Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 19 (1946)
Heft: II

Artikel: Beiträge zur Wirkungsweise des Funkenzählers
Autor: Frey, Paul
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111696

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

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

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

Download PDF: 23.11.2025

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

Copyright 1946 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Beiträge zur Wirkungsweise des Funkenzählers

von **Paul Frey.**

(2. II. 1946.)

Zusammenfassung. Der Einfluss von Dämpfen, insbesondere derjenige des Wasserdampfes, auf die Zähleigenschaften des Funkenzählers wird untersucht. Mit Hilfe einer Apparatur, die die Funkenzählung in strömenden Gasen von definierter Feuchtigkeit erlaubt, wird festgestellt: Zunehmende Trocknung der Gase führt zu einer vom Elektrodenmaterial abhängigen Vermehrung der spontanen Funken und damit zu einer Verkleinerung, bei N_2 und H_2 sogar zu einem Verschwinden des Zählbereichs. *Pt*-Elektroden in Luft erweisen sich als nur schwach feuchtigkeitsempfindlich und zeigen wenig natürliche Stösse, so dass sich Platinkugelfunkenstrecken, eingeschlossen in luftgefüllten, staubfreien Glaskugeln, durch grossen Zählbereich (Überspannungen von über 3000 Volt!) und zuverlässiges, konstantes Arbeiten auszeichnen.

Nachdem die Alterungseffekte der Elektroden und verschiedene apparativ bedingte Einflüsse, einschliesslich Auflösevermögen und Korrekturen, abgeklärt und berücksichtigt waren, erwies sich die Zählkurve des Funkenzählers, deren Abhängigkeit vom Abstand und von der Krümmung der Elektroden noch besonders untersucht wurde, trotz der Vielzahl von Parametern als gut reproduzierbar. Als Kriterium und einfach zu realisierende Bedingung für die Zähltüchtigkeit einer Elektrodenanordnung nach GREINACHER ergibt sich das Ausbleiben der Nachwirkung, meist daran erkenntlich, dass der Nulleffekt äusserst gering ist.

Anhand statistischer Analysen wird gezeigt, dass der Funkenzähler die Statistik des radioaktiven Zerfalls exakt wiedergibt. Mit Hilfe des Abstandsgesetzes kann die Proportionalität zwischen Funkenfrequenz und Bestrahlungsintensität bestätigt werden. Die natürlichen Funken hingegen weisen, soweit sie nicht durch Strahlungen bedingt sind, bei der statistischen Untersuchung keine rein zufällige Verteilung auf und lassen sich bei quantitativen Messungen auch nicht als additive Komponente in Rechnung ziehen. Im Zusammenhang damit erfährt auch die bisherige Darstellung des Zählvorganges eine Modifikation durch die Auffassung, dass es sich hier um eine besonders hohe Funkenverzögerung handelt, die jeweilen durch ein einzelnes ionisierendes Teilchen aufgehoben wird.

Die Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Funkenraum und Funkenzahl führen zum Ergebnis, dass nicht nur die Grösse, sondern auch die Empfindlichkeit des Zählvolumens mit der Spannung zunimmt. Trotzdem gelingt es, wenigstens für α-Strahlen, auch beim Funkenzähler zu einer Zählkurve mit „horizontalem" Bereich von der Art einer Zählrohrcharakteristik zu kommen, wenn mit Hilfe durchbohrter Kathoden nur die zentralen, vollempfindlichen Teile des Zählvolumens benützt werden.

§ 1. Einleitung.

Der von GREINACHER[5)6)7)8)9)] entwickelte Funkenzähler bietet nicht nur als neues Gerät neben Spitzenzähler und Zählrohr Interesse, er ist auch vom Standpunkt der Durchschlagsforschung aus bemerkenswert. Einmal wird hier gezeigt, dass durch geeignete Anordnung der Funkenelektroden Zündung durch einzelne Elementarteilchen bewirkt werden kann, dann aber auch, dass diese Zündung unter leicht realisierbaren Bedingungen nachwirkungsfrei arbeitet, was die Anwendung der Funkenauslösung durch Elementarteilchen für Zählzwecke erst ermöglicht. Die bisherigen Untersuchungen über den Einfluss der Bestrahlung auf den Funkenübergang (ZUBER[26)27)], BRAUNBECK[3)], BATH[2)], HERTZ[12)] u. a.) bezogen sich vornehmlich auf das Funkenpotential und den Entladeverzug. Zur Unterdrückung der Nachwirkung mussten bei den üblich verwendeten Elektrodenanordnungen besondere Vorkehren getroffen werden, z. B. Unterbrechen der Spannung nach jeder Entladung (ZUBER) oder Rotierenlassen der Kathode (BATH).

Andere Verhältnisse bietet die Funkenzähleranordnung. Über die verschiedenen Ausführungsformen und die Wirkungsweise des Funkenzählers ist bereits in einer Reihe von Arbeiten (GREINACHER[5)6)7)8)9)], STUBER[22)], JEANGUENIN[13)]) berichtet worden. Vorliegende Arbeit schliesst an diese Untersuchungen an und beschäftigt sich hauptsächlich mit folgenden Fragen und Aufgaben: unter Beizug statistischer Methoden Zählbereich und Zählkurve des Funkenzählers genauer zu erfassen und festzulegen, ihre Beeinflussung durch die geometrischen Verhältnisse der Elektroden und durch den Wasserdampfgehalt der Luft sowie ihr Verhalten in den Gasen N_2, H_2, O_2 und CO_2 zu untersuchen und schliesslich den Nachweis für die Eignung zu quantitativen Messungen zu erbringen.

Sämtliche Untersuchungen wurden an dem durch zwei feste Elektroden gekennzeichneten „gewöhnlichen Funkenzähler" durchgeführt mit den Elektrodenkombinationen Kugel–Platte und Kugel–Kugel. Was die geeigneten Elektrodenmaterialien und ihre günstige Vorbehandlung betrifft, wurden die Erfahrungen von GREINACHER und STUBER herangezogen.

Als Strahlungsquellen für β- und γ-Strahlen wurden zwei Radiumpräparate mit der Stärke von ca. 0,5 und 0,1 mg, für α-Strahlen ein stärkeres und schwächeres Poloniumpräparat aus dem Wiener Radiuminstitut und für U. V. das Licht einer Quecksilberdampfbogenlampe benutzt. Den beiden Poloniumpräparaten kam zur Zeit, als die hier mitgeteilten Messungen ausgeführt wurden, eine Stärke von ca. 330 bzw. 0,25 e. st. E. zu.

Die meistverwendeten Abkürzungen bedeuten:

V_0 = untere Grenze des Zählbereichs für Ra-Bestrahlung = Funkenpotential

V_b = Betriebsspannung des Funkenzählers

$\Delta V = V_b - V_0$ = Überspannung

n = Funkenfrequenz = mittlere Funkenzahl pro Minute (Korrekturen berücksichtigt)

r = Radius der kugelförmigen Elektroden

d = Elektrodenabstand

σ = relative Feuchtigkeit.

Bei statistischen Messungen ausserdem:

n_0 = Zahl der ausgewerteten Funken (Korrekturen nicht berücksichtigt)

t_0 = Zeit, in der die n_0 Funken übergingen

$\bar{n} = \frac{n_0}{t_0}$ = Funkenfrequenz = mittlere Funkenzahl pro Minute (Korrekturen nicht berücksichtigt)

τ = Auflösevermögen.

§ 2. Versuchsanordnung.

a) Schaltung.

Fig. 1 gibt die Schaltung wieder, die im Prinzip mit derjenigen von STUBER[22]) übereinstimmt. Als Verstärker diente das gleiche Quecksilberthyratron *Th*, wobei wiederum die von STUBER be-

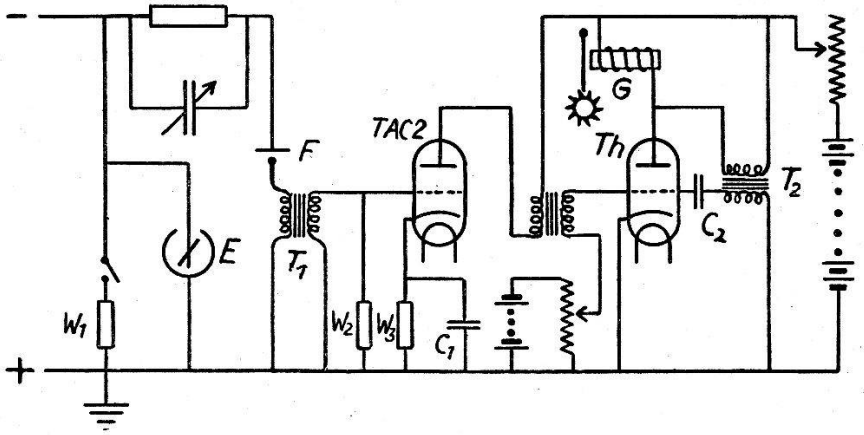

Fig. 1.

schriebene Eigenschaft der selbständigen Löschung benützt wurde, die auch von anderer Seite (LION[17])) schon erwähnt worden ist.

Es wurden jedoch folgende Änderungen getroffen: Parallel zum Gesprächszähler *G* (Fig. 1) wurde die Primärwicklung eines Niederfrequenztransformators T_2 (1:5) geschaltet, dessen Sekundärseite über den auswechselbaren Kondensator C_2 (ca. ½ MF) mit dem Gitter des Thyratrons *Th* so verbunden war, dass die Im-

pulse der Anodenspannung zum automatischen Löschen des Thyratrons beitrugen. Diese Zusatzglieder bewirkten bei einer negativen Gittervorspannung des Thyratrons von 20—30 Volt scharf begrenzte Stromstösse, die wiederum zu kurzen und präzisen Schlägen des Zählers führten, der bei sorgfältiger Regulierung seiner Federn bis zu 2000 Stösse pro Minute registrierte. C_2 hatte auch weitgehend Einfluss auf das Auflösevermögen des Thyratronkreises, welches somit dem Auflösevermögen des mechanischen Zählers angepasst werden konnte (vgl. § 4, *b*).

Im Verlaufe der weitern Abnützung des Thyratrons erwies es sich als zweckmässig, eine Verstärkerstufe einzuschalten. Die Spannungsimpulse des Transformators T_1 wurden mittels Triode *TAC 2* verstärkt. Die Widerstände W_2 und W_3 waren von der Grössenordnung 0,1 Megohm, bzw. 900 Ohm, und C_1 war ein Elektrolytkondensator von 1000 MF.

Zur Messung der Hochspannung dienten zwei Braunsche Elektrometer E mit den Bereichen 0—3500 und 0—10000 Volt, Ablesegenauigkeit: 10 bzw. 50 Volt. Gelegentliche Kontrollmessungen mit einem Wulfschen Hochspannungselektrometer bestätigten die Zuverlässigkeit dieser Instrumente, deren Eichung auf dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht vorgenommen wurde.

Die Spannungsregelung für den Funkenkreis mit der Funkenstrecke F erfolgte auf der Primärseite des Hochspannungstransformators mittels Potentiometer. Für Spannungssenkungen konnte dem Hochspannungskondensator die nötige Elektrizitätsmenge durch einen hochohmigen Flüssigkeitswiderstand W_1 entzogen werden.

b) Die Elektrodengefässe.

Wo bei den nachfolgenden Versuchen nichts anderes vermerkt ist, waren die Elektroden gemäss Fig. 2 in einem zylindrischen Glasgefäss eingeschlossen. Dieses Gefäss hatte vier seitliche Ansätze: A_1 und A_2 zur Zuführung und Ableitung der Gase, A_3 zum Einschieben von Chemikalien und radioaktiven Präparaten, A_4 (gegenüber A_3), abgeschlossen durch ein Quarzfenster, zur Bestrahlung mit U. V. Man hat sich A_3 und A_4 in Fig. 2 senkrecht zur Zeichnungsebene zu denken.

Die beiden eingeschliffenen Stopfen S_1 und S_2 trugen durch Glasröhrchen gehalterte Messingträger mit Gewinde, an denen sich bei S_2 ein Kathodenträger K und bei S_1 eine Schraubenmutter M aufsetzen liessen. Die Anode *An* war auswechselbar in einer Messingschiene *Ms* befestigt, die sich in einer im Gefäss festgeklemmten Führung aus Messingblech mittels M durch Drehen von S_1 ver-

schieben liess. *M* war zufolge eines mit der Messingführung verbundenen Ansatzes *A* am Drehen verhindert, und eine Feder *F* drückte *Ms* ständig gegen *M*.

In den Kathodenträger *K* wurden die Kathoden als runde Plättchen von 11 mm Durchmesser eingesetzt. Ein weiterer Kathodenträger ermöglichte das Einsetzen drahtförmiger Kathoden. Für Messungen orientierenden Charakters bei Unterdruck liess sich eine Funkenstrecke mit starr verbundenen Elektroden ins Gefäss einführen.

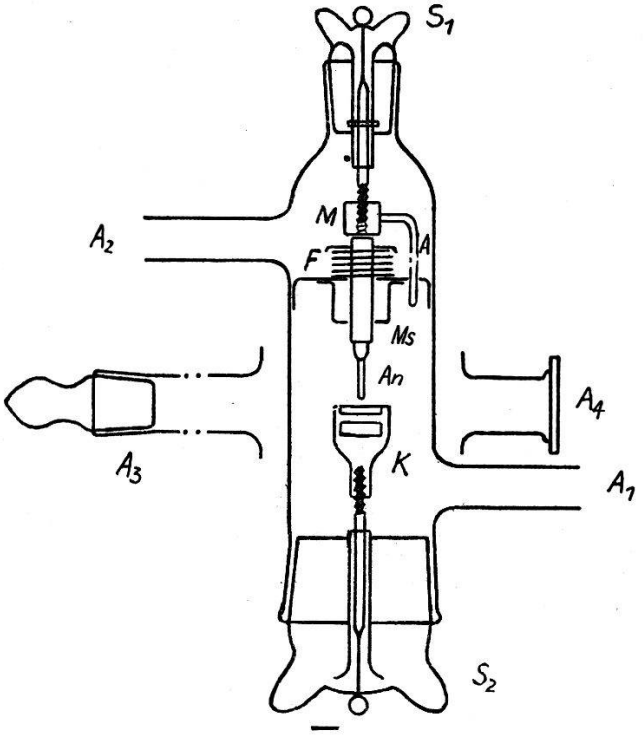

Fig. 2.

Es erwies sich als zweckmässig, die Kathode auf Spannung und die Anode auf Erdpotential zu legen. Zur sichern Isolation wurde der Kathodenstopfen mit Siegellack überzogen und das Gefäss innen und aussen mit geerdeten Stanniolringen versehen, obschon festzustellen war, dass selbst künstlich erzeugte Wandladungen keinen Einfluss ausübten.

Zur Dichtung der Schliffe diente Apiezonöl und zum Anschluss von Rohrteilen an die Ansätze A_1 und A_2 weisser Siegellack. Über die Druckverhältnisse im Innern des Elektrodengefässes orientierte ein mit A_2 verbundenes offenes Quecksilbermanometer (vgl. Fig. 4).

Um eine scharfe Trocknung durch Ausheizen zu ermöglichen, wurde ein besonderes Elektrodengefäss aus Duranglas (Fig. 3) mit zwei eingeschmolzenen Elektrodenpaaren angefertigt, von denen

jeweilen das eine zu Kontrollzwecken diente. Das Elektrodengefäss sei fortan mit „Kugelgefäss" bezeichnet. Die Kügelchen der sich durch gute Konstanz auszeichnenden Platinelektroden waren die Metalltropfen (Durchmesser durchschnittlich 1,6 mm), wie sie sich beim Erhitzen der Drahtenden im Knallgasgebläse von selbst ergeben. Die Elektrodenkugeln besassen einen äussern Durchmesser von 22 mm und eine Wandstärke von 1 mm. Durch einen Rohr-

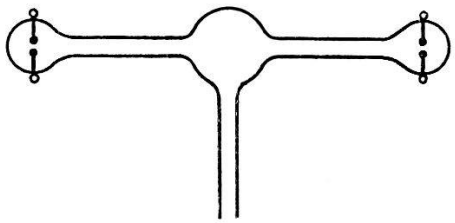

Fig. 3.

ansatz, der auch die Evakuierung des Gefässes erlaubte, konnte die grosse Kugel mit Trockenmitteln beschickt werden. Da die Pt-Elektroden, wie später zu zeigen ist, auch in trockener Luft ihre Zähleigenschaften nicht verlieren, wurde ständig Phosphorpentoxyd im Kugelgefäss belassen.

c) Gaswechsel und Befeuchtung.

Da zuerst der Einfluss des Wasserdampfes abgeklärt werden sollte, wurde, wie in Fig. 4 wiedergegeben, dem zylindrischen Elektrodengefäss beim Ansatze A_1 (Fig. 2) eine Befeuchtungsanlage vorgeschaltet, in der den Gasen Wasser- und andere Dämpfe beigemischt werden konnten. Eine am Hahn H_{10} angeschlossene Wasserstrahlpumpe sorgte für die Gaszirkulation, deren Stärke sich durch H_9 regulieren und durch einen improvisierten Strömungsmesser S oder durch Zählen der Gasblasen in der Waschflasche W_4 kontrollieren liess. Die zu untersuchenden Gase strömten bei H_1 in die Apparatur ein, wo sie eine vorläufige Trocknung über P_2O_5 im leicht auswechselbaren Gefäss R_1 erfuhren. Im Filterrohr R_2 erfolgte durch Passieren eines mit Apiezonöl eingeriebenen Seidenlappens und eines 20 cm langen Pfropfens aus Glaswolle eine Entstaubung, darauf eine weitere Trocknung mit P_2O_5 in R_3, dann in R_4 eine Überleitung über festes KOH zum Entzuge des CO_2 und schliesslich eine letzte Trocknung im 115 cm langen Rohr R_5, das mehrere mit P_2O_5 bestäubte Glaswollepfropfen enthielt.

Ein beliebiger Teil des so getrockneten Gasstromes konnte nun durch das mit nassen Filtrierpapierstreifen gefüllte Feuchtgefäss D_1 geleitet und mit Wasserdampf gesättigt werden, so dass bei der Vereinigung mit dem trocken gebliebenen Teilstrom der gewünschte Feuchtigkeitsgrad entstand.

Die Verteilung des Luftstromes erfolgte nicht durch die Hahnen H_3 und H_4, welche immer ganz geöffnet oder ganz geschlossen waren, sondern durch Glasdüsen verschiedenen Durchmessers, die sich mittels einer Messingfassung auf das Rohr R_6 der Waschflasche W_1 aufschrauben liessen. Diese Düsen bewährten sich in bezug auf Konstanz und Reproduzierbarkeit der Feuchtigkeitsverhältnisse so gut, dass sie geeicht werden konnten.

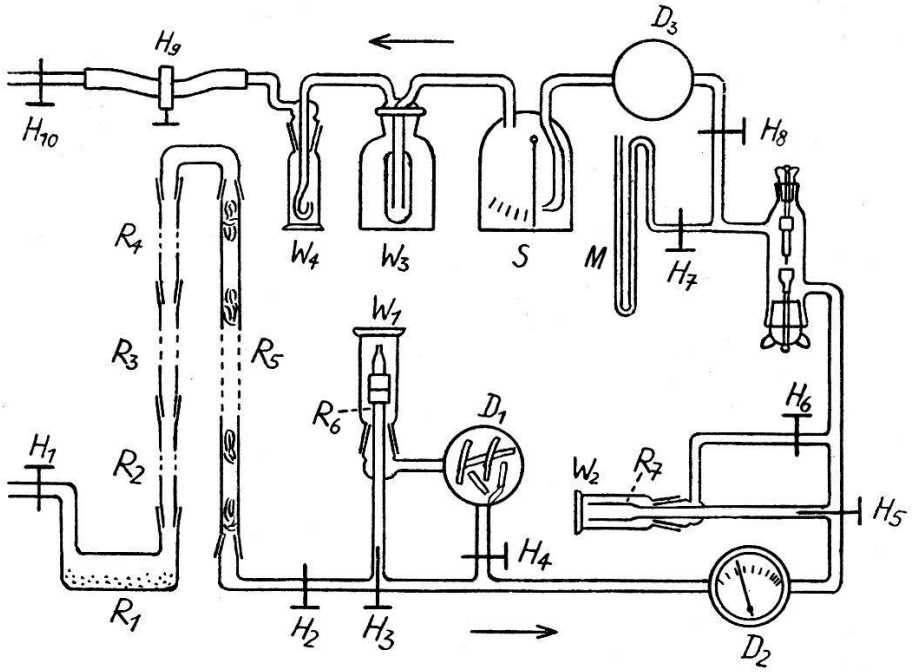

Fig. 4.

Das befeuchtete Gas durchsetzte dann die Glasdose D_2 mit Haarhygrometer so, dass das Haar vom Gas gut bespült wurde. Darauf konnte das Gas dem Elektrodengefäss direkt oder durch eine parallel geschaltete Waschflasche W_2 zugeführt werden, die die Beimischung weiterer Dämpfe erlaubte. Feste Stoffe (z. B. Kampfer) wurden mit Hilfe von Glaswolle in das Rohr R_7 eingeschlossen, was eine ausgiebige Bespülung durch die hindurchströmende Luft gewährleistete. Flüssige Stoffe (z. B. Äther) wurden in kleinen Mengen in die waagrecht liegende Waschflasche W_2 gegossen.

W_3 war eine Sicherung gegen allfällig von der Pumpe oder von W_4 her zurückfliessendes Wasser, und D_3 erlaubte durch Hinüberwechseln des Hygrometers aus D_2 die Messung der Feuchtigkeit hinter dem Elektrodengefäss.

Die Glasteile wurden jeweilen nach dem letzten Reinigungsprozess mit Seifenwasser 20—30 Minuten in destilliertem Wasser ausgekocht.

Für eine gute Entstaubung der Gase sorgten das Filterrohr R_2 und die zahlreichen Glaswollepfropfen; denn abgesehen von den dampfförmigen Beimischungen der Gase sind es vor allem die staubförmigen Verunreinigungen, die wie bei allen Durchschlagsmessungen auch beim Funkenzähler zu erheblichen Störungen führen können. Während in den geschlossenen Elektrodengefässen unter günstigen Zählbedingungen Störungen monatelang ausblieben, kam es bei offenen Funkenstrecken in freier Zimmerluft immer wieder vor, dass die Zählwirkung und jegliche mit elementaren Mitteln wahrzunehmenden Funkenverzögerungen plötzlich aufhörten und regelmässige Funkenfolgen in der Art von Kippentladungen auftraten. In den meisten Fällen gelang es, die Ursache dieses Versagens einwandfrei abzuklären, indem an einer der beiden Elektroden mikroskopisch oder sogar von blossem Auge Staubfäserchen wahrzunehmen waren. Die Tatsache, dass bei Verwendung filtrierter Gase Störungen dieser Art sozusagen nie vorkamen, lässt die Wichtigkeit staubfreier Gase deutlich genug erkennen.

§ 3. Messverfahren und Kontrollmessungen.

a) Die Behandlung der Elektroden.

Besondere Aufmerksamkeit wurde wiederum der Vorbehandlung der Elektroden gewidmet. Stuber[22]) weist darauf hin, dass die mit feinstem Schmirgelpapier polierten Elektrodenflächen jeweilen erst nach Übergang von ca. 5000 Funken zur Zählung brauchbar wurden. Weitere Untersuchungen über diesen Effekt — er möge als „Alterung" bezeichnet werden — führten zur Erkenntnis, dass die Zahl der zur Alterung nötigen Funken abhängig ist vom Elektrodenmaterial, von der Grösse der Schmirgelfurchen, von der Funkenintensität, bzw. von der Überspannung, und von allfälligen Verunreinigungen (Oxyde, Fettschichten, Staub). Fig. 5 soll für den Fall zweier Platinkugeln bei verschiedener Rauhheit der Oberflächen zum Ausdruck bringen, in welcher Weise die Funkenfrequenz mit fortschreitender Alterung abnimmt. Der Zeitpunkt $t=0$ bedeutet den Moment, wo die Spannung an die frisch geschmirgelten oder polierten Elektroden angelegt wird. Die als Ordinaten aufgetragenen Funkenfrequenzen beziehen sich jeweilen auf den Zeitabschnitt zwischen den Mitten des vorangehenden und des anschliessenden Intervalls. Eine konstante Bestrahlung mit Radium, der die Schlussfrequenz von ca. 80 Funken pro Minute entsprach, sorgte für den gleichmässigen Ablauf der qualitativ gut reproduzierbaren Versuche.

Man ersieht aus Fig. 5, dass die glatt polierten Elektrodenflächen einen kleinen, die feingeschmirgelten einen mittlern und die grobgeschmirgelten einen grossen Alterungseffekt aufweisen. Je tiefer also die Schmirgelfurchen, bzw. je höher die Schmirgelberge sind, desto mehr Funken sind nötig, bis die Elektroden mit der gewünschten Konstanz arbeiten. Es drängt sich die Vorstellung auf, dass die Autoemission der Elektronen (Spitzenwirkung) mitspielt, und zwar so lange, bis die scharfen Kämme zwischen den Schmirgelrillen zerstört sind.

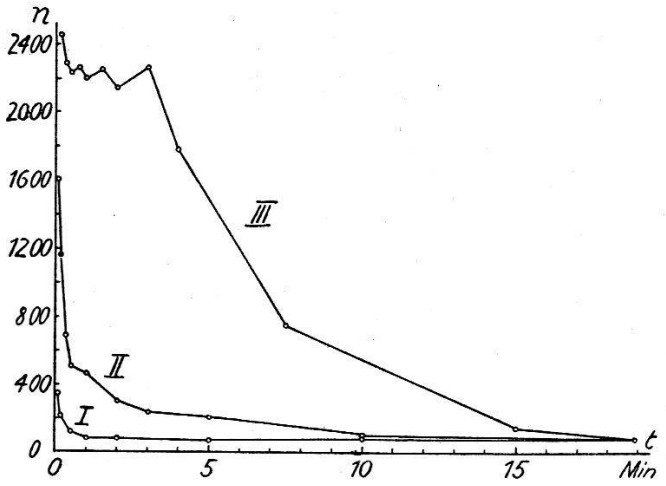

Fig. 5.

Alterung: 2 Pt-Kugeln ($r = 0{,}55$ mm), Ra-Bestr., $V_0 = 2200$ V, $V_b = 3000$ V.
I mit Polierstahl geglättet. II feinstes Schmirgelpapier (6/0).
III gröberes Schmirgelpapier (1/0).

Ein totales Ausbleiben des Alterungseffektes liess sich auch bei feinster Behandlung mit dem Polierstahl nicht erreichen; offenbar vermögen nur die Funken selbst den Elektroden den „letzten Schliff" zu erteilen.

Diesem Verhalten Rechnung tragend, wurde bei der Alterung nicht nur auf eine bestimmte Funkenzahl — meistens 10—20000 bei Verwendung feinsten Schmirgelpapiers — abgestellt, sondern es wurde in jedem Falle geprüft, ob einer konstanten Bestrahlung auch eine konstante mittlere Funkenzahl entsprach. Eine gleiche Probe empfiehlt sich nach mehrstündigem Nichtgebrauch der Elektroden. Bei Verwendung von Kathoden aus Elektrolyteisen ist nämlich schon nach wenigen Stunden, bei Platin nach einigen Tagen, ein kleiner Rückfall zu konstatieren, der nach Übergang weniger Funken wieder verschwindet.

Für die nachfolgenden Versuche wurden die Elektroden jeweilen mit feinstem Schmirgelpapier geschmirgelt, indem etwa 2 mm breite Streifen Schmirgelpapier unter Verwendung zweier Pinzetten mehrmals gefaltet und auf der zu schmirgelnden Fläche

hin und her bewegt wurden. Unter dem Mikroskop waren dann ziemlich parallel verlaufende Schmirgelspuren festzustellen. Die so geschmirgelte Fläche wurde zuerst mit einem Leinenläppchen und dann mit Streifchen aus Filtrierpapier abgewischt.

Die drahtförmigen Elektroden wurden auf der Drehbank möglichst halbkugelig abgedreht, dann ähnlich wie die Platten behandelt. Die Schmirgelfurchen waren naturgemäss kreisförmig.

b) Druck und Gasstromstärke.

Alle Messungen wurden unter Zugrundelegung eines vorgegebenen Funkenpotentials ausgeführt. Zu diesem Zwecke wurde bei der gewünschten Spannung der Elektrodenabstand so eingestellt, dass diese dem Funkenpotential entsprach.

Infolge der Abhängigkeit des Funkenpotentials vom Gasdruck (Paschens Gesetz!) können sich zwei zum gleichen Funkenpotential gehörende Elektrodenabstände je nach den atmosphärischen Druckverhältnissen um 1 bis höchstens 2 Hundertstel-Millimeter unterscheiden. Dem oft benutzten V_0 von 2200 Volt entsprach bei der Anordnung Kugel—Platte und bei einem Luftdruck von 712 mm Hg ein Elektrodenabstand von 0,40 mm.

Infolge Reibung der strömenden Gase namentlich in den Glaswollepfropfen entstand im Elektrodengefäss ein konstanter Unterdruck von 1—2 mm Hg gegenüber der Aussenluft. Ein weiterer Einfluss der Gasstromstärke, die im Elektrodengefäss rund 1 mm pro Sekunde betrug, war nicht festzustellen.

Vor und nach jeder Messung wurde die Apparatur bei einem Unterdruck von 100 mm Hg auf ihre Dichtigkeit geprüft.

c) Feuchtigkeitsangaben.

Die verschiedenen Feuchtigkeitsgrade der strömenden Gase wurden mit den bereits beschriebenen Düsen erzeugt und mit dem Haarhygrometer kontrolliert. Nach genügender Alterung dieses Instrumentes zeigte es jeweilen für eine bestimmte Düse mit höchstens $^1/_{25}$ Abweichung wieder denselben Feuchtigkeitsgrad an und entsprach damit der von Holborn[28]) angegebenen Genauigkeit.

Die Eichung des Hygrometers wurde unter Beobachtung der verschiedenen Vorsichtsmassnahmen[19]) mit Hilfe wässeriger Schwefelsäurelösungen in stehender Luft vorgenommen.

Wenn im folgenden die relative Feuchtigkeit mit 11% oder 40% angegeben wird, so bedeutet dies, dass bei der Messung bestimmte Düsen gebraucht wurden, für die sich mittels Hygrometer in stehender Luft Eichwerte von 11% bzw. 40% ergaben. $\sigma = 100\%$ soll das gesättigte Gas kennzeichnen, wie es aus dem Be-

feuchtungsgefäss austrat, und $\sigma = 0\,\%$ bedeutet jeweilen den unter den vorgelegenen Umständen bestmöglichen Trockenheitsgrad.

Die Lufttemperatur des Laboratoriums betrug gewöhnlich 18—19° C.

d) Registrierung der Funken.

Um für statistische Analysen auch den zeitlichen Abstand der mit dem Gesprächszähler registrierten Funken messen zu können, wurden die Zählerschläge auf mechanischem Wege auf eine Schreibkapillare übertragen und auf Morsestreifen notiert. Mit Hilfe einer gleichzeitig aufgenommenen Sekundenmarke liessen sich nachher die Zeitintervalle auf $^1/_{100}$ Sekunde genau auswerten.

Um die Zuverlässigkeit des Zählkreises zu prüfen, wurden Probemessungen durchgeführt, bei denen die Zählerschläge wie soeben beschrieben, auf Papier markiert und gleichzeitig die Funkenfolgen photographisch (vgl. GREINACHER[8])) registriert wurden. Der Vergleich der beiden unabhängig voneinander aufgenommenen Messungen ergab Übereinstimmung. Einzig dort, wo der zeitliche Abstand zweier Funken das Auflösevermögen des mechanischen Zählers unterschritt, waren auf dem Film zwei Bilder, auf dem Morsestreifen aber nur eine Marke vorhanden. In anderem Zusammenhang (§ 4, *b*) dienten diese Messungen dazu, die Korrekturformeln zu verifizieren.

§ 4. Statistik der Entladungen.

a) Grundsätzliches zur Statistik der Entladungen beim Funkenzähler.

Den Anstoss zur Untersuchung der Funkenstatistik gab die Beobachtung von Nachwirkungseffekten bei den natürlichen Stössen. Es wurde von folgender Voraussetzung ausgegangen: Wenn alle oder doch zum mindesten ein nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen bestimmter Teil der in das Zählvolumen eintretenden ionisierenden Teilchen je eine und nur eine Funkenentladung auslösen, dann muss die entstehende Funkenreihe dieselbe statistische Verteilung zeigen, wie die vom Strahler in das Zählvolumen gesandten Korpuskeln oder Photonen. Arbeitet also der Funkenzähler nachwirkungsfrei, d. h. ist ein erster Funke ohne ursächliche Wirkung auf den nachfolgenden Funken, dann muss z. B. die reine Zufälligkeit des radioaktiven Zerfalls mit dem Funkenzähler zu erkennen sein, ohne dass man mit diesem Nachweis über die Frage entscheiden könnte, ob jede ionisierende Partikel einen Funken zur Folge hat oder ob ihr nur eine gewisse Wahrscheinlichkeit hierfür zukommt.

Zur mathematischen Behandlung dieses Problems lässt sich in ähnlicher Weise vorgehen wie bei den vorliegenden Arbeiten über den Entladeverzug, wo unter andern Bedingungen ähnliche Aufgaben gelöst wurden (ZUBER[26])[27]), BATH[2]), STRIGEL[20]) u. a.).

Für die Verteilungsfunktion einer rein zufällig verteilten Ereignisfolge gilt im Anschluss an eine Betrachtung von M. v. LAUE[16]) in Übertragung auf den vorliegenden Fall der Ausdruck:

$$n_t = n_0 \cdot e^{-\bar{n} \cdot t}. \tag{1}$$

Es bedeuten: n_0 die Anzahl Funken während der Zeit t_0, n_t diejenige Zahl von Funken, die vom vorhergehenden Funken einen grössern zeitlichen Abstand haben als t, $\bar{n}$ die mittlere Funkenzahl pro Zeiteinheit, d. h. $\bar{n} = \frac{n_0}{t_0}$. Der reziproke Wert davon, nämlich $\frac{1}{\bar{n}} = \frac{t_0}{n_0}$, ist die mittlere Verzögerungszeit eines Funkens, wenn man den Funkenzähler vom Gesichtspunkte des Entladeverzugs aus betrachtet.

War nun eine auf Papier oder Film registrierte Funkenfolge auf statistische Reinheit zu untersuchen, so wurden die Abstände zwischen den aufeinanderfolgenden Funken gemessen (§ 3, *d*), gruppiert und mit der theoretisch zu erwartenden Verteilung verglichen.

Eine u. a. von KUTZNER[15]) benutzte und auch in den vorliegenden Untersuchungen gelegentlich herangezogene Formulierung der statistischen Reinheit stellt die BATEMANsche[1]) Formel dar, für die die Messzeit t_0 in eine passende Zahl s von gleich langen Zeitintervallen unterteilt und deren Belegung mit Funken ausgezählt wird. Ist die Verteilung der Funken rein zufällig, so ergibt sich nach BATEMAN die erwartungsmässige Zahl der mit z-Funken besetzten Intervalle als:

$$f(z) = s \cdot \frac{m^z \cdot e^{-m}}{z!}. \tag{2}$$

Die Konstante m bedeutet die mittlere Funkenzahl pro Intervall, d. h. $m = \frac{n_0}{s}$.

Hat man zu beurteilen, ob die Abweichungen der Messergebnisse von der theoretisch zu erwartenden Verteilung nach BATEMAN zufälliger oder systematischer Natur sind, so bietet der Divergenzkoeffizient von LEXIS (vgl. [15])) ein Kriterium hiefür.

b) Auflösevermögen und Korrektur der Messergebnisse.

Es stellte sich die Aufgabe, aus der mit dem Gesprächszähler registrierten Zahl von Funken (aus den gemessenen Ereignissen) die Zahl der wirklich in das Zählvolumen eingetretenen und zur

Funkenauslösung führenden Teilchen (die wirklichen Ereignisse) zu berechnen. Dieses Problem ist im Zusammenhang mit andern Zählmethoden von verschiedenen Seiten abgeklärt worden, und es sei hier auf eine Arbeit von MAIER-LEIBNITZ[18]) verwiesen, in der sich weitere Literaturangaben finden.

Bei der vorliegenden Apparatur können an drei Stellen Zählverluste eintreten, da sowohl Funkenstrecke, als Thyratron als das mechanische Zählwerk ein beschränktes Auflösevermögen besitzen. Bekanntlich[18])[24]) gibt es zwei Grenzfälle von Zählvermögen, solche, bei denen die Apparatur für eine gewisse Zeit τ nach dem letzten registrierten Ereignis gesperrt ist und weitere Ereignisse innerhalb der Zeit τ keinen Einfluss auf die Apparatur haben, und solche, bei denen Ereignisse innerhalb τ die Sperrzeit immer wieder verlängern, so dass bei genügend grosser Frequenz der wirklichen Ereignisse die Apparatur fast dauernd blockiert ist und nichts mehr gezählt wird.

Im vorliegenden Falle sind Funkenstrecke und Thyratron als Typen der ersten Art zu betrachten, während der Gesprächszähler zur zweiten Art gehört. Diese Kombination der beiden Arten müsste zu verwickelten Korrekturrechnungen führen, wäre nicht folgende Vereinfachung möglich: Durch geeignete Wahl des Kondensators C_2 (Fig. 1) konnte das Auflösevermögen des Thyratrons demjenigen des Zählwerkes so angeglichen werden, dass jedes Zünden der Röhre auch den Zähler zum einwandfreien Ansprechen brachte. Somit sind Gesprächszähler und Thyratron zusammen als ein einziges System der 1. Art zu betrachten, und da das Auflösevermögen der Funkenstrecke meistens um eine ganze Grössenordnung höher war als dasjenige des Zählers, erwies sich dessen alleinige Berücksichtigung für die Korrekturen als genau genug.

Die Auflösezeit der Funkenstrecke wurde photographisch bei verschiedenen Überspannungen bestimmt, indem der kleinste Abstand in einer hinreichend langen Funkenfolge ermittelt und ausgewertet wurde. Ein Vergleich mit den Werten, wie sie sich auf Grund der von GREINACHER[8]) angegebenen Formel berechnen lassen, ergab Übereinstimmung innerhalb der Messgenauigkeit der sogenannten Abreißspannung (vgl. auch STUBER[22])). Die Trennschärfe des Gesprächszählers liess sich aus der maximal registrierbaren Funkenzahl[23]) oder in analoger Weise zur vorigen Methode aus den kleinsten Abständen auf den Morsestreifen bestimmen. Die Trennzeiten der einzelnen Zählwerke lagen zwischen 0,03 und 0,04 Sekunden.

Die Korrekturen wurden dann nach der bekannten[18]), hier etwas umgeformten Beziehung

$$n = \frac{n_0 \cdot t_0}{t_0 - n_0 \cdot \tau} \qquad (3)$$

vorgenommen, worin τ das Auflösevermögen des Gesprächszählers und n in erster Annäherung die wahrscheinliche Zahl der zur Funkenauslösung fähigen Ionisationsakte pro Minute bedeuten. Der Korrekturbetrag $n \cdot t_0 - n_0$ soll also nicht nur die vom Zählwerk nicht erfassten Funken enthalten, sondern auch die wegen der beschränkten Trennzeit der Funkenstrecke nicht zustandegekommenen Funken.

§ 5. Grundsätzliches über Zählkurve und Zählbereich beim Funkenzähler.

Wie beim Geiger-Müllerschen Zählrohr[4])[11])[25]) lässt sich auch beim Funkenzähler eine Zählcharakteristik oder Zählkurve ermitteln, die in gleicher Weise die Abhängigkeit der mittleren Funkenzahl pro Minute von der Betriebsspannung zum Ausdruck bringt (vgl. auch STUBER[22])).

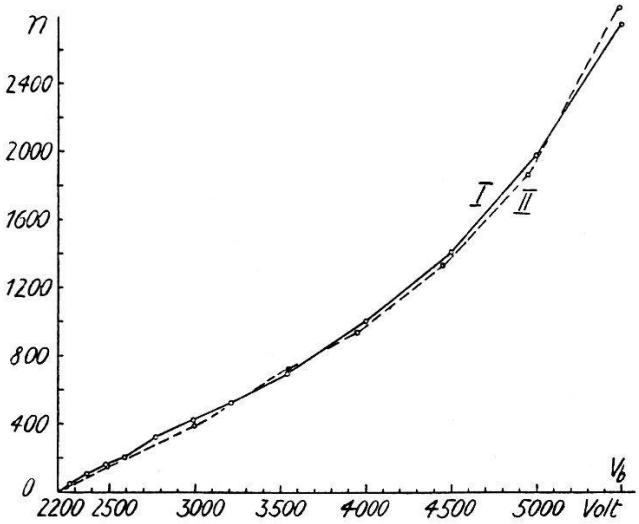

Fig. 6.
Zählkurven für Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm) und Pt-Platte. Ra-Bestr.
$V_0 = 2200$ V, $\sigma = 11\%$.
I: 7. 1. 42. II: 12. 5. 42.

Fig. 6 zeigt Zählkurven für eine Funkenstrecke mit einer Pt-Platte als Kathode und einer Pt-Kugel als Anode. Die Kurven beginnen bei einer untern kritischen Spannung, welche sich bei hinreichender Bestrahlungsintensität sehr genau bestimmen lässt, entweder als grösste Spannung, bei der die Funkenstrecke gerade noch nicht zündet, oder als kleinste Spannung, bei der die Funkenstrecke gerade noch anspricht. Die Ermittlung erfolgte gewöhnlich mit dem Ra-Präparat von 0,5 mg im Abstande 5 cm von der Funkenstrecke.

Es entspricht dies dem üblichen Verfahren, um das Funkenpotential zu bestimmen. Diese untere Grenze, die in frühern Arbeiten über den Funkenzähler (GREINACHER, STUBER l. c.) als

Minimalspannung bezeichnet wurde, soll dementsprechend in der Folge als Funkenpotential angesprochen werden. Diese Umstellung der Bezeichnungen rechtfertigt sich auch durch die Übereinstimmung der Werte mit den in der Literatur (vgl. etwa [29]) angegebenen Werten über Durchbruchsspannungen und Funkenpotentiale.

Damit erfährt auch die Darstellung des Zählvorganges eine Modifikation. Nach der bisherigen Auffassung sollte die Besonderheit der Elektroden eine Erhöhung des Funkenpotentials bewirken, die dann durch Bestrahlung aufgehoben wurde. Nach dem hier Vorgebrachten besteht der Zählvorgang darin, dass hier eine besonders hohe Funkenverzögerung durch ein einzelnes ionisierendes Teilchen aufgehoben wird.

Die Bestimmung des Funkenpotentials erforderte einzig bei schwacher Bestrahlung viel Zeit und Geduld, da in diesem Falle die Funkenfrequenz in der Nähe des Funkenpotentials sehr klein ist.

Eine Abhängigkeit des Funkenpotentials von der Bestrahlungsintensität konnte bei gleichbleibender Natur der Strahlung innerhalb der zur Verfügung stehenden Intensitäten nicht beobachtet werden, hingegen bestätigte sich bei Verwendung von α-Strahlen die bekannte [5–9] [22]) Verschiebung der untern Grenze um 100 bis 150 Volt nach unten.

Lässt man nun eine Bestrahlung von geeigneter Intensität auf die Funkenstrecke einwirken, so beobachtet man (Fig. 6) eine kontinuierliche Zunahme der Funkenfrequenz mit wachsender Spannung. Nach einem annähernd linearen Wachstum der Kurven über einen Spannungsbereich von etwa 1000 Volt erfolgt ein immer steiler werdender Anstieg, der von einer starken Zunahme der natürlichen Entladungen herrührt und von dem in Fig. 6 nur der Anfang zu erkennen ist. Unter diesen natürlichen Stössen oder spontanen Funken sind äusserlich von künstlich ausgelösten nicht zu unterscheidende Entladungen zu verstehen, wie sie sich von selbst, d. h. ohne besondere Bestrahlung ergeben.

Die spontanen Stösse setzen nicht etwa bei einer bestimmten Überspannung ein, sondern ihre Zahl nimmt, wie die in § 7 wiedergegebenen Messungen zeigen, kontinuierlich mit der Überspannung zu, und zwar erscheint nach bisheriger Erfahrung die kleinste Spannung, bei der natürliche Stösse gerade noch auftreten, wenn vielleicht auch in Abständen von vielen Stunden, zusammenzufallen mit dem für Radiumbestrahlung gültigen Funkenpotential. Unterhalb dieser Spannung, z. B. im Bereich, wo nur α-Strahlen gezählt werden, konnte man natürliche Funken nie beobachten.

Der Zählbereich kann also gegen oben nicht scharf begrenzt werden, und da er sich als relative Grösse darstellt, ist er etwa

wie folgt zu definieren: Er ist das Spannungsintervall, in dem die natürlichen Stösse gegenüber den künstlich ausgelösten sehr selten sind und sämtliche Funkenübergänge nachwirkungsfrei erfolgen. Die Bedingung des nachwirkungsfreien Übergangs tritt noch hinzu, weil es Gase gibt, in denen natürliche Stösse u. U. sehr selten sind, sobald aber eine einzige Entladung eintritt, so hat diese ganze Serien von weitern Funken zur Folge.

Der Umstand, dass das Zählvolumen des Funkenzählers mit wachsender Spannung zunimmt, verlangt bekanntlich beim Funkenzähler eine gute Konstanz der Betriebsspannung. Bestrebungen, auch beim Funkenzähler eine Charakteristik vom Typus der Zählrohrkurven zu erreichen, führten, ausgehend von der Idee, nur die zentralen Teile des Zählvolumens zur Zählung zu benützen, in einem speziellen Falle zum Erfolg (§ 11).

Trotz der zahlreichen die Funkenentladung bestimmenden Parameter sind die Zählkurven unter saubern Versuchsbedingungen gut reproduzierbar. So stellen die beiden Zählkurven der Fig. 6 Messungen dar, die zeitlich 4 Monate auseinanderliegen. Beide Elektroden waren in der Zwischenzeit zu zahlreichen andern Versuchen gebraucht und oft neu geschmirgelt worden. Bei der Messung vom 12. Mai 1942 wurde speziell darauf geachtet, dass auch das Ra-Präparat genau in die gleiche Lage in bezug auf die Funkenstrecke kam.

§ 6. Nachweis von Funkenübergängen mit rein statistischer Verteilung.

In den folgenden Versuchen wurden die zeitlichen Abstände zwischen den einzelnen Funken ermittelt, nach geeigneten Grössenklassen gruppiert und nach Massgabe der Formel (1) dargestellt, in der Weise, dass auf der Abszisse die Zeit aufgetragen wurde und auf der logarithmisch geteilten Ordinate die auf 100 bezogene Zahl von Funken, die einen grössern zeitlichen Abstand hatten, als dem zugehörigen Abszissenwert entspricht. Formel (1) stellt unter diesen Verhältnissen eine Gerade dar, und die aus der Messung erhaltene Punktreihe muss unter Voraussetzung einer rein zufälligen Verteilung der Funken dieser Geraden umso näher kommen, je grösser die Zahl der ausgewerteten Funken ist. Diese „Idealgerade" lässt sich natürlich in jedem Einzelfall auf Grund von n_0, t_0 und τ berechnen und zur Beurteilung der empirisch gelieferten Werte heranziehen. Der zur Ordinate 100 % gehörende Abszissenwert entspricht aus trivialen Gründen dem Auflösevermögen.

In Fig. 7 findet sich ein Versuch dargestellt, bei dem 1000 Funken, ausgelöst durch α-Teilchen, verwertet wurden. Man beobachtet, wie die Messpunkte mit der errechneten Idealgeraden gut über-

einstimmen, was auf die rein zufällige Verteilung der Funken schliessen lässt. Bei diesem Versuche waren die Bedingungen noch insofern günstig, als die α-Teilchen der Funkenstrecke durch einen Kanal in der Kathode zugeführt wurden (§ 11) und dass damit in

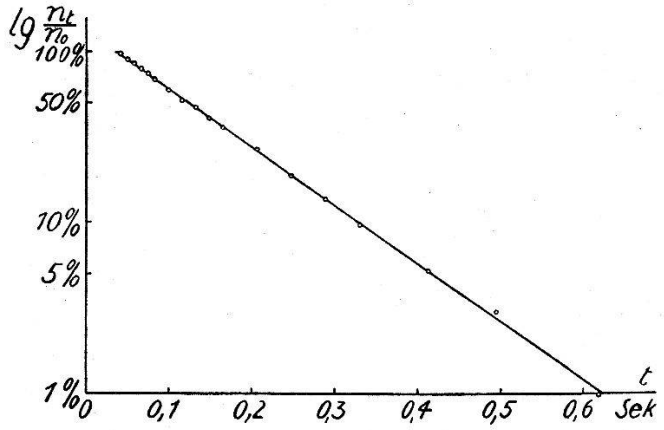

Fig. 7.

Verteilung von α-Teilchen. Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm), durchbohrte Messingplatte, Po-Präparat, $V_0 = 2240$ V, $V_b = 2600$ V, $\sigma = 65\%$, $n_0 = 1000$ Fk, $t_0 = 164{,}1''$.

einem spannungsunempfindlichen Teil der Zählkurve gearbeitet werden konnte.

Die beiden folgenden Versuche (Fig. 8), die je 500 Funken umfassen, wurden mit der einen Funkenstrecke des Kugelgefässes

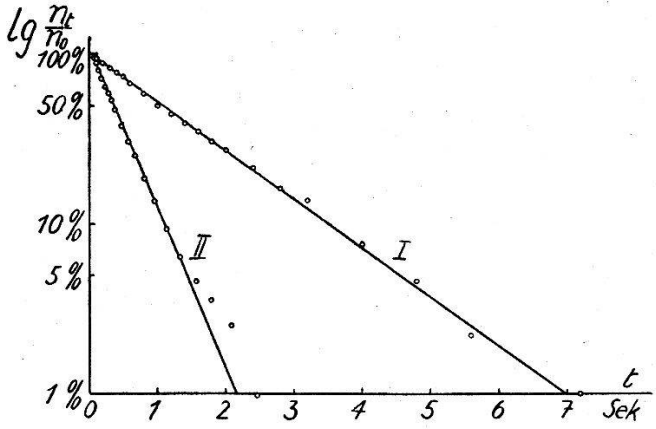

Fig. 8.

Funkenverteilung für 2 Pt-Kugeln ($r = 0{,}8$ mm), Ra-Bestr., $V_0 = 2550$ V.
I: $V_b = 2810$ Volt, $n_0 = 500$ Fk, $t_0 = 13'3''$.
II: $V_b = 6000$ Volt, $n_0 = 500$ Fk, $t_0 = 4'10''$.

durchgeführt. Kurve I, einer Messung bei 260 Volt Überspannung entsprechend, verläuft relativ gut im Sinne der Idealgeraden. Abgesehen von den grössern Zeitintervallen, bei denen sich schon wegen ihrer geringern Häufigkeit der Zufall stärker bemerkbar macht, erfüllt auch die Kurve II, der die beachtenswerte Über-

spannung von 3450 Volt entspricht, die Idealgerade noch recht gut, d. h.: der zähltaugliche Spannungsbereich dieser Funkenstrecke hat die bemerkenswerte Ausdehnung von über 3000 Volt, oder: bei über 3000 Volt Überspannung sind noch ganz beträchtliche Funkenverzögerungen möglich.

Allen vier Versuchen (Fig. 6 und 7) ist gemeinsam, dass der Nulleffekt, der, wie später gezeigt wird, meist keine rein zufällige Verteilung besitzt, seiner Kleinheit wegen zu vernachlässigen ist.

§ 7. Der Einfluss des Wasserdampfes.

Der Einfluss des Wasserdampfes lässt sich schon durch einen einfachen Handversuch dartun. Bläst man durch ein Glasröhrchen Atemluft oder mit Hilfe eines Gebläses feuchte Luft in kleinen Dosen gegen die Funkenstrecke zwischen einer kugeligen Platinanode und einer Messingplatten-Kathode, in der eine geeignete Überspannung einen Nulleffekt von einigen Dutzend Funken pro Minute aufrechterhält, so bemerkt man zuerst eine auffällige Abnahme der Entladungen. Bei weiterm Blasen, insbesondere gegen die Kathode, tritt plötzlich eine starke Zunahme der Entladungen ein, die sich in völliger Regelmässigkeit folgen (Kippentladungen!).

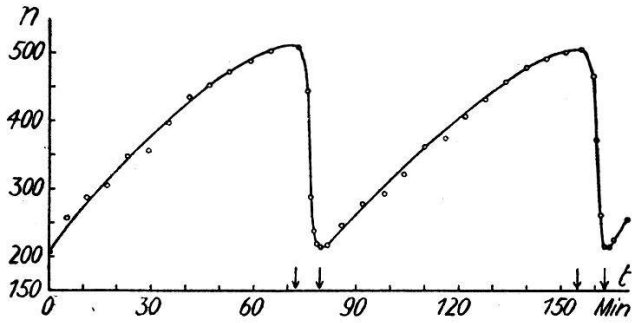

Fig. 9.

Variation der Funkenfrequenz mit der rel. Feuchtigkeit. Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm), Oerstitstahl-Platte, Ra-Bestr., $V_0 = 2200$ V, $V_b = 3000$ V.

Mit blossem Auge lässt sich beobachten, dass diese Erscheinung mit der Bildung einer Wasserhaut auf der Kathode zusammenhängt. Die Farbe des Funkenlichts deutet darauf hin, dass nun die Überschläge zwischen Platin und Wasser oder zwischen Wasser und Wasser stattfinden. Mit dem Einstellen des Blasens und dem allmählichen Verschwinden des Wasserbeschlages hört auch das Schnellfeuer auf, und nach kurzer Stille stellt sich wieder die ursprüngliche mittlere Funkenfrequenz ein.

Eingehende Versuche mit feuchten und trockenen Gasen wurden mit der in § 2, *c* beschriebenen Apparatur durchgeführt. Aus Fig. 9 ist ersichtlich, wie sich einer Funkenfrequenz von ca.

200 Funken pro Minute, die der Bestrahlung durch Ra entpricht, eine mit der Feuchtigkeit stark veränderliche Zahl von natürlichen Stössen überlagert, wenn der Luftstrom abwechslungsweise auf dem trockenen und feuchten Weg ins Elektrodengefäss geleitet wird. Die Pfeile geben den Zeitpunkt des Wechsels an. Die Erscheinung kann, wie Fig. 9 zeigt, zum mindesten qualitativ reproduziert werden, wobei jeweilen die Trocknung, die 10mal mehr Zeit beanspruchte als die Befeuchtung, in 70 Minuten von einer relativen Feuchtigkeit von ca. 80% zu einer solchen von schätzungsweise 2% führte.

Der Grund, wieso diese Abhängigkeit des Nulleffektes vom Wasserdampfgehalt der Luft nicht früher beobachtet wurde, ist darin zu suchen, dass Feuchtigkeitsänderungen, wie sie in Zimmerluft vorkommen, keinen merklichen Einfluss auf die Zahl der natür-

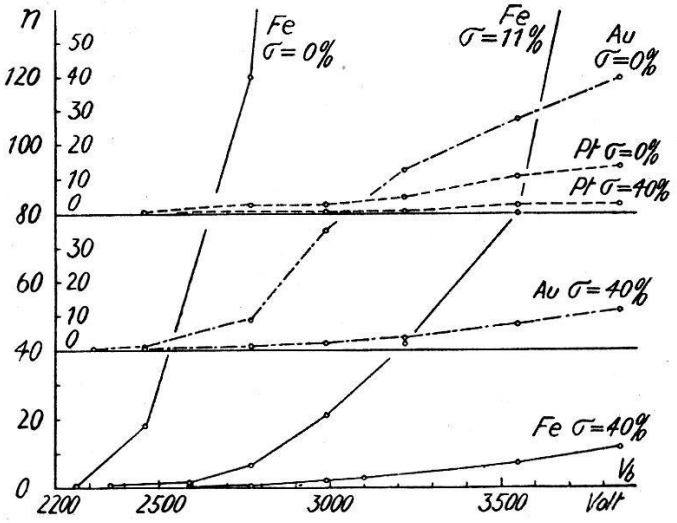

Fig. 10.

Zählkurven der natürlichen Stösse für Fe-, Au- und Pt-Plattenkathode in strömender trockener und feuchter Luft. Pt-Anode ($r = 0{,}55$ mm), $V_0 = 2200$ V.

lichen Stösse ausüben. Hingegen darf die Möglichkeit der Wasserdampfkondensation auf den Elektroden nicht ausser acht gelassen werden, besonders in abgeschlossenen Gefässen, wo die Feuchtigkeitsverhältnisse nicht hinreichend bekannt sind.

Während Messing und Elektrolyteisen als Kathodenmaterial in bezug auf die natürlichen Stösse dieselbe starke Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt der Luft zeigten wie z. B. Oerstitstahl, war diese bei den Edelmetallen Gold und Platin viel kleiner.

Nach zahlreichen Misserfolgen, die erst verschwanden und sich erklärten, nachdem die Alterungseffekte (§ 3, *a*) genügend bekannt waren, ergab sich für Gold und Platin das in Fig. 10 anhand der Zählkurven für natürliche Stösse dargestellte Verhalten in trockener

und feuchter Luft. Zum Vergleiche dienen die entsprechenden Ergebnisse bei Elektrolyteisen, für das noch eine Kurve mit einem mittleren Feuchtigkeitsgrad von 11% eingezeichnet ist. Die mit $\sigma = 0\%$ bezeichneten Zählkurven entsprechen einem Trockenheitsgrade, wie er sich nach zweistündigem Durchleiten des trockenen Luftstromes durch das Elektrodengefäss einstellte. Der bessern Übersicht wegen sind in Fig. 10 die Zählkurven für Gold und Platin vertikal verschoben. Die drei plattenförmigen Kathoden (Fe, Au, Pt) wurden mit dem gleichen Pt-Stab ($r = 0{,}55$ mm) als Anode verwendet. Eine Veränderung der untern Grenze mit der relativen Feuchtigkeit der Luft konnte innerhalb der Messgenauigkeit nicht festgestellt werden. Trotzdem die natürlichen Entladungen gewöhnlich nicht in rein zufälliger Verteilung erfolgten, konnten durch Mittelwertsbildung über längere Zeiten — bei kleinen Frequenzen ein bis mehrere Stunden — reproduzierbare Werte der mittlern Funkenfrequenz erhalten werden. Man bemerkt, dass Gold einen kleinen und Platin einen sehr kleinen Feuchtigkeitseffekt aufweist im Verhältnis zu Eisen. Ausserdem fällt bei Platin die vergleichsweise geringe Zahl von natürlichen Stössen auf.

Der Gedanke lag nahe, dass sich bei Platin durch eine extrem starke Trocknung ein grösserer Effekt erreichen liesse. Diese Frage wurde mit Hilfe des Kugelgefässes geprüft. Nachdem Gefäss und Elektroden in destilliertem Wasser ausgekocht und getrocknet waren, wurde die grosse Kugel mit P_2O_5 beschickt und das Gefäss beim Füllrohr abgeschmolzen. Während einer Woche täglich vorgenommene Messungen ergaben keine Zunahme der natürlichen Stösse, deren mittlere Frequenz infolge Kugelgestalt der Elektroden (§ 10, *b*) ohnehin noch kleiner war als im vorhergehenden Versuch mit Plattenkathoden.

Nach einer bei anderer Gelegenheit bewährten Methode (Greinacher[10])) wurde nun durch Ausheizen des Gefässes eine schärfere Trocknung herbeigeführt. Die eine Hälfte des Kugelgefässes wurde in einen rohrförmigen Ofen eingeschlossen und während ein bis zwei Stunden auf ca. 400° C erhitzt. Die erwarteten Druckänderungen liessen sich an der frei bleibenden Elektrodenkugel durch Messung des Funkenpotentials verfolgen. Nach Wiederabkühlung ausgeführte Messungen ergaben ein negatives Resultat: keine nennenswerte Vergrösserung des Nulleffektes bei Platin in scharf getrockneter Luft.

Schliesslich wurde noch das Ausglühen der Pt-Kugeln versucht, indem sie mittels Umschalter mit den Sekundärklemmen eines Funkeninduktoriums verbunden wurden, bis die Kügelchen zum Glühen kamen. Bei plötzlichem Umschalten auf die normale Be-

triebsspannung setzte der Zähler mit der grösstmöglichen Zählfrequenz ein, die dann aber mit der rasch abnehmenden Temperatur der Elektroden wieder auf kleinere Werte und bald auf die Anfangsfrequenz zurückging.

In Fig. 11 sind zwei derartige Versuche ausgewertet, der eine mit, der andere ohne zusätzliche Strahlungskomponente. Da sich die Pt-Kügelchen bei Beginn der Messung sehr rasch unter die Glühtemperatur abkühlten, kann die 5—10 Sekunden andauernde hohe Funkenfolge kaum allein auf Glühelektronenemission zurückgeführt werden. Vielmehr scheint hier wirklich eine wasserfreie Oberfläche vorzuliegen, die sich aber sehr bald wieder mit den

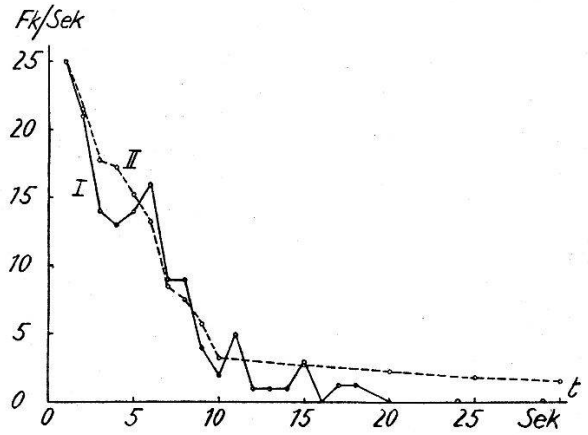

Fig. 11.
Abnahme der natürlichen Stösse mit der Temperatur nach dem Ausglühen. Pt-Kugeln ($r = 0{,}8$ mm). $V_0 = 2530$ V, $V_b = 3000$ V.
I: ohne Bestr. II: mit Ra-Bestr. aus 4 Messungen gemittelt.

für das Eintreten der Funkenverzögerung ausreichenden Spuren von Wasser bedeckt.

Ob sich der Wasserdampf auch noch durch seine Wirkung als elektronegativer Dampf (vgl. STRIGEL[20]) und WEBER[24])) an der Funkenverzögerung beteiligt, d. h. durch „Elektroneneinfang" Beweglichkeit und Ionisationsvermögen der die Kathode verlassenden Elektronen vermindert, ist für den vorliegenden Fall noch nicht abgeklärt.

§ 8. Statistik des Nulleffektes.

Durch Variation von Feuchtigkeit und Betriebsspannung lässt sich die gewünschte Häufigkeit der natürlichen Stösse einigermassen vorgeben. Bei einiger Übung erkennt man sofort, sei es durch Lupenbetrachtung der überspringenden Fünkchen oder gehörmässig an den Schlägen des mechanischen Zählers, wenn die spontanen Stösse nicht in einer rein zufälligen Verteilung ausgelöst werden. Sie erfolgen mehr gruppenweise als einzeln, und man hat

den Eindruck, als begünstige oft ein erster Funke die Auslösung weiterer Funken.

Diese Vermutung wird gestützt durch die Ergebnisse der statistischen Untersuchung, die vorerst mit Hilfe der BATEMANschen Formel (2) durchgeführt wurde. In Fig. 12 ist eine Idealkurve berechnet, der eine mittlere Belegung von genau 2 Funken pro Intervall entspricht. Der analytische Ausdruck lautet demnach:

$$f(z) = 100 \cdot \frac{2^z \cdot e^{-2}}{z!}.$$

Mit ihr verglichen werden die zwei empirisch aus je 1000 Funken gewonnenen Kurven einer nur aus spontanen Stössen bestehenden Funkenfolge (Kurve I) und einer unter günstigen Zählbedingungen durch Ra-Bestrahlung erzeugten Funkenfolge (Kurve II), in der natürliche Stösse nicht oder nur zu einem verschwindenden Teil vorkommen. Während Kurve II mit der Idealkurve recht gut

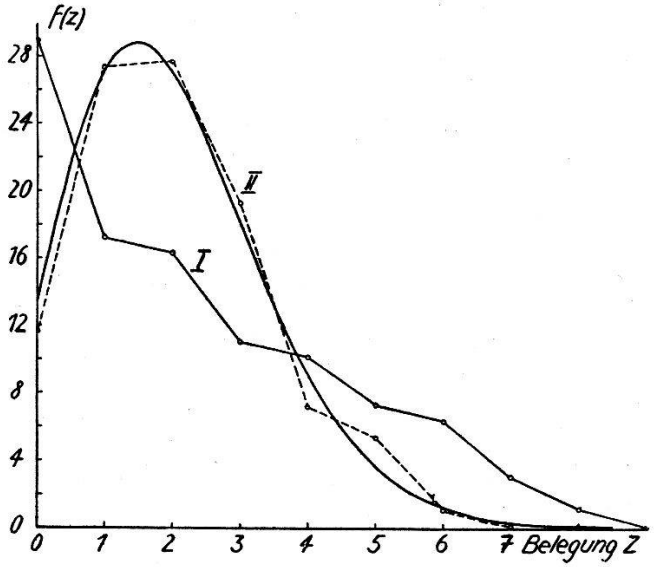

Fig. 12.

Verteilung der natürl. und künstl. Stösse.

I = Spontane Funken, Pt-Stab, El. Eisen-Platte, $V_0 = 2200$ V, $V_b = 3000$ V, $\sigma = 0\,\%$.

II = Künstlich ausgelöste Funken. 2 Pt-Kugeln, Ra-Bestr., $V_0 = 2530$ V, $V_b = 2800$ V.

übereinstimmt im Hinblick darauf, dass nur 1000 Funken berücksichtigt wurden, weicht Kurve I von der Idealform grundsätzlich ab. Hier fällt auf, dass die Intervalle ohne Belegung und diejenigen mit starker Belegung zu häufig vorkommen und solche mit einer mittleren Belegung von 1—3 Funken zu selten sind. Dieser Sachverhalt spricht für Nachwirkung der Entladungen. Einem ersten Funken kommt offenbar grosse Wahrscheinlichkeit zu, Ursache eines zweiten und dritten Funkens zu sein, die dem ersten in geringem Zeitabstand folgen.

Dasselbe Verhalten muss natürlich, wie aus Fig. 13 ersichtlich, auch in der Auswertung nach der v. LAUE'schen Formel (1) zum Ausdruck kommen, wo die gleiche Messreihe mit nur natürlichen Stössen wiederum als Kurve I dargestellt ist. Fasst man diese Kurve ins Auge, so ergibt sich im Vergleich mit der Idealgeraden gewissermassen in reziprokem Sinn zu vorhin: Zuviel kleine und grosse aber zu wenig mittlere Verzögerungszeiten.

Fig. 13 zeigt das statistische Verhalten der Funkenentladungen auch für den Fall einer zusätzlichen Radiumbestrahlung bei verschiedenen Feuchtigkeitsgraden. Da mit zunehmender Feuchtigkeit

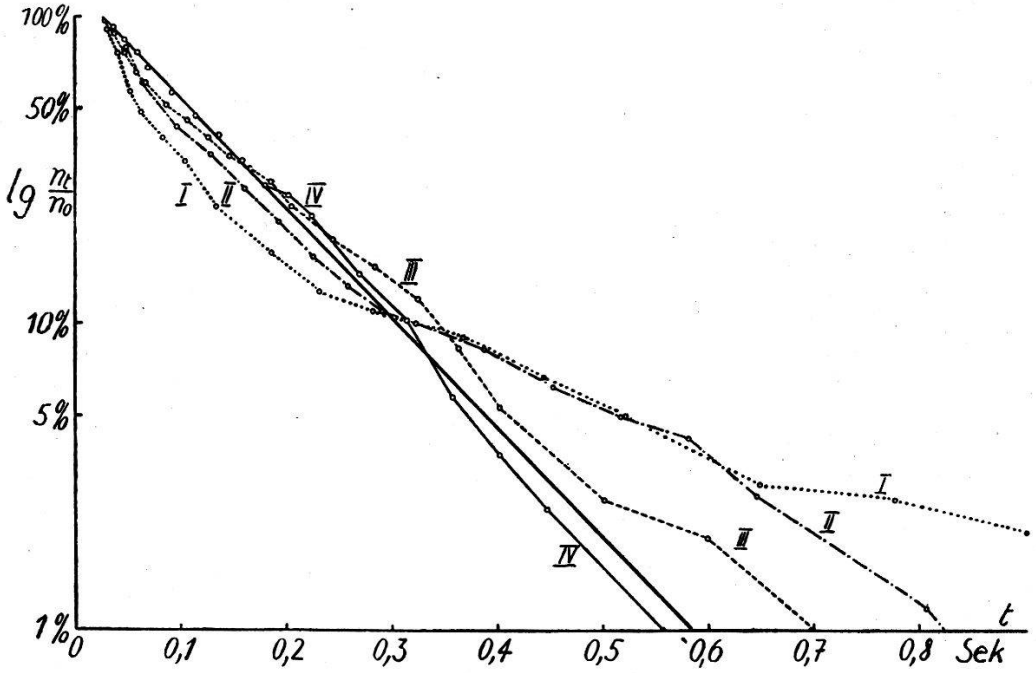

Fig. 13.

Einfluss der natürlichen Stösse auf die Statistik der Entladungen. Pt-Stab ($r = 0{,}55$ mm), El. Eisen-Platte, $V_0 = 2200$ V, $V_b = 3000$ V. I $\sigma = 0\%$ ohne Bestr. II $\sigma = 0\%$ Ra-Bestr., III $\sigma = 11\%$ Ra-Bestr., IV $\sigma = 40\%$ Ra-Bestr.

(Messreihe II—III—IV) die Zahl der natürlichen Funkenübergänge abnimmt, bzw. praktisch $= 0$ wird, nähert sich die Statistik schliesslich derjenigen der künstlich durch Ra-Bestrahlung ausgelösten Funken. Um einen guten Vergleich zu ermöglichen, sind alle Ergebnisse so transformiert, dass ihnen dieselbe Idealgerade entspricht. Man erkennt so ohne weiteres, dass die Annäherung an diese um so besser wird, je kleiner die Zahl der spontanen Stösse ist.

Aus diesem Versuch ergibt sich, dass durch genügende Luftfeuchtigkeit die Zahl der natürlichen Stösse und damit der Nachwirkungseffekt weitgehend herabgesetzt werden kann. Es wäre aber verfehlt, etwa eine nahezu gesättigte Luft als optimale Zählbedingung zu betrachten, da solche Luft zu Kondensationserschei-

nungen auf der Kathode und zum Verschwinden jeglicher Zählwirkung führen kann. Als relativ günstig zeigen sich die Feuchtigkeitsverhältnisse normaler Zimmerluft.

Solange die spontanen Funken, wie sie infolge der radioaktiven Strahlung der Umgebung (Erdboden, Mauer, Luft) und der Ultrastrahlung auftreten, nur eine geringe Häufigkeit aufweisen — vielleicht einige Funken pro Stunde — folgen sie sich in einer mehr oder weniger zufälligen Verteilung und können, wenn nötig, in Rechnung gesetzt werden. Sobald aber die natürlichen Stösse die vorgenannte Häufigkeit überschreiten, so zeigen sie keine rein statistische Verteilung mehr und lassen sich bei quantitativen Messungen nicht in Rechnung setzen, da unter solchen Umständen auch jeder durch vorgenommene Bestrahlung ausgelöste Funken weitere Funken auslöst.

Dass sich die spontanen Stösse zu den künstlich ausgelösten nicht additiv verhalten, geht auch aus folgendem Versuche hervor: Im Elektrodengefäss wurde bei derselben Betriebsspannung die Funkenfrequenz der natürlichen Stösse einmal bei feuchter Luft (Z_f) und einmal bei trockener Luft (Z_t) ermittelt. Wurde nun die Funkenstrecke bestrahlt, so ergab sich die Frequenz $\overline{Z}_f$ für feuchte und die Frequenz $\overline{Z}_t$ für trockene Luft. Während Z_f unter den gewählten Bedingungen praktisch $= 0$ gefunden wurde und somit anzunehmen war, dass $\overline{Z}_f$ nur aus künstlichen Funken besteht, setzt sich $\overline{Z}_t$ aus künstlichen *und* natürlichen Stössen zusammen. Bei additivem Verhalten der natürlichen Stösse erhielte man somit:

$$\overline{Z}_t = \overline{Z}_f + Z_t. \text{ Stets fand man aber: } \overline{Z}_t > \overline{Z}_f + Z_t,$$

d. h. die beim Zusammenwirken von „natürlichen" und künstlichen Ursachen sich ergebende Funkenzahl ist grösser als die aus den beiden Komponenten gebildete Summe.

Es zeigte sich ferner, dass mit zunehmender Zahl der natürlichen Stösse die Nachwirkung um so grösser und die Zähltauglichkeit um so mehr herabgesetzt wird.

§ 9. Die Funkenzählung in Stickstoff, Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlendioxyd.

Nach der Ähnlichkeit ihrer Zähleigenschaften lassen sich die vier Gase in zwei Gruppen ordnen: Stickstoff–Wasserstoff und Sauerstoff–Kohlendioxyd.

a) Stickstoff und Wasserstoff.

Bei starker Trocknung dieser aus Stahlflaschen entnommenen Gase erwies sich Funkenzählung als unmöglich, da in beiden Gasen

ausgesprochene Nachwirkung und serienmässiger Funkenübergang zu beobachten war, wobei die Zahl der sich als Serien abzeichnenden Funken mit der Überspannung immer grösser wurde, bis schliesslich eine kontinuierliche Funkenfolge entstand.

Als besondere Eigenschaft des trockenen Stickstoffs fiel auf, dass seine Serien und Dauerfolgen einer ausgesprochenen Zündung durch einen Anfangsfunken bedurften, der durch Nachwirkung den zweiten usw. nach sich zog. Beispielsweise liessen sich bei einer Überspannung von 500 Volt Funkenverzögerungen von einigen Minuten Dauer beobachten; sobald man aber der Funkenstrecke für kurze Zeit ein Ra-Präparat näherte, setzte ein Schnellfeuer ein, das erst aufhörte, wenn man die Spannung abschaltete. Wurde die Spannung nach einigen Zehntelsekunden neu angelegt, so herrschte wieder „Funkstille".

Es war von Interesse, nachzuprüfen, ob sich auch bei Stickstoff ein Einfluss von Wasserdampf bemerkbar macht. Schon der erste orientierende Versuch mit langsam zunehmender Feuchtig-

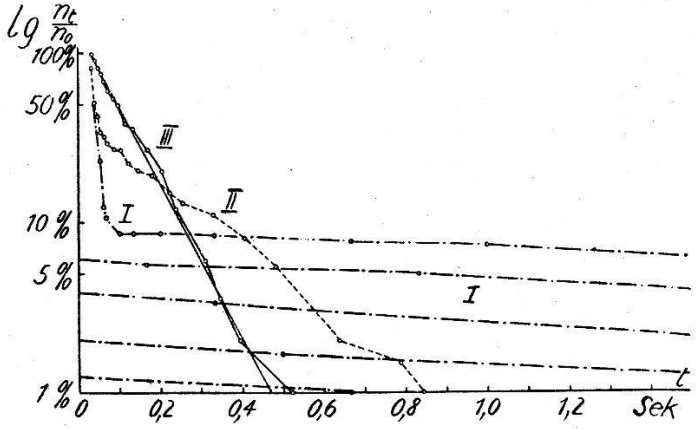

Fig. 14.

Einfluss der Feuchtigkeit auf die statistische Verteilung in Stickstoff. Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm), El. Eisen-Platte, Ra-Bestr.

	σ	n_0	t_0
I	0%	1000 Fk.	96″
II	12%	210 Fk.	120″
III	65%	102 Fk.	120″

keit des Stickstoffs liess erkennen, was Fig. 14 für drei ausgewählte Feuchtigkeitsgrade zum Ausdruck bringt: zunehmender Wasserdampfgehalt des Stickstoffs lässt den Nachwirkungseffekt kleiner werden. In gesättigtem Stickstoff bleibt die Nachwirkung aus, und die Funkenübergänge folgen sich in rein statistischer Verteilung. Sämtliche Messungen wurden wiederum so transformiert, dass ihnen die nämliche Idealgerade zukam. Kurve III (feuchter Stickstoff) spricht für nachwirkungsfreie Funkenentladungen; ihre relativ grossen Schwankungen sind dem Umstand zuzuschreiben,

dass nur 100 Funken ausgewertet wurden. Die Kurven I und II führen das prozentuale Übergewicht der kleinen Zeitabstände vor Augen, bedingt durch die als Nachwirkung entstandenen Funken. Betrachtet man den Verlauf der Kurven I und II *nach* dem charakteristischen Knick, d. h. im Bereiche der grössern Verzögerungszeiten, so gelangt man, bei Kurve II durch Vergleich mit einer eingezeichnet gedachten Geraden, bei Kurve III (infolge Raummangel abschnittsweise dargestellt) auf Grund des annähernd parallelen Verlaufs der 5 Kurvenstücke, zur Vermutung, dass die grössern Verzögerungszeiten für sich allein genommen das Gesetz der rein zufälligen Verteilung erfüllen. Dies würde heissen, dass sich auch in trockenem Stickstoff eine einwandfreie Zählwirkung erzielen liesse, wenn man die Spannung, ähnlich wie bei den Versuchen von ZUBER[26]) nach jedem Funken für eine gewisse Dauer unterbrechen würde.

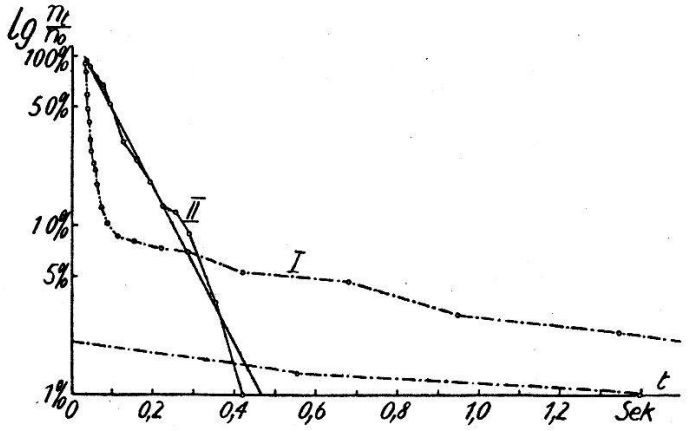

Fig. 15.

Einfluss der Feuchtigkeit auf die stat. Verteilung in Wasserstoff.
2 Pt-Kugeln ($r = 0{,}55$ mm), Ra-Bestr.

	σ	n_0	t_0
I	0%	395 Fk.	133″
II	65%	102 Fk.	203″

Ob das besondere Verhalten des Stickstoffs mit der von STRUTT[21]) beobachteten Eigenschaft des Nachglimmens zusammenhängt, wäre noch zu untersuchen. STRUTT fand nämlich, dass Stickstoff kurze Zeit, nachdem er von einer elektrischen Entladung durchsetzt war, fortfuhr zu glimmen und dabei elektrisch leitend war.

Bei trockenem Wasserstoff konnte, wie aus Fig. 15 (Kurve I) ersichtlich, ebenfalls der serienmässige, auf Nachwirkung deutende Funkenübergang beobachtet werden. Im Vergleich zu Stickstoff waren aber die Serien weniger deutlich erkennbar, zudem war die Reproduzierbarkeit schlechter. Bei genügendem Wasserdampfgehalt liess sich aber auch bei Wasserstoff ein zähltauglicher Spannungsbereich von wenigen 100 Volt erreichen (Kurve II der Fig. 15).

b) Sauerstoff und Kohlendioxyd.

Beide Gase zeigen gute Zähleigenschaften. Gleich wie bei Luft war bei Verwendung einer Platinkathode nur ein sehr geringer Feuchtigkeitseffekt festzustellen. Bei Verwendung einer Eisen-Kathode war die durchschnittliche Zahl der natürlichen Stösse für gleiche Überspannungen und Feuchtigkeitsgrade in Sauerstoff etwas grösser und in Kohlendioxyd etwas kleiner als in Luft. Die Beobachtung bei Kohlendioxyd steht im Einklang mit dem Ergebnis von STUBER[22]), der ausser Luft nur das CO_2 untersuchte.

Fig. 16 zeigt je eine Messung für Sauerstoff und Kohlendioxyd (beide Gase Stahlflaschen entnommen), die bei Überspannungen von ca. 1900 bzw. 1500 Volt gewonnen wurden.

Überblickt man nochmals das Verhalten der vier Gase, so ergibt sich hinsichtlich ihrer Zählwirkung folgende Reihenfolge: Kohlendioxyd, Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff, eine Ordnung, die derjenigen ihrer Molekulargewichte entspricht.

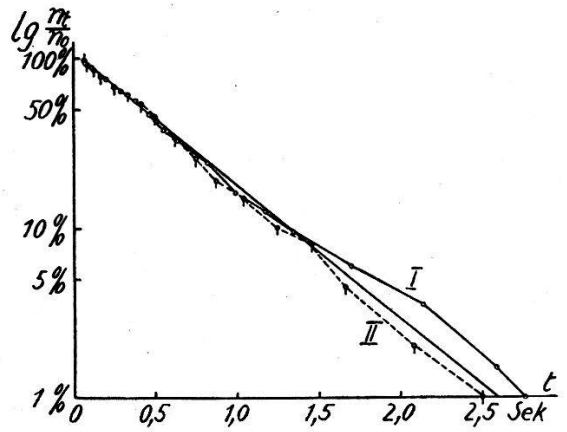

Fig. 16.

Verteilungskurven für O_2 und CO_2, Kugelgefäss, Ra-Bestr., $\sigma = 0\%$, $V_b = 4000$ V.

	Gas	V_0	n_0	t_0
I	O_2	2120 V	240 Fk.	60″
II	CO_2	2510 V	218 Fk.	120″

Abschliessend sei erwähnt, dass auch einige orientierende Versuche zur Frage, inwieweit ausser Wasserdampf auch andere Dämpfe einen Einfluss ausüben, ausgeführt wurden. Bei Einwirkung von Kampferdämpfen konnte der bereits von GREINACHER beschriebene Effekt beobachtet werden, der im Verschwinden der Funkenverzögerung besteht. Alkoholdämpfe und Ätherdämpfe schwacher Konzentration führten zu einer starken Einschränkung des zähltauglichen Spannungsbereichs, während Ätherdämpfe starker Konzentration und Chloroformdämpfe die Funkenverzögerung begünstigten und zu einer Verbreiterung des Zählbereichs führten. Bei Chloroform bildete sich allerdings nach 100—200 Funken eine Rußschicht auf der Kathode, die die Zählwirkung stark beeinträchtigte.

§ 10. Zählkurven und Geometrie der Elektroden.

Im folgenden soll festgestellt werden, welchen Einfluss Elektrodenabstand und Elektrodenkrümmung auf die Funkenfrequenz besitzen, unter der Voraussetzung einer konstanten Bestrahlung. Ferner soll im Anschluss an die Untersuchungen von STUBER[22]) Ausdehnung und Empfindlichkeit des Zählvolumens näher untersucht werden.

a) Elektrodenabstand.

Fig. 17 gibt die Zählkurven für verschiedene Elektrodenabstände in der Anordnung Kugel–Platte wieder. Zur Erleichterung

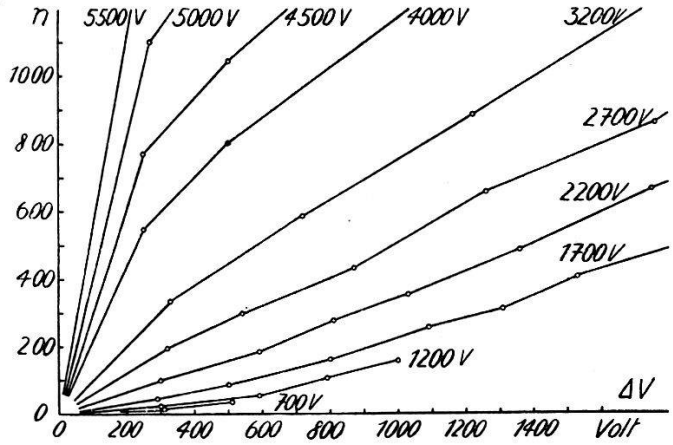

Fig. 17.

Zählkurven bei verschiedenem Elektrodenabstand. Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm), Oerstitstahlplatte, Ra-Bestr., $\sigma = 65\%$, V_0 als Parameter in Volt.

eines Vergleichs wird die Überspannung, d. h. Betriebsspannung minus Funkenpotential, aufgetragen. Der Erwartung gemäss ist

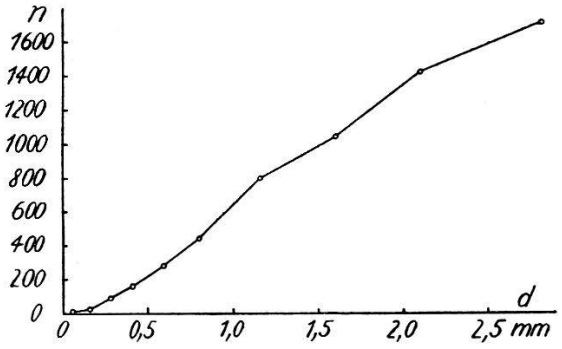

Fig. 18.

$n = f(d)$. Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm), Oerstitstahlplatte, Ra-Bestr. $\Delta V = 500$ V = konstant, $\sigma = 65\%$.

zu erkennen, dass bei gleicher Überspannung um so mehr Funken ausgelöst werden, je grösser der Elektrodenabstand ist. Dieser Sachverhalt ist in Fig. 18 noch besonders zur Darstellung gebracht,

indem die aus Fig. 17 für $\Delta V = 500$ Volt interpolierten Funkenfrequenzen als Funktion des Elektrodenabstandes aufgetragen sind.

Ebenfalls aus Fig. 17 zu lesen ist der in Fig. 19 herausgezeichnete Sachverhalt, wo V_b konstant belassen und d verändert wird. Legt man also eine geeignete Betriebsspannung an die Funkenstrecke und verkleinert man sukzessive den anfänglich grossen Elektrodenabstand, so setzen bei einem kritischen Abstand, nämlich dann, wenn V_b zu V_0 wird, die ersten Funken ein. Dann nimmt die Funkenfrequenz entsprechend der grösser werdenden Überspannung zu, anfänglich stark, dann weniger stark, da sich nun auch die Verkleinerung des Zählvolumens bemerkbar macht. Bei noch kleinern Abständen wächst n plötzlich wieder stark an, weil dann Funkenverzögerung und Zählwirkung aufhören.

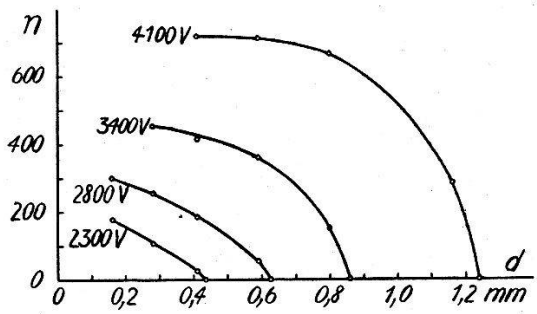

Fig. 19.
$n = f(d)$. Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm), Oerstitstahlplatte, Ra-Bestr., $\sigma = 65\%$, V_0 = Parameter.

Eine überzeugende mathematische Formulierung der Gesetzmässigkeit zwischen Überspannung, bzw. max. Feldstärke, Elektrodenabstand und Funkenfrequenz ist trotz verschiedener Annahmen, z. T. in Anlehnung an BATH[2]) u. a. nicht gelungen. Es hat den Anschein, als spiele beim Funkenzähler noch eine weitere, vorläufig nicht erfassbare Variable mit, nämlich die Empfindlichkeit des Zählvolumens.

b) Kathodenkrümmung.

Die Versuche ergaben, dass bei gleichem Funkenpotential und gleicher Überspannung und Bestrahlung um so mehr Funken erzeugt werden, je grösser die Kugelradien der Elektroden sind. In Fig. 20 findet sich je eine Versuchsreihe ausgewertet für Messingkathoden verschiedener Krümmung. Die Zählkurven für eine ebene Kathode ($r = \infty$) und zwei hohle Kathoden (r = negativ) ordnen sich im erwarteten Sinne in die Kurvenschar ein. Die konkaven Flächen der Kathoden, die durch Eindrücken von Stahlkugeln geformt wurden, waren Kugelkalotten und hatten oben einen Durchmesser von ca. 2 mm.

Die aus Fig. 20 ersichtliche Zunahme der Funkenzahl mit abnehmender Krümmung ist in der Inhomogenität des Feldes zwischen den Elektroden begründet. Wären als Elektroden zwei ausgedehnte parallele Platten verwendbar, so hätte man beim Überschreiten des Funkenpotentials sozusagen im ganzen Raum zwischen den Elektroden die gleiche zur Funkenbildung ausreichende Feldstärke. Im inhomogenen Feld der Anordnung Kugel–Platte und Kugel–Kugel wird bei geringer Überspannung nur ein kleines achsennahes Gebiet eine hinreichende Feldstärke aufweisen. Mit zunehmender Überspannung wird sich dieser Bereich vergrössern, und zwar um so stärker, je schwächer gekrümmt die Elektroden sind, besonders stark aber bei ebener oder sogar konkav gekrümmter Oberfläche.

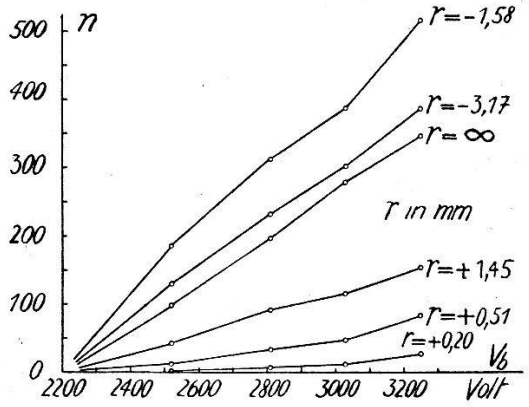

Fig. 20.

Zählkurven für verschiedene Krümmung $1/r$ der Kathode, Pt-Anode ($r=0{,}55$ mm), Messingkugeln, Ra-Bestr., $V_0 = 2200$ V, $\sigma = 65\%$.

Obwohl darnach die Veränderung der Funkenzahl mit Krümmung und Überspannung verständlich wird, lassen sich quantitative Schlüsse nicht ohne weiteres ziehen, da auch bei unveränderter Stellung des Ra-Präparates die Bestrahlungsintensität nicht als völlig konstant anzunehmen ist. Bei den grössern Kugeln werden sich nämlich die Reflexionserscheinungen vermehrt geltend machen, und bei konkaven Flächen wird ein Teil der Strahlung durch die Elektroden abgeschirmt.

c) Funkenraum, Zählvolumen, Funkenfläche.

Unter „Funkenraum" soll der von den Funken durchsetzte Raum verstanden sein, wie er sich photographisch im Schnitt ergibt, wenn viele Funken übereinander aufgenommen werden. In Fig. 21 seien einige solcher Aufnahmen für verschiedene Elektroden-Materialien und -Abstände wiedergegeben. 21a lässt die Verhältnisse

bei einer zähltüchtigen Funkenstrecke, 21b diejenigen für das zur Zählung unbrauchbare Al erkennen. Hier sind die Funkenräume viel schlanker, z. T., weil die volle Betriebsspannung nie oder nur selten erreicht wird, z. T., weil die Funken einzelne — in Fig. 21b sind es zwei — Stellen der Kathode bevorzugen. Bei einer guten Funkenstrecke (Fig. 21a) lassen sich solche bevorzugte Kathodenpunkte nicht beobachten, und das Funkenspiel erscheint deshalb bei mikroskopischer Betrachtung infolge der über eine ganze Fläche verteilten Vielheit von Überschlagsstellen lebhafter als z. B. bei der Al-Kathode.

Es lag die Vermutung nahe, dass der Funkenraum entweder identisch mit dem Zählvolumen oder doch diesem proportional ist.

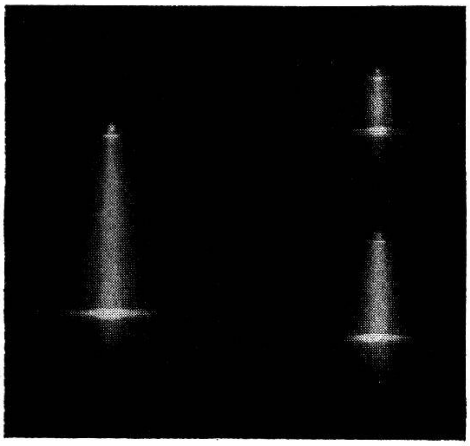

Fig. 21a.
Messing-Platte

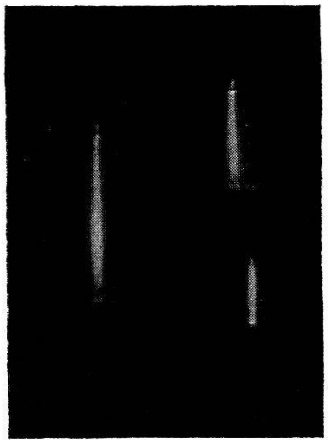

Fig. 21b.
Al-Platte

V_0 = je 3030, 3970 und 4970 V, ΔV = 1000 V, Ra-Bestr., σ = 65%.

In der Annahme ferner, dass die Funkenzahl proportional dem Zählvolumen geht, war dann zu erwarten, dass auch zwischen Funkenraum und Funkenzahl eine lineare Beziehung bestehe. Eine solche konnte indessen nicht festgestellt werden.

Es sollte nun geprüft werden, ob die Funkenzahl in direktem Verhältnis steht zur Grundfläche des Funkenraumes, d. h. zur Fläche der kreisförmigen Überschlagsspuren auf der Kathode. Der Durchmesser der Fläche, von der die Funken ausgingen, liess sich am genauesten durch direkte Beobachtung des Funkenüberganges mittels Messokular bestimmen. Bei der jeweiligen Überspannung wurde unter Verwendung einer grössern Zahl von Entladungen unmittelbar über der Kathode der Ort bestimmt, bis zu dem sich die äussersten Funken von der Mittelachse nach links und rechts entfernten. Es wurde dabei stets symmetrisches Verhalten in bezug auf die Mittelachse beobachtet, obschon die Bestrahlung nur von

der einen Seite erfolgte. Dieser Abstand ergab sich, allerdings mit etwas geringerer Genauigkeit, auch aus photographischen Aufnahmen oder direkt durch nachheriges Ausmessen der kathodischen Überschlagsspuren. In Fig. 22 ist nun der Abstand der beiden Extremlagen als Funktion der Betriebsspannung aufgetragen. Die den einzelnen Messpunkten beigesetzten Zahlen bedeuten die Quotienten zwischen Funkenfrequenz und dem Quadrat des zugehörigen Ordinatenwertes. Die starken Änderungen der Zahlenwerte liegen ausserhalb der bei Bestehen einer linearen Beziehung zwischen Funkenfläche und Funkenfrequenz zulässigen Streuung, und der gesetzmässige Zusammenhang bleibt vorläufig noch offenes Problem.

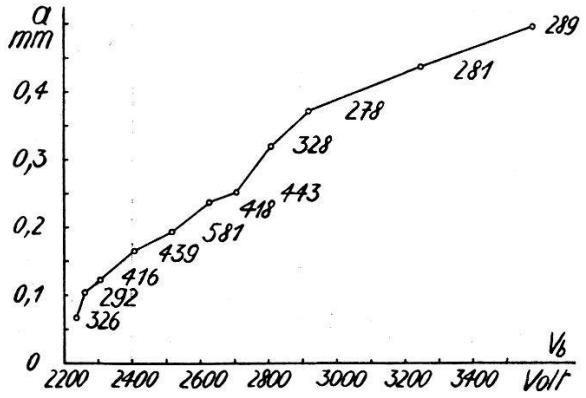

Fig. 22.

Durchmesser der Funkenfläche als Funktion der Betriebsspannung.
Pt-Kugel ($r = 0{,}55$ mm), Messingplatte, Ra-Bestr., $V_0 = 2220$ V, $\sigma = 65\%$.

Nachdem einfache Beziehungen zwischen Funkenfrequenz und Funkenraum bzw. Funkenfläche nicht zu finden waren, musste geschlossen werden, dass sich Funkenraum und Zählvolumen nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ mit der Spannung ändern, etwa in dem Sinne, dass die Empfindlichkeit eines bestimmten Volumenelements des Zählraumes mit wachsender Spannung zunimmt, und dass, wie bereits STUBER festgestellt hat, das Zählvolumen nach aussen nicht scharf begrenzt werden kann. Bekanntlich existieren auch beim Zählrohr solche Raumbezirke, deren Empfindlichkeit mit der Spannung ändert, und die zum grössten Teil den leichten Anstieg des „horizontalen" Teils der Zählkurve bestimmen. Es handelt sich beim Zählrohr um die beiden Enden, die nach JORGENSEN[14]) etwa 5—10% des ganzen Zählvolumens ausmachen.

Es fragt sich weiter, ob die Empfindlichkeit des Zählvolumens beim Funkenzähler ein Maximum erreichen kann, so dass bei wei-

terem Spannungsanstieg keine Zunahme der Funkenfrequenz mehr eintritt. Als solche vollempfindliche Teile des Zählvolumens kommen, wie in § 11 dargetan wird, in erster Linie die zentral gelegenen in Frage.

§ 11. Kanalversuche.

Für diese wurde eine 2 mm dicke Messingplatte verwendet, die in der Mitte eine zylindrische Bohrung aufwies, mit einem obern engern Teil von 0,12 mm Weite und 0,6 mm Länge und einem untern weitern Teil von 0,3 mm Weite und 1,4 mm Länge. Koaxial zu dieser Öffnung war unten ein Messingring aufgelötet, in den sich die Poloniumpräparate einschieben und mittels eines Riegels festhalten liessen. Die koaxiale Einstellung der Anode zur Kathode konnte mit drei Mikrometerschrauben einreguliert werden und galt jeweilen als erreicht, wenn sich die Funkenübergänge gleichmässig um die Kathodenöffnung herum verteilten, was sich mikroskopisch gut kontrollieren liess.

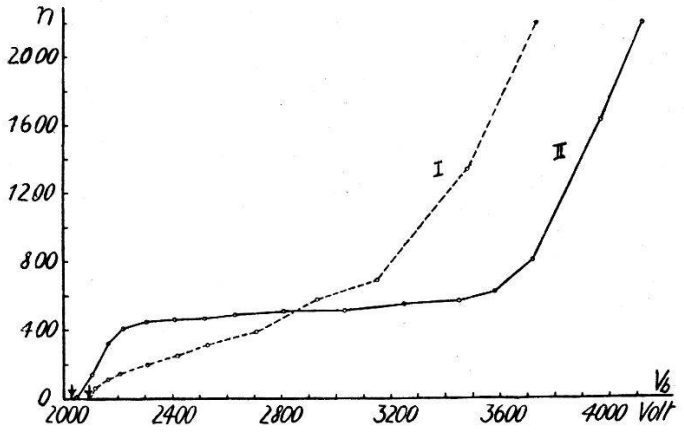

Fig. 23.
Zählkurven für durchbohrte Kathode.
Messingplatte, Pt-Stab ($r = 0{,}55$ mm), α-Strahlen, $V_0 = 2195$ V, $\sigma = 65\%$.

Wurden die α-Teilchen dem Zählraum durch den Kanal zugeführt, so ergab sich ein um 60—70 Volt tieferes Funkenpotential, als wenn bei gleichem Elektrodenabstand und gleichem Präparat von der Seite bestrahlt wurde, und dieses Funkenpotential bei seitlicher Bestrahlung war seinerseits in gewohnter Weise rund 100 Volt niedriger als bei seitlicher Bestrahlung mit Radium.

Wurde die einregulierte Funkenstrecke in der bisherigen Weise von der Seite betrahlt, so verhielt sie sich, wie an der Zählkurve I der Fig. 23 zu erkennen ist, ungefähr wie eine normale Funkenstrecke. Einzig der Zählbereich erwies sich um einige 100 Volt kleiner, was im Zusammenhang mit dem die Ablösung von Elektro-

nen begünstigenden mehr oder weniger scharfen oberen Rand des Kanals stehen dürfte. Bei der Bestrahlung von unten hingegen tritt nun, wie aus Kurve II der Fig. 23 hervorgeht, nach einem ersten Spannungsbereich von etwa 300 Volt, in dem die Funkenfrequenz mit der Spannung stark zunimmt, ein Spannungsbereich von etwa 1000 Volt auf, in dem sich n nur wenig ändert. Das Ende dieses spannungsunempfindlichen und für Messzwecke besonders geeigneten Bereichs wird durch einen erneuten Anstieg gekennzeichnet, der einer starken Zunahme der natürlichen Stösse entspricht.

Die schwache Zunahme der Funkenfrequenz im horizontalen Teil der Zählkurve ist nur zu einem verschwindenden Teil eine Folge der natürlichen Stösse. Aus Versuchen mit Kanälen grösseren Durchmessers war nämlich zu schliessen, dass auch α-Teilchen, die durch Blendenwirkung des Kanals am Austritte verhindert werden, bei genügender Überspannung durch ihre Sekundärstrahlung sozusagen aus der Tiefe zur Funkenauslösung führen können.

Beschränkt man also die Bestrahlung der Funkenstrecke auf den achsennahen Teil des Zählvolumens, so nimmt zwar anfänglich über einen Spannungsbereich von ungefähr 300 Volt die Ansprechbarkeit zu, erreicht aber ein Maximum. Die Zahl der Funkenübergänge entspricht dann offenbar der Zahl der aus dem Kanal austretenden α-Teilchen. Dieser Befund stimmt mit den Ergebnissen der Koinzidenzversuche von STUBER[22]) überein, da anzunehmen ist, dass die α-Teile in beiden Funkenstrecken nur zentrale Teile des Zählvolumens durchsetzten.

Ob ähnliche Sättigungserscheinungen der Empfindlichkeit auch für die schwächer ionisierenden β-Strahlen und namentlich für die kurzwelligen Strahlungen bestehen, muss spätern Untersuchungen vorbehalten bleiben. Immerhin wurde der Kanalversuch noch mit dem U. V. einer Quarzlampe durchgeführt, während das Prinzip der Ausblendung bei den durchdringenden Strahlen kaum in Frage kommen konnte. Obgleich für die Bestrahlung mit U. V. der Durchmesser des Kathodenkanals durch Einkitten einer Glaskapillare schliesslich auf 0,03 mm verkleinert wurde, resultierte wieder eine Zählkurve mit der gewohnten gleichmässigen Steigung. Aus diesem Verhalten allein dürfte aber noch nicht auf eine mit der Spannung zunehmende Empfindlichkeit des Zählvolumens geschlossen werden, da bei diesem Versuche unvermeidliche Reflexionserscheinungen an den Elektroden im Spiele sind. Zudem werden die den Kanal verlassenden Strahlen nicht alle parallel sein, da infolge mehrfacher Reflexion auch schiefgerichtete Strahlen den Kanal durchsetzen und verlassen können.

Für die praktische Verwendung des Funkenzählers wichtiger als die Frage der Ansprechbarkeit ist die nach der Proportionalität mit der Bestrahlungsintensität. Diese ist auf Grund der statistischen Untersuchungen zu bejahen, die Vernachlässigbarkeit der natürlichen Stösse vorausgesetzt. Die Proportionalität zwischen Funkenzahl und Bestrahlung wurde durch Prüfung des Abstandsgesetzes noch besonders untersucht.

§ 12. Abstandsgesetz.

Strahlenquelle (Ra-Präparat von 0,5 mg) und Funkenzähler (hier die eine Hälfte des Kugelgefässes) wurden so aufgestellt, dass störende Reflexionen an Apparateteilen und Präparathaltern möglichst vermieden waren. Es wurden nun für verschiedene Präparatabstände r_i (auf 0,5 mm genau messbar) die entsprechenden Funkenfrequenzen n_i aus 5—20 Minuten dauernden Messungen be-

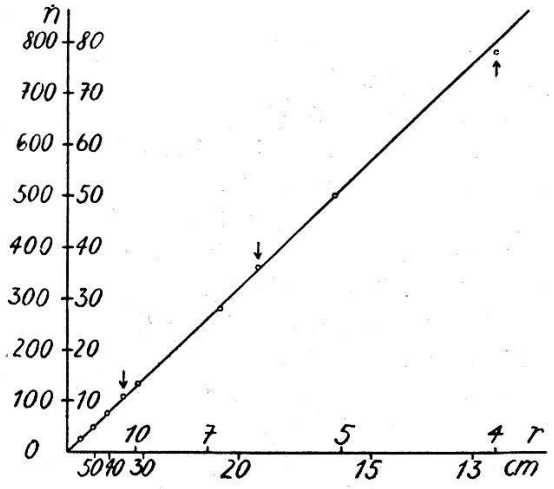

Fig. 24.
Abstandsgesetz.

r_i cm	n_i	$r_i^2 n_i \cdot 10^{-2}$
4	787	125,9
6	363	130,7
11	109	131,9
16	50,5	129,3
21	28,4	125,2
31	13,5	129,7
41	7,69	129,3
51	4,89	127,2
71	2,58	130,1

stimmt. Wie die Tabelle (bei Fig. 24) zeigt, ergibt sich das Produkt $n_i r_i^2$ als weitgehend konstant. Die Abweichungen liegen innerhalb der durch Funkenstatistik und Messgenauigkeit bedingten Streuung, die übrigens auch eine Korrektur infolge Schwächung der γ-Strahlen durch Absorption und Streuung nicht erforderlich machte.

In Fig. 24 sind die m Messpunkte (hier $m = 9$) so aufgetragen, dass ein unmittelbarer Vergleich mit der Ausgleichsgeraden

$$n = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{m} n_i r_i^2}{m}$$

möglich ist. Dabei sind die 3 Messpunkte (durch Pfeile bezeichnet) für die kleinern Abstände 4, 6 und 11 cm im verkleinerten Koordinatenmaßstabe 1:10 aufgetragen.

Aus Fig. 24 und der Tabelle geht hervor, dass das Abstandsgesetz bis auf eine Entfernung von 4 cm gut erfüllt ist. Von da ab traten indessen etwas zu kleine Funkenzahlen auf, was den zunehmenden Störungen durch Reflexion und Absorption zuzuschreiben ist.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Dr. H. Greinacher im Physikalischen Institut der Universität Bern ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer für seine fördernde Anteilnahme herzlich zu danken.

Physikalisches Institut der Universität Bern.

Literatur.

[1]) H. Bateman, Phil. Mag. (6), **20**, 698 (1910).
[2]) F. Bath, Zeitschr. f. Phys. **86**, 275 (1933).
[3]) W. Braunbeck, Zeitschr. f. Phys. **36**, 582 (1926).
[4]) H. Geiger und W. Müller, Phys. Zeitschr. **30**, 489 (1929).
[5]) H. Greinacher, Helv. Phys. Acta **7**, 360 und 514 (1934).
[6]) H. Greinacher, Helv. Phys. Acta **8**, 89 und 265 (1935).
[7]) H. Greinacher, Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 165 (1935).
[8]) H. Greinacher, Helv. Phys. Acta **9**, 590 (1936).
[9]) H. Greinacher, Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 132 (1938).
[10]) H. Greinacher, Ann. d. Phys. **16**, 708 (1905).
[11]) E. Henning und R. Schade, Zeitschr. f. Phys. **90**, 597 (1934)
[12]) G. Hertz, Zeitschr. f. Phys. **106**, 102 (1937).
[13]) P. Jeanguenin, Helv. Phys. Acta **17**, 319 (1944).
[14]) D. Jorgensen, Rev. Sci. Instr. **10**, 34 (1939).
[15]) W. Kutzner, Zeitschr. f. Phys. **21**, 281 (1924).
[16]) M. v. Laue, Ann. d. Phys. **76**, 261 (1925).
[17]) K. S. Lion, Helv. Phys. Acta **12**, 70 (1939).
[18]) H. Maier-Leibnitz, Phys. Zeitschr. **43**, 333 (1942).
[19]) W. Schmidt, Zeitschr. f. Instr.kde **49**, 504 (1929).
[20]) R. Strigel, Elektr. Stossfestigkeit, Berlin, Springer (1939).
[21]) J. Strutt, Proc. Roy. Soc. **87**, 183 (1912).
[22]) R. Stuber, Helv. Phys. Acta **12**, 109 (1939).
[23]) H. Volz, Zeitschr. f. Phys. **93**, 539 (1935).
[24]) W. Weber, Arch. d. Elektrot. **36**, 166 (1942).
[25]) S. Werner, Zeitschr. f. Phys. **90**, 384 (1934).
[26]) K. Zuber, Ann. d. Phys. **76**, 231 (1925).
[27]) K. Zuber, Ann. d. Phys. **81**, 205 (1926).
[28]) Handbuch d. Exp. Phys. **1**, 179 (1926).
[29]) Intern. Crit. Tables, Vol. VI, 79 (1929).