Verlauf der Zündspannung von Edel- und Molekülgasen in einer ebenen Elektrodenanordnung im Grob-, Fein- und Hochvakuumbereich*,**

(Unterlagen zur Gerätedimensionierung in der Hochspannungstechnik)

Von

M.-J. SCHÖNHUBER, Baden

Übersicht: Für den Zündbereich $p\,d < (p\,d)_{min}$ werden Zündkennlinien $U_Z = f(p\,d)$ der Edel- und wichtigeren Molekülgase vorgelegt, erstmals unter Angabe einer ihnen zugrundeliegenden Zündwahrscheinlichkeit ($W = 2 \cdot 10^{-3}$), so daß sie zur Gerätedimensionierung in der Hochspannungstechnik Verwendung finden können. Die zur Ermittlung dieser Zündkennlinien eingeführte und bis zu mehreren hundert Kilo-Volt erprobte Gefäßkonstruktion und Elektrodengeometrie ermöglichte es, den Verlauf der Zünd-, Überschlags- bzw. Durchschlagsspannung einer ebenen Elektrodenanordnung im Grob-, Fein- und Hochvakuumbereich zusammenhängend zu studieren. Zur Beschreibung der Zündwahrscheinlichkeit im Übergangsgebiet zwischen der 100%igen Zündsicherheit (mit einer Zündwahrscheinlichkeit $W = 1$) und der vollständigen Sperrsicherheit ($W = 0$) kann die Poisson'sche Formel

$$W = e^{-\mu} \cdot \mu^n/n! \quad \text{bzw.} \quad W = e^{-\mu} \sum_{n=\nu}^{n=\infty} \mu^n/n!$$

angewendet werden für $p\,d$-Werte im Knickpunkt und im bereits abgeknickten Bereich des linken Astes der Paschenkurve (Bereich 1—4 in Bild 2), wobei der Wert μ der Spannung U proportional gesetzt werden kann. Der Proportionalitätsfaktor $c = \mu/U$ (Volt) wurde zu $1 \cdot 10^{-3}$ und der Wert für die Größe n zu rd. 300 ermittelt (im Vergleich mit $n = 20 \cdots 150$ im Falle einer zusätzlichen Vorionisation der Gasentladungsstrecke).

Contents: For the region $p\,d < (p\,d)_{min}$ breakdown characteristics are presented for inert and the more important molecular gases, particularly giving the probability of breakdown on which they are based, so that they can be used for dimensioning high voltage equipment. The design of vessel and electrode geometry which were introduced to determine these characteristics, and which have been tested up to a peak voltage of several hundred kilovolts, made it possible to study and describe the shape of the breakdown and flashover voltages relative to one another at pressures down to high vacuum (region of vacuum breakdown). To express the probability of breakdown in the region between 100% certainty ($W = 1$) and complete freedom from breakdown ($W = 0$), Poisson's formula

$$W = e^{-\mu} \cdot \mu^n/n! \quad \text{and/or,} \quad W = e^{-\mu} \sum_{n=\nu}^{n=\infty} \mu^n/n!$$

may be used for the various breakdown mechanisms, i.e. for values of $p\,d$ close to the respective kink and in the kinked part of the left-hand leg of the Paschen curve (region 1—4 in Fig. 2), the value μ being proportional to the peak value of the applied voltage U. The proportionality factor $c = \mu/U$ (Volt) worked out to $1 \cdot 10^{-3}$ and the value of n to about 300 (compared with $n = 20 \cdots 150$ in the case of additional pre-ionization of the gas path).

1. Einleitung

Die Ermittlung der Zündspannung für eine vorgegebene Gasentladungsstrecke und ihre seit PASCHEN, 1889 [1], übliche graphische Darstellung in Abhängigkeit vom Produkt aus Gasdruck p und Elektrodenabstand d in der Zündkennlinie bildet unter entsprechender Berücksichtigung der Zündwahrscheinlichkeit [2] ein wichtiges Hilfsmittel zur Kennzeichnung von elektrischen Entladungsapparaten. Da der Gasdruck bei konstanter Temperatur umgekehrt proportional der mittleren freien Weglänge λ im allgemeinen und damit (unter Vernachlässigung der Ramsauerschen Geschwindigkeitsabhängigkeit) auch umgekehrt proportional derjenigen λ_e eines Elektrons in Feldrichtung ist, liefert das Produkt $p \cdot d \sim d/\lambda_e$ ein Maß für die Zahl der Zusammenstöße, die ein Elektron beim Überqueren der Zündstrecke erleidet. Solange dieses Produkt konstant ist, bleibt (bei einem homogenen Feld $E = U/d$ und bei einem Elektrodendurchmesser $D \gg d$ [2, 3, 4], sowie bei gleichem Elektrodenwerkstoff und gleicher Elektrodenoberflächenbeschaffenheit) die Zündspannung U konstant, weil die „Weglängenspannung" $E \cdot \lambda_e$ und die Zahl der Zusammenstöße konstant bleiben.

* Vorgetragen auf der 7. Internationalen Konferenz über Phänomene in ionisierten Gasen am 23. August 1965 in Belgrad.

** Herrn Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. E. h. W. O. SCHUMANN zum 80. Geburtstag gewidmet.

Solche Zündkennlinien $U = f(p\,d)$ wurden für das Gebiet $p\,d \geqq (p\,d)_{min}$, d. h. also für das sogenannte „Weitdurchschlagsgebiet" in einer großen Zahl ermittelt[1], fast ausschließlich jedoch mit Elektrodenanordnungen, die zu diesem Zweck jeweils nur für Messungen im rechten Ast der Paschenkurve und ihrem Zündspannungsminimum geeignet und zuverlässig waren. Die dabei noch mitaufgenommenen und teilweise auch veröffentlichten, sehr kleinen Zündkennlinienabschnitte im „Nahdurchschlagsgebiet" unmittelbar neben dem Zündspannungsminimum sind deshalb wegen der Unzulänglichkeit des Versuchsgefäßaufbaues für $p\,d < (p\,d)_{min}$ jeweils mit Vorsicht zu betrachten.

Zuverlässige und über das Nahdurchschlagsgebiet ausgedehntere Zündkennlinien wurden dagegen bisher nur wenige veröffentlicht. Die einzigen, über einen weiteren Bereich im Gebiete $p\,d < (p\,d)_{min}$ — mit einer ausschließlich für dieses Nahdurchschlagsgebiet brauchbaren, originellen Elektrodenform (Bild 1b) [10] — im homogenen elektrischen Feld ermittelten Zündkennlinien der Edelgase He, Ne, A, Kr und Xe wurden von DIKIDSCHI und KLARFELD [11], diejenigen der Molekülgase H_2, N_2, O_2 und CO_2 von GUSEWA [12] mitgeteilt, Kennlinien, die allerdings wegen der dabei gewählten speziellen Elektrodenformgebung wieder nicht gegen das Zündspannungsminimum hin ausgedehnt werden konnten.

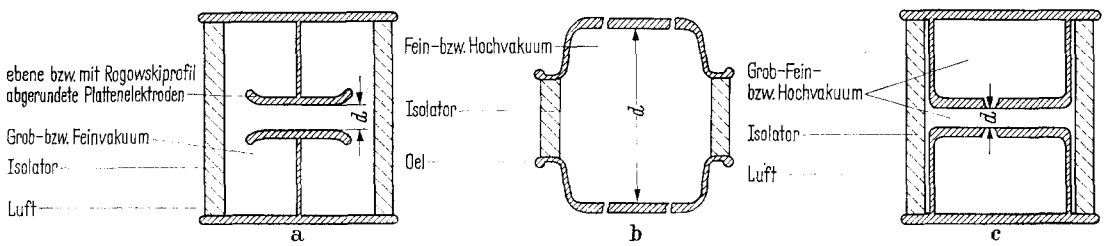


Bild 1a—c. Prinzipielle Elektrodenanordnungen und Gefäßkonstruktionen (schematisch dargestellt) zur Ermittlung von Zündkennlinien eine Niederdruck-Gasentladungsstrecke.
a) angewendet in [1, 3 u. a.] b) angewendet in [10, 11, 12] c) angewendet in [13, 14] bzw. in vorliegender Arbeit.

In vorliegender Arbeit wird nun eine Elektroden- und Gefäßgeometrie (Bild 1c) gewählt und vorgeschlagen, die es erlaubt, sowohl im Nahdurchschlags-, Minimums- und im daran benachbarten Weitdurchschlagsgebiet die Zündkennlinie mit ein und demselben Elektrodenpaar innerhalb eines vernachlässigbaren Fehlerbereiches zuverlässig und zusammenhängend für die verschiedensten Edel- und Molekülgase zu ermitteln, eine Elektroden- und Gefäßgeometrie, die unabhängig von den hier vorliegenden, bereits in [13] vorveröffentlichten Zündkennlinien-Untersuchungen neuerdings auch von H. C. MILLER [14] im General Electric Research Laboratory zum genannten Zweck aufgegriffen wurde. Mit dieser ebenen Elektrodenanordnung (Bild 1c) ist es außerdem auch möglich, insbesondere unter Variation des Elektrodenabstandes d (bei einem dafür günstig gewählten Elektrodenrandkrümmungsradius r) bis in den Bereich des Vakuumdurchschlages den Verlauf zunächst der Überschlagsspannung entlang der äußeren sowie der inneren Isolatorwand und schließlich denjenigen der Durchschlagsspannung zwischen den Elektrodenoberflächen zu studieren.

Das von W. FUCKS für $p\,d < (p\,d)_{min}$ vorgeschlagene, in [15] veröffentlichte, mit der Gusewa Klarfeld'schen Elektrodenformgebung (Bild 1b) im Prinzip bis auf die Randgeometrie ähnliche Elektrodenprofil, das zunächst in der von NIESTERS [15] gezeigten Paschenkurve für Wasserstoff bei niedrigen Zündspannungen von 500 V bereits eine Abknickung und Abweichung vom bisher bekannten Anstieg im linken Ast der Paschenkurve ergab, dürfte doch wohl auch bis zu kleineren $p\,d$- und damit höheren Spannungswerten hin eine zur Zündkennlinienermittlung im genannten $p\,d$-Bereich aussichtsreiche Elektrodengeometrie darstellen, wenn zusätzlich noch die in dieser hier vorliegenden Arbeit gewählte rückwärtige Elektrodenverlängerung, Spaltausbildung und die dementsprechende Gefäßkonstruktion (Bild 1c) angewendet werden.

[1] Zusammenfassende Darstellungen u. a. in [5, 6, 7, 8, 9], obwohl dort keinerlei Angabe über die Zündwahrscheinlichkeit gemacht ist.

Trotz Anerkennung dieser, für Messungen entlang dem oberen linken Ast der Paschenkurve sicherlich vorteilhaften, in Elektrodenmitte vertieft ausgeführten Plattenelektroden wurde hier eine ebene, nach rückwärts abgebogene, in vielen konstruktiven Merkmalen eine den technischen Hochspannungsapparaturen entsprechende Elektrodenanordnung (Bild 1c) gewählt mit dem Ziel, über das Zündspannungsminimum hinweg zusammenhängende und zuverlässige Zündkennlinien für die Apparate- und Gerätedimensionierung zu ermitteln, der technischen Anwendung [13] entsprechend zwar in reinsten Edel- und Molekülgasen jedoch unter gleichzeitigem Vorhandensein jeweils eines Quecksilberdampf-Partialdruckes von $1 \cdot 10^{-3}$ Torr (= Hg-Sattdampfdruck bei 20 °C Wandtemperatur). Die so gefundenen Kennlinien werden dann den oben erwähnten, bisher veröffentlichten Zündkennlinien, die in reinsten und insbesondere auch von Hg-Dämpfen befreiten Gasen mit in Elektrodenmitte vertieften Plattenelektroden ermittelt wurden, gegenübergestellt. Anhand dieser Gegenüberstellung wird gezeigt, daß mit diesen letzteren, unter extremsten Bedingungen ermittelten, für das Studium von Elementarprozessen zwar sehr nützlichen Zündkennlinien bei ihrer Verwendung zur Gerätedimensionierung allergrößte Vorsicht am Platze ist.

2. Allgemeine Betrachtungen zur Konstruktion des Versuchsgefäßes und ähnlicher Hochspannungsapparate

Bei der Ermittlung der elektrischen Spannungsfestigkeit einer vorgegebenen Gasentladungsstrecke wird im allgemeinen der unendlich große Plattenkondensator und seine Zündkennlinie $U_Z = f(p\,d)$ zum Vergleich herangezogen.

Die wirklichen Anordnungen sowohl der — zur experimentellen Ermittlung derartiger Zündkennlinien dienenden — Versuchsgefäße als auch der — anhand dieser Kennlinien auf ihre Spannungsfestigkeit hin zu berechnenden — technischen Geräte haben aber Elektroden mit endlichen Abmessungen. Damit werden bei der Ermittlung der für die Hochspannungstechnik und ihrer Gerätedimensionierung so wichtigen Zündkennlinien zusätzliche Überlegungen im Zusammenhang mit der Konstruktion des dazu zweckmäßigen Versuchs-Gefäßaufbaues erforderlich, die im folgenden anhand von Bild 1 mitgeteilt werden sollen.

Während es zur Ermittlung des rechten Astes der Zündkennlinie (Paschenkurve), d. h. also zur Untersuchung des sogenannten Weitdurchschlagsgebietes einschließlich des Spannungs-Minimumswertes genügt, lediglich zwei ebene [3] bzw. an den Rändern mit Rogowski-Profil [16] abgerundete Platten endlichen Durchmessers D parallel zueinander mit einem jeweils zu D relativ kleinen Abstand d in einem beliebig großen Vakuumgefäß anzuordnen (Bild 1a), ist eine derartige konstruktive Anordnung zur Untersuchung von Zündkennlinien im sogenannten „Nahdurchschlagsgebiet" infolge der dann auftretenden „Umwegentladungen" unbrauchbar.

Da im linken Ast der Zündkennlinie zunächst die Zündspannung mit abnehmendem Elektrodenabstand (und Gasdruck) beachtlich ansteigt, versucht die Entladung hier bevorzugt über die längste zur Verfügung stehende Distanz zu zünden, wenn nicht für die Verunmöglichung einer solchen Umwegentladung gesorgt ist.

Zu diesem Zweck haben GUSEWA und KLARFELD [10] ebenso wie FUCKS und NIESTERS [15] in einer sinnvollen Weise zur Messung der Zündspannung von Gasen bei kleinen $p\,d$-Werten ebene Plattenelektroden verwendet, deren Randpartien einander angenähert waren (vergl. Bild 1b, verwendet in [10]). Diese konstruktive Ausbildung des Versuchsgefäßes erlaubt andererseits aber wieder nicht gegen das Zündspannungsminimum hin[2] oder gar im rechten Ast der Zündkennlinie allgemein verwertbare Meßergebnisse zu erzielen.

Aus diesem Grunde wurden für die hier vorliegende Ermittlung von — das Nahdurchschlags-, das Minimums- und das daran benachbarte Weitdurchschlagsgebiet umfassenden — Zündkennlinien mit ein und demselben Elektrodenpaar sowie ein und demselben Elektrodenzustand eine konstruktive Gefäßbauform eingeführt, bei der die ebenen Plattenelektroden an

[2] Wenn nicht der Kunstgriff von W. FUCKS angewendet wird, in Elektrodenmitte mit dem größeren Elektrodenabstand eine Zünderleichterung durch dort ausschließliche Beleuchtung zu erwirken.

den Rändern mit einem relativ zum Elektrodenabstand d kleinen Krümmungsradius r voneinander abgebogen und zur Verunmöglichung einer Umwegentladung in einem engen Abstand $(D_{Isol} - D_{El})/2$ entlang der inneren zylindrischen Isolatoroberfläche geführt sind (Bild 1c). Diese Bedingung $d \gg r$ zusammen mit der Forderung $D \gg d$ bringt es mit sich, daß im Gebiete sehr hoher Spannungen, bei denen ein verhältnismäßig größerer Wert für r erforderlich ist, auch der Elektrodendurchmesser D entsprechend groß gemacht werden muß, um ein noch genügend ausgedehntes homogenes elektrisches Feld und damit eine noch zuverlässige Vergleichbarkeit mit dem unendlich ausgedehnten Plattenkondensator zu gewährleisten. Der dabei noch an den Elektrodenrändern vorhandene, gegenüber Elektrodenmitte nur ganz wenig größere Elektrodenabstand in Nähe und entlang der Isolatorinnenwand bleibt dann infolge der Wandnähe und der dort auftretenden Trägerwandverluste innerhalb der unten angegebenen Grenzen auf die Zündspannung der feldhomogenen Mittelzone ohne merklichen Einfluß.

Mit dieser Gefäßkonstruktion sind für die Ermittlung der Zündkennlinie in Bezug auf die Paschenzündung (Grenzbeanspruchung der Gasstrecke) lediglich nach sehr hohen Spannungen hin, d. h. bei sehr kleinen $p\,d$-Werten, prinzipielle Grenzen gesetzt, die allerdings auch der von Gusewa und Klarfeld gewählten Gefäßbauweise bzw. der von W. Fucks vorgeschlagenen Elektrodenausbildung auferlegt sind.

Mit mehr und mehr abnehmendem Elektrodenabstand d (bzw. Gasdruck p) wird nämlich (vgl. Bild 2), beispielsweise im Nahdurchschlagsgebiet, bereits vor einem Erreichen der Grenzbeanspruchung der Gasstrecke U_{Z_4} (im folgenden nur mit U_Z, d. h. also ohne Zahlenindex bezeichnet) je nach Wahl der einzelnen Gefäß- und Elektrodendimensionen die elektrische Grenzbeanspruchung

a) der Isolatoraußenwand U_{Z_3} (Außenüberschlag: Bereich 3)
und (bzw. oder)
b) der Isolatorinnenwand U_{Z_2} (Innenüberschlag: Bereich 2)
und (bzw. oder)
c) der Elektrodenoberfläche U_{Z_1} (Vakuumdurchschlag: Bereich 1)

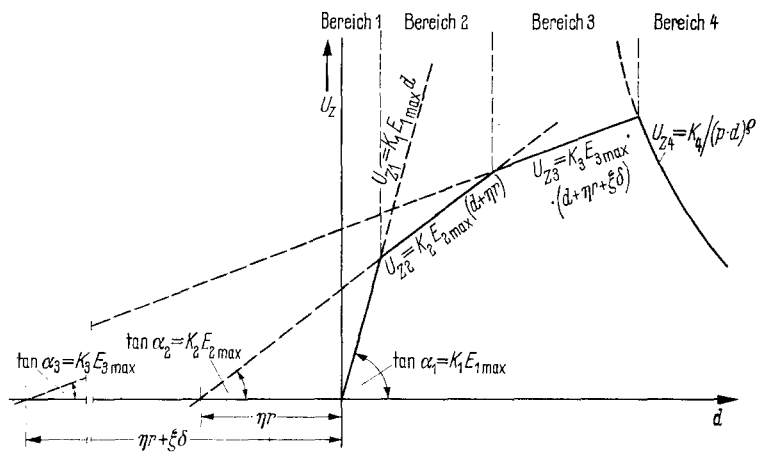


Bild 2. 4 Bereiche verschiedenartig zündspannungsbestimmender Grenzbeanspruchungen
der Elektrodenoberfläche U_{Z_1} (Bereich 1) der Isolatoraußenwand U_{Z_3} (Bereich 3)
der Isolatorinnenwand U_{Z_2} (Bereich 2) der Gasstrecke U_{Z_4} (Bereich 4)

erreicht, und die Zündkennlinie nimmt dann abweichend vom Paschengesetz gemäß Bild 2, 3 und 4 einen dem jeweiligen neuen Entladungsmechanismus entsprechenden weiteren, abgeknickten Verlauf an. In Bild 2 und 3 bedeuten $E_{3_{max}}$, $E_{2_{max}}$ und $E_{1_{max}}$ die — vom jeweiligen Werkstoff, seiner Vorbehandlung und von der Größe der jeweils beanspruchten Oberflächenzone abhängigen — maximal möglichen Oberflächenfeldstärken[3] entlang der Isolatoraußen-

[3] Exakte Definition für $E_{1\,max}$ vgl. folgenden Abschnitt u. Fußnote 4.

und der Isolatorinnenwand sowie vor der kathodischen Elektrodenoberfläche, d den Elektrodenabstand, r den Elektrodenrandkrümmungsradius, δ die Isolatorwandstärke an der beanspruchten Isolatorzone, K_1, K_2, K_3 und K_4 sowie η und ξ Proportionalitätsfaktoren.

Aber auch bereits der dem Vakuumdurchschlag (Bereich 1 in Bild 2) zuzuordnende Teil der Zündkennlinie $U_{Z_1} = f(d)$ zeigt für sich allein schon je nach Vorhandensein bzw. Erreichen der ihm zugrundeliegenden Teilmechanismen einen abgeknickten bzw. gekrümmten Verlauf, einen Verlauf, der jedoch hier in Bild 2, Bild 3 und Bild 4 vereinfacht durch eine Gerade angenähert ist — zum Zwecke einer deutlicheren Sichtbarmachung der konstruktiven Möglichkeiten, den übrigen Verlauf der Zündkennlinie insbesondere im Bereich 2 und 3 zu beeinflussen.[4]

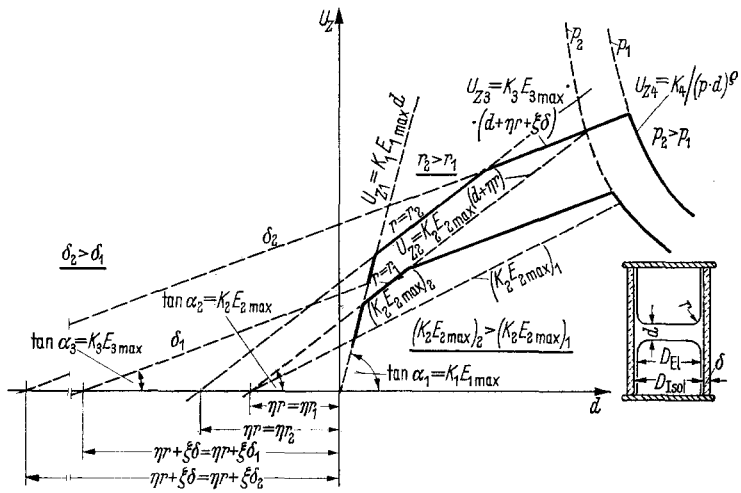


Bild 3. Elektrische Grenzbeanspruchung der Elektrodenoberfläche U_{Z_1}, der Isolatorinnenwand U_{Z_2}, der Isolatoraußenwand U_{Z_3}, und der Gasstrecke U_{Z_4}.
Parameter: Isolatordicke δ; Elektrodenrandkrümmungsradius r; Gasdruck p.

In dieser Absicht sind nämlich in Bild 3 der Elektrodenrandkrümmungsradius r ($r_2 > r_1$), die Isolatorwandstärke δ ($\delta_2 > \delta_1$), die Isolatorinnenwandbeschaffenheit bzw. die sie charakterisierende Größe $K_2\, E_{2_{max}}$ ($(K_2\, E_{2_{max}})_2 > (K_2\, E_{2_{max}})_1$) sowie der Gasdruck p ($p_2 > p_1$) variiert, und die durch diese jeweilige Variation bewirkte Veränderung der Zündkennlinie aufgezeigt. Die darin angeschriebenen, für eine Gefäßkonstruktion gemäß Bild 1c und für die Grenzbeanspruchungsbereiche 2 und 3 ermittelten Näherungsgleichungen sollen die verschiedenen Geometrieeinflüsse noch verdeutlichen. Für die schließlich im Paschenbereich noch erforderliche, analytische Beschreibung des linken ansteigenden Astes der Kennlinien soll die von GUSEWA und KLARFELD [10] angegebene Näherungsgleichung $U_{Z_4} = K_4/(p\, d)^\varrho$ (mit $K_4 =$ const $= 0{,}21$ und $\varrho =$ const $= 2$ beispielsweise für Hg-Dampf) benützt werden. Allerdings muß dann noch im Falle einer zu starken Variation (Vergrößerung) des Elektrodenrandkrümmungsradius r dem dann beginnenden Auftreten von Randzündungen (Umwegentladungen) durch Einführung eines effektiven Abstandes $d_{eff} = \alpha \cdot \beta \cdot d$ in obige Gleichung Rechnung getragen werden. (Einzelheiten darüber müssen der Kürze vorliegender Darstellung wegen an anderer Stelle diskutiert werden; vgl. hierzu in [28]).

[4] Aus Gründen der einfacheren Übersicht soll hier also im Bereich 1 der Prinzip-Bilder 2, 3 und 4 anstatt der genauen, je nach Autor mehr oder weniger gekrümmten Zündcharakteristik des Vakuumdurchschlagsbereiches $U_{Z_1} = f(d)$, mit der analytischen Darstellung $U_{Z_1} = K_1'\, d^x$ und den Werten für x von 0.5, 0.7, 0.8 und sogar 1.1 (vgl. z. B. in [17]), die vereinfachende Darstellung mit $x = 1.0$: $U_{Z_1} = E_{1\,max} \cdot d$ zugrundegelegt werden, eine für eine bestimmte Gefäßgeometrie zum praktischen Gebrauch hinreichende Gerade, die durch den Schnittpunkt der gekrümmten Charakteristik des Vakuumdurchschlags mit derjenigen des benachbarten Bereiches und dem Koordinatennullpunkt festgelegt ist. Die Steigung dieser Gerade bzw. die dadurch definierte Größe $E_{1\,max} = U_{Z_1}/d$ wurde experimentell z. B. für vorliegende Versuchsgeometrie (hochglanzpolierte Eisenelektroden: $D_{El} = 50$ cm; $r = 4$ cm; $(D_{Isol} - D_{El})/2 = 0.5$ cm zu 134 kV/cm bestimmt.

Abschließend soll aber doch noch anhand dieser Darstellung in Bild 4 gezeigt werden, daß bei variablem Gasdruck p und eines dabei jeweils bestimmten, konstanten Elektrodenabstandes d alle — innerhalb der bei niedrigeren Drücken voneinander gänzlich verschiedenen Grenzbeanspruchungsbereiche ermittelten — Zündkennlinien zunächst rein qualitativ die gleiche links abgeknickte Kurvenform (Bild 4a—c) besitzen, unabhängig von der jeweiligen Gefäßbauform und unabhängig von der einzelnen Dimensionierung der Elektrodenanordnung. Es ist also allein aus dem so abgeknickten Kurvenverlauf der Zündkennlinie $U_Z = f(p)$ einer bestimmten Gefäßbauweise nicht immer unmittelbar erkennbar, um welchen spannungsbegrenzenden Mechanismus es sich dabei handelt (abgesehen vom offensichtlichen Außenüberschlag), so daß aus Unkenntnis dieser Zusammenhänge in der einschlägigen Literatur schon manche Fehldeutung vorgenommen und daraus dann auch falsche Folgerungen gezogen wurden.

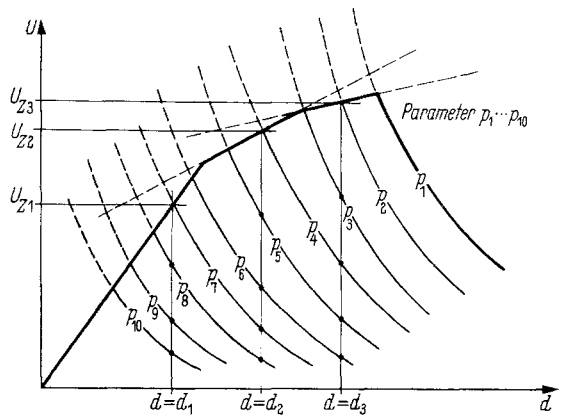
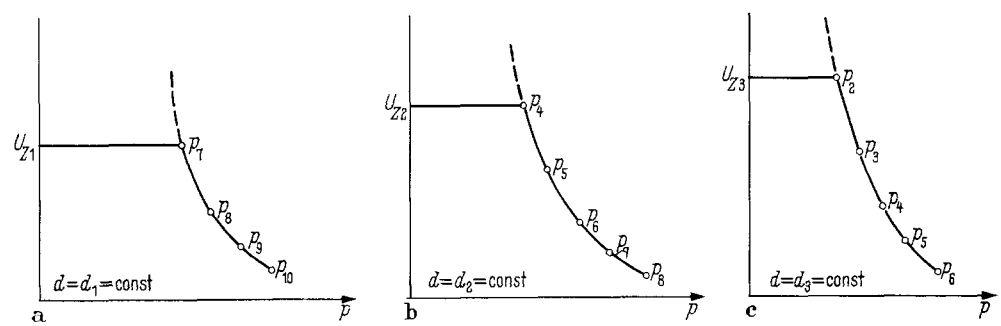


Bild 4. Allgemeine Darstellung der Zündkennlinie einer einfachen, ebenen Elektrodenanordnung nach Bild 1c. Parameter $p_1 \cdots p_{10}$. Spannungsbegrenzung durch Überschreiten der Grenzbeanspruchung
a) der Elektrodenoberfläche U_{Z_1}
b) der Isolatorinnenwand U_{Z_2}
c) der Isolatoraußenwand U_{Z_3}.



3. Das Versuchsgefäß

Zur Ermittlung der nachfolgend dargestellten Zündkennlinien, zunächst bis zu Spannungen von 15 kV, wurde anhand der vorhergehenden Überlegungen ein Versuchsgefäß gemäß Bild 1c, bestehend aus einem rohrförmigen Glasisolator mit einen Innendurchmesser $D_{Isol} = 51$ (...52) mm, gewählt derart, daß bei einem äußeren Elektrodendurchmesser $D_{El} = 50$ mm von diesem stets ein Spalt zur zylindrischen Glasinnenwand mit der Breite $(D_{Isol} - D_{El})/2 = 0{,}5$ (...1) mm bestand (Bild 5). Die Elektroden aus Stahlblech waren jeweils auf einen Abstand von $d = 2$ cm (bzw. in einzelnen Fällen zeitweise auch auf $d = 1$ cm) eingestellt und wurden jeweils vor dem Einbau hochglanzpoliert, gewaschen sowie dann bei 900 °C vakuumentgast.

Der Krümmungsradius der ebenen Plattenelektroden am Elektrodenrand betrug $r = 1$ mm. Damit blieb die Abweichung des wirklichen Elektrodenabstandes in Nähe und entlang der Isolatorinnenwand gegenüber dem Abstand d in Elektrodenmitte ebenso wie die daraus resultierende Beeinflussung der Zündspannung vernachlässigbar klein, (dies u. a. auch infolge der zündspannungserhöhenden Wirkung der Trägerwandverluste für eine eventuelle Zündung in der Randpartie). Eine anfänglich noch zu große Auslegung von Spalt und Elektrodenrandkrümmung konnte leicht optisch erkannt werden (Bild 6). Auch die örtlich eng begrenzte

Feldinhomogenität am Elektrodenrand (Bild 5) blieb insbesondere im Nahdurchschlagsgebiet selbst bei noch kleineren Krümmungsradien aus dem gleichen Grund noch ohne merklichen Einfluß auf die Zündspannung, solange man noch außerhalb des Feldemissionsbereiches blieb. Die bei den Höchstspannungsversuchen bis 350 kV verwendeten Versuchsgefäße (Bild 9a) hatten gemäß Bild 1c einen Elektrodenrandkrümmungsradius r bis zu 4 cm, einen Isolatorinnendurchmesser D_{Isol} bis zu 60 cm, einen Elektrodendurchmesser D_{El} bis zu 59 cm und Randspalte $(D_{Isol} - D_{El})/2$ von 0.5 cm.

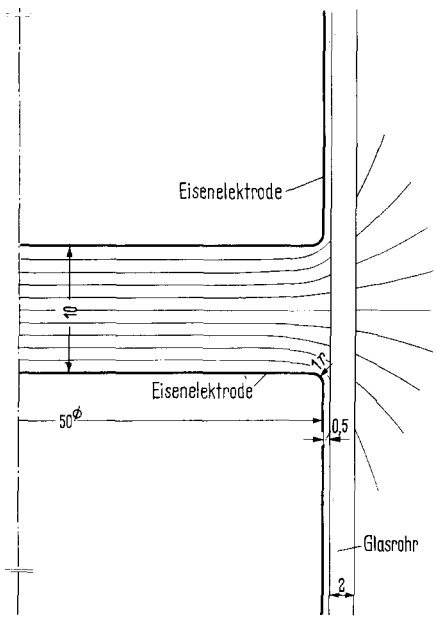


Bild 5. Geometrie des Versuchsgefäßes.

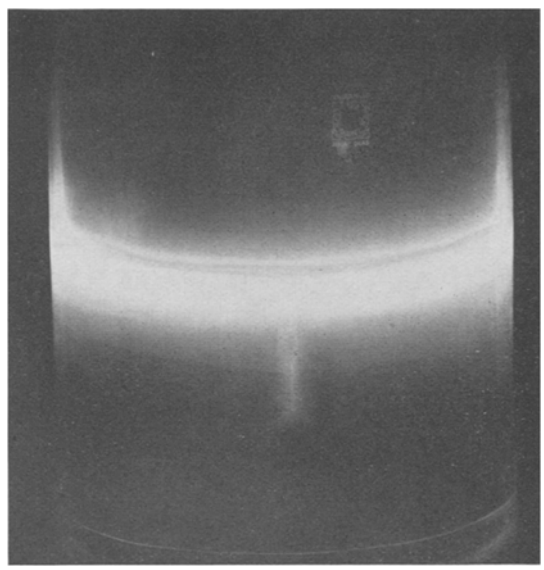


Bild 6. Zündung einer selbständigen Gasentladung in den Spalt zwischen Elektrode und Isolatorinnenwand bei anfänglich noch zu großer Auslegung von Spalt- und Elektrodenrandkrümmung.

4. Zündkennlinien der Edelgase He, Ne, A, Kr, Xe und der Molekülgase N_2, H_2, NH_3, Luft, CO_2, O_2

Die in Bild 7 bzw. Bild 8 gezeigten Zündkennlinien $U_Z = f(p_0\, d)$ für die Edelgase He, Ne, A, Kr und Xe sowie für die Molekülgase N_2, H_2,[5] NH_3, Luft, CO_2 und O_2 wurden in der angegebenen Reihenfolge mit dem oben beschriebenen Versuchsgefäß — wie bereits erwähnt — unter jeweils gleichzeitiger Anwesenheit eines Quecksilberdampf-Partialdruckes von 1 mTorr (entspricht rd. 20 °C Gefäßtemperatur) ermittelt. Das Abknicken dieser Paschenkurven in einen waagrechten Verlauf (in Bild 7 und 8 nicht extra eingezeichnet) — verursacht durch das Erreichen der Grenzbeanspruchung der Glasrohraußenwand (Außenüberschlag) — lag je nach Elektrodenabstand zwischen 20 und 30 kV.

Der Edel- bzw. Molekülgasdruck p wurde mit einem McLeod gemessen und auf 0 °C umgerechnet (Bezeichnung p_0). Das Versuchsgefäß sowie die ganze Versuchsapparatur wurde jeweils bei 200 °C ausgeheizt. Zur Kontrolle derartiger vakuumtechnischer Vorarbeiten ist eine massenspektrometrische Entgasungsüberwachung [18] von großem Nutzen.

Zur Erzielung eines definierten Elektrodenoberflächenzustandes und damit einer Reproduzierbarkeit der jeweiligen Zündspannung wurden die hochglanzpolierten und bei 900 °C vakuumentgasten Stahlelektroden vor Ermittlung eines jeden Meßwertes durch Bombardement mit Ionen der zu untersuchenden Gasart erhitzt und dabei von etwaigen Hg-Kondensat und adsor-

[5] Bei Wasserstoff ist die Gleichwertigkeit von p und d im Bereich niedrigen Druckes nicht erfüllt. Nach [26] ist eine Berechnung der Zündspannung für andere Elektrodenabstände möglich nach $U_{Z4}\,(\mathrm{kV}) = k_4/(p\, d^{\varrho})^{\varphi}$ mit $\varphi = 0.58$. (Die in [26] zur Bestimmung von H_2-Kennlinien verwendeten Nickelelektroden ergaben ein $k_4 = 46 \cdot 10^{-3}$ und ein $\varrho = 6$).

bierten Gasschichten gereinigt. Erst nach Absaugen dieses dabei anwesenden Gases wurde dann eine neue, endgültige Gasfüllung (mit der Reinheit gemäß Tabelle 1) zur Aufnahme eines weiteren Meßwertes vorgenommen. Durch dieses Vorgehen waren die einzelnen Zündkennlinien gut reproduzierbar. Diese Reproduzierbarkeit wurde bei jeder Zündkennlinie eigens durch

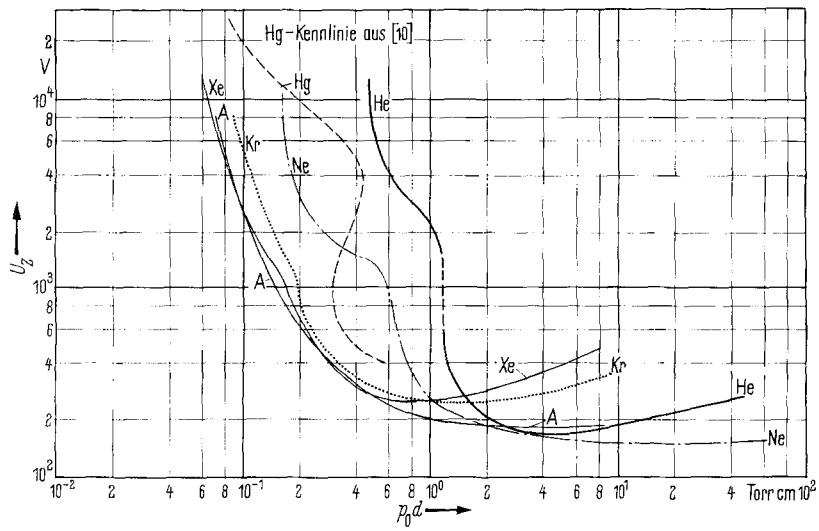


Bild 7. Zündkennlinien der Edelgase, Hg-Kennlinie aus [10].

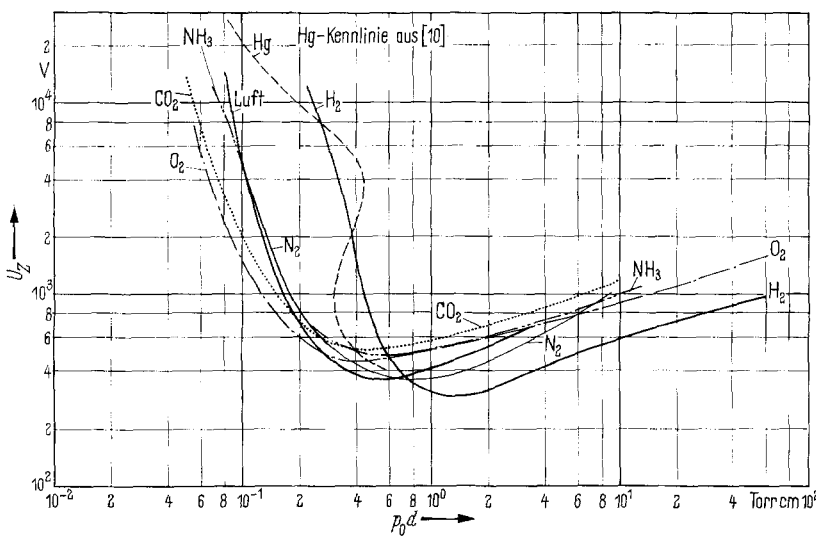


Bild 8. Zündkennlinien der Molekülgase, Hg-Kennlinie aus [10].

Aufnahme mehrerer Meßwertreihen jeweils an verschiedenen Tagen überprüft (vergl. verschiedenartig gekennzeichnete Meßpunkte in Bild 10 und 11).

Die an die Elektroden angelegte, mit einem Siebkreis geglättete Gleichspannung hatte eine Welligkeit σ_u = (Effektivwert der Spannungsoberwellen): (ideelle Leerlaufgleichspannung) von etwa 1%. Diese Spannung wurde in kleinen Stufen von je 1% der jeweils zu erwartenden Zündspannung erhöht, wobei jeder Spannungswert bis zum Erhöhen auf die nächsthöhere Spannungsstufe 5 sec lang am Entladungsgefäß angelegt blieb.

Als die „Zündspannung" wurde dann derjenige Spannungsscheitelwert notiert, bei dem innerhalb dieser Zeitspanne von 5 sec die erstmalige Zündung, d. h. also der Übergang von der unselbständigen in die selbständige Entladung erfolgte. Damit soll den so ermittelten Zünd-

kennlinien — dem statistischen Verhalten des Zündvorganges Rechnung tragend — eine Zündwahrscheinlichkeit von $W = 1/500 = 2 \cdot 10^{-3}$ zugeordnet werden, wenn man berücksichtigt, daß die der Gleichspannung noch überlagerte kleine 100 Hz Oberwelle innerhalb dieser 5 sec immerhin 500 mal den Scheitelwert erreicht (Spannungsgleichrichtung mittels 2-phasiger Brückenschaltung). Bei noch kleinerer Welligkeit des Spannungsverlaufes läßt sich dann allerdings bei einer derartigen Zündspannungsmessung mittels Gleichspannung die Zündwahrscheinlichkeit nur mehr nach obenhin abgrenzen, mit vorliegenden Daten beispielsweise $W < 2 \cdot 10^{-3}$.

Tabelle 1. Reinheit der bei den Zündspannungsversuchen verwendeten Edel- und Molekülgase

Untersuchtes Gas	Zu einem Hg-Dampf-Partialdruck von $1 \cdot 10^{-3}$ Torr noch zusätzlich vorhandene, unerwünschte Verunreinigungen			
He >99,9%	Ne <0,1%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%	
Ne >99,9%	He <0,1%	A <0,0001%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%
A >99,999%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%		
Kr >99,0%	Xe <1%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%	
Xe >99,99%	Kr <0,01%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%	
N_2 >99,9%	A <0,1%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%	
H_2 >99,999%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%		
O_2 >99,999%	N_2 <0,001%	H_2 <0,0001%	H_2O <0,0001%	Rest <0,001%

5. Zündwahrscheinlichkeit

Da man zwischen dem Bereich der 100%igen Zündsicherheit (mit einer Zündwahrscheinlichkeit $W = 1$) und dem der vollständigen Sperrsicherheit ($W = 0$) einer Gasentladungsstrecke stets ein Übergangsgebiet findet, in welchem das Zündverhalten durch eine Wahrscheinlichkeitsangabe definiert werden kann, ist die Zünd- bzw. die Sperrspannung einer vorgegebenen Gasentladungsstrecke erst dann hinreichend gekennzeichnet, wenn zusätzlich zu ihrer Zündkennlinie auch die dazugehörige Zündwahrscheinlichkeit und ihre Spannungsabhängigkeit bzw. die daraus bestimmbare von Th. Wasserrab eingeführte „Sperrkennlinie" [2] bekannt sind.

Die Größenordnung der einer solchen „Sperrkennlinie" zugrundezulegenden Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus der Forderung, daß das, bei vielen Geräten der Hochspannungstechnik unerwünschte Ereignis einer Zündung bei Dauerbetrieb (8760 Stunden/Jahr) und den üblichen Netzfrequenzen (z. B. 50 Hz) nur in Abständen von vielen Jahren (z. B. alle 6 Jahre je Entladungsstrecke und Entladungsrichtung) eintreten soll: $W \approx 1/50 \cdot 3600 \cdot 8760 \cdot 6 \approx 10^{-10}$.

Diesen seltenen Ereignissen entsprechend kann man sich gemäß Bild 9 (im Bereiche $W < 10^{-3}$) selbst im Falle einer hier zugrundeliegenden, einfachen Gasentladungsstrecke (mit $D \gg d$ und ohne Vorhandensein einer künstlichen Vorionisationsquelle) der bekannten Poisson-

schen Formel[6] bedienen:

$$W = e^{-\mu} \cdot \mu^n / n!$$

wobei die Variable μ der an die Gasentladungsstrecke angelegten Spannung U proportional gesetzt werden kann und der Parameter n die Werkstoffeigenschaften der Elektroden und des Gases, die Gefäßgeometrie usw. beschreibt.

In Bild 9 ist das Meßergebnis für eine Hg-Gasentladungsstrecke mit einer Elektrodenanordnung und Gefäßkonstruktion gemäß Bild 1c wiedergegeben, das jeweils für alle hier verwendeten einander ähnlich vergrößerten Versuchsgefäße charakteristisch ist (Bild 9a). Die den einzelnen Meßpunkten zugrundeliegenden Daten sind: nicht oder halbausgefüllte Kreise: $d = 15$ cm, $D/d = 2{,}4$ bzw. 3,4, $p = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Torr (entsprechend dem Knickpunkt im linken Ast der Paschenkurve gemäß Bild 4c und Zündkennlinienpunkten im Grenzbeanspruchungsbereich der Isolator außenwand), voll ausgefüllte Kreise: $d = 10$ cm, $D/d = 3{,}5$ bzw. 5, $p = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Torr (entsprechend einem Zündkennlinienpunkt bereits im Grenzbeanspruchungsbereich der Isolatorinnenwand). Aus dem Vergleich der dieser Wahrscheinlichkeitskurve zugrundeliegenden beiden Abzissenmaßstäbe für μ und U folgt $c = \mu/U$ (Volt) $= 1 \cdot 10^3$, also praktisch der gleiche Zahlenwert für diesen Proportionalitätsfaktor, den Th. WASSERRAB [2] und K. ROTH [21] zu $0{,}7 \cdot 10^3$ (im Falle mit zusätzlicher Vorionisation) gefunden und angegeben haben. Die anhand der Poissonschen Formel in Bild 9 eingetragenen Wahrscheinlichkeitskurven für $n = 40$, 100, 200, 300 und 500 lassen erkennen, daß die hier ohne zusätzliche Vorionisation unter Anwendung einer sinusförmigen Wechselspannung von 50 Hz ermittelten und eingezeichneten Meßwerte einem n-Wert von rd. 300 folgen. Durch Extrapolation erhält man daraus einen diesem hier zugrundegelegten Zündkennlinienknickpunkt (Bild 4b, 4c) und die-

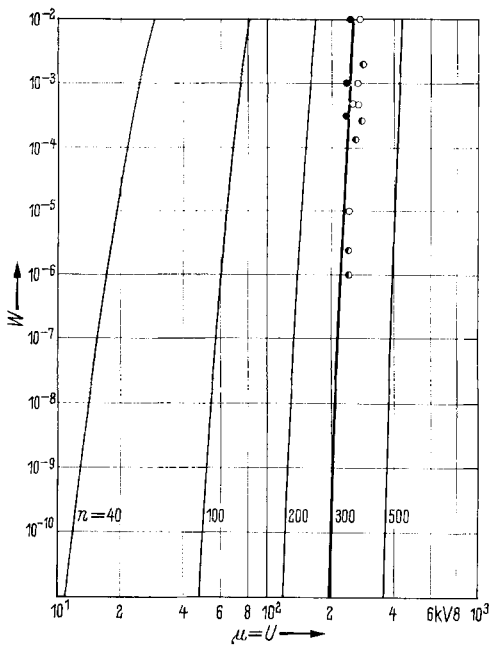


Bild 9. Zündwahrscheinlichkeit einer Gasentladungsstrecke (Elektrodenanordnung und Gefäßkonstruktion nach Bild 1c) bei Anlegen einer sinusförmigen Spannung (50 Hz) in Funktion des Spannungsscheitelwertes jeweils im oder nahe dem Knickpunkt im linken ansteigenden Ast der Paschenkurve gemäß Bild 4b bzw. Bild 4c.

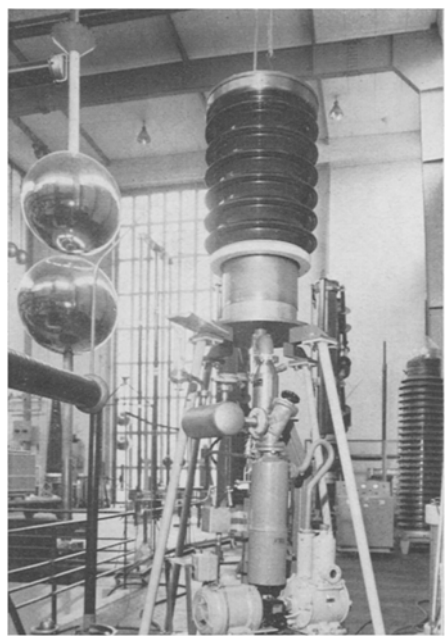


Bild 9a. Versuchsaufbau und Versuchsgefäß (halb geöffnet während der Demontage).

[6] Worin W die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der eine statistisch schwankende Größe des Mittelwertes μ gelegentlich den Wert n erreicht. Demgegenüber kann [19] im Bereich höherer Wahrscheinlichkeiten ($W > 10^{-3}$) nur mehr die Poissonsche Summenformel

$$W = e^{-\mu} \sum_{n=\nu}^{n=\infty} \mu^n / n!$$

Verwendung finden, worin W die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der eine statistisch schwankende Größe des Mittelwertes μ den Wert γ erreicht oder überschreitet: $n = \gamma$, wie das von G. PECHE und W. SCHMALENBERG [22] ni einem anderen Zusammenhang gezeigt wurde.

sem n entsprechenden Wert der Sperrkennlinie (mit einer Poissonwahrscheinlichkeit $W = 10^{-10}$), der gegenüber der diesbezüglichen Stelle der Zündkennlinie (mit $W = 2 \cdot 10^{-3}$) um rd. 20% herabgesetzt ist (über noch größere Abstände zwischen Zünd- und Sperrkennlinie, insbesondere bei Vorhandensein einer zusätzlichen Vorionisationsquelle, vergl. [19], Bild 8).

6. Vergleich mit Zündkennlinien anderer Autoren

Zur Gegenüberstellung der hier vorgelegten Zündkennlinien mit solchen anderer Autoren ist in Bild 10 mit der Heliumkennlinie ein Beispiel aufgegriffen, bei dem die größten Abweichungen vorliegen. Bei einem Vergleich mit der bereits 1938 veröffentlichten He-Kennlinie von R. B. QUINN [23] (ermittelt mit Ni-Elektroden; $d = 1{,}7$ cm; He von Hg-Dämpfen befreit) muß wohl auf das dortige Fehlen einer homogenen Feldverteilung hingewiesen werden (größte Feldinhomogenität in Feldmitte). Die von DIKIDSCHI und KLARFELD [11] angegebenen He-Zünd-

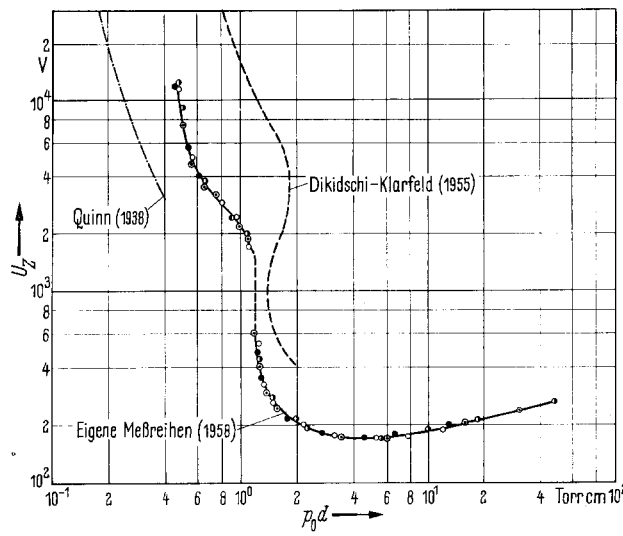


Bild 10. He-Zündkennlinien.

spannungen (ermittelt mit Ni-Elektroden, $d = 3{,}8$ cm; He ohne Hg-Verunreinigung) zeigen gegenüber den hier gefundenen He-Kurven ebenfalls eine beträchtliche Differenz, die zur Hauptsache auf den hier absichtlich vorhandenen Hg-Dampf zurückzuführen sein dürfte. Auf diesen zündspannungserniedrigenden Einfluß (Beeinflussung des Koeffizienten γ durch monomolekulare Hg-Schicht) weisen bereits die beiden Autoren hin. Der die Zündspannung erniedrigende Einfluß des Hg-Dampfes besonders im „Weitdurchschlagsgebiet" infolge des Penningeffektes [27] ist in [13] ausführlicher beschrieben.

Als ein weiteres Beispiel einer Gegenüberstellung seien die Stickstoff-Zündkennlinien gewählt, da hierüber bereits von 4 verschiedenen Autoren im Gebiete $p\,d < (p\,d)_{min}$ Meßergebnisse vorliegen. Die in Bild 11 wiedergegebenen Werte von GUSEWA-KLARFELD [12] (ermittelt mit Ni-Elektroden; $d = 4{,}6$ cm; N_2 frei von Hg-Dampf) und diejenigen von H. C. MILLER [14] (ermittelt mit Cu-Elektroden; $d = 0{,}34$ cm; N_2 frei von Hg-Dampf) zeigen relativ gute Übereinstimmung ebenso wie die hier ermittelten Werte (eingezeichnete Meßpunkte) mit denjenigen von H. FRICKE [24] (ermittelt mit Eisen-Elektroden; $d = 1{,}2$ bzw. $1{,}4$ cm; N_2 mit Hg-Dampf-Partialdruck). Auch dabei dürfte wohl die zündspannungserniedrigende Wirkung des geringen Hg-Dampf-Partialdruckes mit von Einfluß sein.

Anhand dieser zum Teil doch sehr großen Differenzen (z.B. Bild 10) zwischen den Zündkennlinien verschiedener Autoren erschien es angebracht, für all die genannten Gase die Zündkennlinie — der jeweiligen technischen Anwendung [29] entsprechend unter abgeänderten Bedingungen — zu ermitteln (unter besonderer Berücksichtigung der Zündwahrscheinlichkeit) und der diesbezüglichen Gerätedimensionierung zugrundezulegen. Darüberhinaus war es insbesondere notwendig, den teilweise noch unbekannten Übergang der Paschenkurven nach Beanspruchungsbereichen hin zu klären, in denen die Zündspannung auf vom Paschendurchschlag

abweichende Weise bestimmt ist, nämlich durch die elektrische Grenzbeanspruchung: a) der (Isolatoraußenwand (Außenüberschlag), b) der Isolatorinnenwand (Innnenüberschlag), c) der Elektrodenoberfläche (Vakuumdurchschlag).

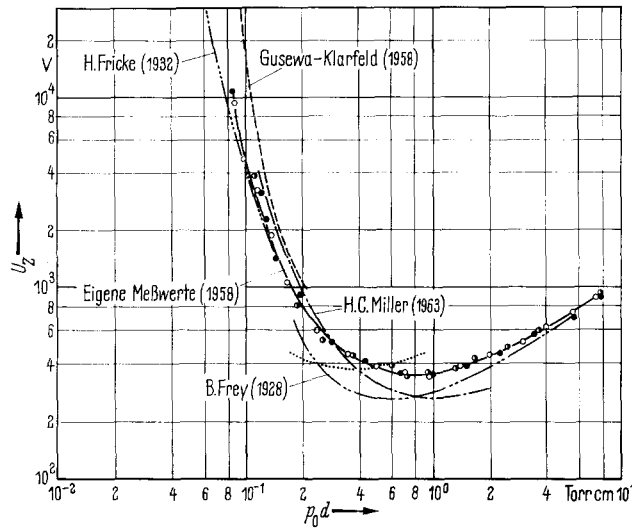


Bild 11. N_2-Zündkennlinien.

Literatur

[1] PASCHEN, F.: Wied. Ann. 37, (1889) S. 69.
[2] WASSERRAB, Th.: Z. angew. Physik 13, (1961) S. 194
[3] PENNING, F. M., u. C. C. J. ADDINK: Physica 1, (1934) S. 1007.
[4] MIERDEL, G., u. STEENBECK M.: Z. Phys. 106 (1937) S. 311.
[5] SCHUMANN, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen, Berlin: Springer 1923.
[6] ENGEL, A. v., u. M. STEENBECK: Elektrische Gasentladungen. Berlin: Springer 1934.
[7] KNOLL, M., F. OLLENDORFF, u. R. ROMPE: Gasentladungstabellen. Berlin: Springer 1935.
[8] GÄNGER, B.: Der elektrische Durchschlag von Gasen. Berlin: Springer 1953.
[9] SCHULZ, P.: Elektrizitätsleitung durch Gase, in: LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen, Bd. 4/3. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1957.
[10] GUSEWA, L. G., u. B. H. KLARFELD: Zurnal techn. fiziki 24 (1954) S. 1169.
[11] DIKIDSCHI, A. H., u. B. H. KLARFELD: Zurnal techn. fiziki 25, (1955) S. 1038.
[12] GUSEWA, L. G.: On Discharge Stricking in Polyatomic Gases at $p\,d < (p\,d)_{min}$, in: B. H. KLARFELD, Investigations into Electrical Discharges in Gases. Oxford: Pergamon Press 1964.
[13] SCHÖNHUBER, M. J.: Brown Boveri Review 50 (1963) S. 600.
[14] MILLER, H. C.: J. appl. Phys. 34 (1963) S. 3418.
[15] NIESTERS, H.: Proc. 4. Int. Conf. Ionized Phenomena in Gases, Amsterdam: North Holl. Publishing Comp. 1960, P. 175.
[16] ROGOWSKI, W.: Arch. f. Elektrotechnik 22 (1923) S. 1.
[17] ALPERT, D., D. A. LEE, E. M. LYMAN, u. H. E. TOMASCHKE: J. Vacuum Science and Technol. 1 (1964) S. 35.
[18] SCHÖNHUBER, M. J.: Proc. 3. Int. Vacuum Congress, Pergamon Press, London 1966, Bd. 2/1, S. 121; Vacuum 16 (1966) S. 179. Supplemento Al Nuovo Cimento 5 (1967) S. 122.
[19] WASSERRAB, Th.: Brown Boveri Review 50 (1963) S. 587.
[20] WASSERRAB, Th.: Scientia Electrica 1 (1954) S. 112.
[21] ROTH, K.: Brown Boveri Review 48 (1961) S. 638.
[22] PECHE, G., u. W. SCHMALENBERG: VDE-Fachberichte 19 (1956) S. 118.
[23] QUINN, R. B.: Phys. Rev. 55 (1939) S. 482.
[24] FRICKE, H.: Z. Phys. 78 (1932) S. 59.
[25] FREY, B.: Ann. d. Phys. 85 (1928) S. 381.
[26] POKROWSKAJA-SOBOLEWA, A. S., u. B.N. KLARFELD: J. eksperimentalnoj i teoretischeskoj fisiki 32 (1957) S. 993.
[27] PENNING, F. M.: Z. Phys. 46 (1928) S. 335.
[28] SCHÖNHUBER, M. J.: Breakdown of Gases below Paschen Minimum, Transactions Paper No. 68TP647-PWR, IEEE Summer Power Meeting, Chicago, 24. Juni 1968.
[29] DANDERS, M., K. ROTH, W. SCHMALENBERG, u. M. J. SCHÖNHUBER: ETZ-A 89 (1968) S. 177.

Eingegangen am 15. November 1965

Anschrift des Verfassers:
Dr. MAX-JOSEF SCHÖNHUBER, Aktiengesellschaft Brown, Boveri & Cie, Baden (Schweiz).