

Mechanismen der Stromleitung

37.1 Stromleitung in Gasen: Grundbegriffe

Die Gase sind unter gewöhnlichen Bedingungen und bei niedrigen Feldstärken so gute Nichtleiter, dass sich auch mit den empfindlichsten Galvanometern kein Strom nachweisen lässt. Sie verlieren jedoch diese Eigenschaft, wenn die Spannung zwischen den Elektroden über eine bestimmte Grenze hinaus gesteigert wird. Die Erscheinungen der Stromleitung in Gasen sind sehr mannigfaltig; man fasst sie mit der Bezeichnung Gasentladungen zusammen; hierher gehören z. B. die Vorgänge in einer Glimmröhre, im Quecksilberdampf- oder im Edelgasgleichrichter, die Funken- und Lichtbogenerscheinungen. Auch bei niedrigen Spannungen kann man in einem Gas messbare Ströme erzeugen, wenn das Gas einem sogenannten Ionisator ausgesetzt wird, z. B. Röntgenstrahlen. Es zeigt sich, dass dann die Stromstärke in der durch Abb. 37.1 veranschaulichten Weise von der Spannung zwischen den Elektroden abhängt. Bei kleinen Spannungen wächst der Strom proportional mit der Spannung; hier ist also der Widerstand konstant. Mit wachsender Spannung nähert sich aber die Stromstärke einem Grenzwert, dem sogenannten Sättigungsstrom. Wird die Spannung weiter gesteigert, so ergibt sich ein zweiter Anstieg des Stromes, der schließlich zu einer sichtbaren Entladung zwischen den Elektroden führt.



Abbildung 37.1. Kennlinie einer unselbständigen Gasentladung

Dieser Verlauf der Stromspannungskennlinie erklärt sich folgendermaßen. Durch den Ionisator wird ein Teil der Gasatome in positive Ionen und negative Elektronen aufgespalten. Diese Ladungsträger bewegen sich im elektrischen Feld entsprechend ihrer Ladung zur negativen oder positiven Elektrode; es entsteht ein elektrischer Strom. Dabei ergibt sich ständig ein Verlust an Ladungsträgern dadurch, dass sich positive und negative Ladungsträger wieder vereinigen. Die Stromstärke ist dadurch bestimmt, dass sich ein Gleichgewichtszustand einstellt zwischen der Zahl der in einer bestimmten Zeit vom Ionisator erzeugten und der durch Wiedervereinigung und Abwanderung verschwindenden Ladungsträger. Man bezeichnet eine derartige Strömung durch ein Gas als unselbständige Gasentladung. Steigert man die Spannung, so wächst die Stromstärke; sie lässt sich aber nur bis zu einer gewissen Grenze erhöhen, bei der die Ladungsträger im gleichen Maß weggeführt wie erzeugt werden. Dann ergibt sich der Sättigungsstrom, der durch den horizontalen Teil der Kurve, Abb. 37.1, gekennzeichnet ist.

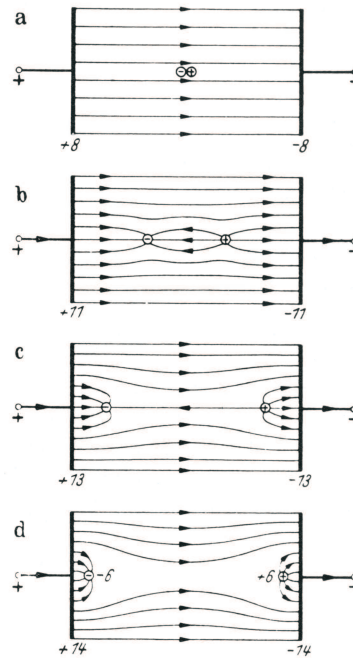


Abbildung 37.2. Wesen des Stromes in Gasentladungen

Die Verknüpfung eines Stromes mit der Wanderung eines elektrisch geladenen Teilchens zu einer Elektrode darf man sich nicht so vorstellen, dass erst beim Eintreffen der Ladung an der Elektrode diese eine Ladungsänderung erfährt und damit in dem Stromkreis ein Stromstoß entsteht, sondern die La-

dung der Elektroden ändert sich mit jeder Bewegung des Ladungsträgers. An Hand eines Modells soll dies durch Abb. 37.2 noch etwas näher veranschaulicht werden. Im Bild a sind zwei Ladungsträger mit entgegengesetzt gleicher Ladung dicht nebeneinander angenommen, so dass die Gesamtladung dieses Atommodells null ist. Von der linken Elektrode gehen 8 Verschiebungslinien zur rechten über; wir können daher die positiven und negativen Ladungen der beiden Elektroden durch die Zahl 8 kennzeichnen. Entfernen wir nun die beiden Ladungsträger durch äußere Kräfte entgegen ihren Bindungskräften voneinander (Ionisierung), so kommen wir zu dem Bild b. Von dem positiven Ladungsträger gehen 6 Verschiebungslinien aus, auf dem negativen Ladungsträger münden entsprechend seiner gleich großen aber entgegengesetzten Ladung 6 Verschiebungslinien ein; die auf den Ladungsträgern befindlichen Elektrizitätsmengen sind also durch die Zahlen +6 und -6 gekennzeichnet. In dieser Lage der beiden Ladungsträger gehen aber nun von der positiven Platte 3 Verschiebungslinien mehr aus, auf der negativen münden 3 Verschiebungslinien mehr ein als im Bild a, wenn die Spannung zwischen den beiden Platten durch die äußere Stromquelle konstant gehalten wird. Die Ladungen der beiden Platten sind also bei diesem Vorgang von 8 auf 11 gewachsen. Wie die Bilder c und d zeigen, wachsen die Ladungen der Platten noch weiter an, wenn sich nun die Ladungsträger unter der Einwirkung der Feldkräfte weiterbewegen. Schließlich erscheint die Plattenladung um die Gesamtladung eines Ladungsträgers vermehrt. Während des ganzen Vorganges der Bewegung fließt also in dem äußeren Stromkreis ein der Zunahme der Plattenladungen entsprechender Strom bis die Ladungsträger an den Platten selbst eintreffen. Dann kompensieren sie gerade den durch ihre Wanderung verursachten Zuwachs der Plattenladungen, und der ursprüngliche Zustand ist wieder hergestellt. Die Bewegung der geladenen Teilchen überträgt sich also auf dem Wege über den Verschiebungsstrom in den ganzen Stromkreis.

Ein einzelnes Trägerpaar mit der Ladung $+q$, $-q$ vermehrt beim Durchlaufen des Feldes die Ladung der Elektroden während dieser Laufzeit um den Betrag q . Das gleiche gilt auch für den Fall, dass ein Ladungsträger von der Oberfläche einer Elektrode abgelöst wird, so dass sein Partner in der Oberfläche dieser Elektrode verbleibt. Der Beitrag eines das ganze Feld durchlaufenden Teilchens mit der Ladung q zur Stromstärke ist also im Mittel

$$\frac{q}{t_1} = \frac{qv}{l}, \quad (37.1)$$

wenn mit t_1 die Laufzeit, mit l der Weg und mit v die mittlere Geschwindigkeit des Teilchens bezeichnet wird. Ist n die räumliche Dichte dieser wandernden Teilchen, so ergibt sich demnach bei einem Querschnitt A des Strombündels eine Stromstärke

$$I = \frac{qv}{l} nAl, \quad (37.2)$$

und die Stromdichte hat den Betrag

$$\|\mathbf{J}\| = \frac{I}{A} = nqv. \quad (37.3)$$

Führt man die Raumladungsdichte ein,

$$\varrho = nq, \quad (37.4)$$

so wird der Vektor der Stromdichte

$$\mathbf{J} = \varrho \mathbf{v}. \quad (37.5)$$

Die Dichte eines Ionenstromes ist also um so größer, je größer die Geschwindigkeit der Ladungsträger und je größer ihre räumliche Dichte ist (vergleiche auch die Beziehung (37.91)).

Sind mehrere Arten von Ladungsträgern vorhanden, so gilt

$$\mathbf{J} = Q_1 \mathbf{v}_1 + Q_2 \mathbf{v}_2 + Q_3 \mathbf{v}_3 + \cdots. \quad (37.6)$$

In Gasen kommen 3 Arten von Ladungsträgern vor, nämlich

1. Elektronen mit der Ladung $-e$ und der Ruhemasse m_0 ;
2. positive Ionen, also Atom- oder Molekülreste, die entstehen, wenn ein oder mehrere Elektronen aus einem Atom entfernt werden; es handelt sich dabei um Elektronen der äußeren Schale. Die Ladung ist entsprechend der Anzahl der fehlenden Elektronen $e, 2e, 3e$ usw. Die Masse der positiven Ionen ist im wesentlichen die Atommasse, also sehr viel größer als die Masse der Elektronen ($10^3 \cdots 10^8$ mal so groß);
3. negative Ionen, die durch Anlagerung von Elektronen an neutrale Atome oder Moleküle entstehen. Ihre Ladung ist also $-e, -2e, -3e$ usw. Ihre Masse ist wie die der positiven Ionen im wesentlichen durch die Atom- oder Molekülmasse bestimmt.

Die Geschwindigkeit v , mit der solche Ladungsträger in dem Gas unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes wandern, ergibt sich als Driftgeschwindigkeit daraus, dass die Feldkräfte jeweils nur während der verhältnismäßig kurzen Strecken beschleunigend wirken, die die Ladungsträger bei ihrer Wärmebewegung von einem bis zum nächsten Zusammenstoß frei durchfliegen. Während der Zeitdauer t ihres freien Fluges wirkt auf die Ladungsträger die durch die Feldkräfte gegebene Beschleunigung qE/m . Der in Richtung dieser Beschleunigung zurückgelegte Weg der Ladungsträger ist also $(1/2)(qE/m)\tau^2$. Daraus ergibt sich die mittlere Wanderungsgeschwindigkeit (Driftgeschwindigkeit) v durch Division mit τ :

$$\mathbf{v} = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \tau \mathbf{E}. \quad (37.7)$$

Solange der Energiezuwachs des Ladungsträgers während des freien Fluges relativ gering ist, kann die Flugzeit τ aus der freien Weglänge s und der mittleren Geschwindigkeit v_m der Wärmebewegung berechnet werden. Für diese gilt nach dem Gleichverteilungssatz der Wärmetheorie

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = \frac{3}{2} kT, \quad (37.8)$$

also

$$v_m = \sqrt{3 \frac{kT}{m}}, \quad (37.9)$$

und es wird

$$\tau = \frac{s}{v_m} = s \sqrt{\frac{m}{3kT}}. \quad (37.10)$$

Dies ergibt in Gl.(37.7) eingesetzt

$$\mathbf{v} = \frac{q}{2\sqrt{3kT}} \frac{s}{\sqrt{m}} \mathbf{E}. \quad (37.11)$$

Man schreibt hierfür auch mit Gl.(37.112)

$$\mathbf{v} = b \mathbf{E} \quad (37.12)$$

und nennt dementsprechend auch hier

$$b = \frac{q}{2\sqrt{3kT}} \frac{s}{\sqrt{m}} \quad (37.13)$$

die Beweglichkeit der Ladungsträger.

Bei Luft von Normaldruck und 0°C ist z. B. nach Messungen $b = 1,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für die positiven Ionen. Bei einer E-Feldstärke von 1 kV/cm wird die Driftgeschwindigkeit der Ionen daher $v = 1,5 \cdot 10^3 \text{ cm/s} = 15 \text{ m/s}$. Sie ist der Wärmebewegung der Ionen überlagert, deren mittlere Geschwindigkeit nach Gl. (37.9) rund 500 m/s beträgt. Die Wanderungsgeschwindigkeit der Ladungsträger ist nach Gl. (37.12) proportional der Feldstärke, und daraus folgt nach Gl. (37.5) Proportionalität zwischen Stromdichte und E-Feldstärke, wenn die Zahl der Ladungsträger konstant bleibt.

Bemerkung: Die Temperatur T geladener Teilchen, die sich unter der Einwirkung elektrischer Felder bewegen, ist infolge der dadurch bedingten Energieaufnahme höher als die Außentemperatur. Bei hohen E-Feldstärken wird daher die freie Flugzeit τ kleiner; die Driftgeschwindigkeit v wächst nicht mehr proportional $\|\mathbf{E}\|$, sondern langsamer. Die Beweglichkeit der Träger ist proportional ihrer Ladung q und der freien Weglänge, umgekehrt proportional der Wurzel aus der Masse der Ladungsträger und aus der absoluten Temperatur. Da die Massen der Elektronen und der Ionen sehr stark voneinander verschieden sind, so ist die Beweglichkeit der Ionen nur ein geringer Bruchteil derjenigen der Elektronen. Wenn von dem Unterschied der freien Weglängen und der Temperatur von Elektronen und Ionen abgesehen wird, so gilt für das Verhältnis der Beweglichkeiten von Elektronen und Ionen nach Gl. (37.13)

$$\frac{b_E}{b_I} = \frac{m_I}{m_E}. \quad (37.14)$$

Bei Stickstoff ist z.B. $m_I \approx 48 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ (= Molekulargewicht mal Masse des Protons), so dass mit $m_E \approx 9 \cdot 10^{-28} \text{ g}$

$$\frac{b_E}{b_I} \approx 230. \quad (37.15)$$

Bei Quecksilberdampf wird $b_E/b_I = 610$. In Wirklichkeit sind diese Zahlenverhältnisse noch größer, da die freie Weglänge der Elektronen größer ist als die der Ionen. Die Elektronen durchlaufen das Feld einige 100– bis 1000mal rascher als die Ionen. Eine gewisse Ionisierung der Gase ist praktisch immer vorhanden. Sie wird z. B. hervorgerufen durch Lichtstrahlen, kurzwellige Höhenstrahlen, Strahlen von radioaktiven Stoffen; ferner werden durch solche Strahlen an Leiteroberflächen Elektronen ausgelöst. Die auf diese Weise entstehenden Ladungsträger verschiedenen Vorzeichens vereinigen sich bei passendem Zusammentreffen wieder (Rekombination), so dass sich unter konstanten äußeren Bedingungen im Gleichgewicht zwischen Erzeugung und Vereinigung eine ganz bestimmte Ionenkonzentration einstellt. Unter gewöhnlichen Bedingungen werden in der Luft größenordnungsmäßig etwa 10 Ionen im cm^3 je Sekunde erzeugt; sie entsprechen im cm^3 einer Ladungsdichte $ne = 1,6 \cdot 10^{18} \text{ As/cm}^3$ in jeder Sekunde. Zwischen zwei Platten von 1cm Abstand und 1cm^2 Oberfläche kann also eine Stromstärke von der Größenordnung $10^{18} A$ erzeugt werden. Dabei hat man sich den Zusammenhang zwischen Stromstärke und Spannung gemäß Abb. 37.2 vorzustellen. Es handelt sich um so kleine Stromstärken, dass sie nur schwierig gemessen werden können. Trotzdem sind diese Erscheinungen von großer praktischer Bedeutung, da sie die Vorstufe zu den *selbständigen Gasentladungen* und zum sogenannten Durchschlag bilden können.

Wenn die Spannung gesteigert wird, dann wächst die Stromstärke bis schließlich die Entladung „zündet“, sie unterhält sich nun selbst auch ohne äußere Ionisation; es treten sichtbare Lichterscheinungen und erheblich größere messbare Stromstärken auf.

Von den vielfachen Erscheinungsformen der selbständigen Gasentladungen sind praktisch besonders die *Glimmentladung* und die *Bogenentladung* wichtig. Glimmentladungen ergeben sich insbesondere in stark verdünnten Gasen; sie sind dadurch gekennzeichnet, dass der Gasraum zwischen den beiden Elektroden unter Auftreten von Leuchterscheinungen elektrisch gut leitend wird, ohne dass dabei die Elektroden in Mitleidenschaft gezogen werden; die Elektroden bleiben kalt. Bei höheren Stromstärken ergibt sich die Bogenentladung; sie ist gekennzeichnet durch eine starke Temperatursteigerung des Gases und meist auch der Elektroden sowie dadurch, dass zur Aufrechterhaltung der Entladung verhältnismäßig niedrige Spannungen genügen. Zwei Vorgänge bilden die wichtigsten Ursachen für die selbständige Stromleitung im Gasraum:

1. die Stoßionisierung der Gasatome;
2. die Auslösung von Elektronen an der negativen Elektrode beim Auftreffen von positiven Ionen.

37.1.1 Stoßionisierung

Steigert man die elektrische Spannung zwischen zwei Elektroden in einem Gasraum, so werden die freien Elektronen während ihrer Flugzeit durch die

Feldkräfte immer stärker beschleunigt. Ihre Geschwindigkeit und Energie beim Auftreffen auf neutrale Gasatome wachsen. Die Energieaufnahme eines Elektrons beim Durchlaufen einer freien Wegstrecke s in einem Feld mit der Feldstärke $\|\mathbf{E}\|$ beträgt bei günstigster Laufrichtung

$$es\|\mathbf{E}\| = W_s, \quad (37.16)$$

oder, wenn die dabei durchlaufene Spannung

$$U_s = s\|\mathbf{E}\| \quad (37.17)$$

beträgt,

$$W_s = eU_s. \quad (37.18)$$

Bei niedrigen Geschwindigkeiten ergibt sich ein *elastischer Stoß* zwischen dem Elektron und der sehr viel größeren Masse des Atoms. Dabei kann sich die Flugrichtung des Elektrons ändern; es wird jedoch nur eine sehr geringe Energie vom Elektron auf das Atom übertragen. Das Atom behält bei einem solchen *elastischen Stoß* seinen Zustand bei.

Überschreitet die Geschwindigkeit und damit die kinetische Energie W_s des auftreffenden Elektrons eine gewisse Grenze, dann kann der Stoß „unelastisch“ werden, d.h. das Elektron überträgt nun einen wesentlichen Teil seiner Energie W_s auf das Atom. Ein solcher *unelastischer Zusammenstoß* kann zu verschiedenen Folgen führen.

1. *Das Atom kann ionisiert werden.* Dazu muss dem Atom der zur völligen Ablösung eines Elektrons notwendige Energiebetrag zugeführt werden. Ähnlich wie bei den Metallen kann dieser Energiebetrag durch eine Anlaufspannung gemessen werden. Diese Spannung wird hier als *Ionisierungsspannung* U_i bezeichnet. Die Ionisierungsspannung liegt bei Gasen und Dämpfen in der Größenordnung einiger Volt. In der Tabelle 21.1 sind einige Zahlenwerte angegeben. Die Bedingung für die Stoßionisierung lautet nun

$$U_s = s\|\mathbf{E}\| > U_i. \quad (37.19)$$

2. *Das Atom kann „angeregt“ werden.* Ein Elektron der Elektronenhülle des Atoms kann durch Energiezufuhr aus dem Grundzustand seiner Energie herausgebracht werden und trotzdem noch in der Elektronenhülle verbleiben, so dass das Atom nach wie vor elektrisch neutral bleibt. Dabei sind jedoch nur ganz bestimmte Energieniveaus der Elektronen möglich, die durch die Art des Atoms bestimmt sind. Im Energiediagramm des Atoms werden diese verschiedenen möglichen Energiezustände durch die Überschussenergie über dem Grundzustand in eV angegeben.

Als Beispiel zeigt Abb. 37.3 das Energiediagramm von Quecksilber. Das niedrigste mögliche Anregungsniveau liegt also $4,66\text{eV}$ über dem Grundzustand; $10,4\text{eV}$ über dem Grundzustand liegt das Ionisierungsniveau. Die meisten der Energiezustände sind nicht stabil. Das Elektron kehrt von selbst in einen tiefer gelegenen Zustand und schließlich in den Grundzustand zurück.

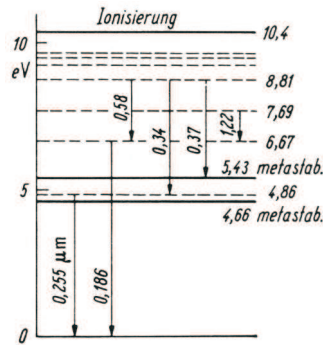


Abbildung 37.3. Anregungsstufen von Quecksilber

Diese nichtstabilen Energiezustände heißen auch *Resonanzniveaus*, weil der Übergang mit der Ausstrahlung einer elektromagnetischen Welle verbunden ist, und zwar wird bei einem Übergang in einen niedrigen Energiezustand gerade ein Energiequant ausgestrahlt; für die Frequenz oder die Wellenlänge λ der Strahlung gilt daher die Beziehung

$$hf = \frac{hc}{\lambda} = W_1 - W_2, \quad (37.20)$$

wobei allgemein W_1 das Ausgangs- und W_2 das Endniveau des Überganges bezeichnen. Einige Beispiele für solche Resonanzübergänge sind durch Pfeile in Abb. 37.3 angemerkt mit Angabe der dazugehörigen Wellenlänge λ . Z. B. gilt für den Übergang von 4,86 eV in den Grundzustand

$$\lambda = \frac{hc}{e \cdot 4,86V} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 10^8}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4,86} \frac{Ws^2m}{As \cdot s \cdot V} = 255 \text{ nm}. \quad (37.21)$$

Das Spektrum des ausgestrahlten Lichtes setzt sich in dieser Weise aus allen möglichen Übergangswellenlängen zusammen, und es können durch Ausmessung des Spektrums umgekehrt die Energieniveaus ermittelt werden.

Ein erheblicher Teil der Strahlung liegt außerhalb des sichtbaren Bereiches, z. B. der Übergang von 6,67 eV zum Grundniveau, dessen Wellenlänge von 186 nm im Ultraviolett liegt. Bei den *Leuchtstoffröhren* wird diese Ultraviolettstrahlung durch fluoreszierende Stoffe (z. B. Zinksilikat) in sichtbares Licht umgewandelt.

Außer den Resonanzniveaus gibt es auch Niveaus, die das Elektron lange Zeit stabil beibehalten kann. Sie werden als *metastabile Zustände* des Elektrons bezeichnet. Im Beispiel von Quecksilber sind dies die Niveaus mit 4,66 eV und 5,43 eV. Metastabile Atome können ihre Überschussenergie nur beim Zusammentreffen mit anderen Atomen wieder verlieren. Sie spielen bei Gasentladungen eine wichtige Rolle aus folgenden Gründen.

Zunächst kann ein metastabiles Atom, das beim unelastischen Stoß eines Elektrons entstanden ist, durch ein zweites auftreffendes Elektron ionisiert

werden. Jeder der beiden Zusammenstöße erfordert dabei weniger Energie als es der Ionisierungsenergie entspricht. Bei einer solchen *stufenweisen Ionisierung* braucht also die Bedingung (37.19) nicht erfüllt zu sein. Bei Entladungen in Quecksilberdampf kann z.B. ein erster Stoß ein Atom auf das Niveau 5, 43V bringen; ein zweiter Stoß mit 5V reicht dann bereits für die Ionisierung aus.

Die Ionisierungsenergie kann ferner beim zufälligen *Zusammenstoß zweier metastabiler Atome* aufgebracht werden, wenn die Summe der beiden Überschussenergien größer als die Ionisierungsenergie eines Atoms ist. Dann entsteht ein neutrales Atom, ein positives Ion und ein freies Elektron.

Schließlich können die *metastabilen Atome bei Gasgemischen* dann zu dem gesamten Ionisierungsprozess beitragen, wenn ein metastabiler Zustand des einen Gases über dem Ionisierungsniveau des anderen Gases liegt. Ein Beispiel bildet eine Mischung aus Argon mit der Ionisierungsspannung $U_i = 15,6V$ und Helium mit einem metastabilen Niveau bei 19,8V. Beim zufälligen Zusammentreffen eines metastabilen Heliumatoms mit einem Argonatom im Grundzustand wird dieses letztere ionisiert, ein Elektron wird frei und das Heliumatom geht in den Grundzustand zurück.

Die freie Weglänge s ist keine Konstante, sondern streut in einem weiten Bereich. Schon bei verhältnismäßig niedrigen Feldstärken $\|\mathbf{E}\|$ kommen daher einige Fälle von Stoßionisierung vor, wenn nämlich zufällig die freie Weglänge genügend groß war. Mit wachsender Feldstärke wird die Stoßionisierung dann immer häufiger, da immer kleinere Weglängen s zur Erfüllung der Ionisierungsbedingung ausreichen. Man kennzeichnet diese Verhältnisse durch die *Ionisierungszahl* α . Darunter versteht man die Anzahl der im Mittel von einem einzigen Elektron auf dem Stromweg durch Stoß erzeugten Trägerpaare geteilt durch den Weg.

Die mittlere freie Weglänge ist bei konstanter Temperatur umgekehrt proportional dem Gasdruck p . Die Zahl der Elektronen, die zur Ionisierung befähigt sind, wird also eine Funktion von E/p sein. Ändert man aber Spannung und Gasdruck so, dass E/p konstant bleibt, dann wird sich eine um so größere Zahl von Zusammenstößen ergeben, je größer der Gasdruck p ist, da bei größerem Gasdruck die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom getroffen wird, entsprechend der dichteren Packung der Atome größer ist. Daraus ergibt sich für die Ionisierungszahl der Elektronen die Beziehung:

$$\alpha = p f_1 \left(\frac{E}{p} \right), \quad (37.22)$$

wobei $f_1(E/p)$ eine Funktion von E/p bezeichnet.

Auch die Ionen können neutrale Gasatome ionisieren; doch ist die Ionisierungszahl der Ionen wegen deren kleinerer freier Weglänge sehr viel kleiner als die der Elektronen und daher nur schwierig zu messen. Entsprechend Gl. (37.22) gilt für die Ionisierungszahl der positiven Ionen

$$\beta = p f_2 \left(\frac{E}{p} \right). \quad (37.23)$$

Z. B. ergibt sich auf Grund von Messungen für Luft von $p = 1\text{Torr} = 1,33\text{mbar}$

$$E = 100 \quad 1000 \text{ V/cm} \quad (37.24)$$

$$\alpha = 0,7 \quad 10 \text{ cm}^{-1} \quad (37.25)$$

$$\beta = 5 \cdot 10^{-4} \quad 0,3 \text{ cm}^{-1}. \quad (37.26)$$

Beim Fortschreiten um eine kleine Strecke dx erzeugt jedes Elektron αdx neue Elektronen. n Elektronen vermehren sich also längs dieser Strecke um

$$dn = \alpha n dx; \quad (37.27)$$

daraus folgt

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx. \quad (37.28)$$

Durch Integration ergibt sich bei konstanter Feldstärke, also konstantem α

$$n = n_0 e^{\alpha x}. \quad (37.29)$$

Jedes Elektron wird also beim Durchlaufen einer Strecke x auf $\exp \alpha x$ Elektronen vermehrt. Tritt in einer Röhre mit geringem Gasdruck aus der Kathode ein Elektronenstrom I_k aus, z.B. durch thermische Emission oder durch Photoemission, so vervielfacht sich dieser Strom auf den Wert

$$I_a = I_k e^{\alpha d} \quad (37.30)$$

an der Anodenplatte, wenn d den Abstand zwischen Kathode und Anode bezeichnet. Dieser Vervielfachungseffekt wird z.B. in gasgefüllten Photozellen zur Stromverstärkung und damit zur Erhöhung der Empfindlichkeit benützt.

Die Elektronen lassen die entsprechenden positiven Ionen zurück, die sich relativ langsam auf die Kathode zu bewegen. Wegen der notwendigen Kontinuität des elektrischen Stromes stellt sich dabei überall eine solche Driftgeschwindigkeit ein, dass die Summe aus Elektronenstrom und Ionenstrom konstant ($= I_a$) ist. Wird die Spannung zwischen den Elektroden erhöht, so erhöht sich wegen des größeren α die Elektronenstromstärke und damit kann schließlich auch die Zahl der positiven Ionen so groß werden, dass sie trotz ihrer geringen Ionisierungsfähigkeit doch so viele Elektronen durch Stoß erzeugen, dass die Strömung sich selbst aufrechterhalten kann; damit entsteht eine selbstständige Entladung (Townsend 1901). Angenähert wird dieser Zustand dann erreicht, wenn die durch ein von der Kathode ausgehendes Elektron insgesamt erzeugte Anzahl von positiven Ionen gerade ausreicht, um im Mittel wieder ein Elektron an der Kathode zu erzeugen;

Angenähert wird dieser Zustand dann erreicht, wenn die durch ein von der Kathode ausgehendes Elektron insgesamt erzeugte Anzahl von positiven Ionen gerade ausreicht, um im Mittel wieder ein Elektron an der Kathode zu erzeugen.

Zwischen zwei parallelen Plattenelektroden mit dem Abstand d erzeugt nun ein von der Kathode ausgehendes Elektron im ganzen $e^{\alpha d} - 1$ positive Ionen. Diese rufen auf einer Strecke dx vor der Kathode durch Stoßionisierung

$$\beta dx(e^{\alpha d} - 1) \quad (37.31)$$

neue Elektronen hervor. Wenn sich die Entladung selbst aufrechterhalten soll, dann muss diese Zahl ebenso groß sein, wie wenn aus der Kathode ein einziges Elektron herausgekommen wäre, nämlich αdx . Durch Gleichsetzen ergibt sich die Bedingung für den Beginn der selbständigen Entladung (*Townsend-Bedingung*)

$$\alpha = \beta(e^{\alpha d} - 1) \quad (37.32)$$

oder

$$\alpha d = \ln \frac{\alpha + \beta}{\beta}. \quad (37.33)$$

Nach den oben genannten Zahlen ist α bei Luft 10 bis 1000mal so groß wie β ; daher liegt $\ln((\alpha + \beta)\beta)$ etwa zwischen 2,4 und 7; also lautet hier die Bedingung für das Einsetzen der selbständigen Entladung

$$\alpha = \frac{2,4 \cdots 7}{d}. \quad (37.34)$$

Je kleiner der Plattenabstand d ist, um so größer muss also α und damit die Feldstärke sein, die die selbständige Entladung herbeiführt. Man nennt diese Feldstärke die *Anfangsfeldstärke*, die zugehörige Spannung zwischen den Elektroden die *Anfangsspannung* oder *Zündspannung*.

Der hier geschilderte Vorgang stellt jedoch nur einen Teil der wirklichen Verhältnisse dar; es überlagern sich weitere Effekte, von denen die Auslösung von Elektronen an der Kathode durch die positiven Ionen besonders wirksam ist. Andere Effekte, die den Zündvorgang von Gasentladungen beeinflussen, sind die Elektronenauslösung aus den Gasatomen und aus der Kathode durch die Strahlung von bereits angeregten Atomen (Photoeffekt), der Einfluss der elektrischen Feldstärke auf den Elektronenaustritt an der Kathode (Feldemission) und die feldverzerrende Wirkung der Raumladung der bereits gebildeten Ladungsträger.

37.1.2 Elektronenauslösung an der Kathode

Treffen die positiven Ionen mit genügender Geschwindigkeit auf die Kathode, so werden von deren Oberfläche Elektronen freigemacht, die mit einer verhältnismäßig geringen Geschwindigkeit die Elektrode verlassen. Der Energieinhalt der auftreffenden Ionen kann wieder durch die Anlaufspannung gemessen werden. Von der Höhe dieser Anlaufspannung hängt die Zahl der im Mittel von einem Ion ausgelösten Elektronen ab; diese Zahl ist ferner abhängig von der

Art der auftreffenden Ionen, von dem Material der Kathode und von der Beschaffenheit der Oberfläche. Wir nennen die Zahl der im Mittel von einem Ion befreiten Elektronen das *Auslösungsverhältnis* oder die *Ausbeute* γ .

Aus Messungen hat man z. B. bei Neon-Ionen, die auf eine Nickelkathode treffen, folgende Zahlenwerte gefunden:

$$\text{Anlaufspannung der Neon-Ionen} = 10 \quad 100 \quad 1000V \quad (37.35)$$

$$\text{Auslösungsverhältnis} = 0,03 \quad 0,09 \quad 0,18 \quad (37.36)$$

Trifft ein Strom positiver Ionen von der Stärke I_p an der Kathode ein, so wird ein Elektronenstrom γI_p ausgelöst, der sich zu dem durch andere Emission erzeugten Katodenstrom I_k addiert. Die Summe $I_k + \gamma I_p$ vervielfacht sich durch Ionisierung des Gases gemäß Gl. (37.30). Damit ergibt sich eine räumliche Verteilung von Elektronenstrom I_n und Ionenstrom I_p im Gasraum, wie es durch Abb. 37.4 veranschaulicht wird; der auf der ganzen Entladungsstrecke konstante Strom ist

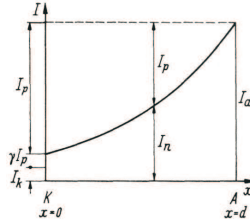


Abbildung 37.4. Elektronenstrom I_n und Ionenstrom I_p in einer unselbständigen Gasentladung

$$I_a = (I_k + \gamma I_p) e^{\alpha d}. \quad (37.37)$$

Die Entladung wird selbständig, wenn die insgesamt von einem aus der Kathode austretenden Elektron auf dem Wege zur Anode erzeugte Anzahl von positiven Ionen gerade ausreicht um an der Kathode wieder ein Elektron auszulösen. Die Bedingung für das Auftreten der selbständigen Entladung lautet also beim Plattenkondensator

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (37.38)$$

oder

$$\alpha d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (37.39)$$

Mit den für die Nickelkathode im Neongas genannten Zahlen liegt z. B. der Logarithmus zwischen 1,9 und 3,5, also

$$\alpha = \frac{1,9 \cdots 3,5}{d}. \quad (37.40)$$

In Wirklichkeit überlagern sich beide Vorgänge der Auslösung und der Stoßionisierung; d. h. es ist zu setzen

$$\beta dx (e^{\alpha d} - 1) + \gamma (e^{\alpha d} - 1) \alpha dx = \alpha dx. \quad (37.41)$$

Daraus folgt

$$\alpha d = \ln \left(1 + \frac{\alpha}{\beta + \alpha \gamma} \right). \quad (37.42)$$

Als Bedingung für die Anfangsfeldstärke gilt daher allgemein

$$\alpha d = k, \quad (37.43)$$

wobei k selbst nur wenig von der Feldstärke abhängt. *Die Anfangsspannung wird erreicht, wenn von einem Elektron auf seinem Trägerpaaren erzeugt wird; diese Anzahl hängt von Stoffkonstanten des Gases und der Kathode, aber nur wenig von der Feldstärke ab.*

So ist z. B. für Luft von Atmosphärendruck aus Messungen die folgende empirische Beziehung gefunden worden

$$\alpha = c_1 (E - E_0)^2. \quad (37.44)$$

Mit den Konstanten

$$E_0 = 23 \text{ kV/cm}, \quad c_1 = 0,14 \text{ cm/kV}^2 \quad (37.45)$$

gilt sie angenähert für Feldstärken über 23 kV/cm bis zu etwa 100 kV/cm .

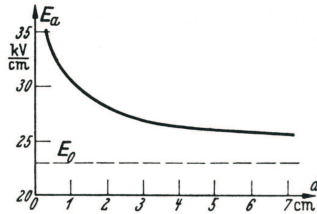


Abbildung 37.5. Anfangsfeldstärke bei parallelen Plattenelektroden

Setzt man dies in Gl. (37.43) ein, so folgt für die *Anfangsfeldstärke* beim Plattenkondensator

$$E_a = 23 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} + \sqrt{\frac{k}{0,14} \frac{\text{cm}}{d} \frac{\text{kV}}{\text{cm}}}. \quad (37.46)$$

Durch Vergleich der gemessenen mit den hieraus berechneten Werten hat sich $k = 7$ ergeben. Danach hängt die Anfangsfeldstärke in der durch Abb. 37.5 dargestellten Weise von dem Plattenabstand d ab; sie ist also bei dünnen Schichten größer als bei dicken Schichten.

37.1.3 Anlaufspannung. Durchschlag in Gasen

Aus der Anfangsfeldstärke kann die Anfangsspannung berechnet werden. Für den zuletzt betrachteten Plattenkondensator ist die Anfangsspannung $E_a d$. Überschreitet die Spannung zwischen den Platten diesen Wert, dann entsteht eine selbständige Entladung, deren Form vom Gasdruck abhängt. Zum Beispiel können bei Gasdrücken über 100 mbar und einer Stromquelle mit nicht zu kleinem Innenwiderstand kurzzeitige *Funkenentladungen* erzeugt werden.

Die durch die Gasentladung entstehende leitende Überbrückung der Elektroden wird auch *Durchschlag* genannt, die dazu notwendige Spannung *Durchschlagsspannung*. Für den Plattenkondensator ist die Durchschlagsspannung

$$U_d = E_a d \quad (37.47)$$

in Abhängigkeit vom Plattenabstand nach Abb. 37.5 in Abb. 37.6 dargestellt. Die Durchschlagsspannung wächst etwas langsamer als der Plattenabstand.

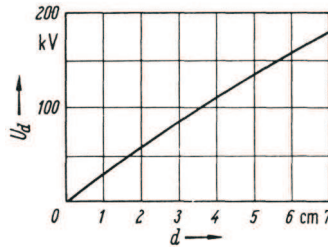


Abbildung 37.6. Durchschlagsspannung bei einem Plattenkondensator

Hinsichtlich der Abhängigkeit vom *Gasdruck* liefert die Theorie folgendes. Nach Gl. (37.22) hängt die Ionisierungszahl α vom Druck p ab. Die Bedingung für das Einsetzen der selbständigen Entladung Gl. (37.43) lautet mit dieser Gleichung

$$pd f_1 \left(\frac{E_a}{p} \right) = k. \quad (37.48)$$

Führt man die *Durchschlagsspannung* U_d , Gl. (37.47), ein, so folgt hieraus, dass bei konstanter Temperatur die Durchschlagsspannung eine Funktion von pd allein ist (Paschen 1889):

$$U_d = f(pd). \quad (37.49)$$

Wird der Gasdruck verdoppelt, so kann also der Abstand bei gleicher Durchschlagsspannung auf die Hälfte herabgesetzt werden. Es folgt daraus jedoch nicht, dass bei einer Vergrößerung des Druckes die Durchschlagsfestigkeit immer zunehmen muss; die Funktion f hat nämlich für einen bestimmten

Wert von pd ein Minimum. Das Minimum liegt für Luft von 20°C bei etwa $pd = 0,7 \text{ cm mbar}$ und hat den Wert $U_d = 327 \text{ Volt}$. Bei Abständen über 7 mm und einem Druck über 1 mbar hat also eine Drucksteigerung immer eine Zunahme der Durchschlagspannung zur Folge.

Bei Berücksichtigung der Temperatur lautet Gl. (37.49)

$$U_d = f\left(\frac{pd}{T}\right). \quad (37.50)$$

Mit wachsender Temperatur erniedrigt sich bei normalem Luftdruck die Durchschlagsfestigkeit. Zur Messung von hohen Spannungen werden Kugelfunkenstrecken in Luft verwendet. Eindeutige Zusammenhänge zwischen der Schlagweite und der Spannung ergeben sich wegen der durch die Umgebung bewirkten Feldverzerrungen erst dann, wenn der Durchmesser der Kugeln mindestens doppelt so groß wie die Schlagweite ist. Die Abb. 37.7 gibt unter dieser Voraussetzung die Werte der Scheitelspannung, bei der der Durchschlag einsetzt, in Abhängigkeit von der Schlagweite, und zwar für erdsymmetrischen Betrieb der Funkenstrecke und bei 1000 mbar und 20°C (genauere Zahlenwerte siehe VDE-Vorschrift 0430). Die Werte gelten für Frequenzen bis zu etwa 10^4 Hz .

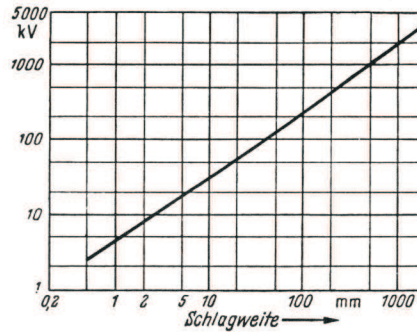


Abbildung 37.7. Scheitelspannung und Schlagweite bei einer Kugelfunkenstrecke in Luft

Die Gl. (37.43) sagt aus, dass die Entladung selbständig wird, wenn auf dem Wege von der negativen zur positiven Elektrode von einem negativen Ladungsträger eine ganz bestimmte Zahl k von Trägerpaaren gebildet wird. In Luft von Atmosphärendruck müssen dazu nach Abschnitt 37.3 mindestens sieben Trägerpaare von jedem Elektron erzeugt werden, wenn die selbständige Entladung eintreten soll. Im nicht homogenen Feld ändert sich die Feldstärke längs des Stromweges, es ändert sich infolgedessen auch die Ionisierungszahl α . Auf der Strecke dx werden αdx Trägerpaare gebildet, auf dem ganzen Weg von der Länge a daher $\int_0^a \alpha dx$. Wenn dieses Integral auf irgendeiner Verschiebungslinie mindestens den Wert k erreicht, dann setzt die selbständige

Entladung ein. Damit ergibt sich die Anfangsbedingung der selbständigen Entladung (Schumann 1922):

$$\int_0^a \alpha dx = k. \quad (37.51)$$

37.1.4 Koronaentladung

Wenn das elektrische Feld nicht wie bei dem betrachteten Plattenkondensator homogen ist, dann können sich beim Überschreiten der Anfangsspannung zunächst Vorentladungen einstellen. Zum eigentlichen Durchschlag ist eine höhere Spannung als die Anfangsspannung erforderlich. Ein Beispiel bildet die *Koronaentladung* bei Leitungen.

Es werde eine Doppelleitung aus zwei parallelen Drähten mit dem Drahtradius r_0 betrachtet. Ist der Abstand beider Drähte groß gegen r_0 , so hat die Feldstärke in der Umgebung eines Drahtes im Abstand r von der Drahtachse nach Gl. (10.50) den Wert

$$E = E_d \frac{r_0}{r}, \quad (37.52)$$

wobei E_d das E-Feldstärke an der Drahtoberfläche bezeichnet. Damit wird nach Gl. (37.44)

$$\alpha = c_1 \left(\frac{r_0}{r} E_a - E_0 \right)^2 \quad \text{für } E > E_0, \quad (37.53)$$

$$\alpha = \quad \quad \quad \text{für } E < E_0. \quad (37.54)$$

Bei Anwendung der Bedingung (37.51) hat man daher von $r = r_0$, wo $E = E_d$ ist, bis zu einem Radius r_1 zu integrieren, für den $E = E_0$ ist. Dieser Radius beträgt nach Gl. (37.52)

$$r_1 = r_0 \frac{E_d}{E_0}. \quad (37.55)$$

Nur innerhalb eines Zylinders von diesem Radius findet Stoßionisierung statt. Der Leiter überzieht sich dabei mit einer glimmenden oder sprühenden Haut (Korona). Die Durchschlagsbedingung (37.51) liefert für E_d die Anfangsfeldstärke E_a :

$$c_1 \int_{r_0}^{r_1} \left(\frac{r_0}{r} E_a - E_0 \right)^2 dr = k, \quad (37.56)$$

und man erhält durch Ausführen der Integration

$$r_0 = \frac{k}{c_1 E_0^2} \left(\frac{E_a^2}{E_0^2} - 1 - 2 \frac{E_a}{E_0} \ln \frac{E_a}{E_0} \right)^{-1}. \quad (37.57)$$

Man kann damit für verschiedene willkürlich angenommene Werte von E_a den zugehörigen Radius r_0 , bei dem die Entladung gerade einsetzt, berechnen und erhält so die in Abb. 37.8 dargestellte Abhängigkeit der Anfangsfeldstärke vom Leiterradius.

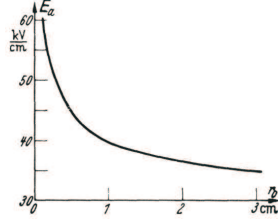


Abbildung 37.8. Anfangsfeldstärke bei einem zylindrischen Leiter

Gegenüber diesen theoretischen Werten ergeben sich praktisch Unterschiede, die besonders dadurch bedingt sind, dass bei der Feldstärkeberechnung ideal glatte Oberflächen vorausgesetzt sind. Unebenheiten ergeben eine örtliche Erhöhung der zylindrischen Leiter Feldstärke und erniedrigen damit die Spannung, die notwendig ist, um den Durchbruch der Luft einzuleiten. Daher besteht die Entladung aus sehr kurzen Entladungsimpulsen, die von solchen Unebenheiten ausgehen und in großer Häufigkeit auftreten (hochfrequente Feinstruktur des Entladungsstromes). Der Koronastrom verursacht Stromwärme im Entladungsraum und bedingt damit einen Leistungsverlust. Bei gegebener Feldstärke E_d am Leiter hat die Dichte J des Koronastromes einen nur von der Oberflächenbeschaffenheit abhängigen Wert. Zu dieser Stromdichte gehört in einem Volumen V der Koronahülle nach Gl. (16.20) die Leistung $P_K = (1/\kappa)J^2V$. Die Dicke $r_1 - r_0$ der Koronahülle ist nach Gl. (37.55) $r_0(E_d/E_0 - 1)$, d. h. proportional r_0 . Das Volumen der Koronahülle eines Leiters von der Länge l ist

$$V = (r_1^2 - r_0^2)\pi l = \left(\left(\frac{E_d}{E_0} \right) - 1 \right) r_0^2 \pi l \quad (37.58)$$

also proportional r_0^2 . Daraus geht hervor, dass die *Koronaverlustleistung*

$$P_K = \frac{1}{\kappa} J^2 \left(\left(\frac{E_d}{E_0} \right) - 1 \right) r_0^2 \pi l \quad (37.59)$$

bei gegebener Feldstärke E_d an der Leiteroberfläche dem Quadrat des Leiterradius r_0 proportional ist.

Durch Verwendung von Bündelleitern lässt sich die Koronaverlustleistung verringern, da der Radius des Einzeleleiters r_0 kleiner gewählt werden kann als beim Volleiter und da nach Gl. (11.87) die Feldstärke an der Leiteroberfläche beim Bündelleiter reduziert ist.

Steigert man die Spannung über die *Anfangsspannung* hinaus, dann wächst die Stromstärke und es wächst nach Gl. (37.55) auch der Radius r_1 , der Glimmentladung. Dabei bleibt die Feldstärke an der Außenfläche der Glimmentladung zunächst ungefähr gleich $E_0 (\approx 23 \text{ kV/cm})$ bis der Radius r_1 gemäß dem auf 12.1 Ausgeführten einen kritischen Wert überschreitet. Damit ist die Durchschlagsspannung erreicht und der eigentliche Durchschlag setzt ein.

37.1.5 Kurzzeitige Gasentladung

Für den *zeitlichen Verlauf des Durchschlages* in Gasen gilt grundsätzlich folgendes: Legt man an die Elektroden plötzlich eine Spannung, die für die Einleitung einer Gasentladung ausreicht, so stellt sich die Entladung erst nach einer gewissen Zeit ein. Diese Zeit setzt sich im wesentlichen aus zwei Abschnitten zusammen. Der erste, der als *Entladeverzug* bezeichnet wird, ist die Zeit, die verstreicht, bis ein erstes Elektron in einem solchen Abstand von der Anode erzeugt ist, dass sich die Gasentladung aufbauen kann. Dieses erste Elektron kann z. B. an der Kathode durch die immer vorhandene kosmische Höhenstrahlung oder radioaktive Strahlung oder auch durch Lichtstrahlen ausgelöst werden. Der Entladeverzug streut daher in weiten Grenzen; der Mittelwert hängt von der Intensität und Art der Bestrahlung sowie von den Stoffen ab und liegt daher ebenfalls in einem weiten Bereich (zwischen etwa 10^{-6} s und mehreren Minuten). Durch Bestrahlen der Kathode, z.B. mit einer Glühlampe, kann häufig der Entladeverzug sehr verkürzt werden. Der zweite Anteil der Verzögerungszeit für das Zustandekommen der Entladung, die *Aufbauzeit*, ist die Zeit, in der sich die Entladung bis zu den stationären Verhältnissen ausbildet. Es ist dies eine durch die geometrischen Verhältnisse, die Stoffe und die Spannung bestimmte Zeitdauer. Bei niedrigen Gasdrücken wächst der Strom infolge der sich im Gasraum abspielenden Ionisierungsprozesse verhältnismäßig langsam an; die Aufbauzeit liegt in der Größenordnung von 10^{-5} s. Bei höheren Gasdrücken und bei hohen Überspannungen kann die Aufbauzeit aber viel kürzer werden (bis zur Größenordnung von 10^{-9} s). Die Entladung geht dann in einem einzigen Schritt kanalförmig von der Kathode zur Anode über.

Dies erklärt sich dadurch, dass bei *großem pd* ($> 103 \text{ mbar cm}$) die von den ersten an der Kathode irgendwie entstehenden Elektronen ausgelöste Elektronenlawine einen Kanal guter elektrischer Leitfähigkeit hinterlässt. Am Kopf dieses Kanals ergeben sich hohe Feldstärken, so dass dort die Stoßionisierung der Elektronen verstärkt wird und sich die Entladung als Funke bis zur Gegenelektrode rasch fortsetzt. Dazu trägt noch bei, dass die von den angeregten Atomen ausgehende Strahlung weitere Gasatome ionisiert. Der „ γ -Prozess“ der Entladung spielt also dabei keine Rolle mehr; die Durchschlagspannung wird unabhängig vom Material der Kathode (*Kanalentladung*).

Die Erscheinungen werden noch verwickelter bei sehr großem pd ($> 10^6 \text{ mbar cm}$), wie bei Blitzentladungen. Die Entladung schreitet dann stufenweise in raschen Schritten von 10 bis 50m Länge und in Zeitabständen von der Größenordnung $50\mu\text{s}$ voran, bis die ganze Strecke durch einen leitenden Kanal überbrückt ist und eine Hauptentladung mit einem Strom in der Größenordnung von 100kA einsetzt (*Stufendurchschlag*).

37.1.6 Glimmentladung

Die wichtigsten Eigentümlichkeiten einer Glimmentladung, wie man sie z. B. in einer Glasröhre mit verdünnter Luft (einige *mbar*) beobachten kann, sind in

Abb. 37.9 skizziert. Vor der Kathode K bildet sich das *negative Glimmlicht* b , das den *Kathodendunkelraum* a freilässt. Von der Anode A aus erstreckt sich eine weitere Lichterscheinung in den Gasraum, die *positive Säule* d , die durch einen Dunkelraum c von dem negativen Glimmlicht getrennt sein kann und im allgemeinen selbst wieder eine sichtbare Struktur hat. Das Potenzial verteilt sich etwa in der darunter gezeichneten Weise auf die einzelnen Abschnitte der Entladung. In der Umgebung der Kathode befindet sich ein starker Anstieg, der als Kathodenabfall U_k bezeichnet wird, und der der Spannung entspricht, die zur selbständigen Aufrechterhaltung der Entladung notwendig ist. Dann folgt ein der Länge proportionaler Anstieg des Potenzials, ähnlich wie längs eines Leiters; dies ist die Spannung U_s der *positiven Säule* oder des sogenannten *Plasmas*. Schließlich kann noch ein weiterer steiler Anstieg des Potenzials, der *Anodenfall* U_a , in Erscheinung treten. Kathodenfallgebiet, positive-Säule, Anodenfallgebiet bilden die drei wichtigsten Teile der Gasentladungen. Sie können in Wirklichkeit nicht scharf voneinander getrennt werden; zwischen ihnen liegen Übergangsgebiete mit komplizierteren Eigenschaften.

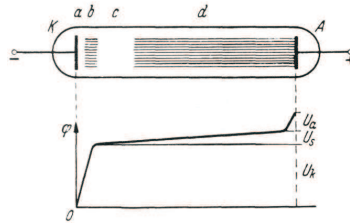


Abbildung 37.9. Glimmentladung

Die Leuchterscheinungen gehen von den „angeregten“ Atomen aus. Die zur Anregung durch Elektronenstoß erforderliche Anlaufspannung ist kleiner als die Ionisierungsspannung, so dass leuchtende Gasatome auch in Gebieten vorkommen, in denen die Feldstärke niedriger ist, als es für die Ionisierung erforderlich wäre.

Das Zustandekommen des *Kathodenfalles* hat man sich folgendermaßen vorzustellen. An der Kathode treffen die längs der ganzen Entladungsstrecke erzeugten positiven Ionen ein. Sie lösen eine verhältnismäßig geringe Zahl von Elektronen aus. In diesem Gebiet überwiegt also die positive Raumladung, und es ergibt sich zwischen ihr und der Kathode ein erhebliches Potenzialgefälle. Dieses Potenzialgefälle beschleunigt die Elektronen und die positiven Ionen und führt damit zu der notwendigen Auslösung von Elektronen an der Kathode und im Gasraum. Mit dem Fortschreiten der Elektronen zur Anode hin vermehrt sich ihre Anzahl, bis schließlich in dem Plasma eine ziemlich vollständige Neutralisierung der positiven Ladungen durch die Elektronen entsteht, die eine Art Gleichgewichtszustand darstellt. Infolge der großen Trägerdichte wirkt schon ein geringer Überschuss der positiven Ladung auf die Elektro-

nen im Kathodengebiet beschleunigend, auf die Elektronen in der positiven Säule dagegen hemmend ein und führt so zu einer Vermehrung der negativen Elektrizitätsmenge im Plasma. Umgekehrt würde ein Mangel an positiver Ladung im Plasma zu einem stärkeren Potenzialgefälle in diesem Baum, also zu einer Beschleunigung der Elektronen und zu einer Verminderung des Potenzialgefälles im Kathodengebiet führen, sich also ebenfalls selbst ausgleichen. Die Relaxationszeit τ ist klein, so dass Raumladungen rasch verschwinden. Das Plasma ist ein Gebilde aus neutralen und angeregten Gasatomen, Ionen und Elektronen, deren Ladungen sich insgesamt kompensieren. Dabei sind die Elektronen gegenüber den Ionen außerordentlich leicht beweglich, so dass sich das Plasma ähnlich wie ein metallischer Leiter mit allerdings sehr viel geringerer Leitfähigkeit verhält ($\kappa = 10^{-2} \dots S/m$).

Daher nimmt hier das Potenzial bei gleichem Querschnitt der Säule etwa proportional mit der Länge zu. Lichterscheinungen entstehen dort, wo die Ladungsträger die für die Anregung der Gasatome notwendige Anlaufspannung besitzen.

Der *Anodenfall* U_a ist dadurch bedingt, dass in einer dünnen Schicht vor der Anode ein Überschuss von Elektronen, also negativer Raumladung, vorhanden ist; er ist bei Glimmentladungen meist sehr klein gegen den Kathodenfall. Die Gesamtspannung ist bei kleinen Elektrodenabständen in Glimmröhren daher angenähert gleich dem Kathodenfall. Steigert man an einer solchen Röhre von 0 angefangen die Spannung allmählich, so werden erst Verhältnisse durchlaufen, wie sie zu Anfang dieses Abschnittes beschrieben sind („*Dunkelentladung*“). Schließlich wird bei der „Zündspannung“ U_Z , der Punkt erreicht, in dem die Entladung selbständig wird; die Stromstärke wächst rasch auf einen größeren Wert, die Glimmentladung setzt ein. Der Zusammenhang zwischen Spannung und Strom der Röhre ist durch eine Kurve nach Abb. 21.10 gegeben. Man findet den Betriebszustand durch den Schnittpunkt dieser Kurve mit der geraden Linie, die für die verschiedenen Stromstärken angibt, wie groß die von der Stromquelle zur Verfügung gestellte Spannung

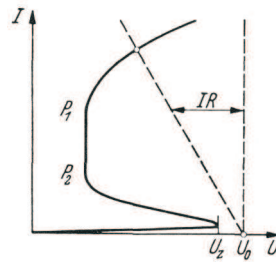


Abbildung 37.10. Kennlinie einer Glimmentladung

$$U = U_0 - I R \quad (37.60)$$

ist in Abb. 37.10 gestrichelt eingezeichnet. Durch Verändern der Quellenspannung U_0 oder des Vorwiderstandes R kann man die Kennlinie der Glimmentladung untersuchen. Interessant ist, dass diese Kennlinie längs eines bestimmten Abschnittes $P_1 P_2$ nahezu senkrecht verläuft; dort ist also die Spannung an der Röhre nahezu unabhängig von der Stromstärke. Diese Erscheinung ist durch eine Eigentümlichkeit des Kathodenfalles bedingt. Oberhalb dieses Gebietes steigt nämlich der Kathodenfall mit zunehmendem Strom, weil bezogen auf die Kathodenoberfläche mehr Elektronen freigemacht werden müssen. Setzt man aber die Stromstärke herab, so kommt man schließlich an eine bestimmte Grenze des Potenzialgefälles an der Kathode, die zur Aufrechterhaltung der selbständigen Entladung nicht unterschritten werden darf. Bei weiterer Verkleinerung der Stromstärke schnürt sich daher lediglich die an der Entladung teilnehmende Fläche der Kathode ein, so dass die Stromdichte und der Kathodenfall konstant bleiben. Wird die Stromstärke immer weiter erniedrigt, so wird das Strombündel aber schließlich so eng, dass die seitlich entweichenden Ladungsträger einen so starken Verlust ergeben, dass die Entladung nur bei Steigerung der Spannung aufrechterhalten werden kann; damit sind wir im Gebiet unterhalb P_2 , in dem bei abnehmender Stromstärke die Spannung wieder steigt. Wie aus der Konstruktion in Abb. 37.10 leicht zu ersehen ist, kann dieses Gebiet nur erreicht werden, wenn die Stromquelle genügend „nachgiebig“ ist, wenn also die gestrichelte Gerade bei hohem Vorwiderstand hinreichend flach verläuft. Bei einer „starren“ Stromquelle mit kleinem inneren Widerstand springt nach dem Überschreiten der Zündspannung die Stromstärke sofort auf einen entsprechend hohen Betrag.

Das Gebiet zwischen P_1 und P_2 wird als das Gebiet des „normalen Kathodenfalles“ bezeichnet. Die Erscheinung prägt sich besonders aus, wenn durch kleine Abstände zwischen Anode und Kathode dafür gesorgt wird, dass der Spannungsabfall an der positiven Säule hinreichend klein ist, und wenn durch große Oberfläche der Kathode die Möglichkeit für eine ungehinderte Ausbreitung der strombedeckten Fläche gegeben wird (Glimmspannungsteiler, Stabilisatoren benützen dieses Gebiet zur Herstellung konstanter Gleichspannungen).

Der normale Kathodenfall hängt von der Art des ionisierten Gases, von dem Kathodenmaterial und sehr stark von der Reinheit des Gases und der Kathodenfläche ab; er ist also im wesentlichen durch Stoffeigenschaften gegeben. Beim normalen Kathodenfall stellt sich auf der Kathodenoberfläche eine bestimmte Stromdichte, die *normale Kathodenstromdichte* J_k ein, die proportional dem Quadrat des Gasdruckes ist.

Anwendungsbeispiel: Die Glimmentladung kann zur Herstellung von periodischen Schwingungen mit der in Abb. 37.11 dargestellten Anordnung benutzt werden. Die Quellenspannung U_0 liegt oberhalb der Zündspannung der Glimmröhre. Infolge der Kapazität C des Kondensators stellt sich nicht, wie nach Abb. 37.10 zu erwarten wäre, ein bestimmter konstanter Strom ein,

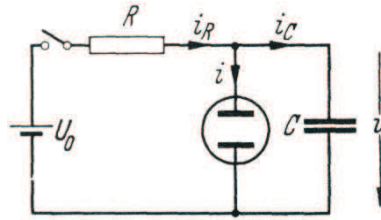


Abbildung 37.11. Kippschaltung

sondern es ergibt sich bei geeigneter Wahl des Betriebspunktes unter ständigem Zünden und Löschen der Entladung eine sogenannte *Kippschwingung*. Die Wirkungsweise der Anordnung erklärt sich aus der Kennlinie der Glimmröhre. Ist der Kondensator zunächst ungeladen, so entsteht unmittelbar nach dem Schließen des Schalters der Strom $i_R = U_0 R$; er ist in Abb. 37.12 durch den Punkt *A* gekennzeichnet. Zunächst ist der Strom i in der Röhre entsprechend der Dunkelentladung sehr gering. Der Kondensator lädt sich auf; die Spannung u am Kondensator und an der Glimmröhre wächst. Damit wächst der Dunkelstrom i nach der Kennlinie auf dem Abschnitt O, P_5, P_{x1} . Der Strom i_R nimmt dabei entsprechend der Widerstandsgeraden ab. Die Entladung zündet, wenn u die Zündspannung U_Z im Punkt P_1 erreicht. Der Strom in der Glimmröhre springt nun rasch auf den durch P_2 gegebenen Wert. Zur Deckung des Strombedarfs der Entladung trägt jetzt der Kondensatorstrom i_C bei, der Kondensator entlädt sich und die Spannung u nimmt ab (Abschnitt P_2, P, P_3).

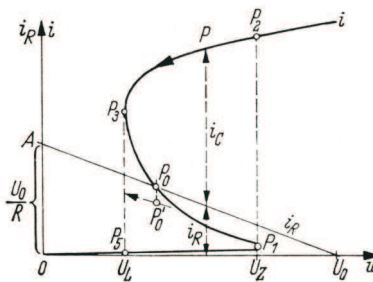


Abbildung 37.12. Entstehung einer Kippschwingung

Schließlich wird im Punkt P_3 die minimale Spannung erreicht, bei der eine Entladung noch bestehen kann. In diesem Zeitpunkt müsste der Kondensator einen Strom i_C liefern, der durch den Punkt P_3 gegeben ist. Dieser Strom hat aber eine bestimmte Schnelligkeit der Spannungsabnahme $du/dt = i_C/C$ zur Voraussetzung. Da nun eine weitere Spannungsverminderung gemäß der Kennlinie nicht zulässig ist, erlischt die Entladung. Damit sinkt die Stromstärke i in

der Röhre auf den geringen Wert der Dunkelentladung (P_5). Der Strom i_R hat den der Löschspannung U_L entsprechenden Wert; er durchfließt den Kondensator, so dass dieser sich wieder auflädt und der ganze Vorgang sich wiederholt. Dabei wird also fortgesetzt der Linienzug P_1, P_2, P_3, P_5, P_1 durchlaufen. Die Spannung am Kondensator schwankt zwischen Löschspannung und Zündspannung. Der Übergang von der Löschspannung zur Zündspannung vollzieht sich bei Vernachlässigung des geringen Dunkelstromes gemäß der Gleichung

$$u(t) = U_L(U_0 - U_L) \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right), \quad (37.61)$$

da $u = U_L$ für $t = 0$ und, wenn keine Zündung eintreten würde, $u = U_0$ für $t = \infty$ sein muss. Bezeichnet man mit t_Z den Zeitpunkt, in dem die Zündspannung erreicht ist, so gilt

$$U_Z = U_L(U_0 - U_L) \left(1 - e^{-\frac{t_Z}{RC}}\right). \quad (37.62)$$

Daraus folgt für den Zeitabschnitt zwischen P_5 und P_1

$$t_Z = RC \ln \frac{U_0 - U_L}{U_0 - U_Z}. \quad (37.63)$$

Die Periodendauer der Schwingung wächst daher mit wachsendem Widerstand, wachsender Kapazität und abnehmender Quellenspannung.

Voraussetzung für das Auftreten der Kippschwingung ist, dass der Schnittpunkt P_0 der Widerstandsgeraden mit der Kennlinie der Röhre unterhalb von P_3 liegt. Schneidet die Gerade AU_0 die Kennlinie oberhalb P_3 so stellen sich nach dem Zündvorgang die durch den Schnittpunkt gegebenen konstanten Werte von Strom und Spannung ein, vgl. Abschnitt 40.4.4.

37.1.7 Bogenentladung

Bogenentladungen bilden sich als beständige elektrische Entladungen aus Glimmentladungen, wenn die Spannung über einen bestimmten Wert hinaus gesteigert wird. Bei hohen Gasdrücken entstehen Bogenentladungen, auch ohne dass vorher eine Glimmentladung auftritt, nach dem Überschreiten einer bestimmten Spannung im Anschluss an Büschel- oder Funkenentladungen. Das gebräuchlichere Verfahren zur Herstellung von Bogenentladungen (z.B. Kohlelichtbogen, Bogenentladung im Quecksilberdampfgleichrichter) besteht darin, dass man die beiden Elektroden zunächst zur Berührung bringt, so dass an der Berührungsstelle eine starke Erhitzung eintritt, und dann voneinander entfernt. Die Bezeichnung Bogenentladung rührt geschichtlich daher, dass ein zwischen waagerechten Kohlestäben erzeugter Lichtbogen infolge der Strömung der erhitzten Gase nach oben durchgebogen ist. Das wesentliche der Bogenentladung ist die relativ hohe Stromstärke, mit der eine starke Aufheizung des Gases in der Entladungsbahn verbunden ist. Die Entladung schnürt

sich an den Elektroden je zu einem *Brennfleck* zusammen, so dass in diesen Brennflecken hohe Stromdichten von 10^2 bis über $10^6 A/cm^2$ vorkommen.

Die Temperaturen im Plasmaminneren liegen zwischen $4000K$ und $10\,000K$. Unter geeigneten Bedingungen (Abkühlung des Bogens, Einengung, hohe Strom stärken) sind Temperaturen über $50\,000K$ beobachtet worden.

Bei so hohen Temperaturen tritt thermische Ionisierung der Gase oder Dämpfe in der Entladungsstrecke ein. Für diese gelten ähnliche Gesetzmäßigkeiten wie (38.22), wobei $W_a = e\phi_0$ als Ablösungsarbeit der Elektronen gedeutet werden kann. Mit zunehmender Temperatur T nimmt daher die Zahl der gebildeten Trägerpaare sehr rasch zu. Bei Temperaturen über $20\,000K$ sind bei den meisten Gasen fast sämtliche Atome ionisiert. Die Leitfähigkeit des Plasmas ist daher entsprechend hoch. Das Spannungsgefälle an der positiven Säule, die hier auch *Bogensäule* genannt wird, ist niedrig; es liegt je nach der Stromstärke, dem Elektrodenmaterial und dem Gasdruck etwa zwischen $0,1$ und $100V/cm$.

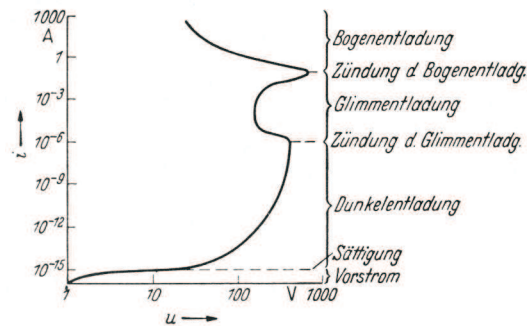


Abbildung 37.13. Vollständige Kennlinie einer Gasentladung

Die Abb. 37.13 veranschaulicht die Größenordnung der Ströme und Spannungen bei verschiedenen Entladungsformen. Der Kathodenfall ist in der Bogenentladung wesentlich niedriger als bei Glimmentladungen. Er beträgt beim Kohlelichtbogen in Luft etwa $10V$, beim Quecksilberdampfbogen im Vakuum 7 bis $10V$. Dies erklärt sich dadurch, dass wegen der Einschnürung zu einem Brennfleck die Stromdichte sehr hoch wird und die Bogensäule mit ihrer dementsprechend hohen Leitfähigkeit das elektrische Feld auf eine sehr dünne Schicht vor der Kathode zusammenschiebt, so dass die elektrische Feldstärke an der Kathode hoch wird. Eine relativ kurze Gasstrecke reicht dann für die zur Aufrechterhaltung des Bogens notwendige Stoßionisierung aus. Bei *Kathodenmaterial mit hoher Verdampfungstemperatur*, wie Kohle oder Wolfram, werden die zur Aufrechterhaltung des Bogens notwendigen Elektronen durch *thermische Elektronenemission* an der Kathodenoberfläche geliefert (siehe Abschnitt 38). Die Stromdichte im Brennfleck kann 10^2 bis $10^4 A/cm^2$ betragen. Bei *leicht verdampfenden Kathoden*, wie bei Quecksilber, ermöglicht dagegen

die Kathodentemperatur keine ausreichende Elektronenemission; hier schiebt sich die Bogensäule so dicht an die Kathodenoberfläche heran, dass hohe elektrische Feldstärken von der Größenordnung 10^7 V/cm entstehen, die zu einer *Feldemission* von Elektronen aus der Kathodenoberfläche führen. Dabei können infolge der raschen Verdampfung des Kathodenmaterials hohe lokale Dampfdrücke und Stromdichten im Brennfleck von 10^4 bis 10^6 A/cm^2 auftreten.

Wie bei der Glimmentladung entsteht auch an der Anode ein Potenzialgefälle infolge der fehlenden Kompensation der Elektronenladungen durch positive Ionen. Dieser *Anodenfall* hat zur Folge, dass die Elektronen vor dem Auftreffen auf die Anode nochmals beschleunigt werden, so dass auch ihre Energie zur starken Erhitzung und zum Verdampfen der Anode führen kann. Der Anodenfall beträgt beim Kohlelichtbogen in Luft 11 bis 12V, beim Quecksilberdampfbogen im Vakuum etwa 5V.

Eine weitere Erniedrigung der Bogenspannung ergibt sich, wenn die Kathode wie bei den Elektronenröhren künstlich geheizt wird (Glühkathode); dann können z. B. im Quecksilberdampf Zündspannungen der Bogenentladungen bis herab zu 5 bis 8V und Betriebsspannungen von 2 bis 3V erreicht werden.

Die Gesamtspannung an einem Bogen setzt sich aus den drei genannten Anteilen zusammen; sie wächst bei langen Bögen wegen des Spannungsabfalls an der Bogensäule mit der Länge des Bogens ungefähr linear an.

Beim Öffnen eines Stromkreises mit genügend hoher Spannung entsteht an der Öffnungsstelle eine Bogenentladung; sie erlischt, wenn der Bogen so lang geworden ist, dass die zur Verfügung stehende Spannung nicht mehr zur Deckung der Bogenspannung ausreicht. Bei hohen Spannungen würde dies nach den oben genannten Werten für das Spannungsgefälle in der Bogensäule zu außerordentlich großen Bogenlängen führen, so dass eine Unterbrechung der Stromkreise ohne besondere Mittel nicht mehr möglich ist. Die Mittel zur Löschung des Bogens beruhen darauf, dass das Plasma durch rasche Abkühlung, mechanische oder magnetische Ablenkung der Ladungsträger zerstört und damit die Entladungsbahn unterbrochen wird (Ölschalter, magnetische Gebläse, Expansionsschalter, Preßluftschalter).

Bei gegebener Bogenlänge nimmt die Bogenspannung mit zunehmender Stromstärke ab, Abb. 37.14, da die Bogensäule bei größerer Stromstärke ihren Querschnitt vergrößert und dabei die Temperatur in der Entladungsstrecke steigt. Erst bei hohen Stromstärken über etwa 100A nimmt die Spannung wie in einem metallischen Leiter wegen des Spannungsabfalles an der Bogensäule wieder zu.

Trägt man in das Bild der Bogenkennlinie, Abb. 37.14, die von der Stromquelle zur Verfügung gestellte Spannung $U = U_0 - IR$ ein, wobei R den gesamten in dem Stromkreis liegenden Vorwiderstand bezeichnet, so ergeben sich zwischen der dadurch gegebenen Geraden und der Kennlinie zwei Schnittpunkte, in denen der Spannungsbedarf des Bogens gerade so groß ist wie die zur Verfügung stehende Spannung. Der Punkt P_1 entspricht aber einem labi-

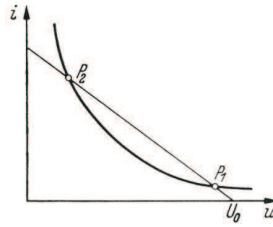


Abbildung 37.14. Statische Kennlinie einer Bogenentladung

len Gleichgewicht. Bei der geringsten Verkleinerung der Stromstärke wird hier der Spannungsbedarf größer als die zur Verfügung stehende Spannung, so dass die Stromstärke weiter abnimmt und der Bogen abreißt. Bei einer geringen Vergrößerung der Stromstärke dagegen wird der Spannungsbedarf des Bogens kleiner als die zur Verfügung stehende Spannung, so dass der Strom weiter wächst, bis der Punkt P_2 erreicht ist. Dieser entspricht dem stabilen Gleichgewicht. Durch Ändern des Vorwiderstandes kann der Punkt P_2 verschoben, die Stromstärke also eingestellt werden (siehe dazu Abschnitt 40.4.4).

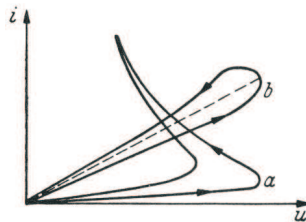


Abbildung 37.15. Dynamische Kennlinie einer Bogenentladung

Da für die Vorgänge in der Bogenentladung die Temperaturen des Gases und gegebenenfalls der Elektroden wesentlich sind, ergeben sich bei raschen Änderungen der Spannungen oder Ströme infolge der Wärmekapazitäten Trägheitserscheinungen. Bei Wechselstrom zeigt der Zusammenhang zwischen den Augenblickswerten von Bogenspannung und Stromstärke deshalb die Form einer Hystereseschleife, etwa wie Kurve a in Abb. 37.15. Je höher die Frequenz des Wechselstromes ist, um so weniger folgen die Temperaturänderungen den Stromänderungen, so dass sich diese „dynamische Kennlinie“ mehr und mehr einer geraden Linie nähert, z. B. Kurve b . Bei Gasentladungen mit Hochfrequenzspannungen treten zwei Effekte zu den beschriebenen Vorgängen hinzu. Einmal führen die Elektronen eine Pendelbewegung im Entladungsraum aus und setzen damit die erforderliche Brennspannung der Entladung herab. Zweitens spielen die kapazitiven Verschiebungsströme eine wesentliche Rolle; sie bewirken, dass Hochfrequenzentladungen u an Stellen des Feldes mit hohen Feldstärken, z.B. Kanten oder sPitzen> stattfinden können, oh-

ne dass die Entladung bis zur anderen Elektrode übergreift; die Ionen- und Elektronenströme werden durch die Verschiebungsströme fortgesetzt.

37.1.8 Bogenentladung an Kontakten

Beim *Öffnen* von Stromkreisen in Gasen können schon bei relativ niedrigen Spannungen und Stromstärken Gasentladungen auftreten, besonders wenn der Stromkreis Induktivität enthält. Infolge des Verdampfens von Kontaktmaterial hat die Bogenentladung eine Metallwanderung an den Kontakten zur Folge. Bei kurzer Bogenlänge durchlaufen die Elektronen fast ohne Zusammenstöße den Spalt zwischen den Kontakten und geben ihre Energie an der Anode ab. Daher verliert die Anode Material, das sich auf der Kathode ansetzt. Bei größeren Bogenlängen von einigen Millimetern und darüber wird die Stromdichte an der Kathode am größten, so dass vorwiegend das Kathodenmaterial verdampft und an der Anode ein Materialzuwachs auftritt.

Ein Öffnungslichtbogen entsteht nicht, wenn Spannung und Strom an der Kontaktstelle unterhalb bestimmter Grenzwerte bleiben. Bei Luft von Normaldruck liegt die Grenzspannung bei etwa 10V, die Grenzstromstärke für Metallkontakte bei etwa 0,3 bis 1A, für Kohlekontakte bei etwa 0,01 A.

Beim *Schließen* von Kontakten kann eine Materialwanderung auch bei niedrigen Spannungen auftreten infolge von Feldemission sowie infolge der bei der Berührung zwischen den ersten Oberflächenspitzen entstehenden Strombrücken, die wegen der hohen Stromdichten verdampfen.

37.1.9 Die Kapazität bei Feldern mit Raumladungen

In einem Wechselfeld mit der Feldstärke $E \sin \omega t$ schwingen freie Ladungsträger unter der Einwirkung der elektrischen Feldstärke in der Richtung der elektrischen Kraftlinien. Die Geschwindigkeit dieser Schwingung eilt infolge der trägen Masse der Teilchen gegen die Feldstärke um 90° nach. Sie entspricht einem Strom, der ebenfalls diese 90° -Verschiebung besitzt und daher im Gegentakt zum dielektrischen Verschiebungsstrom schwingt. Die Ladungsträger verändern den Verschiebungsstrom und damit die Kapazität zwischen den Elektroden.

Bezeichnen m die Masse, q die Ladung eines Ladungsträgers, dann gilt für die Auslenkung x des Ladungsträgers in Richtung des elektrischen Feldes

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = qE \sin \omega t \quad (37.64)$$

und durch Integration

$$\frac{dx}{dt} = v = -\frac{q}{m\omega} E \cos \omega t. \quad (37.65)$$

Bei der durch die Zahl der Ladungsträger je Volumen gegebenen Trägerdichte n wird daher gemäß Gl. (37.5) der Vektor der durch die Teilchenbewegung bedingten Stromdichte

$$-\frac{q^2 n}{m\omega} \mathbf{E} \cos \omega t. \quad (37.66)$$

Hierzu kommt die Verschiebungsstromdichte

$$\varepsilon \frac{d\mathbf{E}}{dt} = \varepsilon \omega \mathbf{E} \cos \omega t, \quad (37.67)$$

so dass die gesamte Stromdichte

$$\left(\varepsilon - \frac{q^2 n}{m\omega^2} \right) \omega \mathbf{E} \cos \omega t \quad (37.68)$$

ist. Infolge der Mitbewegung der Ladungsträger wird also die Dielektrizitätskonstante verkleinert; die scheinbare Dielektrizitätskonstante des raumladungserfüllten Raumes ist

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{q^2 n}{m\omega^2} = \varepsilon - \frac{q\rho}{m\omega^2}. \quad (37.69)$$

Sie nimmt mit wachsender Frequenz zu, und zwar unabhängig vom Vorzeichen der Ladungen. So hängt z. B. die Kapazität zwischen den Elektroden einer Verstärkerröhre von der Frequenz ab.

Bei der Ableitung der Gl. (37.69) wurde vorausgesetzt, dass der freien Bewegung der Ladungsträger mit der Amplitude $(q/m\omega^2)\|\mathbf{E}\|$ keine Hindernisse entgegen stehen. Eine Begrenzung kann sich ergeben infolge der Zusammenstöße mit anderen Ladungsträgern und neutralen Gasmolekülen oder in Hochvakuumgeräten mit den Gefäßwänden. Ist die mittlere freie Weglänge klein gegen die Schwingungsamplitude der Ladungsträger, dann wird die mittlere Bewegungsgeschwindigkeit proportional der augenblicklichen Feldstärke wie in Gl. (37.12). Die Zusammenstöße haben einen Energieentzug aus dem Felde zur Folge, der nach Gl. (37.5), (37.12) und (16.8) einer Leitfähigkeit

$$\kappa = \rho b \quad (37.70)$$

entspricht.

Die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante (Permittivitätszahl) von der Dichte der Ladungsträger ist die Ursache dafür, dass Funkstrahlen bestimmter Wellenlängen in der Ionosphäre (ionisierte Luftschichten (*Heaviside-Schicht*) in Höhen zwischen etwa 100km und 400km) zur Erde zurückgebeugt werden. Sie dringen bei senkrechtem Einfall höchstens so weit in die Ionosphäre ein, dass in Gl. (37.69) $\varepsilon' = 0$ ist. Wellen mit Frequenzen unterhalb der daraus hervorgehenden *kritischen Frequenz* oder *Plasmafrequenz*

$$\omega_K = q \sqrt{\frac{n}{\varepsilon_0 m}}, \quad (37.71)$$

bei der $\varepsilon' = 0$ verschwindet, gelangen daher bei senkrechtem Einfall zur Erde zurück. Die kritische Frequenz liegt um so höher, je größer die Dichte der

Ladungsträger in der Ionosphäre ist und hängt daher von den die Ionisierung bewirkenden Einstrahlungen aus dem Weltenraum, insbesondere der Sonnenstrahlung, ab; sie beträgt etwa $3 \dots 9 \text{ MHz}$. Bei schrägem Einfall werden auch noch Wellen mit höheren Frequenzen zur Erde zurückgebeugt.

37.1.10 Der Durchschlag von Isolierstoffen

Die Erscheinung, dass beim Überschreiten einer bestimmten Spannung zwischen zwei voneinander isolierten Elektroden eine leitende Überbrückung eintritt, bestimmt bei hohen Spannungen die notwendigen Abstände zwischen den Leitern.

Man spricht von *Durchschlag* oder *Durchbruch*, wenn die Strombahn den betreffenden Stoff durchsetzt, von *Überschlag*, wenn die Strombahn in Luft längs der Oberfläche eines festen oder flüssigen Isolierstoffes entsteht.

Die Erscheinungen des Durchschlages bei den Gasen sind zum größten Teil bereits im vorigen Abschnitt besprochen worden. Die Anfangsfeldstärke, die auch *Durchschlagsfeldstärke* oder *Durchschlagsfestigkeit* genannt wird, ist danach keine Stoffkonstante allein, sondern hängt auch von der räumlichen Ausdehnung und der Gestaltung des *elektrischen Feldes* ab. So zeigt die Abb. 37.5, dass die Durchschlagsfeldstärke in einem Plattenkondensator bei kleinen Plattenabständen höher ist als bei großen Plattenabständen. Die Erscheinungen beim *Durchschlag flüssiger und fester Isolierstoffe* sind von denen in Gasen wesentlich verschieden, weil hier die Moleküle viel dichter gepackt sind; die freie Weglänge der Ladungsträger ist daher erheblich kleiner als in den Gasen. Dementsprechend ist auch das Ionisierungsvermögen der Ladungsträger gering.

Der Durchschlag fester Isolierstoffe ist aufzufassen als eine Zerstörung des molekularen Gefüges oder der Moleküle selbst. Drei Ursachen einer solchen Zerstörung können grundsätzlich in Betracht kommen:

1. *die mechanischen Kräfte des elektrischen Feldes,*
2. *Wärmewirkungen,*
3. *Stoßionisierung.*

Auf die positiv und negativ geladenen Bestandteile der Moleküle werden im elektrischen Feld Kräfte von der in Abschnitt 13 besprochenen Art ausgeübt, die eine Trennung der Molekülbestandteile anstreben. Es zeigt sich aber, dass die mechanischen Kräfte, die erforderlich sind, um die Moleküle in ihre Bestandteile zu zerlegen, außerordentlich groß sind. Man kann berechnen, dass die elektrische Feldstärke in der Größenordnung von 100000 kV/cm liegen müsste, um eine solche Spaltung herbeizuführen. Die Durchschlagsfeldstärken der praktisch verwendeten Isolierstoffe sind erfahrungsgemäß einige Zehnerpotenzen niedriger. Andererseits zeigt sich bei manchen Stoffen, dass die zum Durchschlag notwendige Feldstärke mit zunehmender Reinheit des Stoffes immer weiter wächst. Diese Form des „*mechanisch-elektrischen Durchschlages*“

wird nur bei vollkommen reinen Stoffen mit idealer Gruppierung der Moleküle (Kristalle) und bei Dicken unter 10^{-5} cm erreicht; der Durchschlag bei wirklichen Isolierstoffen größerer Dicke wird wesentlich durch Verunreinigungen und Beimengungen beeinflusst. Praktisch ist daher meist die 2. Ursache des Durchschlags maßgebend (Schmelzen, Verbrennen des Stoffes). Schließlich sind noch die gleichen Vorgänge möglich wie in Gasen, nämlich Stoßionisierung und Auslösung von Elektronen aus der Kathode, die wegen der sich steigernden Stromstärke ebenfalls zu einer Erwärmung und damit Zerstörung des Isolierstoffes führen. Die 2. Form bezeichnet man als den *Wärmedurchschlag*, die 3. als den *Ionisierungsdurchschlag*. Bei der komplizierten Struktur vieler in der Technik verwendeten Isolierstoffe überlagern sich im allgemeinen die verschiedenen Formen des Durchschlages.

Der *Wärmedurchschlag* kann aus der Abhängigkeit der Leitfähigkeit der Isolierstoffe von der Temperatur erklärt werden. Die infolge der Leitfähigkeit entstehende Joulesche Wärme erhöht die Temperatur und vergrößert damit die Leitfähigkeit. Daher wächst bei konstanter Spannung zwischen den Elektroden die in der Zeiteinheit erzeugte Wärmemenge, und es steigern sich Temperatur und Leitfähigkeit gegenseitig bis zur Zerstörung des Stoffes. Dieser Vorgang setzt an einer Stelle des Isolators ein, wo infolge irgendwelcher Ungleichmäßigkeiten oder Beimengungen die Leitfähigkeit besonders groß ist; es bildet sich an dieser Stelle ein Kanal, in dem die Stromstärke mehr und mehr wächst.



Abbildung 37.16. Kanal höherer Leitfähigkeit

Einen näheren Einblick in die Bedingungen bei einem derartigen Durchschlagsvorgang erhält man, wenn man das Schicksal eines bereits gebildeten Kanals höherer Leitfähigkeit verfolgt. Der Kanal, Abb. 37.16, hat zwar in Wirklichkeit keine scharfen Grenzen; wir schreiben ihm aber zur Vereinfachung einen bestimmten Querschnitt A zu; er habe ferner die Länge l , die der Dicke des Isolierstoffes entspricht. Dann ist der Widerstand

$$R = \frac{l}{\kappa A}. \quad (37.72)$$

Bezeichnet U die Spannung zwischen den Enden des Kanals, so ist die in dem Kanal in Wärme umgewandelte Leistung

$$\frac{U^2}{R} = \frac{U^2 \kappa A}{l}. \quad (37.73)$$

Diese Wärmeleistung deckt im Gleichgewichtszustand die von dem Kanal abfließende Wärmeleistung. Nimmt man an, dass die Wärme hauptsächlich quer

vom Kanal wegströmt, so ist die abgeleitete Wärmeleistung näherungsweise

$$P_w = kl\sqrt{A}\vartheta, \quad (37.74)$$

wobei ϑ die Übertemperatur des Kanals bezeichnet, k eine Wärmeleitungs-konstante. Wenn also ein Gleichgewichtszustand bestehen soll, so muss sein

$$\frac{U^2\kappa_0 A}{l} = kl\sqrt{A}\vartheta. \quad (37.75)$$

Die Leitfähigkeit κ ist eine mit der Temperatur zunehmende Funktion. Ein einfacher Ansatz, der sich bei manchen Stoffen gut mit den wirklichen Befunden deckt, und der einen Überblick über die Durchschlagsbedingungen ermöglicht, ist

$$\kappa = \kappa_0 e^{h\vartheta}; \quad (37.76)$$

damit wird Gl. (37.75)

$$\vartheta = \frac{U^2\kappa_0\sqrt{A}}{kl^2} e^{h\vartheta}. \quad (37.77)$$

Solange der links stehende Ausdruck größer ist als der rechte, überwiegt die

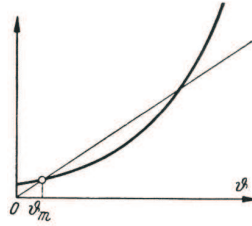


Abbildung 37.17. Graphische Bestimmung der Übertemperatur des Kanals gemäß Gl. (37.77)

erzeugte Wärmemenge die abgeleitete, die Temperatur muss daher steigen. In Abb. 37.17 sind die beiden Ausdrücke graphisch dargestellt; die Temperatur wächst bis zu dem Schnittpunkt ϑ_m . Steigert man die Spannung, dann verschiebt sich die Exponentialkurve nach oben, die Übertemperatur des Kanals wird größer, bis sich schließlich die beiden Kurven gerade berühren. Dann ist ständig die erzeugte Wärmemenge größer als die abgeleitete. Die Temperatur steigt unbegrenzt. Die Stromleitung ist labil geworden; die Temperatursteigerung führt zur Zerstörung des Isolierstoffes. Der Grenzfall ist dadurch bestimmt, dass die Differentialquotienten der Ausdrücke auf beiden Seiten von Gl. (37.77) einander gleich sind:

$$h \frac{U^2\kappa_0\sqrt{A}}{kl^2} e^{h\vartheta} = 1. \quad (37.78)$$

Aus den Gl. (37.77) und (37.78) folgt

$$h\vartheta = 1. \quad (37.79)$$

dies ergibt mit Gl. (37.78) als Bedingung für die Spannung, bei der gerade der Durchschlag einsetzt,

$$U_d = l \sqrt{\frac{k}{h\kappa_0 e \sqrt{A}}} \quad (37.80)$$

Die Durchschlagsspannung wird hiernach kleiner, wenn die Temperatur des Isolierstoffes von außen her erhöht wird, da dann die Anfangsleitfähigkeit κ_0 größer wird.

Sie ist ferner proportional l , also der Dicke des Isolierstoffes. Für diese Abhängigkeit ist jedoch die bei der Ableitung gemachte Voraussetzung wesentlich, dass die Wärme senkrecht zur Kanalachse abfließt. In Wirklichkeit wird immer eine gewisse Wärmeströmung zu den Elektroden hin stattfinden, besonders wenn es sich um dünne Isolierstoffschichten handelt. Dann ergibt sich eine nicht proportionale Zunahme der Spannung mit der Schichtdicke, wie sie tatsächlich beobachtet wird. Besonders bei ganz dünnen Schichten ist diese longitudinale Wärmeableitung erheblich. Damit stimmt die Beobachtung überein, dass die Durchschlagfeldstärke bei Verkleinerung der Dicke des Isolierstoffes stark zunimmt, so dass man bei Dicken von der Größenordnung 10^{-5} cm in das Gebiet des mechanisch-elektrischen Durchschlages gelangen kann. Bei Wechselstrom haben noch die dielektrischen Verluste einen Einfluss auf die Durchschlagfeldstärke, da sie eine zusätzliche Erwärmung und damit eine Vergrößerung der Leitfähigkeit des Isolierstoffes ergeben. Die Durchschlagfeldstärke wird daher bei höheren Frequenzen kleiner, und zwar umso mehr, je größer der Verlustwinkel des Isolierstoffes ist.

Messungen der Leitfähigkeit und des Verlustwinkels von Isolierstoffen mit hohen Feldstärken zeigen, dass bei den meisten Stoffen von einer gewissen Feldstärke ab eine starke Zunahme dieser Größen einsetzt. Man führt sie auf Ionisierungserscheinungen innerhalb des Isolierstoffes zurück. Ein praktisch häufiger und wichtiger Fall ist der, dass Lufteinschlüsse im Isolierstoff vorhanden sind, z. B. Hohlräume in Ölpapierkabeln, oder Porosität bei schlechtem Porzellan oder trockenem Papier. In solchen Lufteinschlüssen spielen sich die gleichen Vorgänge der Stokionisierung ab wie beim Durchschlag von Gasen, so dass diese Hohlräume leitend werden und sich die Feldstärke im Isolierstoff selbst entsprechend erhöht. Die in den Hohlräumen entwickelte Wärme beschleunigt den Durchbruch der festen Bestandteile des Isolierstoffes. Dazu trägt bei, dass aus den Glimmentladungen Elektronen in den Isolierstoff eindringen können und an „Elektronenhaftstellen“ gebunden werden; ihre Raumladung erhöht die Feldstärke im Isolierstoff (siehe Abbildung 18.1). Von Bedeutung ist dabei noch, dass die E-Feldstärke in den Lufträumen erheblich höhere Werte haben kann als im festen Stoff, da der Verschiebungsfluss an den Grenzflächen stetig übergeht. Im allgemeinen unterstützt die Ionisation den Wärmedurchschlag. Man kann ihren Einfluss dadurch berücksichtigen,

dass man für die Leitfähigkeit noch eine Abhängigkeit von der Feldstärke annimmt, z. B.

$$\kappa = \frac{\kappa_0 e^{h\vartheta}}{(1 - E/E_0)^2}. \quad (37.81)$$

Für parallele Plattenelektroden, bei denen $E = U_\alpha/l$ gilt, folgt mit diesem Ansatz und mit U_d aus Gl. (37.80) für die Durchschlagsspannung

$$U'_d = U_d \left(1 - \frac{U_d}{lE_0} \right). \quad (37.82)$$

Die Ionenbildung setzt die Durchschlagsspannung herab. Man bezeichnet diese Form des Durchschlags als *wärme-elektrischen Durchschlag*.

Die Tabelle 37.1 gibt die Größenordnung der Durchschlagsfestigkeit von einigen Isolierstoffen an.

Hartpapier	10 ... 100 kV/cm
Pertinax	100 ... 150 kV/cm
Porzellan	150 ... 350 kV/cm
Mikanit	250 ... 350 kV/cm
Glas, Glimmer	200 ... 600 kV/cm
Polyäthylen	400 ... 600 kV/cm

Tabelle 37.1. Durchschlagsfestigkeit einiger Isolierstoffe

Die Durchschlagfeldstärke ist keine Materialkonstante wie etwa ε oder κ , sondern immer von der ganzen Anordnung abhängig. Sie ist etwa zu vergleichen mit der Stromdichte, bei der ein Leiter durchschmilzt; auch diese ist keine Eigenschaft des Stoffes allein, sondern noch von anderen Bedingungen abhängig, wie Leiterform, Wärmeableitung, Stromart. Die Durchschlagfeldstärke hängt ferner von der Zeitdauer der Einwirkung ab, und zwar ist bei kürzerer Beanspruchung eine höhere Feldstärke für den Durchschlag erforderlich; dies ist aus der Wärmetheorie und der Ionisierungstheorie erklärbar.

Bei flüssigen Isolierstoffen (Transformatoröl) sind Verunreinigungen von sehr großem Einfluss, insbesondere Beimengungen von Wasser, Faserstoffen und Gasen; sie setzen die Durchschlagfeldstärke herab. Der Durchschlag geht von diesen Beimengungen aus, indem sich unter dem Einfluss der Feldkräfte leitende Brücken aus den Beimengungen bilden. Bei leitenden flüssigen Beimengungen, z. B. feuchtigkeitshaltigen Fasern, kann sich auch infolge starker örtlicher Erwärmung Dampf bilden, so dass der Durchschlag im Dampf nach Art eines Gasdurchschlages eingeleitet wird. Je sorgfältiger die Beimengungen der Öle beseitigt werden, um so höher ist die Durchschlagfeldstärke. Sie beträgt bei Transformatoröl je nach Reinheit 50 bis 300 kV/cm.

Die Erscheinungen des Überschlages längs der Oberfläche fester oder flüssiger Isolierstoffe sind ebenfalls ziemlich verwickelt. Es zeigt sich, dass der Überschlag schon bei erheblich niedrigerer Spannung eintritt, als es dem Durchschlag auf dem Luftwege entsprechen würde. Längs der Oberfläche bilden sich bei Steigerung der Spannung Büschelentladungen und Gleitfunken, die von den Elektroden ausgehen; sie ionisieren die Luft und haben zur Folge, dass das Potenzialgefälle auf einen kleineren Raum zusammengedrängt wird; die Gasentladung schiebt dadurch längs der Oberfläche des Isolierstoffes Ladungen und damit ein starkes Potenzialgefälle vor sich her. Die mittlere tangentielle Feldstärke, bei der ein Überschlag in Luft stattfindet, liegt zwischen 7 und 10 kV/cm ; sie nimmt bei höherer Luftfeuchtigkeit bis auf Werte von etwa 4 bis 5 kV/cm ab. Der Einfluss der Luftfeuchtigkeit erklärt sich dadurch, dass auf der Oberfläche des Isolierstoffes Bezirke erhöhter Leitfähigkeit entstehen, die eine örtliche Erhöhung der Feldstärke erzeugen.