

Abb. 6. Absorption der Protonen in Kupfer für  $E = 144,3$  MeV. Die ausgezogene Kurve entspricht einem Wirkungsquerschnitt von 0,75 barn.

### Experimente zur Entladungsausbreitung in selbstlöschenden Zählrohren \*

Von H. G. FRANKE, E. HUSTER, O. KRAFFT und K. H. ROHE

Institut für Kernphysik der Universität Münster

(Z. Naturforsch. **19** a, 1416—1419 [1964]; eingeg. am 14. September 1964)

Nach KORFF und PRESENT<sup>1</sup> werden die in der Entladung eines selbstlöschenden Zählrohrs entstehenden Photonen vom Löschdampf stark absorbiert, und die Entladung breitet sich durch Photoeffekt im Gas in einer engen drahtnahen Zone in kleinen Schritten von ca. 1 mm Länge<sup>2</sup> aus. HUSTER und ZIEGLER<sup>3, 4</sup> fanden dagegen in der Entladung so viele Photonen großer Reichweite, daß sie ihnen versuchsweise die Ausbreitung durch Photoeffekt an der Kathode in wenigen großen Schritten zuschrieben, deren Länge etwa gleich dem Zählrohrradius  $R$  sein sollte. Eine eindeutige experimentelle Entscheidung zwischen beiden Hypothesen wurde jedoch bisher nicht erbracht.

Drei Reihen deshalb durchgeführter Experimente zeigen, daß beide Ausbreitungsformen in selbstlöschenden Zählrohren vorkommen (Draht- und Mantelkomponente).

#### Messungen an einem Gitterzählrohr

Zwischen Anode und Kathode eines Zählrohrs wurde konzentrisch ein Gitter mit ca. 3% Bedeckungsgrad angebracht. Breitet sich die Entladung über die Kathode aus, so sollte ein geeignet gewähltes Gitterpotential die

Die Fehler der gemessenen Reichweiten kommen von der Unsicherheit in der Bestimmung des Maximums der Reichweitenverteilung und aus dem Fehler der Spektrometereichung von 1%. Die hier gemessenen Reichweiten stimmen mit den von STERNHEIMER<sup>7</sup> berechneten Werten überein, in denen er  $I = 371$  eV setzt.

Die Absorption der Protonen wird bis zu einer Energie von 60 MeV sehr gut durch den konstanten Wirkungsquerschnitt von 0,75 barn beschrieben (Abb. 6). Bei kleineren Energien treten Abweichungen auf, die weit größer sind als der zu erwartende Anstieg des Absorptionsquerschnittes. Daher wurde die Reichweitenkurve mit zwei verschiedenen Zählern Z1 gemessen, die in axialer Richtung des Spektrometers unterschiedlich groß waren, und dabei ein deutlicher Einfluß am Ende der Reichweitenkurve festgestellt. Man muß daher annehmen, daß das Energiespektrum der Protonen durch Streuung an den Polschuhen in diesem Bereich verfälscht wird.

Photoelektronen daran hindern können, zum Draht zu gelangen.

Abb. 1 zeigt die Meßergebnisse. Bei negativer Gitterspannung ( $U_g < 0$ ) sind die Plateaus lang und flach. Nur Primärionisationen im Inneren des Gitterraumes führen zu Zählstößen. Das Gitter übernimmt die Rolle der Kathode. Die Zählrohrwand ist an der Entladung gar nicht beteiligt.

Bei  $U_g > 0$  sind die Plateaukurven steiler und die Zählraten höher, weil nun auch Primärionisationen zwischen Gitter und Kathode zu Zählstößen führen. Zwischen Gitter und Kathode erzeugte Elektronen erreichen verzögert die Anode und zünden dort verspätet Entladungen. Mit wachsender positiver Gitterspannung werden die Kurven flacher, weil Elektronen aus dem Raum außerhalb des Gitters das Gitterinnere schneller erreichen und damit Mehrfachzählungen desselben ionisierenden Ereignisses seltener werden.

Diese Befunde wurden durch Kontrollmessungen bestätigt (Strommessungen und Bestimmung der Impulsformen an Anode, Gitter, Kathode).

Der Befund bei  $U_g < 0$  zeigt, daß ein Zählrohr mit einem Bedeckungsgrad der Kathode von nur 3% einwandfrei arbeitet. Zudem stimmte die Einsatzspannung mit der eines vollwandigen Zählrohrs gleichen Durchmessers überein. Das beweist, daß die Ausbreitung der Entladung durch Photoeffekt an der Kathode nahezu keine Rolle spielen kann.

Messungen der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Zählrohrenentladungen an einem Gitterzählrohr bei  $U_g \leq 0$  deuteten aber darauf hin, daß auch die Mantelkomponente zur Ausbreitung der Entladungen beiträgt.

\* Vorgetragen auf der Frühjahrstagung 1964 der DPG in Karlsruhe, Fachausschuß Plasmaphysik; Phys. Verh. **4**, 254/55, 1964.

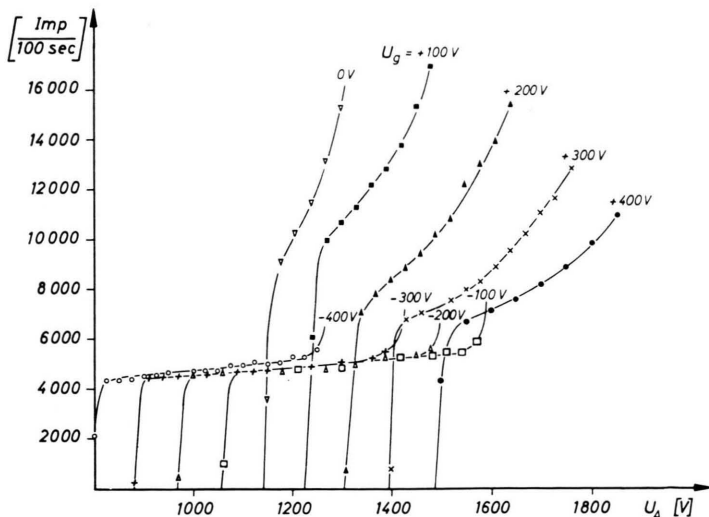
<sup>1</sup> S. A. KORFF u. R. D. PRESENT, Phys. Rev. **65**, 274 [1944].

<sup>2</sup> S. A. KORFF, Rev. Sci. Instrum. **24**, 1071 [1953].

<sup>3</sup> E. HUSTER u. E. ZIEGLER, Z. Phys. **146**, 281 [1956] I.

<sup>4</sup> E. HUSTER u. E. ZIEGLER, Z. Phys. **149**, 583 [1957] II.





**Laufzeitmessungen an Zählrohren  
mit verschiedenem Bedeckungsgrad der Kathode.  
Elektrisches Komponentenfilter**

Genauere Informationen lieferten Messungen an einem Zählrohr, dessen Kathode in 11 voneinander isolierte Abschnitte unterteilt ist (Abb. 2). Es ist spiegelsymmetrisch zur Mitte des Abschnittes A, außer, daß der Bedeckungsgrad von D 100% und der von D' nur 3% beträgt.

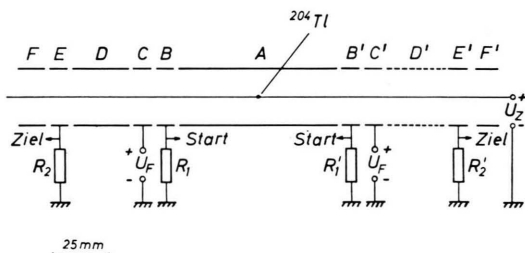


Abb. 2. Zählrohr für Vergleichsmessungen bei Kathoden verschiedenen Bedeckungsgrades (in D 100%, in D' 3%). Entladung längs des Drahts kann durch die „Filter“ C und C' verlangsamt oder unterdrückt werden.

In der Mitte von A ist auf dem Zähldraht eine radioaktive Quelle ( $^{204}\text{Tl}$ ) elektrolytisch aufgetragen. Von hier breiten sich die Entladungen nach beiden Seiten aus. Ihre Laufzeiten von B bis E und von B' bis E' werden gemessen. Durch die Filterspannung  $U_F$  an C oder C' kann auf einem Teil der Laufstrecke die Feldstärke am Draht unter die Zündfeldstärke gesenkt werden.

Bei  $U_F = 0$  ist die statistische Verteilung der Laufzeiten in beiden Zählrohrhälfen nicht unterscheidbar. Die Ausbreitung hängt also vom Bedeckungsgrad der Kathode praktisch nicht ab. Außerdem zeigen die Laufzeitkurven ein einziges scharfes Maximum. (Das stimmt mit dem Befund von KLENLE<sup>5</sup> überein, widerspricht aber dem von LAUTERJUNG und VATER<sup>6</sup>.) Abb. 3 zeigt ein Beispiel, das an einer Laufstrecke von 25 cm Länge gewonnen wurde. Selbst bei dieser Länge streuen die Laufzeiten nur sehr wenig. Bei einer Ausbreitung in wenigen großen Schritten müßte eine wesentlich stärkere Streuung erwartet werden. Beide Befunde sprechen für eine Ausbreitung längs des Drahtes.

Bei passendem  $U_F \neq 0$  aber zeigen die Laufzeitkurven in beiden Zählrohrhälften zwei Maxima (Abb. 4). Die schnelleren Entladungen breiten sich durch Photoeffekt an der Kathode aus (Mantelkomponente). Ihre Häufigkeit und Laufzeiten werden deshalb durch  $U_F$  nicht beeinflusst, und sie sind bei 3% Kathodenbedeckung viel seltener als bei 100%. — Die Laufzeit der langsamen Entladungen (Drahtkomponente) dagegen steigt mit wachsendem  $U_F$ , ihre Häufigkeit sinkt. C und C' wirken als Komponentenfilter, die bei genügend hohem  $U_F$  beide Entladungsformen getrennt hervortreten lassen.

Die Drahtkomponente ist unter sonst gleichen Bedingungen in beiden Zählrohrhälften gleich schnell und gleich häufig. Die Unterschiede in den Abb. 4 a und 4 b rühren vom Durchgriff in  $D'$  her. Dort ist die Feldstärke etwas kleiner als in D.

Die Lage der linken Maxima in Abb. 4 a und b ist im wesentlichen durch die Elektronendriftzeit von der Kathode zum Draht bestimmt ( $R=12,5$  mm).

<sup>5</sup> P. KIENLE, Z. Naturforschg. **13 a**, 37 [1958].

<sup>6</sup> K. H. LAUTERJUNG u. O. VATER, Z. Naturforsch. **14 a**, 805 [1959].

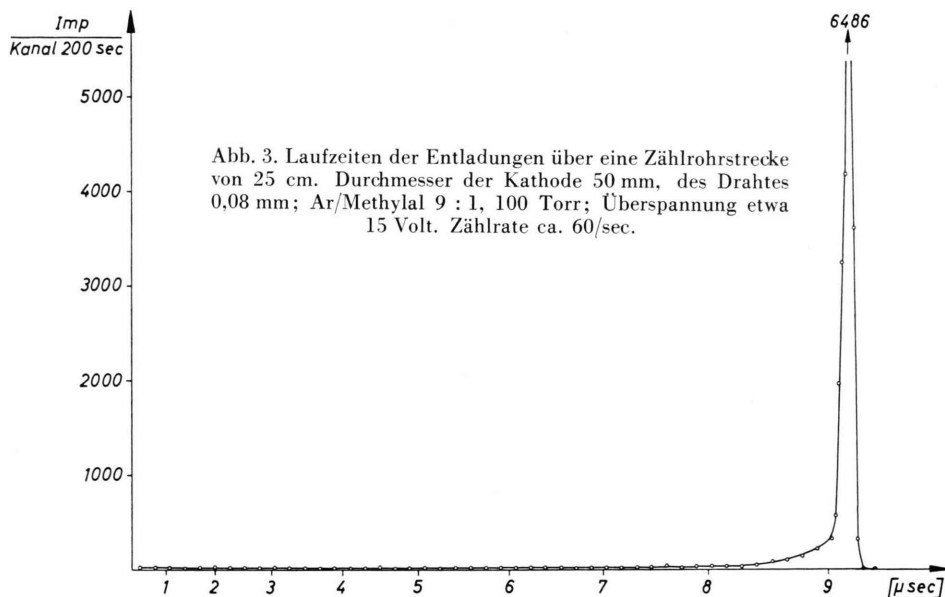
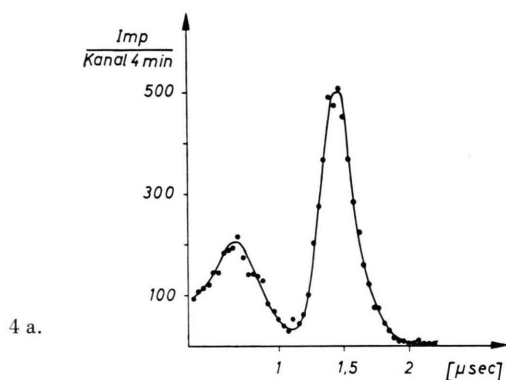
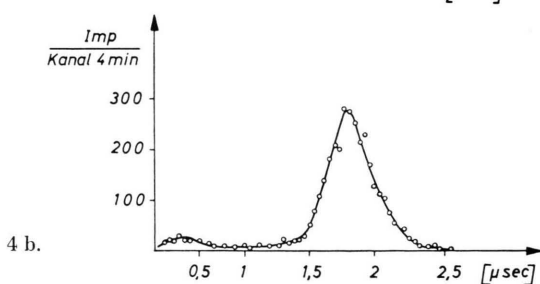


Abb. 3. Laufzeiten der Entladungen über eine Zählrohrstrecke von 25 cm. Durchmesser der Kathode 50 mm, des Drahtes 0,08 mm; Ar/Methylal 9 : 1, 100 Torr; Überspannung etwa 15 Volt. Zählrate ca. 60/sec.



4 a.



4 b.

Abb. 4. Laufzeiten am Zählrohr nach Abb. 2. a) zwischen B und E, b) zwischen B' und E'. Drahtkomponente (rechtes Max.) durch  $U_F = +180$  V an C und C' verlangsamt. Mantelkomponente (linkes Max.) bei 3% Bedeckung viel seltener als bei 100%. Ar/Methylal 9 : 1, 100 Torr, Überspannung ca. 115 Volt.

Der Beitrag der Mantelkomponente zur Ausbreitung der Entladung steigt mit wachsender Überspannung und abnehmendem Löschdampfdruck. Bei kleiner Überspannung ist er nicht merklich. Das ist im Einklang mit

dem Befund von FRANKE und HUSTER<sup>7</sup>. (Danach hängt die Einsatzspannung vom Kathodenmaterial nicht ab.)

#### Messungen an einem Zählrohr mit vielfach unterteilter Kathode

Die mittlere Schrittlänge  $l_D$  der Drahtkomponente soll nach KORFF<sup>2</sup>  $l_D \approx 1$  mm, die der Mantelkomponente nach HUSTER und ZIEGLER<sup>4</sup> aber  $l_M \approx R$  (Zählrohrradius) sein.

Zur Prüfung wurde ein Zählrohr (50 mm Durchmesser) mit 14 voneinander isolierten Abschnitten gebaut. Jeder der 12 inneren Abschnitte war  $l = 10$  mm lang, ihr Abstand war ca. 1 mm. Damit war  $l_D < l < l_M$ .

Breitet sich nun die Entladung längs des Zählrohrs in kleinen Schritten aus, so muß die zeitliche Reihenfolge der Impulse an den einzelnen Abschnitten mit der räumlichen Anordnung der Abschnitte übereinstimmen. Breitet sie sich jedoch in großen Schritten (über den Mantel) aus, so können an mehreren Abschnitten gleichzeitig Impulse und damit unregelmäßige Impulsfolgen auftreten. Die Impulsfolgen kann man beobachten, wenn man an die Kathodenringe Generatoren anschließt, die Normimpulse *verschiedener Höhe* liefern. Die Generatoren erhielten einen gemeinsamen Ausgangswiderstand. Oszillographische Beobachtung ergibt dann als Abbild der Entladungsausbreitung eine Folge von Impulsen, deren Höhen dem räumlichen und deren Abstand dem zeitlichen Verlauf der Entladung entspricht.

Eine Beobachtung von 2000 Impulsfolgen bei einer Füllung mit Ar/Methylal 9 : 1, 100 Torr, und einer Überspannung von 130 V ergab, daß sich die Entladung in 95% aller Fälle quasi-kontinuierlich (also längs des Zählrohrs) ausbreitete.

<sup>7</sup> H. G. FRANKE u. E. HUSTER, Z. Phys. **168**, 567 [1962] III.

In etwa 5% aller Fälle (nach Ausscheidung der Null-effektszündungen) setzte knapp  $1 \mu\text{sec}$  nach Entladungsbeginn eine Störung der quasi-kontinuierlichen Ausbreitung ein. Diese Zeit erwies sich als die Elektronendriftzeit der Photoelektronen von der Kathode (Durchmesser 50 mm) zum Draht. In diesen Fällen haben die Photoelektronen von der Kathode den Draht vor dem Entladungskopf der Drahtkomponente erreicht. Die dort gezündete Entladung läuft einerseits in der ursprünglichen Richtung längs des Drahtes weiter, andererseits dem Entladungskopf der Drahtkomponente entgegen.

Obwohl zahlreiche weitreichende Photonen in der Entladung entstehen, tragen sie nur selten zur Ausbreitung bei. Das liegt daran, daß die Drahtkomponente meist etwas schneller ist als die Mantelkomponente. Während der Driftzeit eines Photoelektrons vom Mantel

zum Draht läuft die Drahtkomponente eine Strecke weiter, die erheblich größer als der Zählrohr-Radius ist. Die meisten Elektronen vom Mantel laufen deshalb in den bereits fertig ausgebildeten Entladungsschlauch hinein und können keine Lawine mehr bilden. Aus geometrischen Gründen werden Photoelektronen selten so weit vor dem Entladungskopf ausgelöst, daß sie nach Ablauf der Driftzeit ein noch entladungsfreies Drahtstück erreichen. Die Mantelkomponente tritt aber deutlich hervor, wenn man durch das beschriebene Komponentenfilter die Drahtkomponente verlangsamt oder unterdrückt.

Wir danken Herrn Dr. HANS FREUDENBERG, Weinheim/Bergstr. und einem Eisenhüttenunternehmen im Ruhrgebiet für materielle Förderung der Arbeit.

### Über einen mit Hohlkathode gespeisten Plasma-Hohlleiter

Von S. AHLBOM und H. NEUHAUS

Physikalisches Institut der Universität Stockholm, Schweden  
(Z. Naturforschg. **19 a**, 1419—1420 [1964]; eingeg. am 10. August 1964)

Die hier beschriebene Untersuchung hat sich aus der Frage entwickelt, ob die Hohlkathode als Plasmainjektor geeignet ist, um einen langen Mikrowellen-Hohlleiter bzw. eine Resonanzkavität mit ionisierten und angeregten Atomen (auch Molekülen) eines verdünnten Gases zu füllen. Würde es sich herausstellen, daß unsere Frage positiv zu beantworten ist, könnte dieser Plasma-Hohlleiter als eine mikrowellenspektrometrische Absorptionszelle verwendet werden, um zum Beispiel den wichtigen Übergang  $2^2P_{3/2} \leftarrow 2^2S_{1/2}$  in Wasserstoff zu untersuchen.

Ohne zu einem positiven Ergebnis zu gelangen hat REESOR<sup>1</sup> eine spektrometrische Untersuchung mit Wasserstoff bei 9,914 GHz vorgenommen. Als Absorptionszelle hat REESOR ein gewöhnliches wasserstoffgefülltes Entladungsrohr aus Glas im Hohlleiter verwendet.

Die Konstruktion der Hohlkathode, welche zur Einführung des Plasmas in den Hohlleiter benutzt wurde, stammt von SCHÜLER und GOLLNOW<sup>2</sup>. Die wesentlichsten Teile dieses Aufbaues sind in Abb. 1 dargestellt. Man

bemerke vor allem, daß keine Glasteile innerhalb des Hohlleiters vorkommen. Die Anordnung besteht aus dem rechteckigen Hohlleiter, einer kurzen Anode A und einer langen Kathode B. Anode und Kathode sind mit Wasser gekühlt. Das Glasrohr C, dessen Durchmesser um 4 mm größer ist als der Durchmesser des zylindrischen Teils von Anode und Kathode, hält diese etwa 2 mm voneinander entfernt. Das Glasrohr ist mit Lack gegen die Elektrodenflansche abgedichtet und steht mit dem übrigen Vakuumsystem in Verbindung. Zwei dünne Glimmerfenster D verschließen den Hohlleiter vakuumdicht an beiden Enden. Die Hohlkathode wird über einen in Serie gekoppelten Widerstand (1000  $\Omega$ ) mit Gleichstrom gespeist. Wenn der Hohlleiter mit Helium von etwa 1 Torr gefüllt ist, beträgt die Spannung über die Elektroden, unabhängig von der Belastung, etwa 300 V. Wird die Hohlkathode mit 4 A belastet, so füllt sich der Hohlleiter in einer Länge von etwa 50 cm mit gleichmäßiger leuchtender Entladung.

Es sei noch betont, daß die SCHÜLERsche Anordnung wichtig ist, um die Entstehung der Lichtbogenentladung zwischen Anode und Kathode zu verhindern. Die Absorption der Mikrowelle in dem Plasma-Hohlleiter wurde im ganzen zur Verfügung stehenden spektralen Gebiet zwischen 8 bis 25 GHz untersucht.

Aus Abb. 2 wird ersichtlich, daß der Durchlaßfaktor gegen die Änderungen von Gasdruck und Stromstärke sehr empfindlich ist. Die Durchlässigkeitskurven beziehen sich auf Helium und eine Klystronfrequenz von 13,79 GHz. Die Dimensionen des Hohlleiters sind  $8 \times 16 \text{ mm}^2$ . Weiter erkennt man, daß der Durchlaßfaktor bei etwa 0,48 Torr und 0,8 A etwa 4-mal größer ist als für den entladungsfreien Hohlleiter. Eine holometrische Messung spricht jedoch dafür, daß diese Verstärkung nicht als eine Vergrößerung der Energie der Welle gedeutet werden darf, sondern daß es sich um einen durch die veränderliche Dielektrizitätskonstante verursachten Anpassungseffekt bzw. eine Kompensation des Verlustes in dem geteilten Plasma-Hohlleiter handelt.

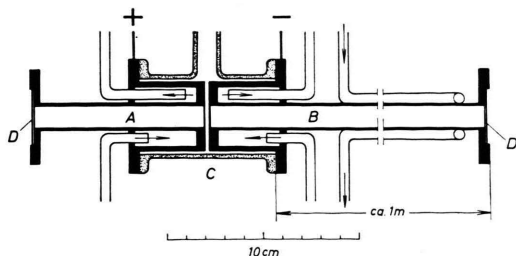


Abb. 1. Querschnitt des Plasma-Hohlleiters.

<sup>1</sup> G. E. REESOR, Canad. J. Phys. **29**, 87 [1951].

<sup>2</sup> H. SCHÜLER u. H. GOLLNOW, Z. Phys. **93**, 611 [1935].