrisch neutral, so könnte beim Anlegen einer Spannung kein Strom fließen. Tatsächlich sind aber immer **freie Ladungsträger** vorhanden.

¹ Es treten jedoch Unregelmäßigkeiten bei der Besetzung der Schalen auf. Beispielsweise werden bei Kalium (Ordnungszahl 19) und Calcium (Ordnungszahl 20) bereits die N-Schalen aufgefüllt, obwohl die M-Schalen nur mit 8 Elektronen besetzt sind (s. Tabelle auf S. 9).

² Mit zunehmender Geschwindigkeit v nimmt die Masse zu: $m = \frac{m_e}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$. Bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit c wächst sie somit gegen unendlich.

Dies können **freie Elektronen** sein, **positive Ionen** (Atome oder Moleküle, denen ein oder mehrere Elektronen fehlen) oder **negative Ionen** (Atome oder Moleküle, die ein oder mehrere zusätzliche Elektronen angelagert haben). Weiterhin treten auch **Großionen** auf. Das sind Staubteilchen, Wassertröpfchen oder ähnliche schwebende Teilchen, an die Elektronen oder Ionen angelagert sind. Die freien Ladungsträger entstehen durch Fremddionisation, verursacht durch **Korpuskularstrahlung** (α - und β -Strahlung) und **kurzwellige elektromagnetische Strahlung** (UV-Strahlung, γ -Strahlung, Höhenstrahlung \rightarrow sehr kurzwellige "harte" Strahlung aus dem Weltraum mit einer Wellenlänge < 100 nm).

Unter **Ionisierung** versteht man die Abspaltung eines Elektrons von einem Atom (oder Molekül) durch äußere Energiezufuhr. Diese kann, außer durch die oben erwähnten Mechanismen der Fremddionisation, auch durch **Zusammenstöße** von Teilchen erfolgen. Bei der Ionisation entstehen mindestens ein **freies Elektron** sowie der positiv geladene Atom- bzw. Molekülrest, also ein **positives Ion**. Um ein Atom (Molekül) zu ionisieren, muss die zugeführte Energie die **Ionisierungsenergie** überschreiten. Diese ist für die einzelnen Elemente des Periodensystems unterschiedlich. Generell ist die Bindung der Elektronen an den Atomkern umso fester, je weiter innen die Schale liegt, auf der sie sich befinden. Bei einer nur schwach besetzten äußeren Schale ist die Ionisierungsenergie geringer als bei Atomen bzw. Molekülen mit vollständig (Edelgase) oder fast vollständig (Halogene) besetzter äußerster Schale, die jeweils vergleichsweise hohe Ionisierungsenergien aufweisen (s. Tabelle auf S. 9).

Liegt die von außen zugeführte Energie unterhalb der Ionisierungsenergie, kann es trotzdem bereits zu einer **Anregung** kommen. Darunter versteht man das Anheben eines Elektrons auf eine weiter außen gelegene Schale (auf ein höheres Energieniveau). Dazu muss lediglich die **Anregungsenergie** erreicht werden. Der angeregte Zustand bleibt jedoch nur sehr kurzzeitig – für etwa 10^{-8} Sekunden (in Ausnahmefällen bis zu 10^{-2} Sekunden) – erhalten, danach fällt das Elektron unter Aussendung eines **Lichtquants** auf seine ursprüngliche Schale zurück. Ein Atom (Molekül) kann jedoch auch durch **mehrstufige Anregung** mit einer Gesamtenergie, die gleich oder größer ist als die Ionisierungsenergie, ionisiert werden.

Durch **Anlagerung** von freien Elektronen können auch **negative Ionen** gebildet werden. Wie sehr ein Atom oder Molekül zur Bildung negativer Ionen neigt, hängt von der Besetzung der äußersten Elektronenschale ab. Fehlen gerade ein oder zwei Elektronen zur kompletten Besetzung der Schale, zeigt das Atom (Molekül) eine hohe **Elektronenaffinität**: Elektronen werden bevorzugt angelagert. Solche Atome (Moleküle) werden als **elektronegativ** bezeichnet. Besonders ausgeprägt ist diese Eigenschaft bei den Halogenen Fluor (F) und Chlor (Cl), denen jeweils nur ein Elektron auf der äußersten Schale fehlt (s. Tabelle auf S. 9). Ebenfalls vorhanden, jedoch weniger stark ausgeprägt ist der Effekt bei Sauerstoff (O) und Schwefel (S) mit jeweils zwei auf der äußeren Schale fehlenden Elektronen. Stickstoff (N), dem bereits drei Elektronen auf der L-Schale fehlen, zeigt praktisch keine Elektronenaffinität. In chemischen

Bindungen geht die Elektronenaffinität zurück, jedoch zählt SF₆ immer noch zu den elektro-negativen Gasen, insbesondere im Vergleich zur Luft.

Schalenbelegung, Ionisierungs- und Anregungsenergien der ersten 20 Elemente des Periodensystems sowie von Wasserdampf und SF ₆								
Ordnungszahl	Name	Besetzung der Schalen K ... N mit Elektronen				1. Ionisierungsenergie (eV)	1. Anregungsenergie (eV)	Bemerkung
		K	L	M	N			
1	Wasserstoff (H)	1				13,6	10,2	
2	Helium (He)	2				24,59	19	Edelgas
3	Lithium (Li)	2	1			5,39		
4	Beryllium (Be)	2	2			9,32		
5	Bor (B)	2	3			8,3		
6	Kohlenstoff (C)	2	4			11,26		
7	Stickstoff (N)	2	5			14,53	6,3 (für N ₂)	
8	Sauerstoff (O)	2	6			13,62	7,9 (für O₂)	elektronegativ
9	Fluor (F)	2	7			17,42		elektronegativ
10	Neon (Ne)	2	8			21,56	16,6	Edelgas
11	Natrium (Na)	2	8	1		5,14		
12	Magnesium (Mg)	2	8	2		7,65		
13	Aluminium (Al)	2	8	3		5,99		
14	Silizium (Si)	2	8	4		8,15		
15	Phosphor (P)	2	8	5		10,49		
16	Schwefel (S)	2	8	6		10,36		
17	Chlor (Cl)	2	8	7		12,97		elektronegativ
18	Argon (Ar)	2	8	8		15,76		Edelgas
19	Kalium (K)	2	8	8	1	4,34		
20	Calcium (Ca)	2	8	8	2	6,11		
	H ₂ O (Dampf)					12,7	7,6	
	SF ₆					15,6	6,8	elektronegativ

1 eV = e · 1V = 1,6 · 10⁻¹⁹ Ws

Die **Ladung von Ionen** entspricht der Ladung der zusätzlich angelagerten (bzw. fehlenden Elektronen), beträgt also jeweils ein Vielfaches der Elementarladung mit entsprechendem Vorzeichen. Ihre **Ruhemasse** ist etwa gleich der Ruhemasse des entsprechenden Atoms oder Moleküls und damit wesentlich größer als die eines Elektrons:

$$m_{\text{ion}} = M \cdot m_{\text{p}} \quad (M \dots \text{Molekulargewicht; } m_{\text{p}} \dots \text{Ruhemasse eines Protons})$$

$$= (1836 \dots 10^6) \cdot m_{\text{e}}$$

$$\text{Beispiel } SF_6: M = 146 \rightarrow m_{\text{ion}, SF_6} = 146 \cdot 1836 \cdot m_{\text{e}} \approx 268\,000 \cdot m_{\text{e}}$$

Dieser gewaltige Unterschied in den Massen von Elektronen und Ionen ist für deren unterschiedliches Verhalten im elektrischen Feld verantwortlich: Elektronen werden im elektrischen Feld sehr viel stärker beschleunigt und nehmen damit wesentlich höhere Geschwindigkeiten an. Dies hat, wie später noch gezeigt wird, Auswirkungen auf die Entwicklung von Gasdurchschlägen.

In feldfreier atmosphärischer Luft ist als Anhaltswert mit einer **Ionenkonzentration** (infolge Fremddionisation) von ca. **1000 Ionen/cm³** zu rechnen, die bis zur Rekombination eine mittlere **Lebensdauer** von **18 Sekunden** haben. Die folgende Tabelle zeigt Details:

Ladungsträgerkonzentration in atmosphärischer Luft	
über dem Meeresspiegel	≈ 600 positive Ionen/cm ³
	≈ 500 negative Ionen/cm ³
in 5000 m Höhe	≈ 2350 positive Ionen/cm ³
	≈ 2000 negative Ionen/cm ³
bei Regen und Nebel	etwa Verdoppelung der obigen Werte
bei Gewitter	≈ 15 000 positive Ionen/cm ³
	≈ 12 000 negative Ionen/cm ³
Anzahl freier Elektronen	< 10 Elektronen/cm ³ (geringe Anzahl wegen häufiger Anlagerung an neutrale Moleküle)

9.4 Unselbständige Entladung

9.4.1 Beweglichkeit, Driftgeschwindigkeit

Ohne Einwirkung eines elektrischen Feldes führen alle Gasteilchen ungeordnete **thermische Bewegungen** aus, deren Stärke nur von der Gastemperatur abhängt. Durch **Stöße** mit anderen Gasteilchen ändern sie laufend ihre Richtung, wobei es im Mittel keinerlei Vorzugsrichtung gibt.



Bei Anlegen eines elektrischen Feldes dagegen werden geladene Teilchen (Elektronen, Ionen) in bzw. entgegen der Feldrichtung beschleunigt und gewinnen dabei an kinetischer Energie. Die auf das Teilchen der Ladung q einwirkende Coulomb-Kraft beträgt

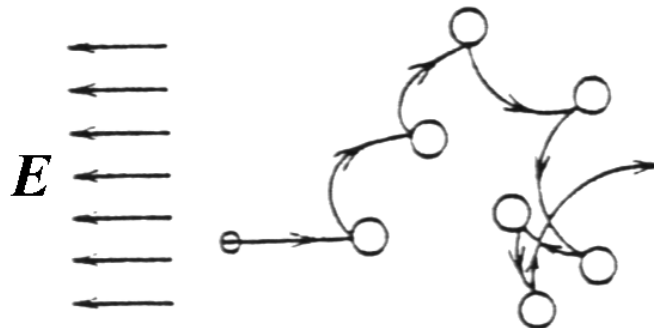
$$F = q \cdot E$$

Durchläuft das Teilchen die Strecke x , an der die Teilspannung ΔU abfällt, so beträgt sein **Zuwachs an kinetischer Energie**:

$$\Delta W = \int_0^x F(x) dx = q \cdot \int_0^x E(x) dx = q \cdot \Delta U$$

Anmerkung: Die Einheit für diese Energie ist das **Elektronenvolt**:
 $1 \text{ eV} = \text{Elementarladung} \cdot 1 \text{ V} = e \cdot 1 \text{ V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ws}$

Die freie Flugbahn eines Teilchens wird jedoch durch Zusammenstöße mit den Gasmolekülen gestört. Handelt es sich bei dem Teilchen um ein Ion, das etwa die selbe Masse besitzt wie ein Gasmolekül, gibt es dabei einen erheblichen Teil seiner aufgenommenen Energie wieder ab (elastischer Stoß bei etwa gleichen Massen)¹. Ein Elektron dagegen verliert bei einem Zusammenstoß mit einem Gasmolekül kaum Energie, falls diese kleiner ist als die Ionisierungsenergie des Moleküls, wird aber gestreut und ändert seine Flugbahn (elastischer Stoß bei sehr ungleichen Massen). Es ergeben sich gekrümmte Flugbahnen, wie in folgendem Bild dargestellt. Die zwischen zwei Stößen jeweils aufgenommenen Energien können solange



Bahn eines Elektrons im elektrischen Feld

akkumulieren, bis schließlich bei einem Stoß die **Ionisierungsenergie** erreicht ist und das Molekül ionisiert wird (unelastischer Stoß). Trotz der vielen Richtungsänderungen auf seiner Flugbahn hat das Teilchen eine **resultierende Driftgeschwindigkeit v** in bzw. gegen die Richtung des elektrischen Feldes:

$$v = \pm b \cdot E$$

¹ Nur aus Gründen der Anschaulichkeit wird hier und im weiteren von kugelförmigen Teilchen mit festen Radien ausgegangen, die mechanisch aneinander stoßen. Die tatsächlichen Verhältnisse sind natürlich komplizierter.

Darin ist b die **Beweglichkeit** des Teilchens. Diese ist für Ionen und Elektronen in unterschiedlicher Weise abhängig von der Feldstärke:

Für **positive Ionen** und **Großionen** ist sie für die interessierenden Feldstärkebereiche praktisch konstant:

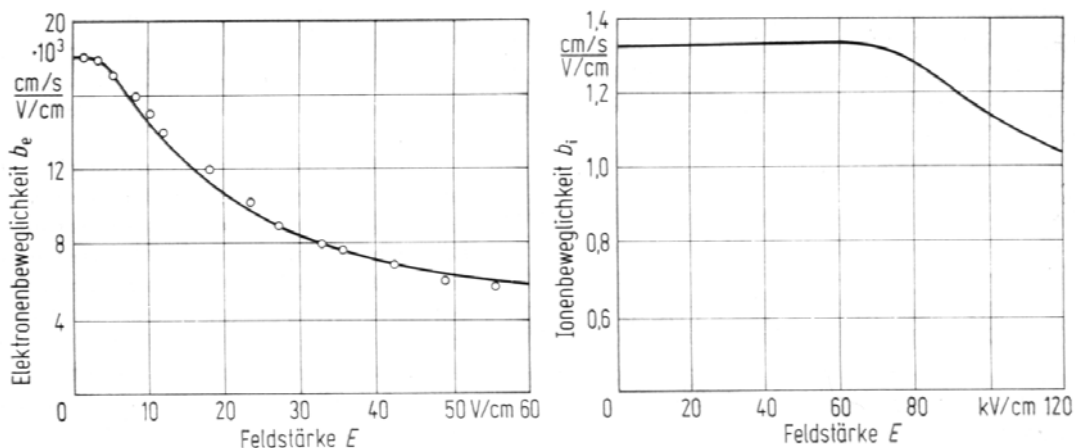
$$b_i = \text{const.} \approx 1 \dots 2 \frac{\text{cm/s}}{\text{V/cm}} \quad \text{für } E/d \lesssim 70 \text{ kV/cm} \quad (d \dots \text{Luftdichte})$$

$$b_g = \text{const.} \approx 10^{-4} \dots 10^{-1} \frac{\text{cm/s}}{\text{V/cm}}$$

Für **Elektronen** nimmt sie dagegen bereits ab sehr kleinen Feldstärkewerten ab, ist jedoch in jedem Fall um ein Vielfaches größer als für Ionen:

$$b_e = \text{const.} \approx 18\,000 \frac{\text{cm/s}}{\text{V/cm}} \quad \text{für } E/d \lesssim 3 \dots 4 \text{ V/cm}$$

$$b_e \approx 500 \frac{\text{cm/s}}{\text{V/cm}} \quad \text{bei } E/d = 30 \text{ kV/cm}$$



Teilchenbeweglichkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke
 Links: Elektronenbeweglichkeit in Stickstoff (N_2) bei 1 bar und 20°C
 Rechts: Beweglichkeit von Argonionen (Ar) bei 1 bar und 20°C

Bei der Durchbruchfeldstärke von Luft von $E \approx 30 \text{ kV/cm}$ ergeben sich somit folgende sehr unterschiedliche Driftgeschwindigkeiten für positive Ionen und Elektronen:

$$v_i \approx 0,3 \dots 0,6 \text{ mm}/\mu\text{s}$$

$$v_e \approx 150 \text{ mm}/\mu\text{s}$$

Für Großionen sind die Werte noch weitaus niedriger als für Ionen. Aus diesen Zahlenwerten ist bereits ersichtlich:

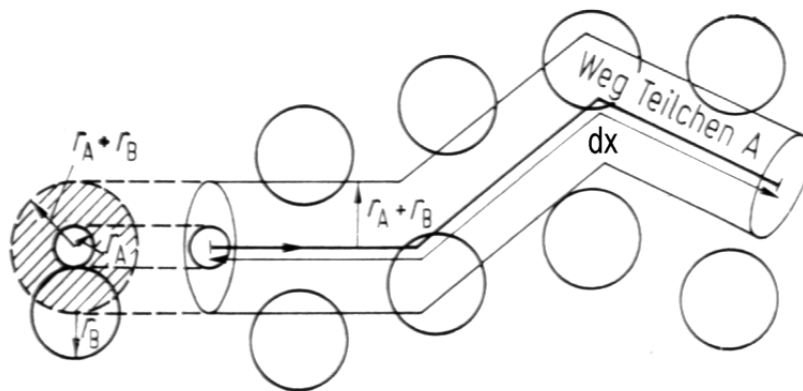
Ionen oder Großionen können den Entladungsvorgang nicht durch ihre Bewegung, sondern bestenfalls durch ihre Anwesenheit (Ausbildung von **Raumladungen** in der Entladungsstrecke) beeinflussen.

9.4.2 Mittlere freie Weglänge

Die **mittlere freie Weglänge** λ_m eines im elektrischen Feld bewegten Teilchens ergibt sich als Quotient aus der zurückgelegten Strecke dx und der Anzahl z der dabei erfolgten Zusammenstöße:

$$\lambda_m = dx/z$$

Betrachtet werde nun ein Gas, das nur zwei Typen von Teilchen – A und B – enthält, die jeweils einen Radius r_A bzw. r_B aufweisen. Die Geschwindigkeit v_A der Teilchen A sei sehr viel größer als die der Teilchen B, v_B , oder, was in diesem Fall auf das Gleiche hinausläuft, die Teilchen A mögen sich bewegen, während die Teilchen B ruhen. Ein Teilchen A beschreibe einen Weg, wie in dem folgenden Bild dargestellt. Ein Zusammenstoß zweier Teil-



Modellvorstellung für den Wirkungsquerschnitt und die freie Weglänge

chen A und B ist nur innerhalb der als **Wirkungsquerschnitt** oder **Stoßquerschnitt** a_s bezeichneten Fläche möglich (im Bild schraffiert dargestellt). Für diese gilt:

$$a_s = \pi \cdot (r_A + r_B)^2$$

Stellt man sich nun die von einem Teilchen A eigentlich in verschiedenen Richtungen zurückgelegten Teilstrecken zusammengesetzt zu einer einzigen geradlinigen Strecke der Länge dx vor, so stößt das Teilchen A mit allen Teilchen B zusammen, die sich in dem von einem Zylinder mit dem Wirkungsquerschnitt als Endflächen gebildeten Volumen befinden:

$$\text{Volumen des Zylinders: } V = \pi \cdot (r_A + r_B)^2 \cdot dx$$

$$\text{Anzahl der Teilchen B je Volumeneinheit (Teilchendichte): } n_B$$

$$\text{Zahl der Zusammenstöße} = z = \text{Anzahl der Teilchen B im Volumen } V = \pi \cdot (r_A + r_B)^2 \cdot n_B \cdot dx$$

$$\Rightarrow \text{Mittlere freie Weglänge } \lambda_m = \frac{dx}{z} = \frac{1}{\pi \cdot (r_A + r_B)^2 \cdot n_B}$$

Handelt es sich bei den Teilchen B um Gasmoleküle und schreibt man vereinfacht $n_B = n$ sowie $r_B = r$, so lassen sich zwei Fälle unterscheiden:

a) Ist das Teilchen A ein **Elektron**, so ist $r_A \ll r$, und die mittlere freie Weglänge wird

$$\lambda_{m,e} = \frac{1}{\pi \cdot r^2 \cdot n}$$

b) Ist das Teilchen A ein **Ion**, für das gilt $r_A \approx r$, so wird die mittlere freie Weglänge

$$\lambda_{m,i} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot n}$$

Ionen steht also nur ein Viertel der mittleren freien Weglänge von Elektronen zur Verfügung. Sie können daher im elektrischen Feld wesentlich weniger kinetische Energie aufnehmen als Elektronen.

Aus der kinetischen Gastheorie ist folgender Zusammenhang zwischen Teilchendichte n , Gasdruck p und absoluter Temperatur T als **universelles Gasgesetz** bekannt:

$$n = \frac{p}{k \cdot T} \quad (k \dots \text{ Boltzmann-Konstante} = 1,37 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/K})$$

Setzt man diese Beziehung in die der mittleren freien Weglängen ein, so ergibt sich:

$$\lambda_{m,e} = \frac{k \cdot T}{\pi \cdot r^2 \cdot p}$$

$$\lambda_{m,i} = \frac{k \cdot T}{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot p}$$

Die mittlere freie Weglänge nimmt mit der absoluten Temperatur zu und mit dem Gasdruck ab.

In dieser Tatsache liegt die Gasdichteabhängigkeit der Durchschlagspannung von Gasen begründet.

Zahlenbeispiel zur mittleren freien Weglänge: Der Molekülradius von Luft beträgt 0,187 nm. Unter atmosphärischen Normalbedingungen ($p_0 = 1013 \text{ mbar}$, $T_0 = 293 \text{ K}$) ergibt sich die mittlere freie Weglänge eines Elektrons rechnerisch zu $\lambda_{m,e} = 0,36 \text{ }\mu\text{m}$. Experimentell wurde ein Wert von $0,57 \text{ }\mu\text{m}$ gefunden. Die Abweichung des berechneten vom experimentell ermittelten Wert liegt in den starken Vereinfachungen bei der Herleitung der Gleichungen begründet. Mit dem experimentell ermittelten Wert von $\lambda_{m,e} = 0,57 \text{ }\mu\text{m}$ erhält man für die Zahl der Zusammenstöße von Elektronen mit Luftmolekülen: $z = 1/(0,57 \text{ }\mu\text{m}) = 17544 \text{ cm}^{-1}$!

9.4.3 Vorstromdichte

Legt man an eine Gasstrecke mit der Elektronendichte n_e und der Dichte positiver Ionen n_i ein homogenes elektrisches Feld E , so entsteht eine **Ladungsträgerströmung der Stromdichte**

$$J = n_i \cdot v_i \cdot e - n_e \cdot v_e \cdot e = (n_i \cdot b_i + n_e \cdot b_e) \cdot e \cdot E = \kappa \cdot E$$

(mit $e \dots$ Elementarladung, $\kappa = (n_i \cdot b_i + n_e \cdot b_e) \cdot e \dots$ Leitfähigkeit eines Gases)

Diese Gleichung beschreibt die Dichte des bereits in Abschnitt 9.2 erwähnten **Vorstroms**, die schon bei einer geringen Feldstärke von $E \approx 0,6 \dots 1$ kV/cm einen **Sättigungswert** $J_{\text{Sättigung}}$ erreicht. Dieser ist nur abhängig von der Zahl der durch Fremddionisation erzeugten Ladungsträger.

9.4.4 Stoßionisation durch Elektronen, Lawinenbildung

Abhängig von der elektrischen Feldstärke und der freien Weglänge zwischen zwei Stößen kann ein Elektron (nach dem bisher Gesagten müssen Ionen in die Überlegungen nicht mit einbezogen werden) so viel kinetische Energie W_{kin} akkumuliert haben, dass es beim Stoß mit einem Molekül dieses ionisiert. Dazu muss seine kinetische Energie größer sein als die Ionisierungsenergie des Moleküls (**Ionisierungsbedingung**):

$$W_{\text{kin}} \geq W_i$$

Es tritt in diesem Fall ein selbständiger Vermehrungsprozess der Elektronen durch Stoßionisation ein, und es wird je Längeneinheit dx abhängig von der Feldstärke eine Anzahl dn neuer Elektronen gebildet:

$$dn = \alpha \cdot n(x) \cdot dx$$

In dieser Beziehung ist die feldstärkeabhängige Größe $\alpha = \alpha(E)$ der **Ionisierungskoeffizient der Elektronen**. Eine andere übliche Bezeichnung ist **Erster Townsendscher Ionisierungskoeffizient**. Er stellt ein Maß für die von einem Elektron je Längeneinheit neu erzeugten Elektronen dar und wird in Abschnitt 9.4.5 ausführlich hergeleitet. Lässt man den Vermehrungsprozess mit N_0 Startelektronen beginnen, so ergibt sich die Anzahl N der Elektronen nach einer durchlaufenen Strecke s durch Umformung der obigen Beziehung und anschließende Integration von $x = 0$ mit $n = N_0$ und $x = s$ mit $n = N$:

$$\frac{dn}{n(x)} = \alpha \cdot dx$$

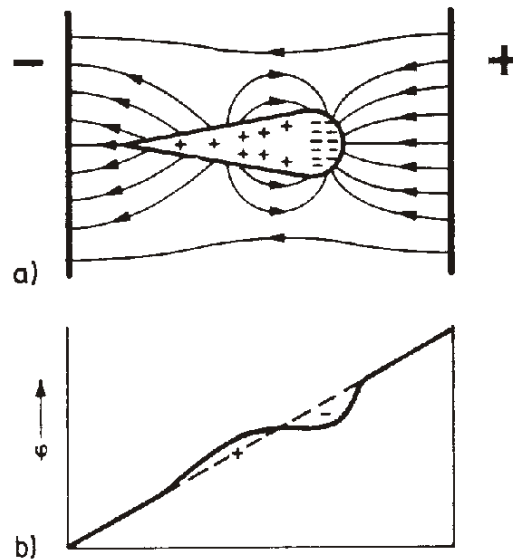
$$\int_{N_0}^N \frac{dn}{n(x)} = \ln \frac{N}{N_0} = \int_0^s \alpha dx$$

$$N = N_0 \cdot e^{\int_0^s \alpha dx}$$

Speziell für das homogene Feld, in dem der Ionisierungskoeffizient wegen der überall gleichen Feldstärke keine Ortsabhängigkeit aufweist, wird daraus

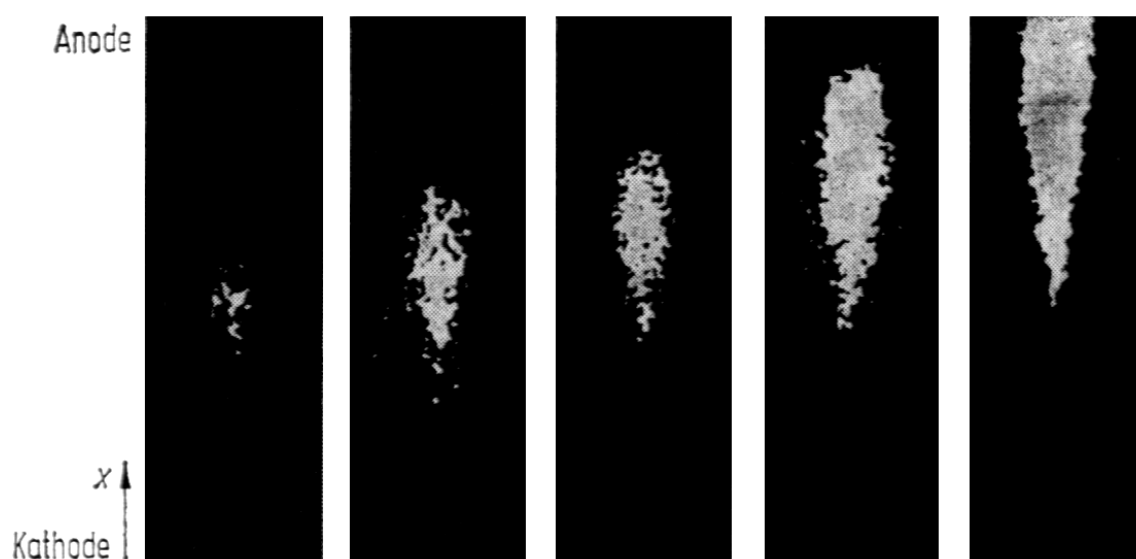
$$N = N_0 \cdot e^{\alpha s}$$

Diese exponentielle Zunahme der Elektronenzahl bezeichnet man als **Elektronenlawine**. Das folgende Bild zeigt die grundsätzlichen Verhältnisse für eine Elektronenlawine im homogenen Feld. Die sich mit hoher Geschwindigkeit bewegenden Elektronen bilden den Kopf der Lawine, wo sie mit sehr hoher Ladungsdichte konzentriert sind. Durch Diffusion bilden sie um das Zentrum des Kopfes herum praktisch eine Kugel. Die um Größenordnungen langsa-



Elektronenlawine im homogenen Feld: a) Feldbild; b) Potentialverlauf

meren Ionen formen den Lawinenschwanz, in dem die betragsgleiche aber positive Ladung über einen großen Bereich verteilt ist. Die Lawine selbst verzerrt das ursprünglich homogene Feld, was ihrem Wachstum und der Zunahme ihrer Geschwindigkeit zugute kommt. Das weitere Bild zeigt eine Fotosequenz von der Entwicklung einer Lawine, aufgenommen in ei-



Fotosequenz von der Entwicklung einer Elektronenlawine, aufgenommen in der Nebelkammer

ner Nebelkammer. Zwischen den einzelnen Bildern liegt ein Zeitunterschied von jeweils 10 Nanosekunden.

Im Allgemeinen muss neben dem Ionisierungskoeffizienten α auch noch der **Anlagerungskoeffizient** η berücksichtigt werden. Dieser stellt ein Maß für die je Längeneinheit wieder an die Gasmoleküle angelagerten Elektronen dar. Er ist ebenfalls feldstärkeabhängig: $\eta = \eta(E)$. Da die angelagerten Elektronen dem Lawinenbildungsprozess wieder entzogen werden, muss in dem Wachstumsgesetz der Ionisierungskoeffizient α durch den **effektiven Ionisierungskoeffizienten** α_{eff} ersetzt werden:

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha - \eta$$

$$N = N_0 \cdot e^{\int \alpha_{\text{eff}} dx} \quad (\text{allgemein})$$

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha_{\text{eff}} s} \quad (\text{homogenes Feld})$$

Weist das Gas keine elektronegative Eigenschaften auf, wird $\alpha_{\text{eff}} = \alpha$. Das ist in Luft der Fall. In SF_6 beispielsweise spielt die Anlagerung jedoch eine wesentliche Rolle, wie später noch gezeigt wird.

9.4.5 Ionisierungskoeffizient

Entscheidenden Einfluss auf die Lawinenbildung hat die bereits in Abschnitt 9.4.2 hergeleitete mittlere freie Weglänge λ_m . Auf Grund ihres statistischen Charakters kann aber die tatsächliche freie Weglänge eines Elektrons größer sein. Es soll nun die Wahrscheinlichkeit untersucht werden, mit der das der Fall ist. Daraus ergibt sich dann unmittelbar der noch zu bestimmende Ionisierungskoeffizient α .

Der zur Aufnahme der Ionisierungsenergie W_i von einem Elektron mit der Elementarladung e im elektrischen Feld E zurückzulegende Weg beträgt

$$\lambda_i = \frac{W_i}{e \cdot E}$$

Die Anzahl von Zusammenstößen eines Elektrons mit einem Molekül auf einem Wegstück dx wird mit dF bezeichnet und ergibt sich aus der mittleren freien Weglänge zu

$$dF = \frac{dx}{\lambda_m}$$

Damit ist die **wahrscheinliche Anzahl von Stößen je Längeneinheit**

$$Z(S) = \frac{dF}{dx} = \frac{1}{\lambda_m}$$

Aus der Gesamtmenge n der Teilchen an der Stelle x beträgt die Abnahme $-dn$ derjenigen Teilchen, die auf einer betrachteten Strecke dx noch keinen Stoß erfahren haben:

$$-dn = n(x) \cdot dF = n(x) \cdot \frac{dx}{\lambda_m}$$

Umformung zu

$$\frac{dn}{n(x)} = -\frac{dx}{\lambda_m}$$

und anschließende Integration von $x = 0$ mit N_0 Teilchen bis $x = s$ mit $N(s)$ Teilchen führt auf das so genannte **Clausius-Weglängen-Gesetz**:

$$\int_{N_0}^{N(s)} \frac{dn}{n(x)} = \ln \frac{N(s)}{N_0} = -\int_0^s \frac{dx}{\lambda_m} = -\frac{s}{\lambda_m}$$

$$\Rightarrow \frac{N(s)}{N_0} = e^{-\frac{s}{\lambda_m}}$$

Da die linke Seite dieser Gleichung die Zahl der an der Stelle s noch nicht zusammenge-
stoßenen Teilchen bezogen auf die Startmenge N_0 beschreibt, stellt die rechte Seite ein Maß
für die Wahrscheinlichkeit dafür dar, dass die tatsächliche freie Weglänge gleich oder sogar
größer ist als s . Somit lässt sich die Wahrscheinlichkeit $F(\lambda_i)$ dafür, dass ein Elektron die zur
Aufnahme der Ionisierungsenergie erforderliche Strecke λ_i durchläuft, oder schlicht die **ioni-
sierungswahrscheinlichkeit**, angeben zu

$$F(\lambda_i) = \frac{N(\lambda_i)}{N_0} = e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_m}}$$

Der **Ionisierungskoeffizient** α ist nun nichts weiter als die wahrscheinliche Anzahl von
Stößen je Längeneinheit, multipliziert mit der Ionisierungswahrscheinlichkeit:

$$\alpha = Z(S) \cdot F(\lambda_i) = \frac{1}{\lambda_m} \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_m}}$$

Da die Gastemperaturen selten wesentlich von der Normaltemperatur von 293 K abwei-
chen, die Betriebsdrücke sich jedoch über einen weiten Bereich zwischen Vakuum und Drü-
cken von mehr als 1 MPa erstrecken können, ist es üblich, den Ionisierungskoeffizienten für
eine bestimmte Temperatur abhängig vom Druck anzugeben. Nach den bisherigen Ausführ-
ungen gilt:

$$\lambda_i \sim \frac{1}{E} = \text{const.} \cdot \frac{1}{E}$$

$$\frac{1}{\lambda_m} \sim p = \text{const.} \cdot p \quad (\text{für eine gegebene Temperatur})$$

Damit wird

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_m} \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_m}} = \text{const.} \cdot p \cdot e^{-\frac{\text{const.} \cdot \text{const.} \cdot p}{E}}$$

$$\alpha = A \cdot p \cdot e^{-\frac{B}{(E/p)}}$$

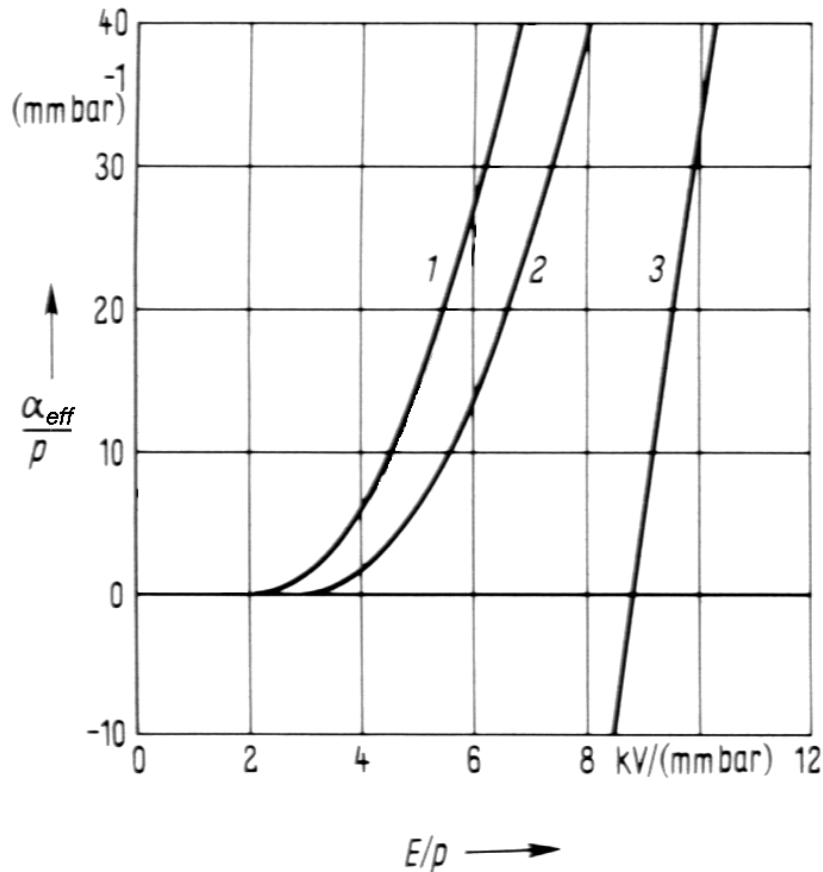
und schließlich bezogen auf den Druck:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{B}{(E/p)}} = f\left(\frac{E}{p}\right)$$

Die Konstanten A und B lassen sich experimentell durch Durchschlagversuche ermitteln, da sie sich, wie später noch gezeigt wird, auch in der Beziehung für die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von Druck und Schlagweite wieder finden. Es muss allerdings auch betont werden, dass die obige Gleichung die experimentell gefundenen Zusammenhänge nicht vollständig beschreiben kann, da für ihre Herleitung zu starke Vereinfachungen vorgenommen wurden (insbesondere durch die Verwendung des die Realität nur unvollkommen wiedergebenden mechanistischen Modells der Stöße von Teilchen). Durch eine Vielzahl von Messungen liegt jedoch eine gesicherte Kenntnis der Ionisierungskoeffizienten verschiedenster Gase und Gasgemische vor. Die folgende Tabelle zeigt für einige Gase die Konstanten A und B :

Gas	A (mm bar) ⁻¹	B kV/(mm bar)	Gültigkeitsbereich E/p kV/(mm bar)
Luft	645	19	3 bis 14
Luft	1130	27,4	11 bis 45
H ₂	376	9,8	11 bis 30
N ₂	977	25,5	8 bis 45
He	210	2,6	2 bis 11

Für Luft, Stickstoff und SF₆ sind die effektiven bezogenen Ionisierungskoeffizienten $\alpha_{\text{eff}}/p = (\alpha - \eta)/p$ in dem nächsten Diagramm wiedergegeben. Ladungsträgervermehrung und Lawinenbildung können nur stattfinden, wenn $\alpha_{\text{eff}} > 0$ ist (ansonsten wächst die Lawine nicht an bzw. stirbt sogar wieder ab). Aus dem Diagramm ist nachvollziehbar, dass diese Bedingung für Luft bei einer bezogenen Feldstärke von **25 kV/(cm bar)** der Fall ist, bei SF₆ dagegen erst bei einer Feldstärke von **88,4 kV/(cm bar)**. **Das ist der Grund dafür, dass SF₆ eine zwei- bis dreimal höhere elektrische Festigkeit besitzt als Luft!**



Effektiver bezogener Ionisierungskoeffizient von Luft (1), Stickstoff N_2 (2) und SF_6 (3) in Abhängigkeit von der bezogenen elektrischen Feldstärke

Das Bild auf der folgenden Seite zeigt, wie sich für SF_6 der effektive bezogene Ionisierungskoeffizient α_{eff}/p aus der Differenz des bezogenen Ionisierungskoeffizienten α/p und des bezogenen Anlagerungskoeffizienten η/p ergibt.

Da der stark gekrümmte Verlauf von α_{eff}/p im negativen Wertebereich auftritt, während der praktisch interessierende Verlauf $\alpha_{\text{eff}}/p > 0$ aber in etwa einer Geraden entspricht, ist es üblich, den effektiven bezogenen Ionisierungskoeffizienten für SF_6 einfach durch eine Geradengleichung auszudrücken:

$$\frac{\alpha_{\text{eff}}}{p} = k \cdot \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p} \right)_0 \right] \quad \text{mit } k = 27,7 \text{ kV}^{-1} \quad \text{und} \quad \left(\frac{E}{p} \right)_0 = 88,4 \text{ kV}/(\text{cm bar})$$

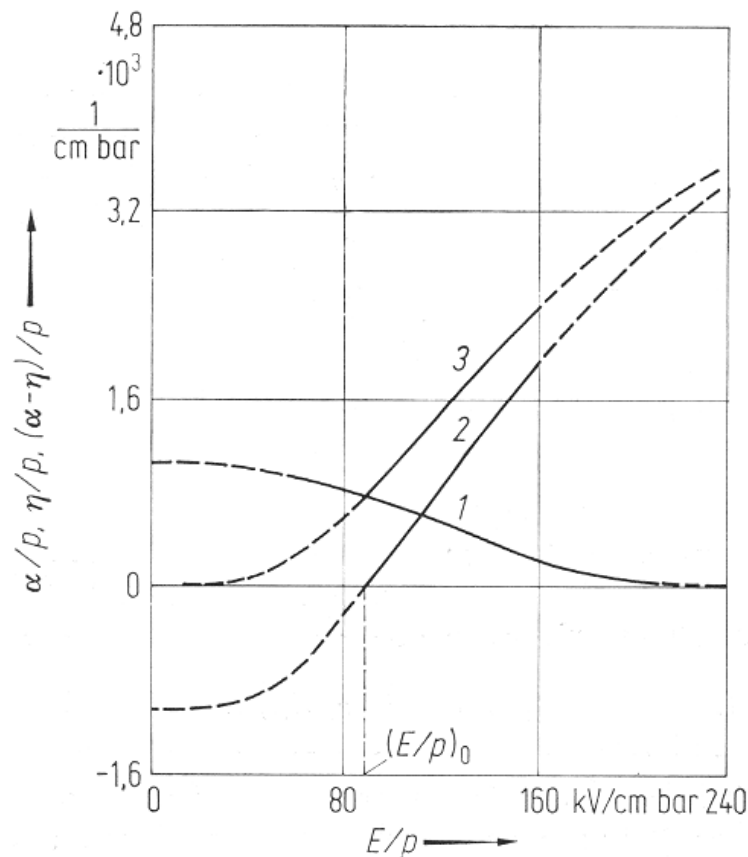
Zahlenbeispiel zum Ionisierungskoeffizienten: Im Zahlenbeispiel von Abschnitt 9.4.2 wurde berechnet, dass in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen ($p_0 = 1013 \text{ mbar}$, $T_0 = 293 \text{ K}$) die Zahl der Zusammenstöße von Elektronen mit Luftmolekülen $z = 17544 \text{ cm}^{-1}$ beträgt. Es soll nun berechnet werden, wie groß der Ionisierungskoeffizient, d.h. die Zahl der **ionisierenden** Zusammenstöße je cm bei der Durchschlagfeldstärke von $E_d = 30 \text{ kV}$ für ein homogenes Plattenelektrodenfeld ist. In der vorigen Tabelle findet man: $A = 645 \text{ (mm bar)}^{-1}$, $B = 19 \text{ kV}/(\text{mm bar})$. Damit wird

$$\alpha = p \cdot A \cdot e^{-\frac{B}{E/p}} = 1,013 \text{ bar} \cdot 645 \text{ (mm bar)}^{-1} \cdot e^{-\frac{1,013 \text{ bar} \cdot 19 \text{ kV}/(\text{bar mm})}{3 \text{ kV}/\text{mm}}} = 10,7 \text{ cm}^{-1}$$

Von 17544 Zusammenstößen je cm sind also nur 10,7 ionisierend, entsprechend einem Anteil von 0,061%. Dieser geringe Anteil reicht bereits, um einen Durchschlag herbeizuführen! Dies wird verständlicher, wenn man sich weiter überlegt, wie viele Elektronen für den Fall an der Anode eintreffen, dass von der Kathode nur ein einziges Elektron startet:

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha x} = 1 \cdot e^{10,7 \text{ cm}^{-1} \cdot 1 \text{ cm}} = 44356$$

Obwohl jedes einzelne durch Ionisation entstandene Elektron nur rund 11 mal je cm ionisiert, treffen an der Anode 44356 Elektronen ein!



Bezogener Ionisierungskoeffizient (3), bezogener Anlagerungskoeffizient (1) und bezogener effektiver Ionisierungskoeffizient (2) von SF₆ in Abhängigkeit von der bezogenen elektrischen Feldstärke

9.5 Selbständige Entladungen

9.5.1 Rückwirkungskoeffizient

Die bei der Stoßionisation entstanden positiven Ionen (Gasmoleküle) tragen zwar auf Grund ihrer kleineren mittleren freien Weglänge nicht zur weiteren Stoßionisation bei. Sie wandern jedoch zur Kathode zurück und können dort neue Elektronen aus der Metalloberfläche herausschlagen. Die Energie, die aufgebracht werden muss, um ein Elektron aus der Oberfläche herausszuschlagen, ist die **Austrittsarbeit** W_a . Diese ist deutlich geringer als die Ionisierungsenergie (rund ein Viertel), jedoch außer von dem Werkstoff auch von der Ober-

flächenbeschaffenheit der Elektroden abhängig. Die folgende Tabelle gibt Zahlenwerte für einige Metalle an:

Werkstoff	Austrittsarbeit W_a (eV)
Cs	0,7 ... 1,9
Al	1,8 ... 4
Ag	3,0 ... 4,7
Mo	3,2 ... 4,2
Ni	3,7 ... 5
Cu	3,9 ... 4,8
Fe	3,9 ... 4,8
Au	4,3 ... 4,9
Cr	4,4

Ein herausgeschlagenes Elektron rekombiniert jedoch sofort mit dem verursachenden Ion, so dass dadurch noch kein freier Ladungsträger in der Gasstrecke zur Verfügung steht. Es müssen dazu mindestens zwei Elektronen aus der Oberfläche herausgeschlagen werden. Neben der kinetischen Energie W_{kin} durch die (nur mäßige) Beschleunigung im elektrischen Feld bringt das Ion vor allem die Ionisierungsenergie W_i mit, die zu seiner eigenen Ionisierung aufgewendet wurde. Die **Bedingung zur Erzeugung eines freien Ladungsträgers durch ein auf die Metalloberfläche auftreffendes Ion** lautet somit:

$$2 \cdot W_a \leq W_i + W_{\text{kin}} \approx W_i$$

Die Ausbeute an freien Ladungsträgern bei diesem Prozess wird durch den **Rückwirkungskoeffizienten durch positive Ionen γ_I** (auch **Zweiter Townsendscher Ionisierungskoeffizient** genannt) beschrieben:

$$\gamma_I = \frac{\text{Zahl der durch positive Ionen ausgelösten freien Elektronen}}{\text{Zahl der auftreffenden positiven Ionen}}$$

Ein zweiter wichtiger Auslösungsprozess von Elektronen aus den Elektrodenoberflächen ist der **Photoeffekt** (auch: **Photoemission**), dessen Ursache auf die Metalloberfläche auftreffende Photonen sind. Auch diese müssen dazu eine Energie mitbringen, die größer ist als die Austrittsarbeit, so dass die **Auslösungsbedingung** hier lautet:

$$h \cdot \nu \geq W_a$$

mit $h \dots$ Planck'sches Wirkungsquantum = $6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2 = 4,135 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$

$\nu \dots$ Frequenz des Photons

Mit dem Zusammenhang

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (c \dots \text{Lichtgeschwindigkeit, } \lambda \dots \text{Wellenlänge})$$

ergibt sich schließlich **die für die Auslösung eines Elektrons aus der Elektrodenoberfläche erforderliche Wellenlänge**

$$\lambda \leq \frac{h \cdot c}{W_a}$$

Zahlenbeispiel: Um Elektronen aus einer Kupferelektrode herauszuschlagen, ist eine Wellenlänge von

$$\lambda \leq \frac{h \cdot c}{W_{a, \text{Cu}}} = \frac{4,135 \cdot 10^{-15} \text{ eVs} \cdot 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{4,8 \text{ eV}} = 258 \text{ nm}$$

erforderlich. Das ist die Wellenlänge von

UV-Licht im mittleren Bereich des UV-Spektrums (UV-Licht: 100 nm ... 380 nm, sichtbares Licht: 380 nm ... 750 nm). Aus diesem Grund kann beispielsweise durch Bestrahlung mit einer UV-Lampe die Streuung der Durchschlagsspannung einer Kugelfunkenstrecke reduziert werden, was insbesondere bei der Messung von Stoßspannungen von Bedeutung ist (IEC 60052/VDE 0433 Teil 2; s. Abschnitt 5.2.1).

In erster Näherung ist bei Feldstärken im Bereich der Durchbruchfeldstärke die Zahl der in der Gasstrecke erzeugten Photonen der Anzahl positiver Ionen proportional, so dass auch für den Photoeffekt ein Rückwirkungskoeffizient bezogen auf die Zahl positiver Ionen definiert werden kann. Weitere auch vorhandene Auslösungsprozesse sind von eher untergeordneter Bedeutung und werden hier nicht näher behandelt. Üblicherweise werden alle vorhandenen Effekte in einem gemeinsamen **Rückwirkungskoeffizienten** γ zusammengefasst:

$$\gamma = \frac{\text{Zahl aus der Elektrodenoberfläche ausgelöster freier Elektronen}}{\text{Zahl positiver Ionen}}$$

Im allgemeinen ist γ von der Feldstärke und dem Druck abhängig:

$$\gamma = f(E/p)$$

Weiterhin spielt nicht nur das Elektrodenmaterial, sondern auch die Gasart eine Rolle, weil das Elektrodenmaterial mit dem Gas reagiert und sich dadurch seine Oberflächenbeschaffenheit verändert. Bei atmosphärischen Verhältnissen und Schlagweiten von einigen Zentimetern (**Weitdurchschlagsbereich**¹⁾) kann mit ausreichender Genauigkeit für **Luft** mit $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-6}$ und für **SF₆** mit $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-7}$ gerechnet werden, während für den **Nahdurchschlagsbereich** in Luft, abhängig vom Elektrodenwerkstoff, etwa folgende Werte gelten: Aluminium $\gamma = 0,035$; Kupfer $\gamma = 0,025$; Eisen $\gamma = 0,02$.

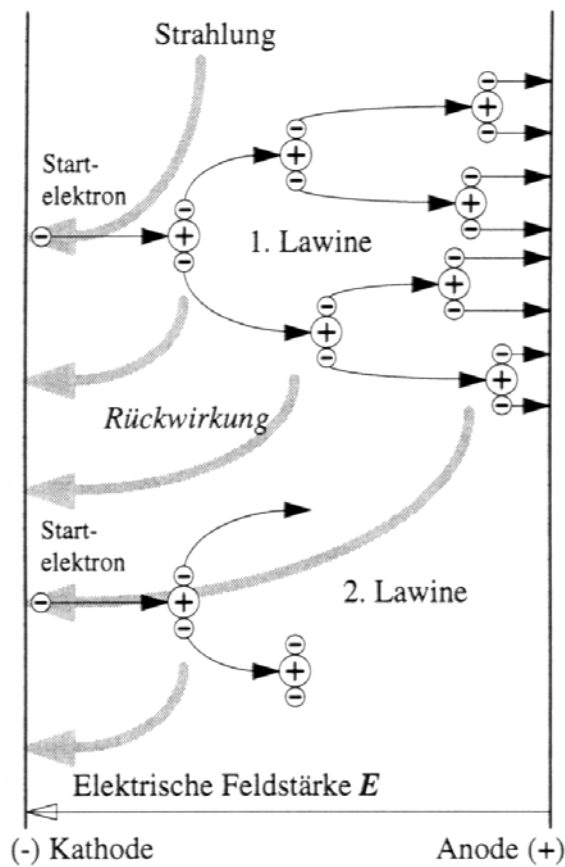
9.5.2 Generationenmechanismus (Townsend-Mechanismus)

Mit der eben beschriebenen Rückwirkung auf die Kathode kann nun nach **Townsend** (J. S. Townsend, 1901) die Entstehung eines Durchschlages im homogenen Feld beschrieben wer-

¹ Die Begriffe Weitdurchschlagsbereich und Nahdurchschlagsbereich beziehen sich auf unterschiedliche Bereiche der später noch ausführlicher behandelten Paschenkurve.



den, s. nächstes Bild und Tabelle. Ausgehend von einem an der Kathode startenden Startelektron (erzeugt durch Strahlungseinwirkung) wächst unter dem Einfluss des elektrischen Feldes eine erste Elektronenlawine bei Durchlaufen der Schlagweite s bis zur Anode auf $e^{\alpha s}$ Elektronen an. Gleichzeitig werden $(e^{\alpha s} - 1)$ Ionen-Elementarladungen erzeugt. Durch Multiplikation dieses Betrages mit dem Rückwirkungskoeffizienten ergibt sich die Anzahl neu an der Kathode startender Elektronen, die eine zweite Lawine bilden: $\gamma \cdot (e^{\alpha s} - 1)$. Auch diese wächst nach dem Wachstumsgesetz durch Multiplikation mit $e^{\alpha s}$, und wieder ergibt sich die Anzahl der dabei erzeugten Ionen-Elementarladungen durch Subtraktion der ursprünglich an der Kathode gestarteten Elektronen.



Anschaulicher Ablauf des Generationenmechanismus

Lawi- nen-Nr.	Zahl der Startelektronen	Zahl der Elektronen in der Lawine	Zahl der erzeugten Ionen- Elementarladungen
1	1	$e^{\alpha s}$	$e^{\alpha s} - 1$
2	$\gamma(e^{\alpha s} - 1)$	$\gamma(e^{\alpha s} - 1) \cdot e^{\alpha s}$	$\gamma(e^{\alpha s} - 1) \cdot e^{\alpha s} - \gamma(e^{\alpha s} - 1) = \gamma(e^{\alpha s} - 1)^2$
3	$\gamma^2(e^{\alpha s} - 1)^2$	$\gamma^2(e^{\alpha s} - 1)^2 \cdot e^{\alpha s}$	$\gamma^2(e^{\alpha s} - 1)^2 \cdot e^{\alpha s} - \gamma^2(e^{\alpha s} - 1)^2 = \gamma^2(e^{\alpha s} - 1)^3$
4	$\gamma^3(e^{\alpha s} - 1)^3$	$\gamma^3(e^{\alpha s} - 1)^3 \cdot e^{\alpha s}$	$\gamma^3(e^{\alpha s} - 1)^3 \cdot e^{\alpha s} - \gamma^3(e^{\alpha s} - 1)^3 = \gamma^3(e^{\alpha s} - 1)^4$
usw.	usw.	usw.	usw.

Schema des Generationenmechanismus, ausgehend von einem Startelektron

Ein Durchschlag kann nur dann erfolgen, wenn jede Folgelawine mindestens ebenso groß oder größer ist als die vorherige. Andernfalls würde der Strom wieder abnehmen. Es muss also gelten:

$$\gamma^{n+1}(e^{\alpha s} - 1)^{n+1} \geq \gamma^n (e^{\alpha s} - 1)^n$$

$$\Rightarrow \boxed{\gamma(e^{\alpha s} - 1) \geq 1}$$

Dies ist die **Townsendische Zündbedingung**, die auch – nach Umformung – in der Form

$$\boxed{\alpha s \geq \ln(1 + 1/\gamma) = k}$$

Zündbedingung für das homogene Feld

geschrieben wird. Der Einsatz einer selbständigen Gasentladung kann also nur dann erfolgen, wenn die Zahl der ionisierenden Zusammenstöße in der Gasstrecke (d.h. das Produkt $\alpha \cdot s$) einen kritischen Wert k erreicht hat. Der Wert k liegt dabei im Bereich von 2,5 ... 18 (s. die Zahlenangaben zu den Rückwirkungskoeffizienten), d.h. es sind je nach Elektrodenmaterial, Gasart, Feldstärke und Druck 3 bis 18 ionisierende Stöße entlang der Entladungsstrecke erforderlich, um einen Durchschlag auszulösen (s. auch Zahlenbeispiel von Abschnitt 9.4.5).

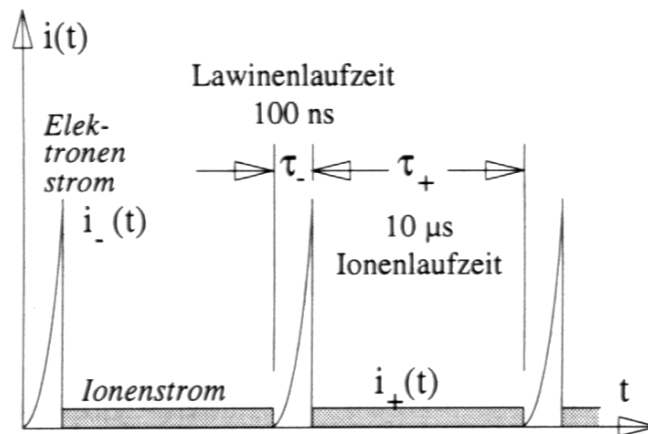
Im Fall eines nicht homogenen, sondern schwach inhomogenen Feldes ist in der Zündbedingung die Feldstärke- und damit Ortsabhängigkeit des Ionisierungskoeffizienten α zu berücksichtigen:

$$\boxed{\int_0^s \alpha dx \geq k}$$

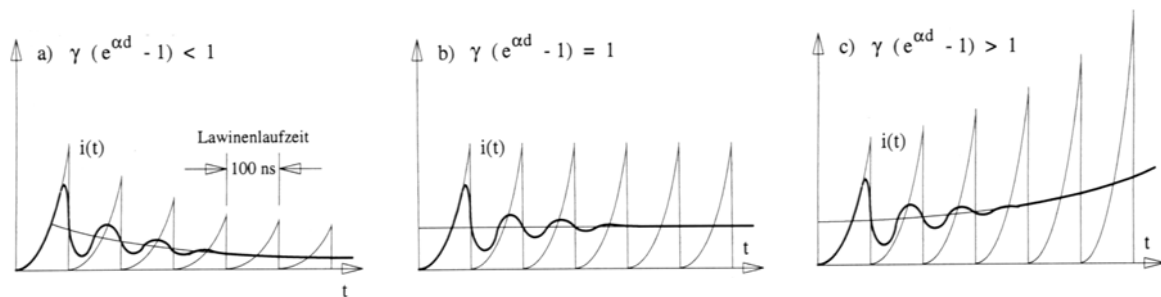
Zündbedingung für das schwach inhomogene Feld

Würde in einer 1 bis 2 cm langen Gasstrecke die Auslösung von Elektronen nur durch positive Ionen erfolgen, müsste ein Strom zu messen sein, wie er in dem nächsten Bild schematisch dargestellt ist: Elektronen benötigen für diese Distanz eine Laufzeit von etwa 100 ns, und erst, wenn die überwiegend kurz vor der Anode entstandenen positiven Ionen zur Kathode zurückgedriftet sind – nach ca. 10 μ s – wird die nächste Lawine ausgelöst. Tatsächlich beobachtet man jedoch einen Stromverlauf, wie er in dem darauffolgenden Bild gezeigt ist. Etwa alle 100 ns startet an der Kathode eine neue Lawine, was darauf schließen lässt, dass der Photoeffekt, im wesentlichen ausgehend vom Kopf jeder Lawine in Anodennähe, der ausschlaggebende Mechanismus für das Herausschlagen von Elektronen aus der Kathodenoberfläche ist.

Weiterhin ist wichtig festzustellen, dass die Durchschlagsentwicklung nach dem Generationenmechanismus auf Werte von $k = \alpha s \leq 18$ beschränkt ist. Für $k = 18$ halten sich im Lawinenkopf $e^{18} \approx 10^8$ Elektronen auf. Diese bewirken eine so starke Feldveränderung in der Entladungsstrecke, dass für die Durchschlagsentwicklung ein anderer Mechanismus zum Tragen kommt (Streamer-Mechanismus bzw. Kanalentladung, s. Abschnitt 9.5.4).



Strom durch die Gasentladungsstrecke unter der Annahme, dass Elektronen nur durch positive Ionen aus der Kathodenoberfläche herausgeschlagen werden



Theoretischer (helle Kurven) und tatsächlich gemessener (dunkle Kurven) Verlauf des Entladungsstromes unter der Annahme, dass die Elektronen überwiegend durch den Photoeffekt aus der Kathodenoberfläche herausgeschlagen werden

a) Zündbedingung nicht erfüllt; b) Zündbedingung gerade eben erfüllt; c) Zündbedingung übererfüllt

9.5.3 Paschengesetz

9.5.3.1 Herleitung des Paschengesetzes

In Abschnitt 9.4.5 wurde die Abhängigkeit $\alpha/p = f(E/p)$ hergeleitet:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{B}{(E/p)}} = f\left(\frac{E}{p}\right)$$

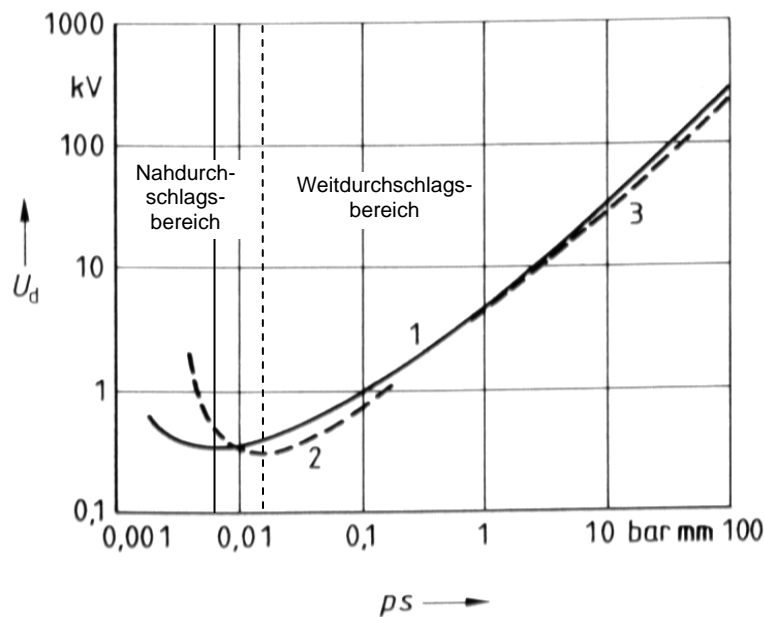
Die Durchbruchfeldstärke E_d ist bei Erfüllung der Zündbedingung $\alpha \cdot s = \ln(1+1/\gamma)$ erreicht. Unter Berücksichtigung des Zusammenhanges $E_d = U_d/s$ lässt sich die Durchschlagspannung U_d durch Einsetzen der Zündbedingung berechnen:

$$\alpha = A \cdot p \cdot e^{-\frac{B}{E_d/p}} = A \cdot p \cdot e^{-\frac{B \cdot p \cdot s}{U_d}} = \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{s}$$

Auflösung nach U_d ergibt:

$$U_d = \frac{B \cdot p \cdot s}{\ln \frac{A \cdot p \cdot s}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} = \frac{B \cdot p \cdot s}{\ln \frac{A \cdot p \cdot s}{k}} = f(p \cdot s) \quad \text{Paschengesetz}$$

Dies ist das nach seinem Entdecker (F. Paschen, 1889) benannte **Paschengesetz**, welches besagt, dass U_d **nur vom Produkt $p \cdot s$** abhängig ist. Stellt man diese Beziehung in Form einer Kurve dar (so genannte **Paschenkurve**), so weist diese ein Minimum der Durchschlagspannung auf. Der Bereich links davon wird als **Nahdurchschlagsbereich**, der rechts davon als **Weitdurchschlagsbereich** bezeichnet. Experimentell ermittelte Paschenkurven zeigen zum Teil recht große Abweichungen von dem theoretisch berechneten Verlauf, da bei der oben gezeigten Herleitung starke Vereinfachungen vorgenommen sowie gewisse zusätzliche Effekte nicht berücksichtigt wurden (dazu zählen u.a. Feldstärkeerhöhungen durch Oberflächenrauigkeit bei extrem kleinen Werten von $p \cdot s$). Das Bild zeigt den gemessenen sowie berechnete Verläufe der Paschenkurve von Luft bei 20 °C im homogenen Feld.



Paschenkurve von Luft bei 20 °C im homogenen Feld

- 1) experimentell ermittelte Kurve
- 2) für den Nahdurchschlagsbereich berechnet mit $\gamma = 0,025$ (s. Abschnitt 9.5.1)
- 3) für den Weitdurchschlagsbereich berechnet mit $\gamma = 2 \cdot 10^{-6}$ ($k = 13$) (s. Abschnitt 9.5.1)

Zahlenbeispiel: Berechnung der Durchschlagspannung einer homogenen Plattenelektrodenanordnung (Rogowski-Profil) bei $s = 1$ cm, $p = 1013$ mbar, $\vartheta = 20$ °C. Aus der Tabelle von Abschnitt 9.4.5: $A = 645$ (bar·mm)⁻¹, $B = 19$ kV/(bar·mm). Aus Abschnitt 9.5.1: $\gamma = 2 \cdot 10^{-6}$ (Weitdurchschlagsbereich)

$$U_d = \frac{B \cdot p \cdot s}{\ln \frac{A \cdot p \cdot s}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} = \frac{19 \text{ kV}/(\text{bar} \cdot \text{mm}) \cdot 1,013 \text{ bar} \cdot 10 \text{ mm}}{\ln \frac{645 (\text{bar} \cdot \text{mm})^{-1} \cdot 1,013 \text{ bar} \cdot 10 \text{ mm}}{\ln \left(1 + \frac{1}{2 \cdot 10^{-6}}\right)}} = 30,945 \text{ kV} \approx 31 \text{ kV}$$

Bei einer Halbierung der Schlagweite auf $s = 0,5$ cm und einer Verdoppelung des Drucks auf $p = 2026$ mbar würde sich exakt die gleiche Höhe der Durchschlagspannung ergeben!

Das Minimum der Durchschlagspannung und das zugehörige Produkt $(p \cdot s)_{\min}$ lassen sich durch Extremwertbestimmung ($dU_d/d(p \cdot s) = 0$) bestimmen zu

$$(p \cdot s)_{\min} = e \cdot k / A \quad \text{mit } e \dots \text{n\"{a}t\"{u}rliche Zahl} = 2,718$$

$$U_{d, \min} = B \cdot (p \cdot s)_{\min}$$

Der so ermittelte Extremwert wird als **Paschenminimum** bezeichnet. Auch bei dieser Berechnung ergeben sich jedoch auf Grund der bereits erw\u00e4hnten Vereinfachungen Abweichungen von den experimentell ermittelten Werten (s. Verl\u00e4ufe der Paschenkurve im letzten Bild), weshalb hier auf ein Zahlenbeispiel verzichtet werden soll. Stattdessen sind in der folgenden Tabelle experimentell ermittelte Zahlenwerte f\u00fcr verschiedene Gase angegeben:

Gas	$U_{d, \min}$ (V)	$(p \cdot s)_{\min}$ (bar $\cdot\mu\text{m}$)
SF ₆	507	3,5
O ₂	450	9,3
CO ₂	420	6,8
Luft	330 ... 350	7,3
N ₂	240 ... 250	7,3
H ₂	230 ... 270	14
Ne	129 ... 245	53,2
Ar	94 ... 265	
He	155	53,2

F\u00fcr Luft liegt das Paschenminimum danach bei einem Wert von $(p \cdot s) = 7,3$ bar $\cdot\mu\text{m}$. Bei Normaldruck entspricht das einer Schlagweite von gut 7 μm , was f\u00fcr technische Anwendungen bedeutungslos ist. F\u00fcr eine Schlagweite von $s = 1$ cm folgt dagegen daraus, dass die minimale Durchschlagspannung von 330 V ... 350 V bei einem Druck von nur $p = 0,73$ mbar = 73 Pa erreicht wird.

Unterhalb der minimalen Durchschlagspannung ist ein Gasdurchschlag grunds\u00e4tzlich nicht m\u00f6glich!

Heutzutage sind die Paschenkurven für die technisch wichtigen Gase hinreichend genau experimentell abgesichert, wie die beiden folgenden Darstellungen der Kurven für Luft und SF₆ belegen:

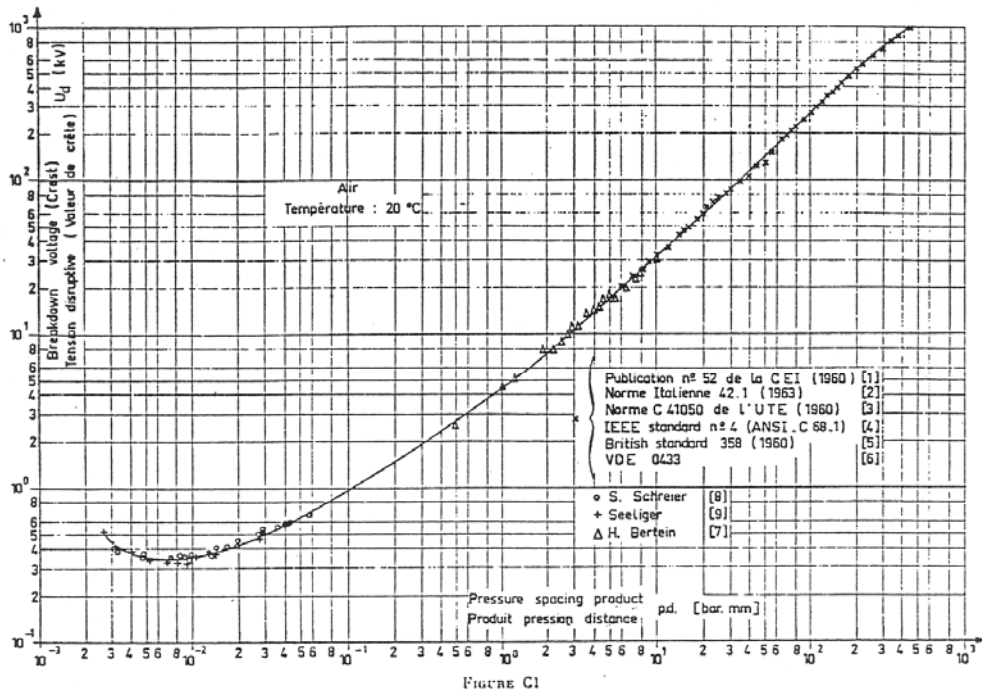


FIGURE C1
 Courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques. Température 20 °C.
 Paschen Curve for Air in log-log scale. Temperature 20 °C.

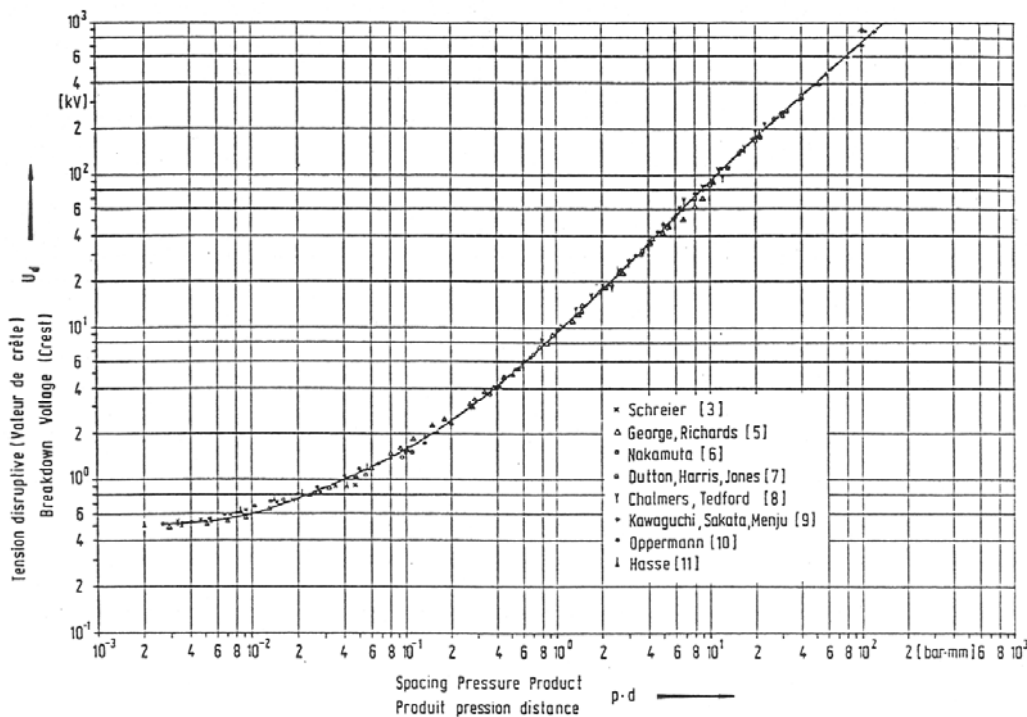
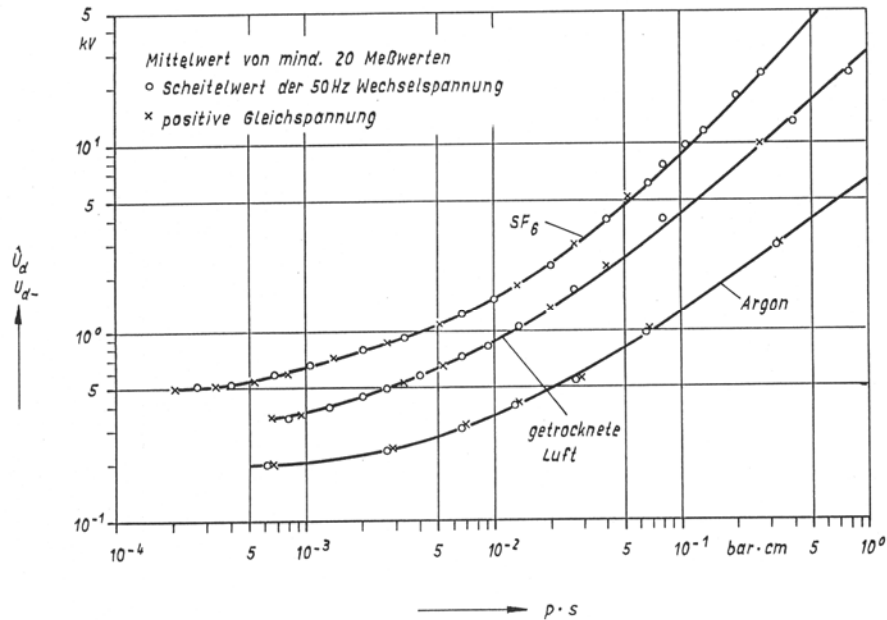


FIGURE D1
 Courbe de Paschen pour le SF₆ en échelles logarithmiques. Température 25 °C.
 Paschen Curve for SF₆ in log-log scale. Temperature 25 °C.

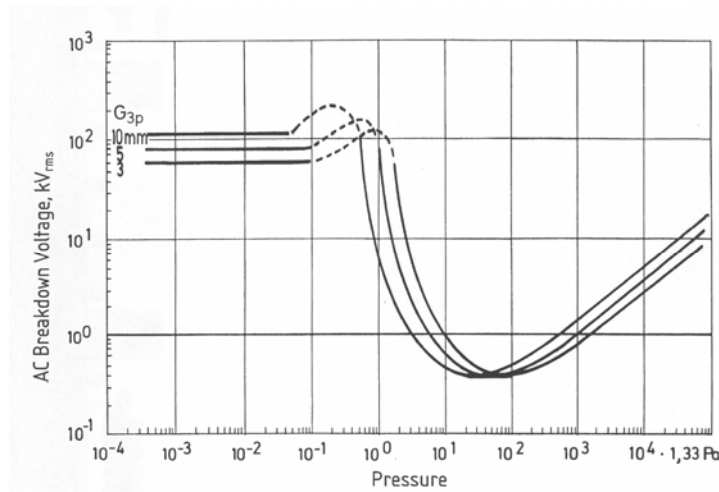
Die minimale Durchschlagspannung ist höher für die elektronegativen Gase (SF_6 , O_2 , CO_2) und niedriger für die Edelgase (Ne, Ar, He), bei denen die Werte zudem wegen einer starken Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial wesentlich mehr streuen.

Das folgende Bild zeigt gemessene Paschenkurven im Bereich des Paschenminimums für Luft, SF_6 und Argon im direkten Vergleich:



Paschenkurven im Bereich des Paschenminimums für Luft, SF_6 und Argon bei 25 °C

Das Ansteigen der Paschenkurven beiderseits des Minimums lässt sich folgendermaßen anschaulich erklären: bei konstant gehaltener Spannung nimmt, ausgehend von $(p \cdot s)_{\text{min}}$, mit zunehmender Schlagweite die Feldstärke und mit zunehmendem Druck die mittlere freie Weglänge ab. Mit wachsendem $p \cdot s$ erhöht sich somit die elektrische Festigkeit. Im linken Ast der Kurve stehen sowohl mit abnehmendem Druck als auch mit abnehmender Schlagweite immer weniger ionisierbare Ladungsträger in der Gasstrecke zur Verfügung, so dass auch in dieser Richtung die elektrische Festigkeit zunimmt. Große Abweichungen von der Paschen-Kurve ergeben sich für extrem kleine Werte von $p \cdot s$. Die Durchschlagspannung steigt dann



Durchschlagspannung einer Vakuumschaltröhre bei unterschiedlichen Kontaktabständen

weniger stark an, als es vom theoretischen Verlauf her zu erwarten wäre. Das Bild zeigt die reale Durchschlagspannung einer Vakuumschaltröhre. Hier beeinflussen andere Effekte als die bisher beschriebenen den Durchschlagmechanismus. Die freien Elektronen treten auf Grund der extrem hohen Feldstärke aus der Kathodenoberfläche aus ("Feldemission"). Streng genommen handelt es sich damit um einen Metaldampfdurchschlag.

9.5.3.2 Näherungsgleichungen

Nach dem bisher Gesagten ist für technische Anwendungen meist der Weidurchschlagsbereich von Interesse. Dieser Bereich lässt sich vorteilhaft durch einfache Näherungsgleichungen beschreiben, die für die relevanten Drücke und Schlagweiten technischer Anordnungen die Verhältnisse oft besser beschreiben als die Paschen-Kurve selbst. So folgt beispielsweise für **Luft** im homogenen Feld bei einem Druck von 1013 mbar, einer Temperatur von 20 °C und Schlagweiten bis zu einigen Zentimetern die Durchschlagfeldstärke eine Abhängigkeit

$$E_d \approx C_1 + \frac{C_2}{\sqrt{s}}$$

mit E_d ... Durchschlagfeldstärke in kV

s ... Schlagweite in cm

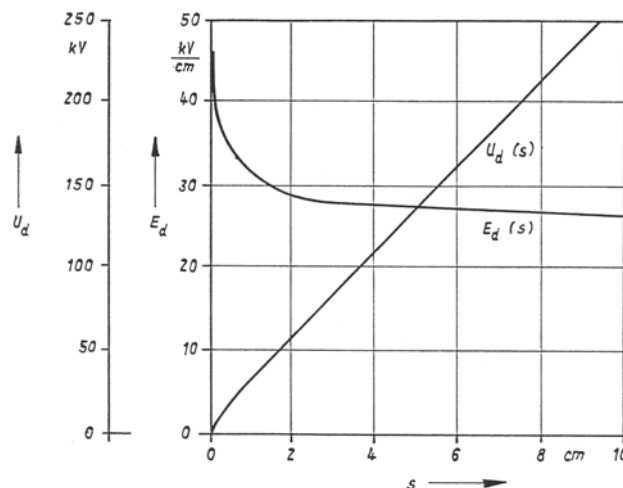
$$C_1 = 24,36 \text{ kV/cm}$$

$$C_2 = 6,72 \text{ kV/cm}^{1/2}$$

Daraus ergibt sich für die Durchschlagspannung

$$U_d = E_d \cdot s = C_1 \cdot s + C_2 \cdot \sqrt{s} \quad (s \approx 1 \text{ cm} \dots 10 \text{ cm})$$

Es ist offensichtlich, dass nach dieser Beziehung für $p \cdot s \rightarrow 0$ auch die Durchschlagspannung gegen Null geht, was im Widerspruch zur Paschen-Kurve steht. Diese Näherungsgleichungen sind daher nur für Schlagweiten von einem bis hin zu etwa zehn



Durchschlagfeldstärke und -spannung im homogenen Feld in Luft unter Normalbedingungen, berechnet nach Näherungsgleichungen

Zentimetern anwendbar¹. Die Kurven zeigen die Verläufe der Durchschlagfeldstärke und Durchschlagspannung im homogenen Feld in Luft nach den Näherungsgleichungen.

Für SF₆ werden die Verhältnisse, ebenfalls für das homogene Feld, im gleichen Schlagweitenbereich und bei einer Temperatur von 20 °C durch die folgende Näherung gut beschrieben:

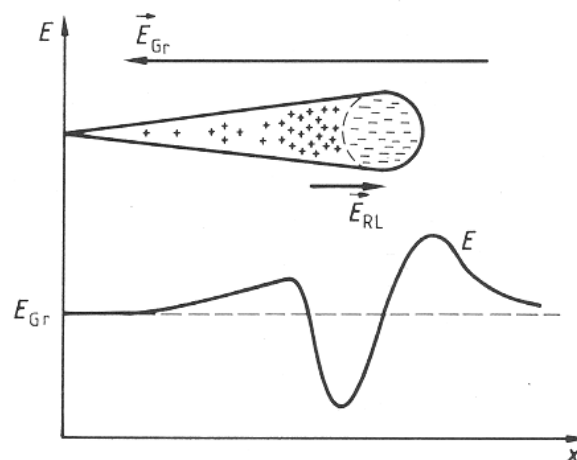
$$U_d = [8,84 \text{ kV}/(\text{bar}\cdot\text{mm})] \cdot p \cdot s + 0,5 \text{ kV}$$

9.5.4 Streamermechanismus (Kanalentladung)

Der Durchschlag erfolgt nur so lange nach dem Generationenmechanismus, wie die Anzahl der Elektronen in der ersten Lawine bei Erreichen der Anode unterhalb eines **kritischen Wertes**

$$N_{\text{kr}} \approx e^{18} \approx 10^8$$

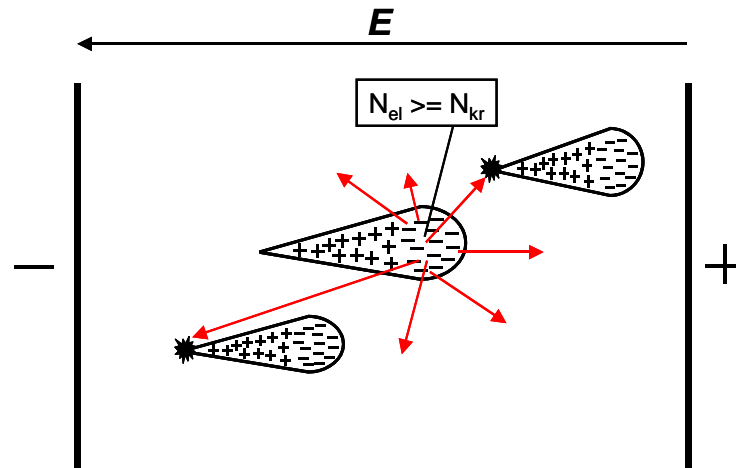
verbleibt. Wird dagegen dieser Wert erreicht, bevor die Lawine die Anode erreicht hat, überlagert sich der Feldstärke E_{Gr} des Grundfeldes ein starkes **Raumladungsfeld** E_{RL} , das die Feldstärke zwischen Lawinenkopf und -schwanz absenkt, vor dem Kopf und kurz dahinter jedoch sehr stark anhebt (Bild). Die resultierende Feldstärke im Bereich des Lawinenkopfes



Feldverläufe bei einer kritisch gewordenen Ladungsträgerlawine

wird dadurch so groß, dass durch eine erhöhte Zahl von Rekombinationsvorgängen von dort eine energiereiche elektromagnetische Strahlung ausgeht. Diese breitet sich mit **Lichtgeschwindigkeit** in der Entladungsstrecke aus und löst vor, hinter und neben der Lawine neue Lawinen aus (nächstes Bild). Verschiedene Einzellawinen wachsen zu einem zunächst schwach leitendem Kanal, dem **Streamer**, zusammen. Der Streamer weist anfangs

¹ Anmerkung: zur Abschätzung der Durchschlagspannung einer homogenen Elektrodenanordnung in Luft unter Normalbedingungen reicht es aus, sich die gerundeten Zahlenwerte $C_1 = 24,5 \text{ kV/cm}$ und $C_2 = 7 \text{ kV/cm}^{1/2}$ zu merken.



Zur Kanalentstehung nach dem Streamer-Mechanismus durch Photoionisation

noch Raumtemperatur auf, man spricht von einer **kalten Entladung**. Grundsätzlich können sich mehrere Streamer parallel entwickeln. Ihre Entwicklungsgeschwindigkeit beträgt je nach Feldstärke 10 cm/ μ s bis 100 cm/ μ s. Sobald ein Streamer die gesamte Entladungsstrecke überbrückt und die beiden Elektroden leitend miteinander verbindet, kommt es zur Bildung eines hochleitfähigen, heißen **Plasmakanals** und damit zum endgültigen **Durchschlag**.

Nach diesem von **Raether** gefundenen Mechanismus kann sich somit ein vollständiger Durchschlag bereits aus einer einzelnen Lawine heraus entwickeln. Die **Zündbedingung für den Streamerdurchschlag** gleicht formal der Townsendschen Zündbedingung:

$$\alpha \cdot x_{kr} \geq 18$$

Zündbedingung für das homogene Feld

$$\int_0^{x_{kr}} \alpha dx \geq 18$$

Zündbedingung für das schwach inhomogene Feld

Zahlenbeispiel: In Abschnitt 9.4.1 wurde die Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Bereich der Durchschlagfeldstärke (ca. 30 kV/cm) zu 150 mm/ μ s hergeleitet. Mit einem angenommenen Ionisierungskoeffizienten $\alpha = 10,7 \text{ cm}^{-1}$ (s. Zahlenbeispiel von Abschnitt 9.4.5) hat die Lawine die kritische Verstärkung e^{18} nach der Zeit t_{kr} erreicht:

$$t_{kr} = \frac{x_{kr}}{v_e} = \frac{\alpha \cdot x_{kr}}{\alpha \cdot v_e} = \frac{18}{10,7 \text{ cm}^{-1} \cdot 150 \text{ cm}/\mu\text{s}} = 0,11 \text{ } \mu\text{s} \quad (\text{s. auch Bilder auf S. 26})$$

Die bis dahin durchlaufene Strecke x_{kr} beträgt

$$x_{kr} = \frac{18}{\alpha} = \frac{18}{10,7 \text{ cm}^{-1}} = 1,68 \text{ cm}$$

Das lässt folgende Schlussfolgerungen zu:

- Durchschläge können auch bei Schlagweiten weit oberhalb von einem bis zwei Zentimetern in Zeiten von wenig mehr als 100 ns erfolgen.

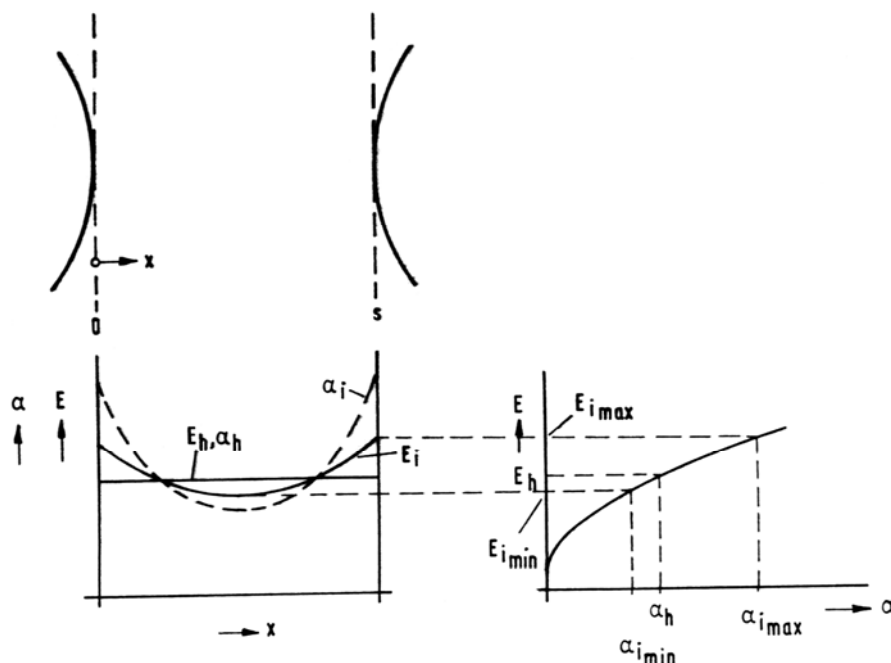
- In Luft bei Normaldruck und Normaltemperatur erfolgt der Durchschlag nur bei Schlagweiten bis etwa 1 cm nach dem Generationenmechanismus. Bei Schlagweiten von mehreren Zentimetern ist immer der Streamermechanismus wirksam.

9.5.5 Besonderheiten des schwach inhomogenen Feldes

Es wurde bereits mehrfach erwähnt, dass die bisherigen Ausführungen nicht nur für das homogene, sondern auch für das schwach inhomogene Feld gelten, wenn in den Zündbedingungen das Produkt $\alpha \cdot x$ durch das Integral $\int_x \alpha dx$ ersetzt wird. Von einem schwach inhomogenen Feld kann man in Luft bis herab zu einem Wert des **Ausnutzungsfaktors η nach Schwaiger** (s. Abschnitt 6.5; auch: **Homogenitätsgrad**) von 0,2 ausgehen¹:

Schwach inhomogenes Feld: $\eta \geq \eta_G = 0,2$

Bezüglich des Durchschlagverhaltens ist das **schwach inhomogene Feld** dadurch charakterisiert, dass das Erfüllen der Zündbedingung unmittelbar zu einem vollständigen Durchschlag der gesamten Entladungsstrecke führt. Allerdings sind die Durchschlagspannungen grundsätzlich niedriger als in einem homogenen Feld gleicher Schlagweite. Das hat seine Ursache darin, dass der Ionisierungskoeffizient mit zunehmender Feldstärke überproportional zu-, mit abnehmender Feldstärke jedoch nur unterproportional abnimmt (s. Bild). Daher ist das Integral αdx im schwach inhomogenen Feld grundsätzlich größer als das Produkt $\alpha \cdot x$ im homogenen Feld. Mit anderen Worten: die Ionisierungsbedingungen im schwach inhomogenen Feld sind für die Durchschlagentwicklung günstiger.



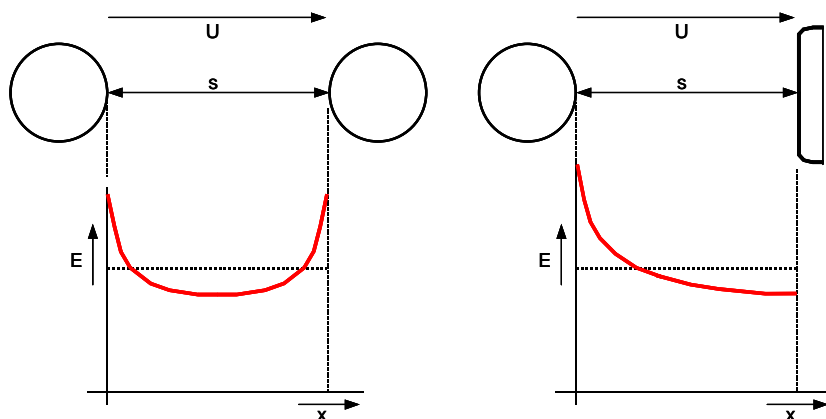
Vergleich der Verläufe von Feldstärke und Ionisierungskoeffizient im homogenen Feld (Index h) und im schwach inhomogenen Feld (Index i)

¹ In der Literatur wird sowohl für den Anlagerungskoeffizienten als auch für den Ausnutzungsfaktor nach Schwaiger das Formelzeichen η verwendet. Dieser Praxis schließt sich das vorliegende Skript an.

Es gilt:

Schwach inhomogenes Feld		Homogenes Feld
$U_i = \int_0^s E_i dx$	=	$U_h = E_h \cdot s$
$\int_0^s \alpha dx$	>	$\alpha \cdot s$
$U_{d,i}$	<	$U_{d,h}$

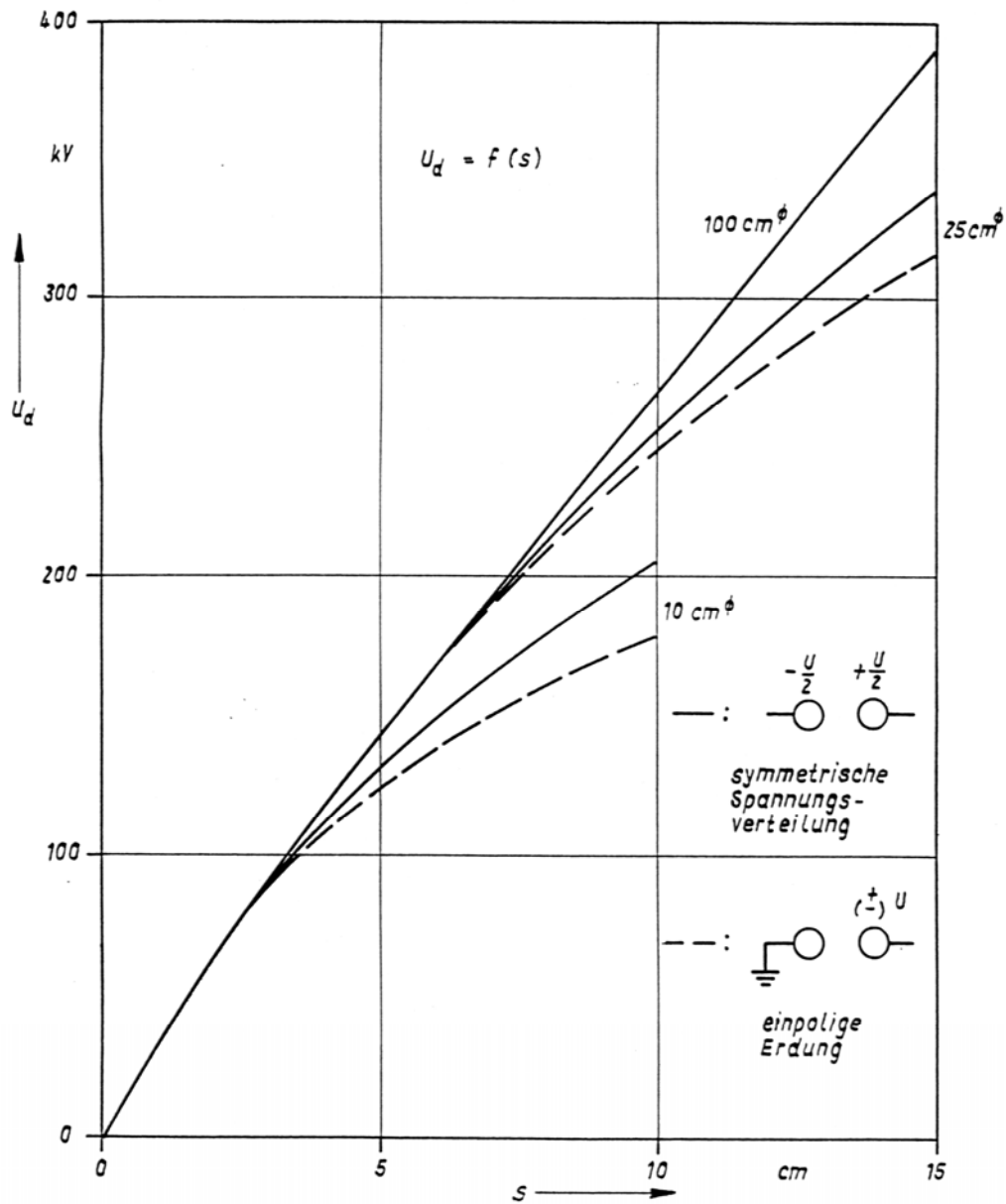
Aus den gleichen Überlegungen heraus ist die Durchschlagspannung einer **unsymmetrischen** Anordnung niedriger als die einer **symmetrischen**: die maximale Feldstärke ist in der unsymmetrischen Anordnung größer als in der symmetrischen Anordnung gleicher Schlagweite, und dementsprechend ist das Integral des Ionisierungskoeffizienten über die Schlagweite in der unsymmetrischen Anordnung höher. Das nächste Bild zeigt im Vergleich die prinzipiellen Feldstärkeverläufe einer symmetrischen und einer unsymmetrischen Anordnung gleicher Schlagweite, die Tabelle fasst die Verhältnisse zusammen:



Prinzipielle Feldstärkeverläufe an einer symmetrischen (Kugel-Kugel: links) und an einer unsymmetrischen (Kugel-Platte: rechts) Anordnung

Schwach inhomogenes symmetrisches Feld		Schwach inhomogenes unsymmetrisches Feld
$U_s = \int_0^s E_s dx$	=	$U_u = \int_0^s E_u dx$
$\int_0^s \alpha dx$	<	$\int_0^s \alpha dx$
$U_{d,s}$	>	$U_{d,u}$

Im folgenden Bild sind die experimentell ermittelten Durchschlagspannungen einer symmetrisch bzw. durch einseitige Erdung unsymmetrisch betriebenen Kugelfunkenstrecke dargestellt. Im betrachteten Schlagweitenbereich bis 15 cm kann die Anordnung mit dem Kugeldurchmesser von 100 cm als eine homogene Anordnung betrachtet werden, deren Durchschlagspannung etwa der Abhängigkeit $U_d = 24,5 \cdot s + 7 \cdot \sqrt{s}$ (s. Abschnitt 9.5.3.2) folgt:



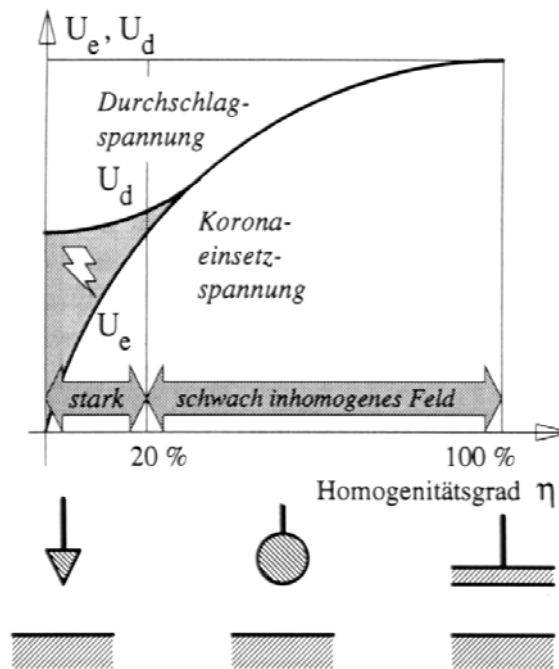
Durchschlagspannungen von Kugelfunkenstrecken in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen ($\vartheta = 20^\circ\text{C}$, $p = 1013\text{ mbar}$) bei Gleichspannungsbeanspruchung

9.5.6 Durchschlagentwicklung im stark inhomogenen Feld

Von einem **stark inhomogenen** Feld spricht man, wenn der Ausnutzungsfaktor nach Schwaiger (Homogenitätsgrad) Werte kleiner als 0,2 annimmt:

Stark inhomogenes Feld: $\eta < \eta_G = 0,2$

Die starke Ortsabhängigkeit der Feldstärke im Verlauf der Entladungsstrecke ist die Ursache dafür, dass ein örtliches Überschreiten der Durchbruchfeldstärke nicht unmittelbar zu einem Durchschlag führt. Es kommt zur Entstehung von **Raumladungen**, die das **Grundfeld** überlagern und die weitere Durchschlagsentwicklung beeinflussen. Bereits bei einer **Einsetzspannung** U_e weit unterhalb der **Durchschlagspannung** U_d bilden sich **Vorentladungen** (auch: **Teilentladungen**, **Koronaentladungen**) aus. Diese können auf einen engen Bereich um die stark gekrümmte Elektrode herum begrenzt sein oder auch weit in den Entladungsraum hinein wachsen. Der nicht überbrückte Bereich niedriger Feldstärke wirkt dabei wie eine in Reihe liegende resistiv-kapazitive Impedanz, die die Vorentladung stabilisiert. Je inhomogener die Anordnung ist, desto mehr unterscheiden sich Einsetz- und Durchschlagspannung. Mit zunehmender Homogenität fallen Einsetz- und Durchschlagspannung zusammen, der vollständige Durchschlag entwickelt sich unmittelbar nach Erfüllung der Zündbedingung bzw. Erreichen der Durchbruchfeldstärke. Das Bild zeigt die grundsätzlichen Verhältnisse:



Qualitative Abhängigkeit der Einsetz- und Durchschlagspannung vom Homogenitätsgrad der Anordnung

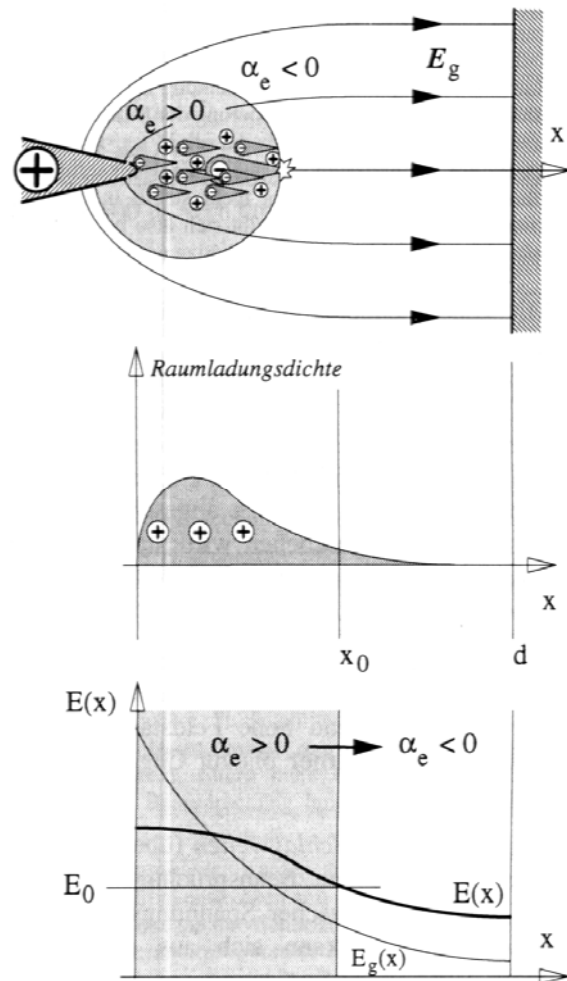
Die jeweils zu beobachtenden Effekte sind stark **polaritätsabhängig**. Im folgenden werden sie am Beispiel einer typischen stark inhomogenen Anordnung, der **Spitze-Platten-Funkenstrecke**, beschrieben.

9.5.6.1 Vorentladungen an einer positiven Spitze-Platte-Anordnung

Auf Grund der niedrigen Feldstärke in Kathodennähe können nur solche Startelektroden Lawinen bilden, die im Gasvolumen innerhalb eines Bereiches um die Spitze herum starten, in dem der Ionisierungskoeffizient größer als Null ist, s. Bild. Die Primärlawine wächst in ein Gebiet zunehmender Feldstärke hinein. Nach Erreichen der kritischen Zahl N_{kr} freier Elektronen werden durch Photoionisation laufend Folgelawinen ausgelöst, die nach anfänglichen Einzelentladungen (**Stromfäden**, englisch: **streamer**) schnell zu einer stabilen Vorentladung im Bereich der Spitze führen. Diese kann als bläuliches **Glimmen** (englisch: **glow**) beobachtet werden.

Die im feldstarken Bereich erzeugten freien Elektronen wandern sehr schnell zur Anode ab, während die relativ unbeweglichen positiven Ionen eine **positive Raumladungswolke** bilden. Diese senkt die Feldstärke vor der Anode ab. Gleichzeitig verschiebt sich der Bereich, in dem die Bedingung $\alpha > 0$ erfüllt ist, nach rechts in Richtung zur Kathode (im unteren Teilbild durch einen Pfeil angedeutet). Durch die Feldanhebung wird bei weiterer Spannungssteigerung die Ausbildung von weit in den Entladungsraum hinein reichenden **Büschelentladungen** (englisch: **Streamer**) und schließlich eines vollständigen Durchschlages begünstigt. Man kann sich die Verschiebung des Bereiches mit positivem Ionisierungskoeffizienten auch wie ein Vorschieben der Anode in Richtung der Kathode vorstellen, was die resultierende Schlagweite verkürzt.

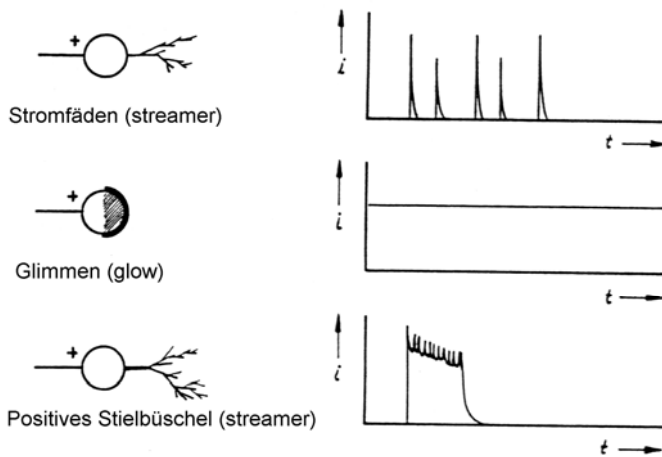
Die folgende Darstellung zeigt schematisch die an einer positiven, stark gekrümmten Elektrode zu beobachtenden Entladungsformen in der Reihenfolge ihres Auftretens bei Spannungssteigerung:



Entstehung von Raumladungen und resultierender Feldstärkeverlauf an einer **positiven** Spitze-Platte-Anordnung (dünne Linie: ursprüngliches Grundfeld $E_g(x)$; dicke Linie: resultierendes Feld $E(x)$)

Bezeichnung der Erscheinung

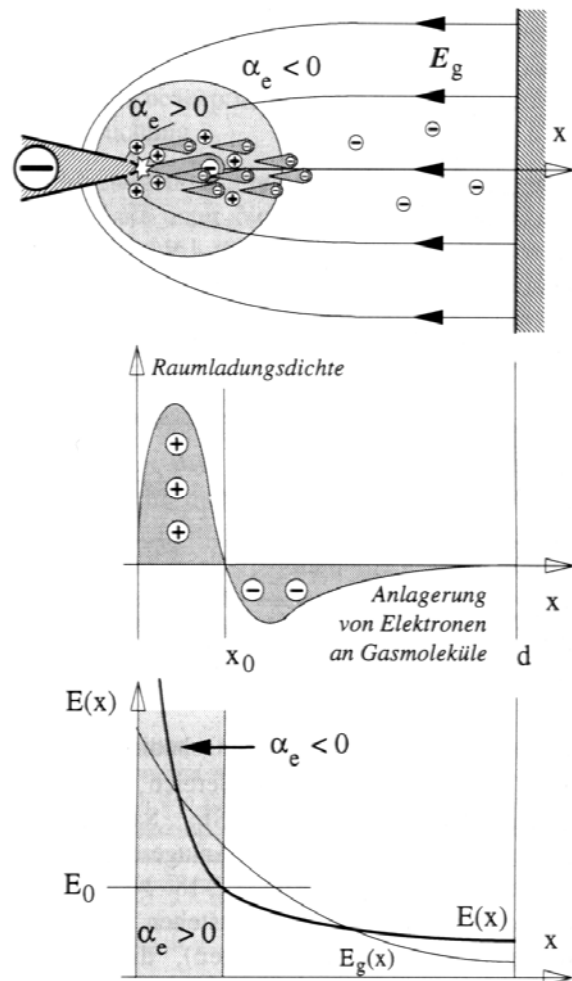
Oszillogramm



Vorentladungsformen an positiver Elektrode in der Reihenfolge ihres Auftretens bei Spannungssteigerung

9.5.6.2 Vorentladungen an einer negativen Spitze-Platte-Anordnung

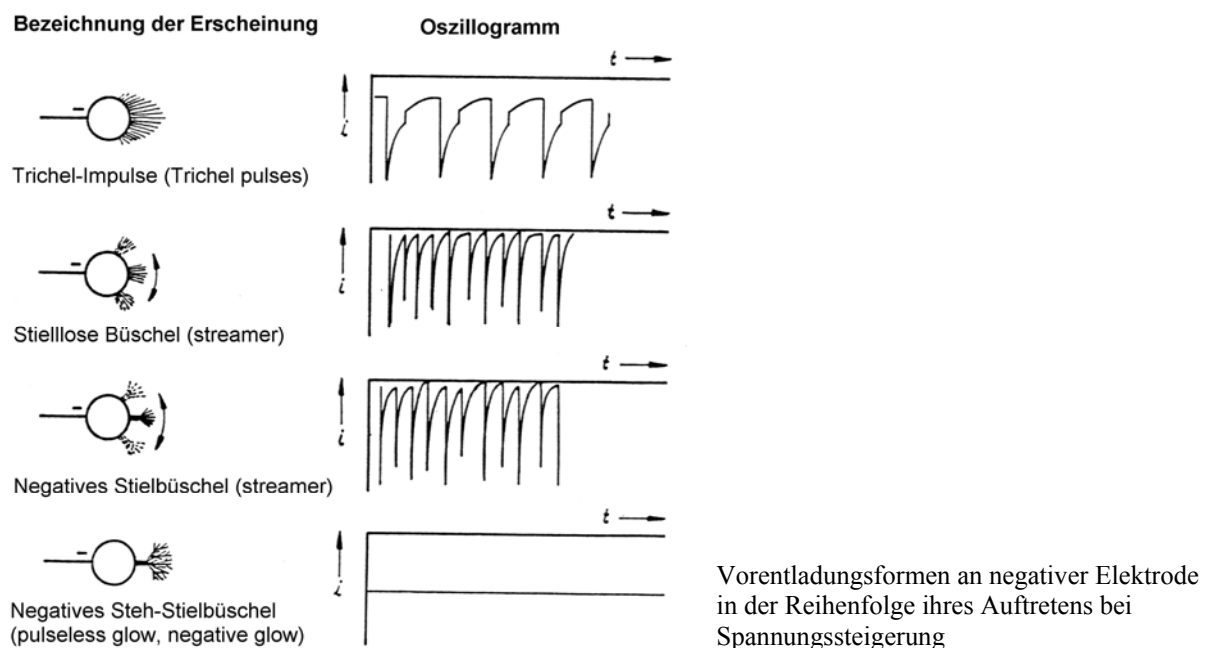
In dieser Anordnung müssen die Startelektronen, um noch Energie zur Lawinenbildung aufnehmen zu können, im Bereich unmittelbar vor der Spitze zur Verfügung stehen, da sie in den feldschwachen Raum hinein beschleunigt werden, s. nächstes Bild. Es kann daher zu einem erheblichen **Zündverzug** auf Grund der **statistischen Streuzzeit** bis zur Entstehung eines Startelektrons kommen, was sich auf das Durchschlagverhalten bei transienten Spannungsbeanspruchungen auswirkt (s. Abschnitt 9.5.7). Nach Erreichen der Einsetzspannung entstehen so zunächst einzelne **Koronaimpulse**. Die Elektronen wandern in Richtung der Anode ab und hinterlassen an der Kathode eine **positive Raumladungswolke** aus den entstandenen Ionen. Da die Elektronen in ein feldschwaches Gebiet gelangen, werden sie dort vielfach wieder angelagert: es entstehen dort also negative Ionen (Ausnahme: Entladungen in Edelgasen und reinem Stickstoff, bei denen eine Elektronenanlagerung nicht stattfindet). Dadurch bildet sich auch im



Entstehung von Raumladungen und resultierender Feldstärkeverlauf an einer **negativen** Spitze-Platte-Anordnung (dünne Linie: ursprüngliches Grundfeld $E_g(x)$; dicke Linie: resultierendes Feld $E(x)$)

feldschwachen Gebiet eine, in diesem Fall jedoch **negative Raumladung** aus. Aus diesen Verhältnissen resultiert eine starke Anhebung der Feldstärke unmittelbar vor der Spitze und eine Vergleichmäßigung im übrigen Raum bis zur Anode. Die Grenze des Bereichs mit $\alpha > 0$ verschiebt sich in Richtung zur Spitze (s. Pfeil im unteren Bildteil). Dies geht so lange, bis die Bedingungen zur Lawinenbildung nicht mehr erfüllt sind und die Entladung daher abstirbt. Erst wenn die negative Raumladungswolke zur Anode abgewandert ist, setzt der Prozess erneut ein. Auf diese Weise bilden sich die nach ihrem Entdecker benannten, mit regelmäßiger Frequenz wiederkehrenden **Trichel-Impulse** (englisch: **Trichel pulses**). Bei Spannungssteigerung nimmt die Ionenwanderungsgeschwindigkeit zu und damit auch die Wiederholfrequenz der Trichel-Impulse, bis sie schließlich in eine gleichförmige **Büschelentladung** übergehen. Nur unter ganz besonderen Bedingungen kann sich auch an einer negativen Spitze ein Glimmen ausbilden: **Negatives Steh-Stielbüschel** (englisch: **pulseless glow, negative glow**).

Die an einer negativen, stark gekrümmten Elektrode zu beobachtenden Entladungsformen in der Reihenfolge ihres Auftretens bei Spannungssteigerung sind in der folgenden Darstellung wiedergegeben:



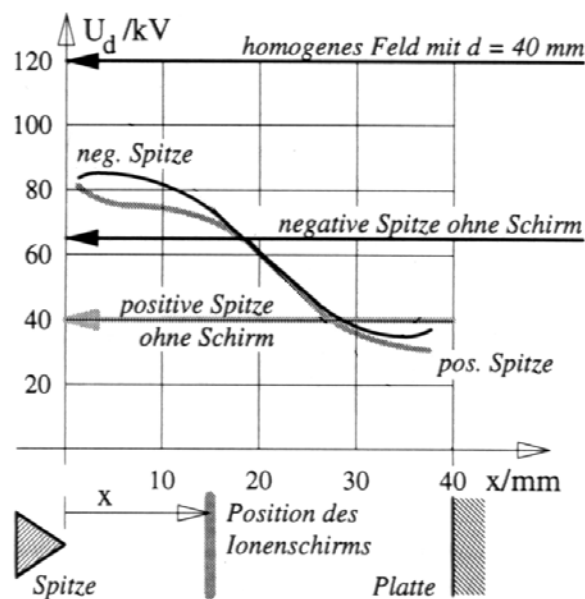
9.5.6.3 Entwicklung des Durchschlags aus den Vorentladungen

Der Durchschlag entwickelt sich bei stetiger Spannungssteigerung aus den Vorentladungen heraus. Nach dem bisher Gesagten wird dabei die Durchschlagsentwicklung bei der positiven Spitze durch die Feldanhebung in der Entladungsstrecke begünstigt, während bei negativer Spitze durch die Feldabsenkung über einen weiten Bereich genau das Gegenteil der Fall ist. **Daher ist die Durchschlagsspannung bei positiver Spitze grundsätzlich niedriger als bei negativer Spitze:**

$$U_{d, \text{ positive Spitze}} < U_{d, \text{ negative Spitze}}$$

Das bedeutet aber auch für eine gegebene stark inhomogene, unsymmetrische Anordnung, dass der Durchschlag bei Wechselspannung grundsätzlich in der positiven Halbwelle erfolgt.

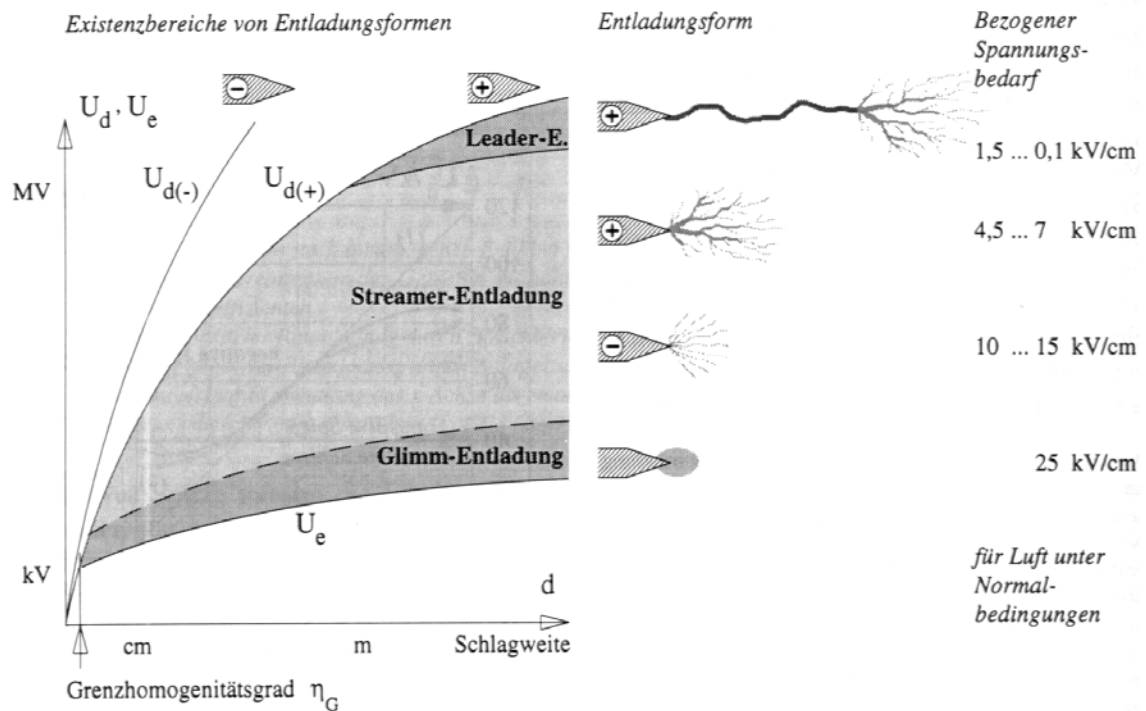
Welche Bedeutung die Ionenwanderung für die Durchschlagsentwicklung im stark inhomogenen Feld hat, zeigt die Wirksamkeit eines so genannten **Ionenschirms**. Dabei handelt es sich um einen sehr dünnen Schirm aus Isolierstoff, der in die Entladungsstrecke eingebracht wird. Bei richtiger Positionierung, das ist in der Nähe der stärker gekrümmten Elektrode, lässt sich durch ihn die Durchschlagspannung merklich anheben, s. nächstes Bild. Grund dafür ist, dass sich bei positiver Spitze positive, bei negativer Spitze negative Ionen auf dem Schirm anlagern und das Feld zwischen Schirm und Plattenelektrode homogenisieren. Bei positiver Spitze unterbindet der Schirm zusätzlich die Ausbreitung der positiven Raumladungswolke. In dieser Konfiguration ist der Ionenschirm daher am wirksamsten.



Wirkung eines Ionenschirms auf die Durchschlagspannung bei Gleichspannungsbeanspruchung im stark inhomogenen Feld bei positiver und negativer Spitze (in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen)

An Hand des folgenden Bildes soll die Durchschlagsentwicklung an einer Spitze-Platten-Anordnung aus den Vorentladungen heraus näher erläutert werden.

Die Höhe der Teilentladungseinsetzspannung ist von der Polarität der Spitze praktisch unabhängig, weil die Entladungsstrecke zu diesem Zeitpunkt noch raumladungsfrei ist. Geringe Unterschiede ergeben sich nur durch die statistische Streuzzeit zur Bereitstellung von Startelektronen, außerdem durch das Elektrodenmaterial. Die Höhe der Einsetzspannung ist allerdings ganz wesentlich vom Rundungsradius der Spitze abhängig. Die bei positiver Polarität



Zur Durchschlagsentwicklung aus den Vorentladungen im stark inhomogenen Feld (Spitze-Platte-Anordnung) in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen: Existenzbereiche von Entladungsformen (links), Entladungsformen (Mitte), bezogener Spannungsbedarf (rechts)

sich mit wachsender Spannung über die Vorstufe der Stromfäden (streamer) ausbildende **Glimmentladung** hat einen bezogenen Spannungsbedarf von etwa 25 kV/cm:

$$E_G = 25 \text{ kV/cm} \quad (\text{Luft}, \delta = 1)$$

Sie bleibt daher auf einen engen Raum um die Spitze herum beschränkt. Bei weiterer Spannungssteigerung gehen die Entladungen in die **Büschelentladungen** (streamer) über. Die **negativen Streamer** müssen sich in einem durch Raumladungen abgesenkten Feld ausbreiten. Sie haben daher einen auf das Grundfeld bezogenen großen Spannungsbedarf von

$$E_{S(-)} = 10 \text{ kV/cm} \dots 15 \text{ kV/cm} \quad (\text{Luft}, \delta = 1)$$

Positive Streamer dagegen breiten sich in einem durch Raumladungen verstärkten Feld aus und haben daher einen verhältnismäßig geringen auf das Grundfeld bezogenen Spannungsbedarf:

$$E_{S(+)} = 4,5 \text{ kV/cm} \dots 7 \text{ kV/cm} \quad (\text{Luft}, \delta = 1)$$

Der kleinere Wert gilt dabei für Schlagweiten von ca. 20 cm an aufwärts. Die Reichweite der positiven Streamer ist also erheblich größer als die der negativen Streamer. Daraus resultiert die niedrigere Durchschlagsspannung.

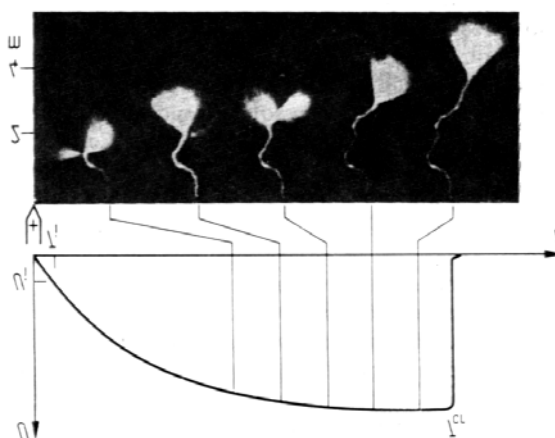
Bei **positiver Spitze** und Schlagweiten im Meterbereich bildet sich bei wachsender Spannung eine weitere Entladungsform aus: es entsteht ein intensiv leuchtender Kanal, der so ge-

nannte **Leader**, mit einem durch **Thermoionisation** verursachten sehr geringem auf das Grundfeld bezogenen Spannungsbedarf. Am Kopf des Leaders schließt sich eine ausgedehnte **Leaderkorona** (streamer) an, die für die nötige Stromzufuhr aus der Entladungsstrecke sorgt. Der Leader entwickelt sich dabei auf Wegen in die Entladungsstrecke hinein, die oft erheblich von der Richtung der Feldlinien des Grundfeldes abweichen. Der bezogene Spannungsbedarf des Leaders beträgt:

$$E_L = 0,1 \text{ kV/cm} \dots 1,5 \text{ kV/cm} \quad (\text{Luft, } \delta = 1)$$

Dabei gilt der höhere Wert für die kleineren Schlagweiten (ca. 1 m). Für größere Schlagweiten nimmt der Spannungsbedarf drastisch ab, der Leader hat dort einen **negativen Widerstand** (sinkender Spannungsbedarf mit wachsendem Strom). So ist beispielsweise zur Isolation einer Wechselspannung von 1000 kV Scheitelwert eine Schlagweite von etwa 2 m erforderlich. Für die doppelte Spannung von 2000 kV Scheitelwert muss die Schlagweite dagegen bereits auf ca. 8 m erhöht werden! Aus diesem Grund werden Übertragungsspannungen von mehr als etwa 1200 kV (verkettete Spannung) wegen des dann erforderlichen enormen Isolationsaufwandes unwirtschaftlich. **Voraussetzung für die Thermoionisation und damit für die Entstehung eines Leaders ist eine Schlagweite von mehr als einem Meter, eine ausreichend lange Beanspruchungszeit und eine genügend große Spannungsänderungsgeschwindigkeit.** Die beiden letzten Bedingungen werden bei positiver Schaltstoßspannung (250/2500 μs) und in der positiven Halbwelle einer Wechselspannung erfüllt, nicht jedoch bei Gleichspannung oder Blitzstoßspannung. **Die Prüfung mit positiver Schaltstoßspannung ist daher für Höchstspannungsbetriebsmittel die kritischste dielektrische Prüfung und in der Regel für ihre Auslegung bemessend.**

Das folgende Bild zeigt die Entwicklung eines Leaderdurchschlages an einer 10-m-Stab-Platte-Anordnung bei positiver Schaltstoßspannung 500/10000 μs mit einer Amplitude von 1760 kV.



Leaderentwicklung an einer 10-m-Stab-Platte-Anordnung bei positiver Schaltstoßspannung 500/10000 μs und einer Amplitude von 1760 kV

Auf den folgenden Seiten sind gemessene Anfangs- bzw. Vorentladungseinsetz- und Durchschlagspannungen einiger realer Anordnungen in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen wiedergegeben.

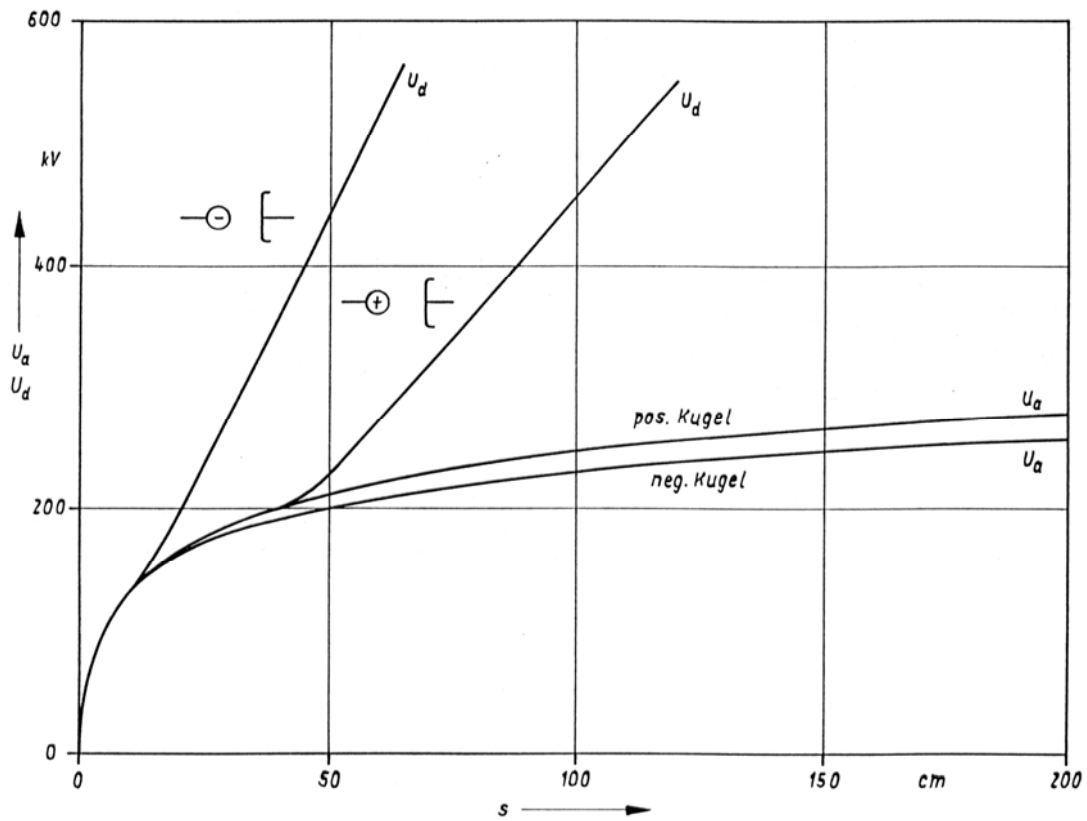
Das erste Bild zeigt die Verhältnisse für eine Kugel-Platte-Anordnung bei Gleichspannung beider Polaritäten. Während die Einsetzspannung nur einen leichten Polaritätseinfluss zeigt (der zudem stark von den Versuchsbedingungen abhängt), unterscheiden sich die Durchschlagspannungen deutlich: zu einer Schlagweite von 70 cm gehören eine positive Durchschlagspannung von 315 kV und eine negative Durchschlagspannung von 600 kV, also fast der doppelte Wert.

Das darauf folgende Bild zeigt das Verhalten der gleichen Anordnung bei Wechselspannung. Der Durchschlag erfolgt in der positiven Halbwelle bei einem Scheitelwert, der genau dem Durchschlagspannungswert für positive Gleichspannung entspricht. Im Übergangsbereich vom schwach zum stark inhomogenen Feld existiert einen Streubereich. Die Steigung der Durchschlagspannungskennlinie beträgt knapp 5 kV/cm.

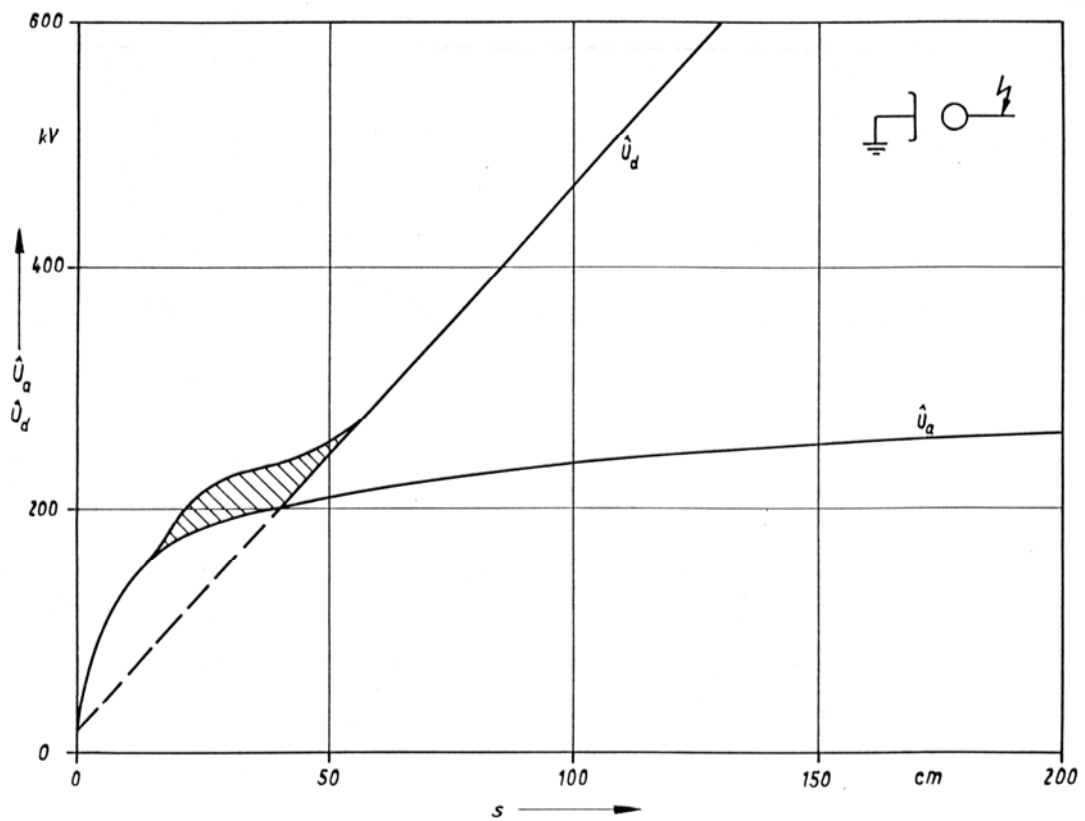
In der anschließenden Darstellung für eine Kugel-Platte-Anordnung mit unterschiedlichem Kugelradius bei Wechselspannung ist gezeigt, dass zwar die Anfangs- oder Einsetzspannung ganz wesentlich vom Kugelradius abhängt, nicht jedoch die Durchschlagspannung. Daraus folgt, dass sich an den praktisch interessierenden Anordnungen mit Schlagweiten im Meterbereich Vorentladungen wirkungsvoll nicht durch Erhöhung der Schlagweite, sondern nur durch Vergrößerung der Elektrodenradien unterbinden lassen. Für die Durchschlagspannung ist genau das Gegenteil der Fall: sie lässt sich praktisch nur durch die Schlagweite beeinflussen.

Die nächste Darstellung betrifft den Leaderdurchschlag. Gezeigt sind die Durchschlagspannungen einer Stab-Stab- sowie einer Stab-Platte-Anordnung bei Schlagweiten bis zu 20 m für Wechsel-, Schalt- und Blitzstoßspannung. Entsprechende Erläuterungen wurden bereits gegeben.

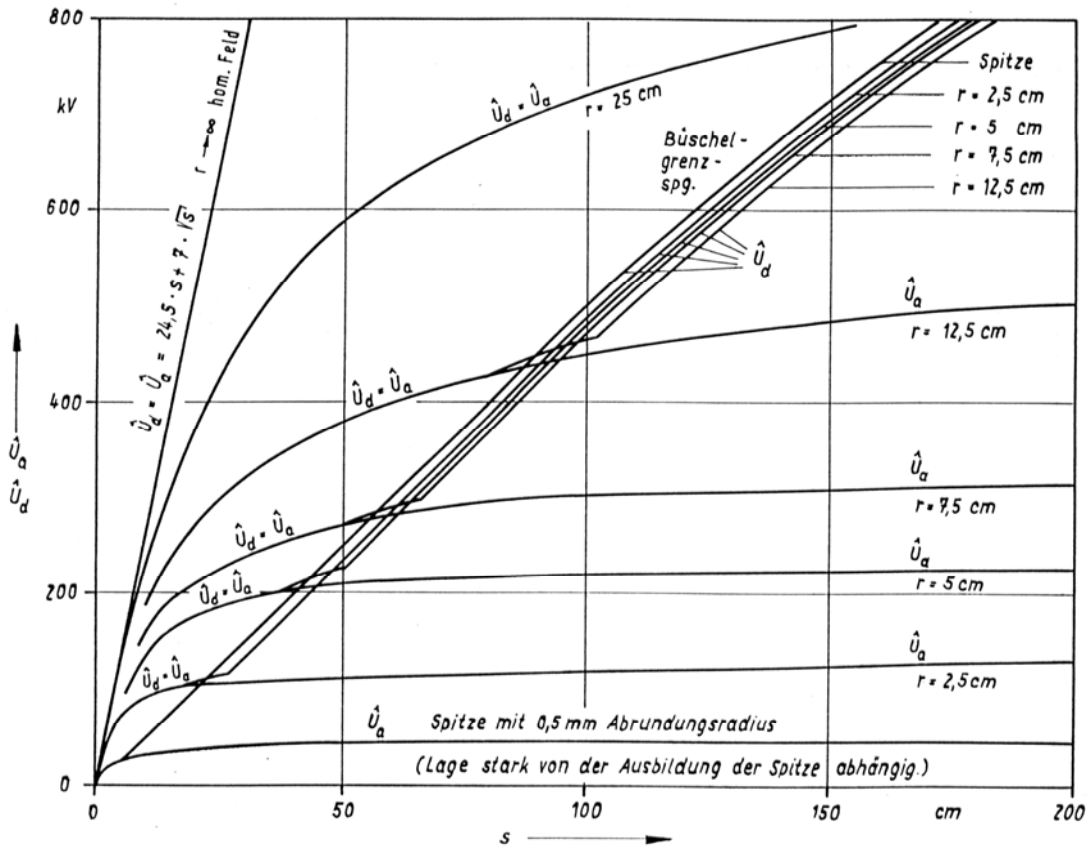
Das letzte Bild beschreibt schließlich einen Effekt, wie er bei Änderung des Gasdruckes zu beobachten ist. Mit zunehmendem Druck "homogenisiert" sich das Feld, das heißt, der vollständige Durchschlag entwickelt sich unmittelbar ohne vorheriges Auftreten von Vorentladungen. Als Ursache dafür gilt die verminderte Reichweite von Photonen mit zunehmender Gasdichte, so dass die Bedingungen zur Bildung von Sekundärlawinen und Streamern erheblich verschlechtert werden.



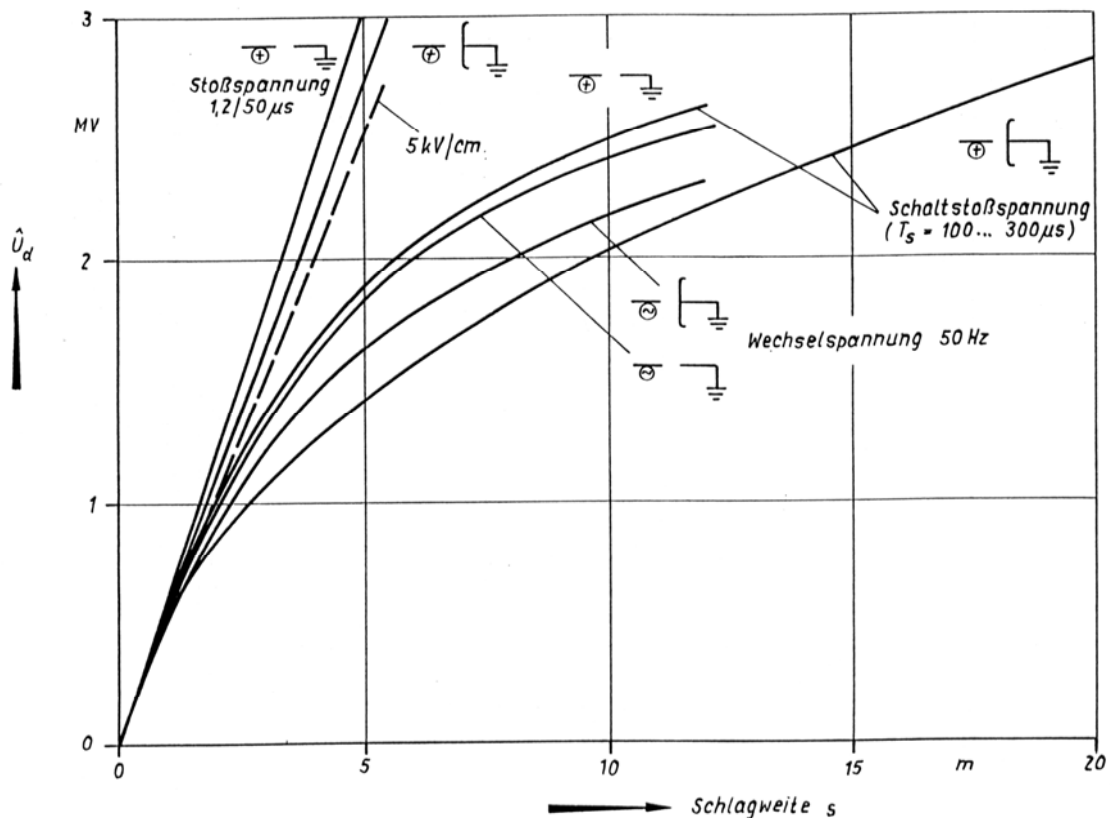
Anfangsspannung U_a und Durchschlagspannung U_d einer Kugel-Platte-Anordnung (Kugeldurchmesser 10 cm) in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen bei positiver und negativer Gleichspannung als Funktion der Schlagweite s



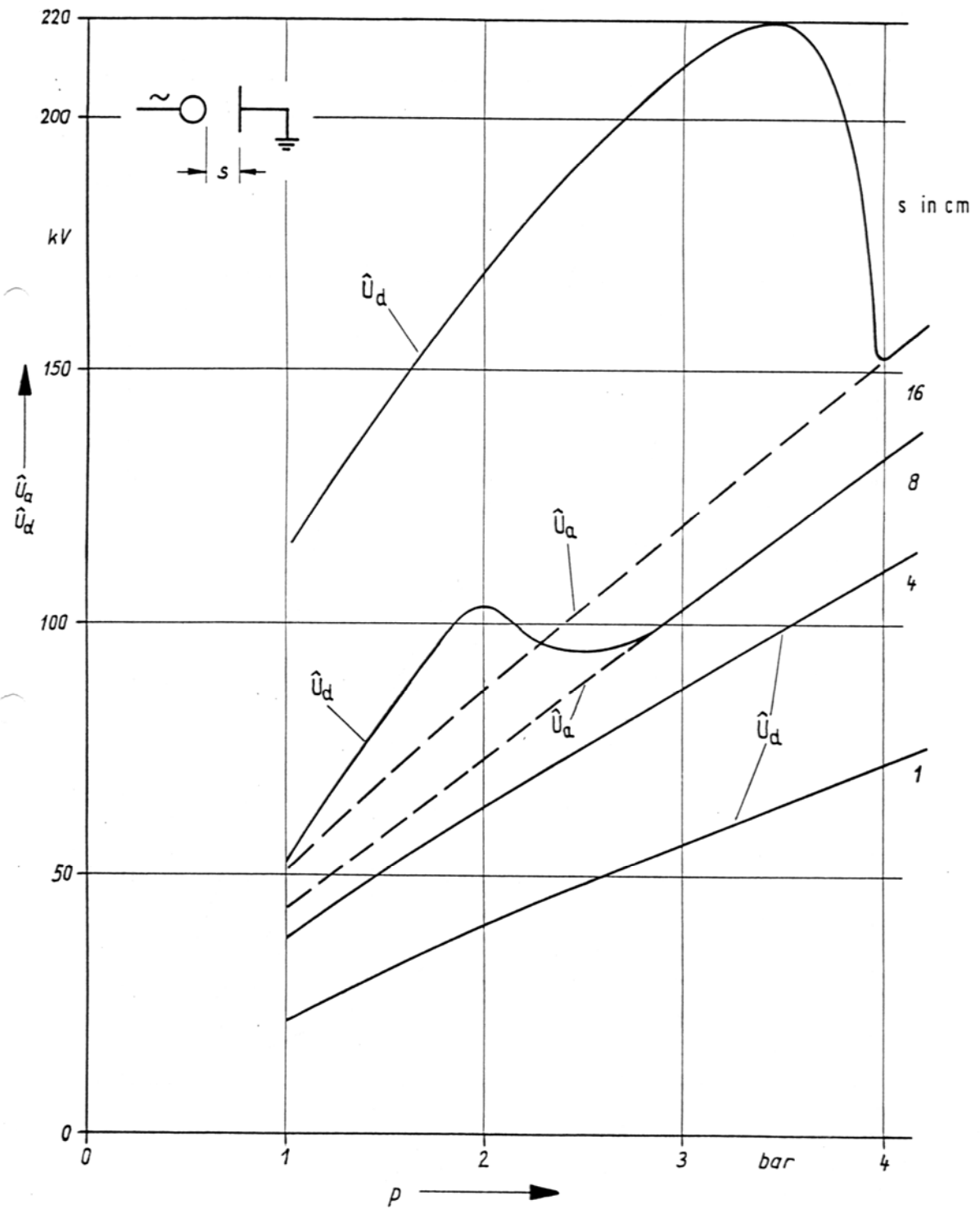
Anfangsspannung U_a und Durchschlagspannung U_d einer Kugel-Platte-Anordnung (Kugeldurchmesser 10 cm) in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen bei Wechselspannung als Funktion der Schlagweite s



Scheitelwerte der Anfangs- und Durchschlagspannung einer Kugel-Platte-Anordnung in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen bei Wechselspannung für verschiedene Kugelradien als Funktion der Schlagweite s



Durchschlagspannungen einer Stab-Stab- bzw. einer Stab-Platte-Funkenstrecke in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen bei Schlagweiten bis zu 20 m bei Wechsel-, Blitz- und Schaltstoßspannungsbeanspruchung

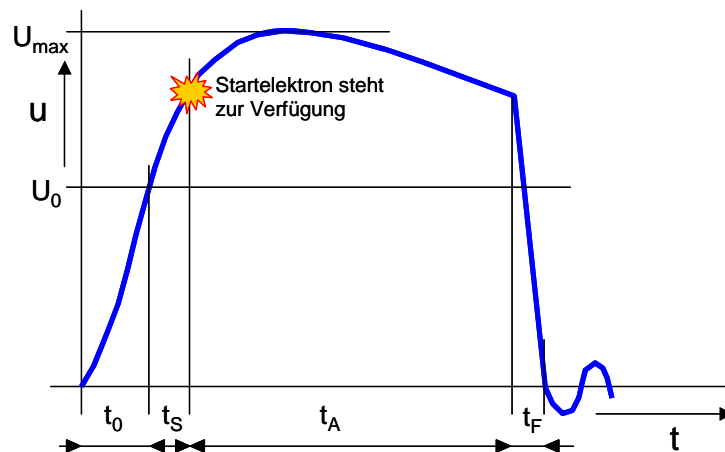


Anfangs- und Durchschlagspannung einer Kugel-Platte-Anordnung (Kugeldurchmesser 14 cm) in Luft bei Wechselspannung in Abhängigkeit vom Druck p und der Schlagweite s

9.5.7 Durchschlagsentwicklung bei Stoßspannung

9.5.7.1 Zünd- und Entladeverzug

Bisher wurden ausschließlich die Verhältnisse bei langsam gesteigerter oder konstant anliegender Gleich- oder Wechselspannung betrachtet. Die sich unter diesen Voraussetzungen ergebenden Einsetz- und Durchschlagspannungen sind **statische** Spannungen. Bei schnell ansteigenden oder nur kurz andauernden Beanspruchungen bestimmt jedoch die zeitliche Entwicklung des Durchschlages maßgeblich das Verhalten der Anordnung. Dies wird mit Hilfe des folgenden Bildes erläutert.



Zum Zünd- und Entladeverzug bei Stoßspannungsbeanspruchung einer Gasentladungsstrecke

Beim Anlegen einer Stoßspannung muss zunächst der Wert der **statischen Ansprechspannung** U_0 erreicht werden, damit überhaupt eine zur Lawinenbildung erforderliche Feldstärke vorhanden ist. Dies ist nach der Zeit t_0 der Fall. Auch dann vergeht jedoch noch zunächst eine gewisse Zeit, der **Zündverzögerung**, bis zufällig ein Startelektron am richtigen Ort zur Verfügung steht. Diese Zeit ist nicht konstant, sondern hat statistischen Charakter. Sie wird daher **statistische Streuzeit** t_S genannt. Der Durchschlag entwickelt sich nun, je nach Art der Anordnung und Beanspruchung, nach einem der bisher beschriebenen Mechanismen (Generationendurchschlag, Streamerdurchschlag, Leaderdurchschlag) innerhalb einer endlichen Zeit. Die Zeit bis zum Entstehen eines leitfähigen Kanals ist die **Aufbauzeit** t_A . Es schließt sich dann noch eine verhältnismäßig kurze Zeitspanne bis zum völligen Spannungszusammenbruch an, die **Funkenaufbauzeit** t_F . Die **Durchschlagszeit** ergibt sich damit aus der Summe aller genannten Zeiten zu

$$t_D = t_0 + t_S + t_A + t_F$$

Statistische Streuzeit und Aufbauzeit werden üblicherweise zur **Entladeverzögerungszeit** t_V zusammengefasst. Somit ist

$$t_D = t_0 + t_V + t_F$$

Wie in dem Bild bereits angedeutet ist, kann die beanspruchende Spannung bis zum Zusammenbruch weit über die statische Ansprechspannung hinauswachsen. Auch muss der Durchschlag nicht unbedingt im Spannungsmaximum, sondern kann ebenso davor oder danach erfolgen. Das Verhältnis des Scheitelwertes einer Spannung, die zum Durchschlag führt, zur statischen Anfangsspannung ist der **Stoßfaktor** f :

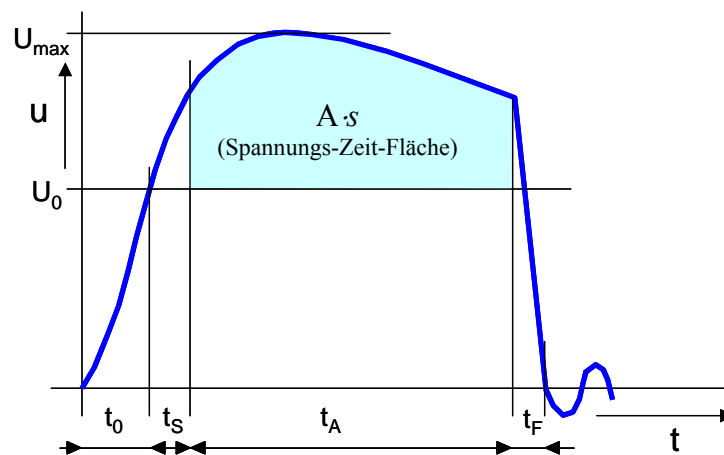
$$f = \frac{U_{\max}}{U_0}$$

Die statistische Streuzeit t_s , also diejenige Zeit, die vergeht, bis nach Überschreiten der statischen Ansprechspannung ein Startelektron zur Verfügung steht, nimmt mit zunehmendem Volumen der Entladungsstrecke ab. Bereits ab Schlagweiten von 1 mm beträgt sie in Luft nur noch einige 10 ns. Durch Bestrahlung der Strecke mit UV-Licht kann sie sogar praktisch auf Null gebracht werden. Auch Oberflächenrauigkeiten können auf Grund lokaler Feldstärkeerhöhungen und dadurch verursachte Feldemission von Elektronen aus der Kathode die statistische Streuzeit reduzieren. In elektronegativen Gasen, z.B. SF_6 , ist die statistische Streuzeit wegen der Neigung zur Anlagerung freier Elektronen grundsätzlich größer.

Bei der Betrachtung der Aufbauzeit t_A kann man davon ausgehen, dass in praktischen Anordnungen der Generationendurchschlagsmechanismus nicht relevant ist, da dieser auf sehr kleine ($p \cdot s$)- Werte und Spannungen in der Nähe von U_0 beschränkt ist. Die Wachstumsgeschwindigkeit $v(t)$ des Streamers ist in etwa proportional der Differenz der aktuell anliegenden Spannung $u(t)$ und der statischen Ansprechspannung U_0 , so dass für die Überbrückung der Schlagweite s gilt:

$$s = \int_{t_0+t_s}^{t_0+t_s+t_A} v(t) dt \sim \int_{t_0+t_s}^{t_0+t_s+t_A} \{u(t) - U_0\} dt = A \cdot s = \text{const.}$$

Der Ausdruck $A \cdot s$ bezeichnet darin die zwischen der Geraden $u = U_0$ und dem Spannungsverlauf $u(t)$ über die Zeit t_A gebildete Spannungs-Zeit-Fläche. Zur Erzielung eines Durch-



Definition der Spannungs-Zeit-Fläche $A \cdot s$

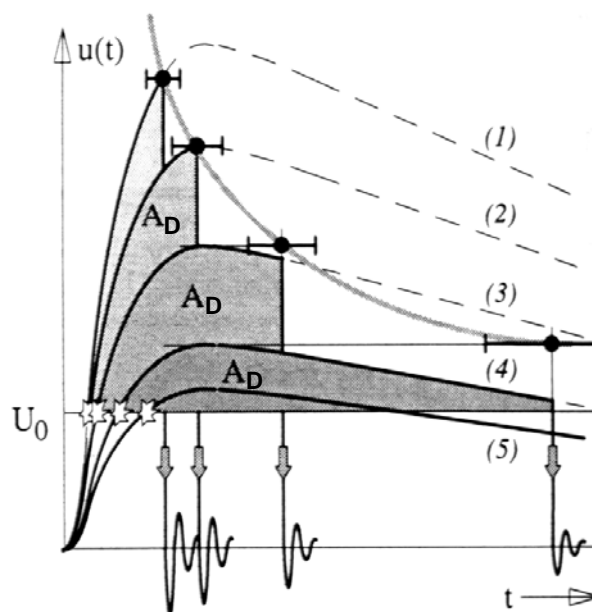
schlags an einer gegebenen Anordnung ist ein bestimmter, konstanter Wert von $A \cdot s$ erforderlich. Diese 1957 von Kind gefundene Gesetzmäßigkeit wird **Spannungs-Zeit-Flächen-Gesetz** genannt. Bei einer schnell über den Wert U_0 hinauschießenden Spannung wird der Durchschlag also nach kürzerer Zeit stattfinden als bei einer nach Überschreiten von U_0 nur langsam ansteigenden Spannung. Es kann sogar der Fall eintreten, dass die Spannung bereits wieder unter den Wert U_0 abgefallen ist, bevor das Spannungs-Zeit-Flächen-Kriterium erfüllt ist. In diesem Fall findet kein Durchschlag statt.

Für inhomogene, luftisolierte Spitze-Platte-Anordnungen gelten für die Konstante A die Werte $A = 400 \text{ kV} \cdot \mu\text{s/m}$ (negative Spitze) und $A = 650 \text{ kV} \cdot \mu\text{s/m}$ (positive Spitze) als Richtwerte.

Bei der Betrachtung der Durchschlagszeit ist die Funkenaufbauzeit t_F in der Regel gegenüber den anderen Zeiten vernachlässigbar kurz. Insbesondere in gasisolierten Schaltanlagen unter SF_6 bei hohem Druck kann sie Werte bis herab zu wenigen Nanosekunden annehmen. Deshalb sind Spannungszusammenbrüche dort besonders kritisch, weil sie hochfrequente Schwingungen, Wanderwellenvorgänge und dadurch verursachte steile Überspannungen hervorrufen können.

9.5.7.2 Stoßkennlinien

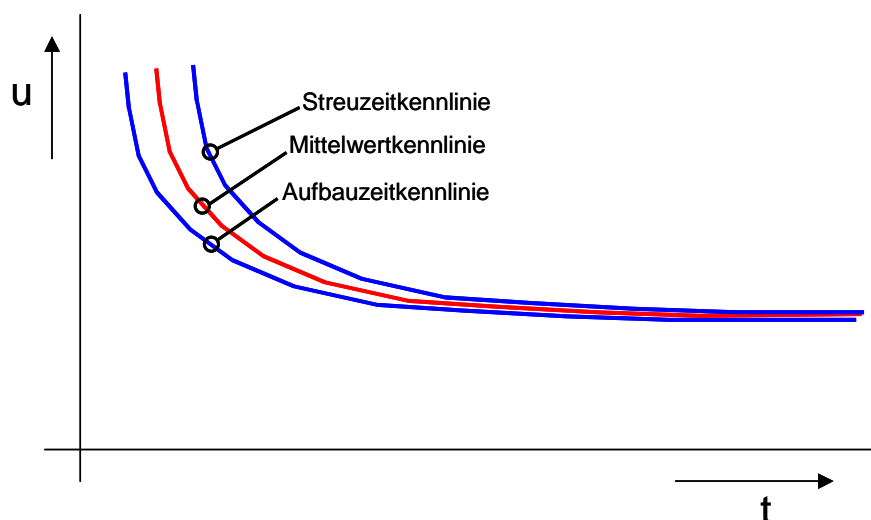
Die elektrische Festigkeit einer Isolierstrecke in Gas bei Stoßspannungsbeanspruchung wird durch die **Stoßkennlinie** beschrieben. Zur Ermittlung der Stoßkennlinie für Blitzstoßspannung werden beispielsweise Stoßspannungen der Form $1,2/50 \mu\text{s}$ unterschiedlicher Höhe an die Anordnung gelegt. Je nach Höhe der angelegten Spannung wird das Spannungs-Zeit-Flächen-Kriterium früher oder später oder überhaupt nicht erfüllt, und es ergeben sich so je-



Aufnahme einer Stoßkennlinie

weils unterschiedliche Wertepaare von Durchschlagspannung und -zeit. Das ist in dem umseitigen Bild gezeigt. Dort ist vereinfachend angenommen, dass das Startelektron unmittelbar nach Überschreiten von U_0 bereitsteht und dass die Funkenaufbauzeit vernachlässigbar kurz ist. Folgendes ist bei der Ermittlung der Stoßkennlinie zu beachten: erfolgt ein Durchschlag in der Stirn (Kurve 1) oder exakt im Scheitel (Kurve 2) der Stoßspannung, so wird als Durchschlagspannung die tatsächlich zum Durchschlagszeitpunkt erreichte Spannung definiert. Erfolgt der Durchschlag jedoch nach dem Scheitelwert (Kurven 3 und 4), so wird zur Konstruktion der Stoßkennlinie der Scheitelwert der Durchschlagspannung an Stelle des aktuellen Durchschlagspannungswertes herangezogen. Zu kurzen Durchschlagzeiten hin steigt die Stoßkennlinie stark an, während sie sich zu langen Durchschlagzeiten hin immer mehr der statischen Ansprechspannung U_0 annähert. Werden bei gleicher Spannungshöhe mehrere Durchschlagsversuche durchgeführt, streut natürlich die Durchschlagszeit, im Wesentlichen auf Grund der statistischen Streuzeit, jedoch auch durch Streuungen der Aufbauzeit. Die zeitliche Streuung ist in dem Bild für jeden ermittelten Punkt auf der Stoßkennlinie eingetragen. Legt man jeweils eine Kurve durch die Punkte der minimalen und der maximalen sowie der mittleren Durchschlagszeit, erhält man die nachfolgende Darstellung der Stoßkennlinie.

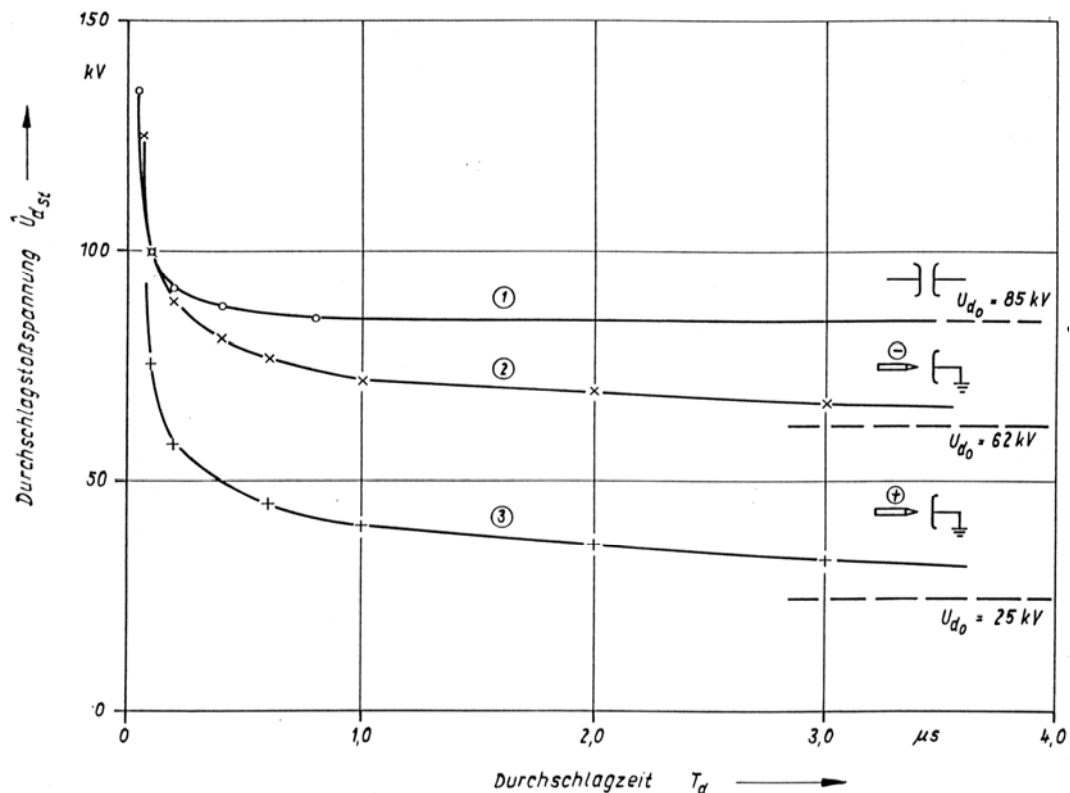
Die jeweils kürzesten Durchschlagszeiten ergeben sich alleine aus der Aufbauzeit, wenn nämlich die statistische Streuzeit Null ist. Die durch diese Punkte gezogene, linke Linie wird daher **Aufbauzeitkennlinie** genannt. Dagegen ergibt sich die rechte Linie bei maximalen statistischen Streuzeiten, sie heißt dementsprechend **Streuzeitkennlinie**. Zwischen diesen beiden Extremverläufen liegt ein **Stoßkennlinienband**, in dessen Mitte sich die **Mittelwertkennlinie** befindet. Von praktischem Interesse ist meistens nur die Aufbauzeitkennlinie, weil sie die untere Grenze der elektrischen Festigkeit markiert. Da die genaue Ermittlung der Aufbauzeit- und der Streuzeitkennlinie praktisch nicht möglich ist, wird meist aus mehreren Durchschlagsversuchen die Mittelwertkennlinie gebildet und unter Annahme einer Gaußverteilung der



Stoßkennlinie mit Streuband

Durchschlagzeiten die aus der Standardabweichung der Messwerte berechneten 5%- und 95%-Durchschlagzeiten zur Konstruktion der beiden Kennlinien herangezogen.

Für die Extremfälle einer homogenen und einer stark inhomogenen Anordnung ergeben sich charakteristische, stark unterschiedliche Verläufe der Stoßkennlinien, s. nächstes Bild. An der stark inhomogenen Anordnung steigt die Stoßkennlinie zu kürzeren Durchschlagzeiten hin zunächst langsam und dann immer stärker an. In der homogenen Anordnung dagegen verläuft sie bis zu Durchschlagzeiten von unter einer Mikrosekunde sehr flach praktisch auf dem Niveau der statischen Ansprechspannung, um dann aber zu noch kürzeren Zeiten hin

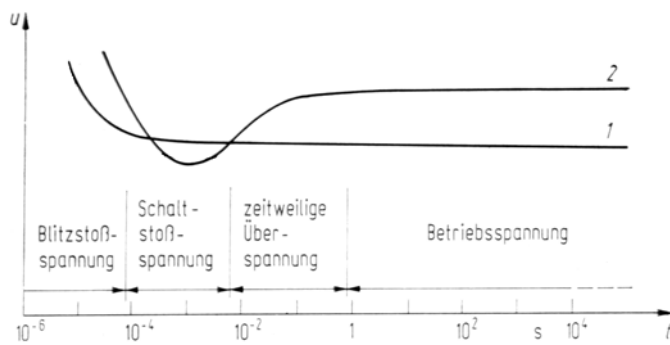


Stoßkennlinien (Mittelwertkennlinien) dreier Funkenstecken jeweils gleicher Schlagweite ($s = 3 \text{ cm}$) in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen für Stoßspannung $0,1/40 \text{ μs}$

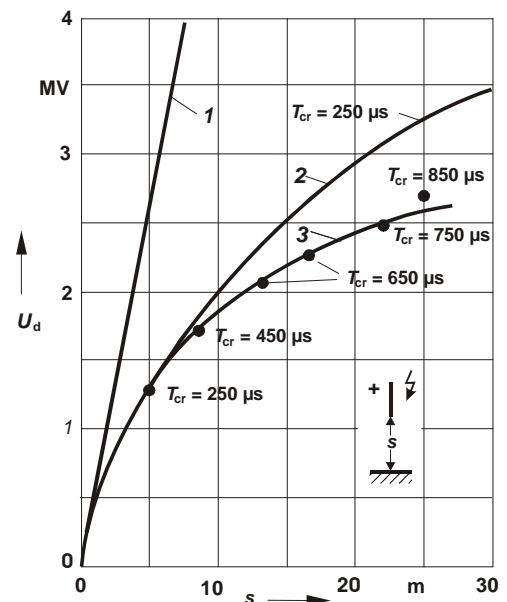
extrem stark anzusteigen. Das ist für die Isolationskoordination von Betriebsmitteln von fundamentaler Bedeutung. Bevor der Einsatz von Überspannungsableitern selbstverständlich wurde, versuchte man Betriebsmittel wie Transformatoren, Durchführungen, gasisolierte Schaltanlagen, deren innere Isolation vergleichsweise homogene oder schwach inhomogene Felder aufweisen, durch Schutzfunkenstrecken vor Überspannungen zu schützen. Es ist aber in dem Beispiel des obigen Bildes nicht möglich, die Kurve 3, etwa durch Vergrößerung der Schlagweite, derart nach oben zu verschieben, dass sich die gleiche statische Ansprechspannung ergibt wie für das homogene Feld (Kurve 1), gleichzeitig aber die Ansprechspannung bei Blitzstoßspannungsbeanspruchung niedriger ist. Das wäre aber eine Voraussetzung für die Schutzfunktion. Selbst wenn man die Kurve 3 im rechten Bereich etwas unterhalb der Kurve 1 verlaufen lässt und damit eine niedrigere Festigkeit bei Betriebsspannungsbeanspruchung in

Kauf nimmt, schneidet die Stoßkennlinie des inhomogenen Feldes grundsätzlich die des homogenen Feldes im Bereich kurzer Durchschlagszeiten. In diesem Bereich würde also immer die homogene Anordnung zuerst durchschlagen. Eine Schutzfunkenstrecke kann daher keinen ausreichenden Schutz gegen Blitzüberspannungen oder gar noch steiler ansteigende Spannungen bieten.

Abschließend soll noch auf eine Besonderheit bei großen Schlagweiten hingewiesen werden, bei denen der Leaderdurchschlagsmechanismus (in der positiven Halbwelle bei Wechselspannung sowie bei positiver Schaltstoßspannung) zum Tragen kommt. Während bei kleinen Schlagweiten (Streamermechanismus) die Stoßspannungskennlinie verläuft wie bisher beschrieben, ergibt sich für den Leadermechanismus ein ausgeprägtes Minimum der Festigkeit im Schaltstoßspannungsbereich, s. nächste Bilder. Die geringste Festigkeit ergibt sich bei einer positiven Schaltstoßspannungsbeanspruchung mit einer Stirnzeit von knapp einer Millisekunde.



Schematische Darstellung von Stoßkennlinien in Luft bei kleinen Schlagweiten (1) mit Streamerdurchschlag und großen Schlagweiten (2) mit Leaderdurchschlag



50%-Durchschlagspannung einer Stab-Platten-Funkenstrecke in Luft unter atmosphärischen Normalbedingungen bei positiver Blitz- und Schaltstoßspannung

- 1) Blitzstoßspannung 1,2/50
- 2) Schaltstoßspannung 250/2500
- 3) Kurve minimaler Festigkeit

9.5.8 Luftdichtekorrektur und Einfluss der Luftfeuchte

9.5.8.1 Luftdichtekorrektur

Es wurde bereits in Abschnitt 9.4.2 festgestellt, dass die Teilchendichte eines Gases, und damit auch die allgemeine Gasdichte ρ , mit dem Druck proportional zu- und mit der Temperatur umgekehrt proportional abnimmt:

$$\rho \sim \frac{p}{T} \quad (p \dots \text{Druck, } T \dots \text{ absolute Temperatur})$$

Wird die allgemeine Gasdichte ρ zur Bezugsdichte ρ_0 bei Normaltemperatur $T_0 = 293$ K und Normaldruck $p_0 = 1013$ mbar ins Verhältnis gesetzt, so gilt für die **relative Gasdichte**

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} = \frac{p}{1013} \cdot \frac{273+20}{273+\vartheta} = 0,289 \cdot \frac{p}{273+\vartheta}$$

mit p ... Gasdruck in mbar
 ϑ ... Gastemperatur in °C

Bei nicht allzu großen Abweichungen vom Normaldruck und der Normaltemperatur ist im homogenen und schwach inhomogenen Feld das Verhältnis der tatsächlichen Durchschlagspannung U_d zur Durchschlagspannung U_{d0} bei atmosphärischen Normalbedingungen etwa gleich der relativen Gasdichte

$$\frac{U_d}{U_{d0}} \approx \frac{p \cdot T_0}{p_0 \cdot T} = \delta$$

Die Prüfvorschriften (IEC 60060-1) schreiben daher bei Durchschlagsuntersuchungen in atmosphärischer Luft eine Umrechnung der gemessenen Durchschlagspannung U_d auf die zugehörige Durchschlagspannung U_{d0} mit einem **Luftdichtekorrekturfaktor** k_d vor:

$$U_{d0} = \frac{U_d}{k_d}$$

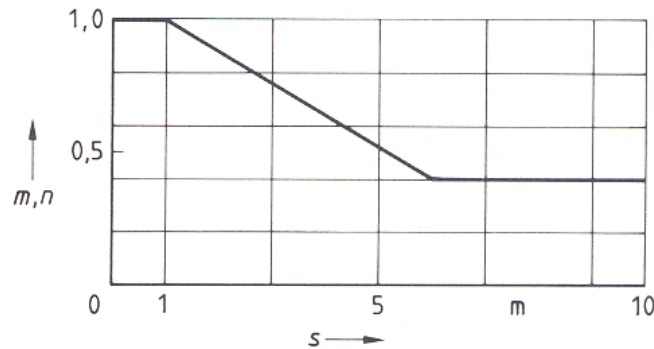
Darin ist

$$k_d = \left(\frac{p}{p_0} \right)^m \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right)^n$$

An Anordnungen mit im wesentlichen homogenen Feld werden für alle Spannungsarten und Schlagweiten die Exponenten $m = n = 1$ angenommen, so dass hier der Luftdichtekorrekturfaktor gleich der Luftdichte ist; das gleiche gilt auch für stark inhomogene Felder bei Gleich- und Blitzstoßspannung:

$$k_d = \delta \begin{cases} \text{im homogenen und schwach inhomogenen Feld bei allen Spannungsarten} \\ \text{im stark inhomogenen Feld bei Gleich- und Blitzstoßspannung} \end{cases}$$

Bei Wechsel- und positiven Schaltstoßspannungen weichen die Exponenten m und n für Schlagweiten $s > 1$ m, d.h. sobald sich der Durchschlag nach dem Leadermechanismus entwickelt, gemäß der auf der nächsten Seite dargestellten Kurve vom Wert Eins ab.



Abhängigkeit der Luftdichtekorrektur-Exponenten m und n von der Schlagweite für Wechselspannung und positive Schaltstoßspannung

9.5.8.2 Einfluss der Luftfeuchte

Im homogenen und schwach inhomogenen Feld ist der Einfluss der Luftfeuchte auf die Durchschlagsentwicklung vernachlässigbar und wird deshalb auch nicht durch Korrekturfaktoren berücksichtigt. Anders ist das bei positiven Streamerentladungen, d.h. bei positiver Gleichspannung oder bei Wechselspannung im stark inhomogenen Feld: dort nimmt die Durchschlagspannung mit der absoluten (nicht der relativen!) Gasfeuchte zu.

Die relative Gasfeuchte ist wie folgt definiert:

$$\varphi = \frac{f}{f_s} \cdot 100\% \quad \text{mit } f \dots \text{ absolute Gasfeuchte; } f_s \dots \text{ Sättigungsfeuchte}$$

bzw.

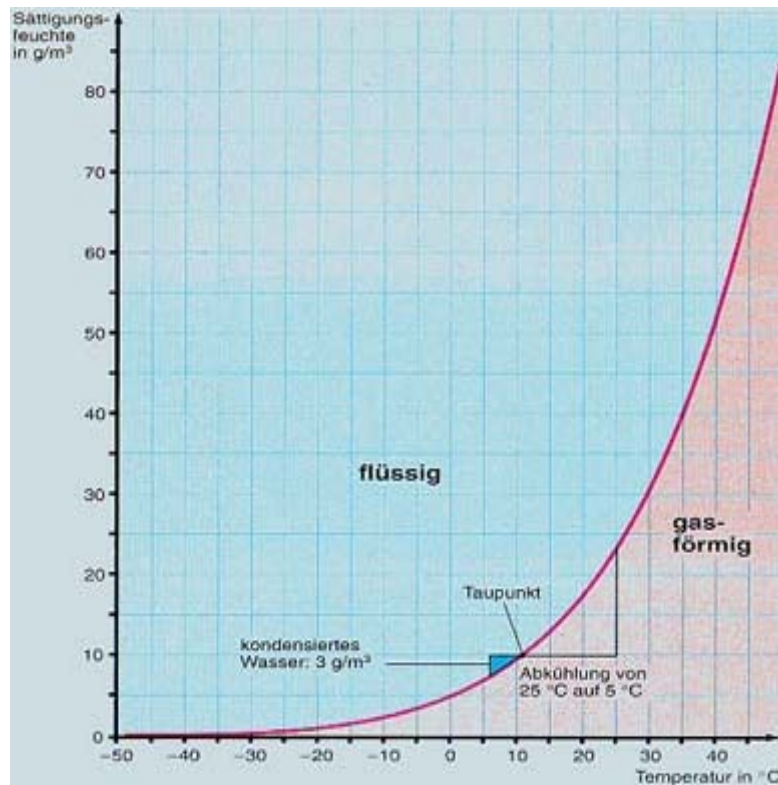
$$\varphi = \frac{p_w}{p_s} \cdot 100\% \quad \text{mit } p_w \dots \text{ Wasserdampfpartialdruck; } p_s \dots \text{ Sättigungsdampfdruck}$$

Die Zunahme der Durchschlagspannung mit der absoluten Feuchte hängt mit der verstärkten Anlagerung freier Elektronen an die Wassermoleküle zusammen, durch die die Lawinenbildung behindert wird.

Sättigungsfeuchte und Sättigungsdampfdruck von Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

Temperatur [°C]	-20	-10	-5	0	5	10	15	20	25	30	35	40	50	60	70	80	90	100
Sätt.-feuchte [g/m³]	1,08	2,36	3,32	4,85	6,8	9,2	12,8	17,3	23,1	30,4	39,6	50,2	83,0	130	198	293	424	599
Dampfdruck [hPa]	1,25	2,85	4,13	6,1	8,7	12,3	17,0	23,4	31,7	42,4	56,2	73,8	123,4	199	312	474	701	1013

Die umseitige Tabelle und die nachfolgende Kurve geben die Sättigungswerte für Luft in Abhängigkeit von der Temperatur wieder. Bei Normaltemperatur von 20 °C beträgt die

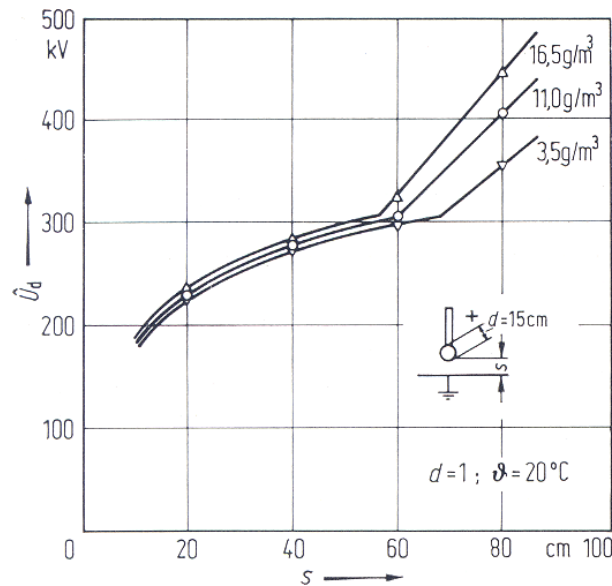


Sättigungsfeuchte von Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

Sättigungsfeuchte 17,3 g/m³. Als Normzustand der Luftfeuchte wird in der Hochspannungstechnik ein Wert von $f = 11 \text{ g/m}^3$ (bei 20°C und 1013 mbar) angesehen, was einer relativen Luftfeuchte von $\varphi = (11/17,3) \cdot 100 = 63,5\%$ entspricht.

Die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der absoluten Luftfeuchte ist in dem nächsten Bild für das Beispiel einer Stab-Platte-Anordnung für positive Gleichspannung gezeigt. Bis zu einer Schlagweite von etwa 60 cm verläuft die Durchschlagspannung fast unabhängig von der absoluten Luftfeuchte. Bei größeren Schlagweiten tritt dann plötzlich eine sehr starke Luftfeuchte-Abhängigkeit auf. Bei einer Schlagweite von 80 cm beispielsweise liegt die Durchschlagspannung in fast gesättigter Luft ($f = 16,5 \text{ g/m}^3$ entspr. $\varphi = 95,3\%$) etwa 25% über derjenigen in sehr trockener Luft mit $f = 3,5 \text{ g/m}^3$ (entspr. $\varphi = 20,2\%$).

Die bei Durchschlagsuntersuchungen anzuwendenden Luftfeuchte-Korrekturfaktoren sind in der Prüfvorschrift IEC 60060-1 festgelegt.

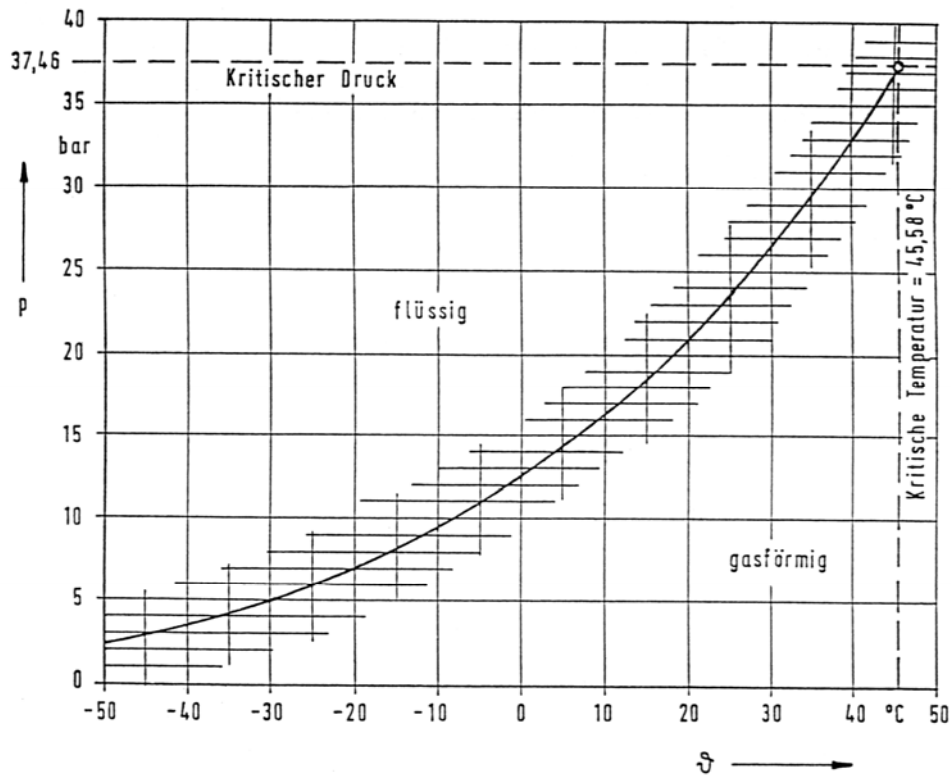


Durchschlagspannung für positive Gleichspannung einer Stab-Platte-Anordnung als Funktion der Schlagweite s ; Parameter: absolute Luftfeuchte

9.5.9 Durchschlagverhalten in SF_6

Auf die Besonderheiten des Gasdurchschlags in SF_6 wurde bereits mehrfach hingewiesen. Auf Grund seiner elektronegativen Eigenschaften ist die Durchschlagspannung in SF_6 bereits bei Normaldruck etwa dreimal höher als in Luft. Bei einem Druck von 2 bis 3 bar besitzt es bereits die Festigkeit von Isolieröl. Obwohl sich mit höherem Druck noch höhere Festigkeiten erreichen ließen, betreibt man aber z.B. gasisolierte Schaltanlagen nicht mit höheren Drücken als etwa 6 bar. Gründe dafür sind

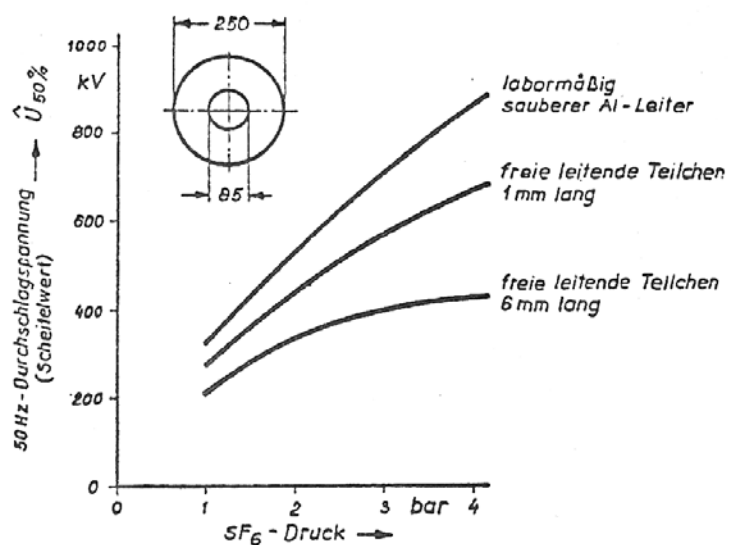
- die beschränkte Überdruckfestigkeit der Anlagenteile (bei 6 bar Nennbetriebsdruck muss die Berstfestigkeit der eingebauten Schottisolatoren, die die einzelnen Gasräume voneinander trennen, bereits 30 bar oder mehr betragen);
- die Tatsache, dass sich SF_6 bei diesem Druck bereits bei Temperaturen unterhalb -25 °C verflüssigt, s. die Dampfdruckkurve nächstes Bild;
- die zu hohen Feldstärken an den Elektroden bei noch höherer Spannungsbeanspruchung: Feldemissionsprozesse an den Elektrodenoberflächen mindern dann wieder die elektrische Festigkeit bzw. führen zu Vorentladungen, die in einer SF_6 -Anlage unbedingt vermieden werden müssen (Entstehung von chemisch aggressiven und toxischen Zersetzungsprodukten);



SF₆-Dampfdruckkurve

Bedeutung des kritischen Drucks und der kritischen Temperatur: oberhalb dieser Werte tritt SF₆ nur noch gasförmig auf

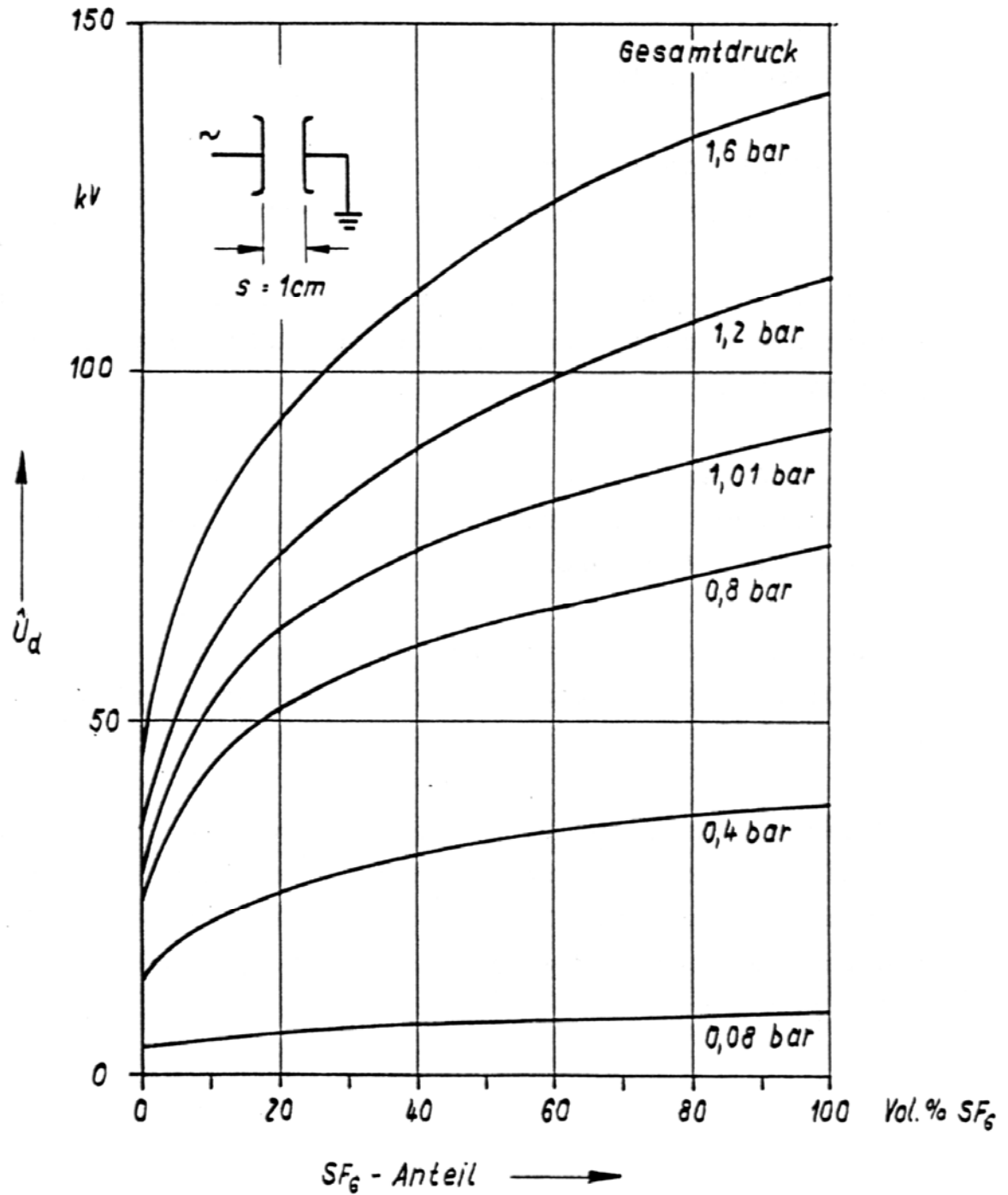
- die Zunahme der Empfindlichkeit gegenüber Fremdkörpern (Dreck, Metallpartikel) auf Grund der hohen Feldstärken; das folgende Bild zeigt, dass die elektrische Festigkeit beispielsweise in Anwesenheit von 6 mm langen leitenden Teilchen durch Erhöhung des Drucks praktisch nicht mehr gesteigert werden kann.



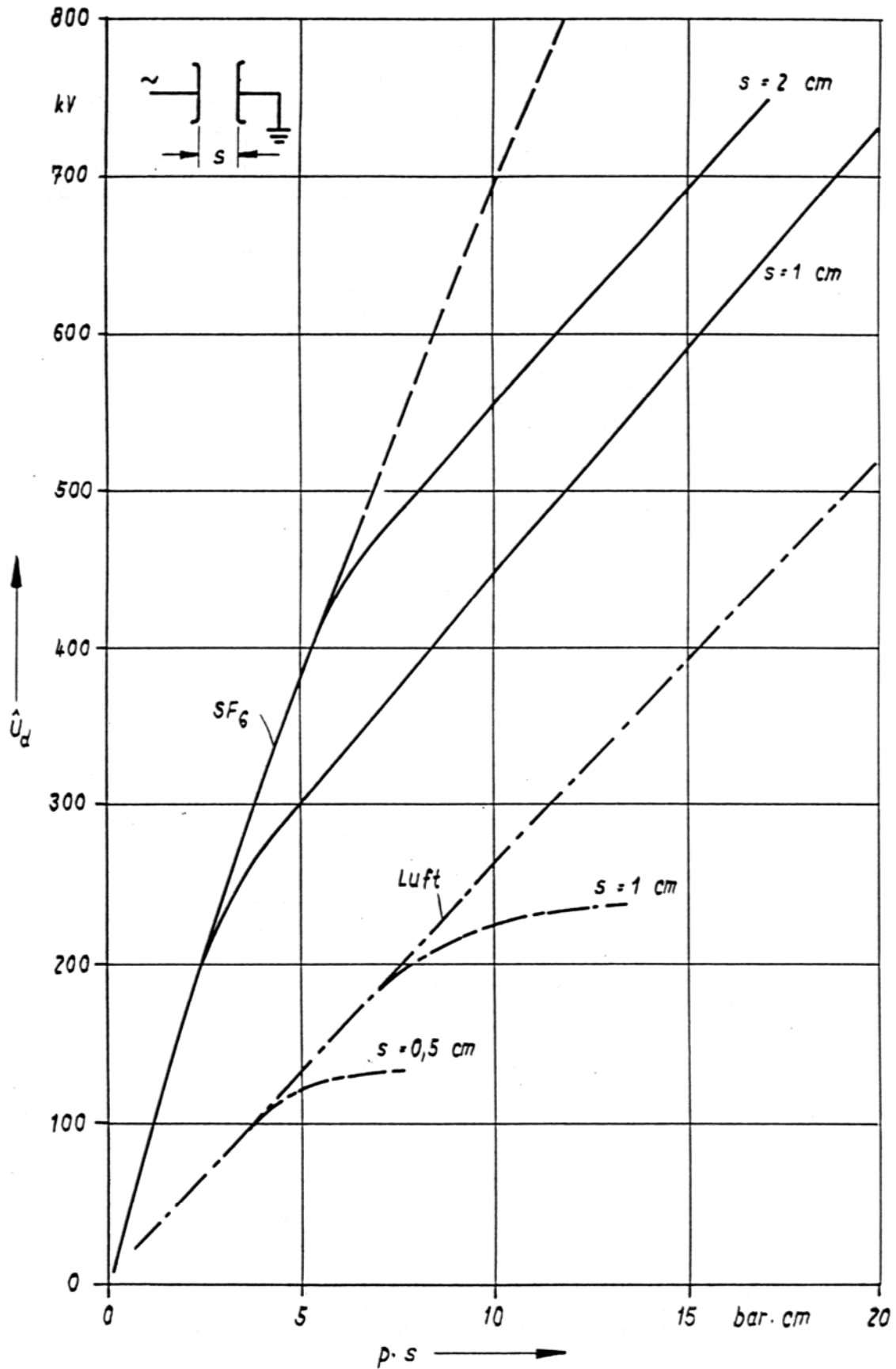
Durchschlagswchselspannung einer koaxialen Anordnung unter SF₆ abhängig vom Druck bei Anwesenheit freier leitender Teilchen

Abschließend sind noch einige Kurven wiedergegeben, die das Vorentladungs- und Durchschlagverhalten homogener und inhomogener Anordnungen bei Normaldruck und hohen Überdrücken beschreiben. Von besonderer Bedeutung ist dabei die nachfolgende Darstellung, in der die Durchschlagwechselfspannung von SF₆-Luftgemischen in Abhängigkeit vom SF₆-Anteil gezeigt wird. Vor dem Hintergrund der ökologischen Auswirkungen von SF₆ (s. auch Fußnote am Anfang von Kapitel 9) wird derzeit geklärt, ob sich gasisolierte Anlagen nicht auch mit SF₆-Stickstoff-, SF₆-Luft- oder sonstigen SF₆-Gas-Gemischen betreiben lassen. Wie man den Kurven entnehmen kann, verringert sich die Festigkeit einer Isolieranordnung nur geringfügig, wenn man zum Beispiel statt einer 100%-SF₆-Füllung auf ein Gemisch aus 80% SF₆ und 20% Luft zurückgreift. Tatsächlich ist geplant, gasisolierte Leitungen, zu deren Isolation riesige Gasmengen erforderlich sind, mit SF₆-N₂-Gemischen bei einem SF₆-Gehalt von etwa 20% zu betreiben.

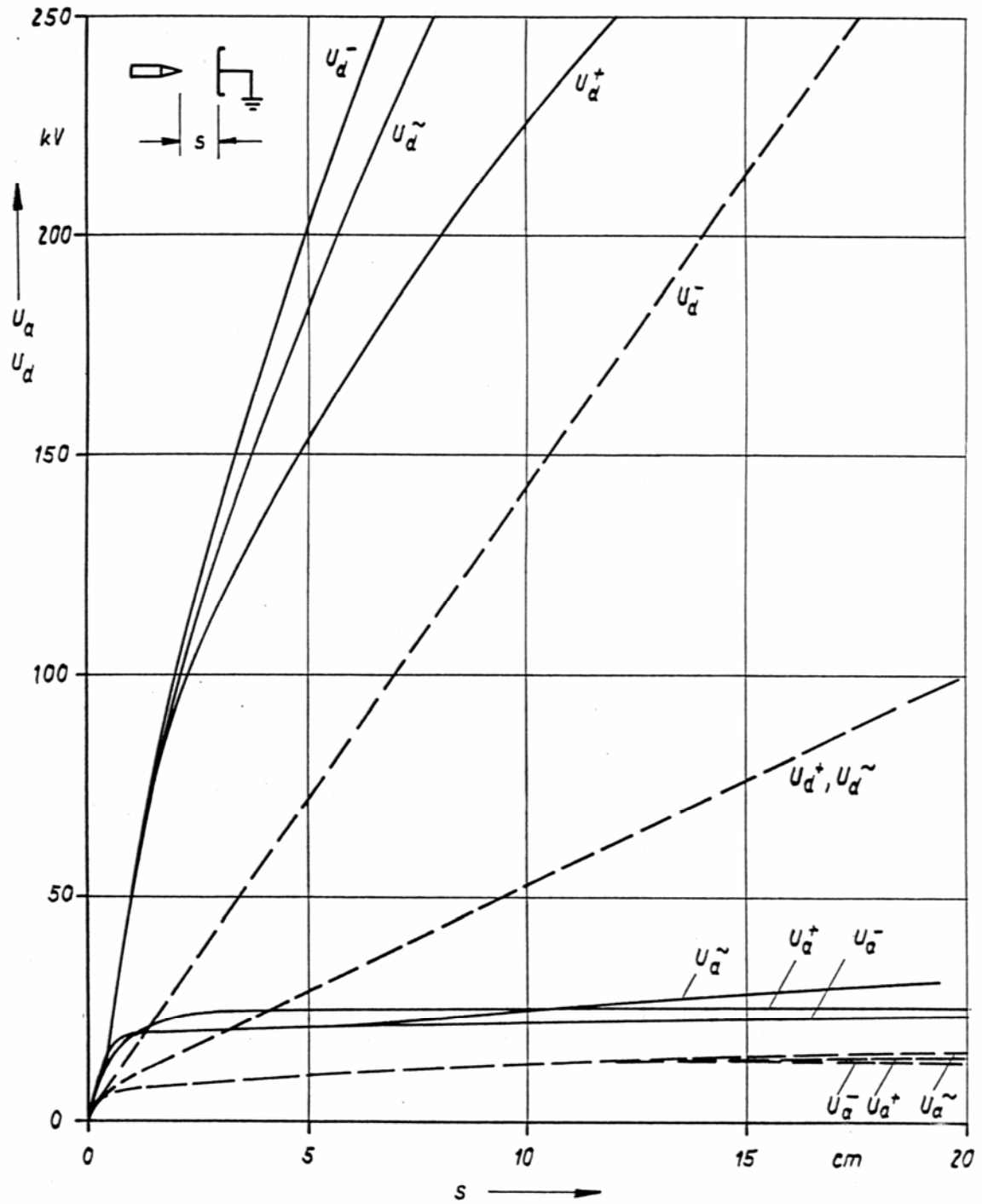




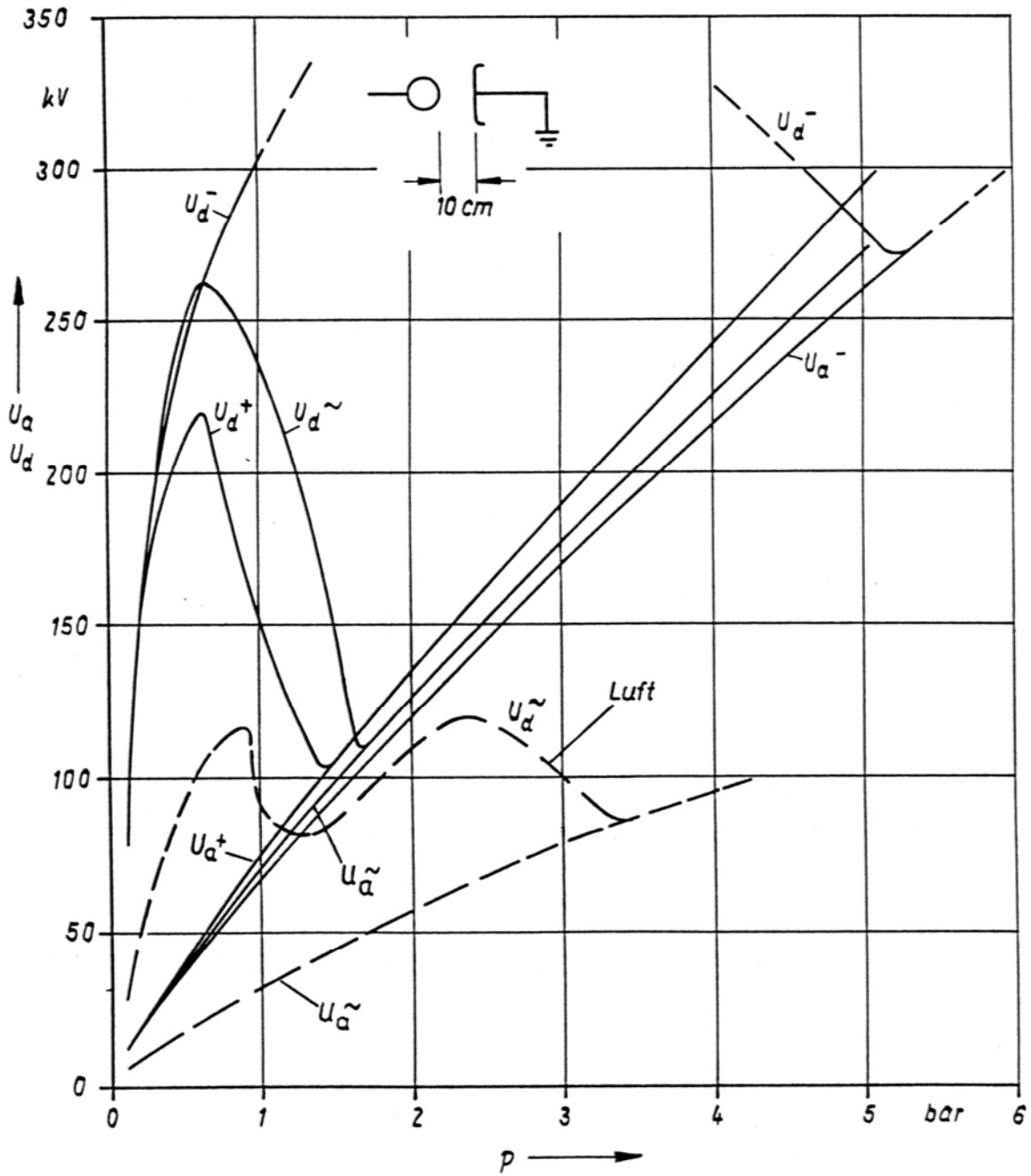
Durchschlagwechselspannung im homogenen Feld in Abhängigkeit vom SF₆-Luft-Mischungsverhältnis (Parameter: Gesamtdruck)



Durchschlagwechselspannung einer Homogenfeld-Funkenstrecke in SF₆ in Abhängigkeit vom Produkt ($p \cdot s$) mit Vergleichskurven für Luft



Anfangs- und Durchschlagspannung einer Spitze-Platten-Funkenstrecke (Spitzenöffnungswinkel 30°) in SF₆ bei 1 bar Druck in Abhängigkeit von der Schlagweite s mit Vergleichskurven für Luft bei Gleich- und Wechselspannung



Anfangs- und Durchschlagspannung einer Kugel-Platte-Funkenstrecke (Kugeldurchmesser 1 cm) in SF_6 in Abhängigkeit vom Gasdruck p mit Vergleichskurven für Luft bei Gleich- und Wechselspannung