

gefunden, daß der Masseneffekt für Li bei kleinen Konzentrationen von LiCl (Äquivalentbruch kleiner als 0,2) ansteigt. Die experimentellen Bedingungen ihres Versuches sind vergleichbar mit der Überführung von  $\text{LiNO}_3$ ,  $\text{RbNO}_3$  und  $\text{CsNO}_3$  in mit  $\text{NaNO}_3$  bzw. Gemisch getränktem Asbestpapier. Zum Beispiel war der Äquivalentbruch des  $\text{RbNO}_3$  im ganzen Asbestband kleiner als schätzungsweise 0,1. Dagegen war bei der Überführung von  $\text{NaNO}_3$  im  $\text{NaNO}_3$  –  $\text{KNO}_3$ -Gemisch<sup>4</sup> der Äquivalentbruch etwa

0,5, und bei diesem Versuch war der Masseneffekt nach Gl. (9) tatsächlich verhältnismäßig klein verglichen mit Asbest-Versuchen, wenn man berücksichtigt, daß der Masseneffekt mit zunehmender Masse des Kations abnimmt (vgl. die in Halogenidschmelzen gefundene Gesetzmäßigkeit<sup>28</sup>).

Herrn Dr. M. CHEMLA (Paris) bin ich für bereitwillige Auskünfte über seine Versuche zu Dank verpflichtet.

<sup>28</sup> A. KLEMM, Z. Naturforschg. **6 a**, 487 [1951].

## Zur Ausbreitung der Entladungen in Auslösezählrohren\*

Von K. H. LAUTERJUNG und O. VATER

Aus dem Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg  
(Z. Naturforschg. **14 a**, 805–809 [1959] ; eingegangen am 25. Mai 1959)

In Auslösezählrohren mit Argon-Methylal-Füllung breiten sich die Zählrohrentladungen sowohl durch Photoionisation im Gas-Dampf-Gemisch als auch durch Photoeffekt am Zählrohrmantel aus. Bei gebräuchlichen Zählrohrüberspannungen überwiegt die Ausbreitung durch Photoionisation im Füllgas. Bei hoher Überspannung und mit wachsendem Zählrohralter – also unter ungünstigen Betriebsbedingungen – nimmt die Ausbreitung durch Photoeffekt am Zählrohrmantel in steigendem Maße zu.

Durchläuft ein ionisierendes Teilchen das Zählvolumen eines selbstlöschenden Auslösezählrohres, so wandern die entstandenen Elektronen zum Anodendraht. In Drahtnähe kommt es zur Bildung der Primärlawine. Nun gibt es zwei Vorstellungen von dem durch die Primärlawine eingeleiteten Ausbreitungsmechanismus der Entladung.

Nach der einen Vorstellung<sup>1</sup> werden die von der Primärlawine ausgehenden Photonen schon in *Drahtnähe* absorbiert. Die dabei durch Photoionisation entstandenen Elektronen wandern zur Anode und bilden die zweite Lawinengeneration, und so fort. Diese Art der Ausbreitung werde als *Drahtkomponente* der Entladung bezeichnet.

Nach der anderen Vorstellung<sup>2</sup> erreicht doch ein beträchtlicher Teil der von der Primärlawine ausgehenden Photonen den *Mantel* (die Kathode) des Zählrohres und löst dort Photoelektronen aus, durch die die zweite Lawinengeneration entsteht, und so fort. Diese Art der Ausbreitung sei *Mantelkomponente* der Entladung genannt.

In der vorliegenden Arbeit sollte untersucht werden, ob sich die Entladung in einem selbstlöschenden Auslösezählrohr durch die Draht- oder durch die Mantelkomponente fortpflanzt. Dazu wurde das Verhalten der Ausbreitungszeiten der Entladungen herangezogen.

### 1. Meßmethode

In Abb. 1 ist das Prinzipschaltbild der Anordnung wiedergegeben, mit der die Ausbreitungszeiten der Entladungen durch Umwandlung von Zeitabständen in

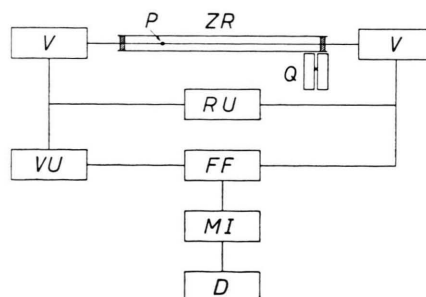


Abb. 1. Prinzipschaltbild. ZR Zählrohr, P Glasperle, Q  $\gamma$ -Quelle, V Verstärker, RU Rückstell-Univibrator, VU Verzögerungs-Univibrator, FF Flip-Flop, MI Miller-Integrator, D 100-Kanal-Diskriminator.

Spannungsimpulse gemessen wurden. Die Messungen wurden, wenn nicht anders angegeben, an Messingzählrohren mit einer Füllung von 90 Torr Argon und 10 Torr Methylal durchgeführt. Der Drahtdurchmesser war 0,15 mm, der Kathodendurchmesser 38 mm. Durch

\* Vorgetragen auf der Tagung des Fachausschusses Kernphysik am 27. 4. 1959 in München.

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

<sup>2</sup> E. HUSTER u. E. ZIEGLER, Z. Phys. **146**, 281 [1956]; **149**, 583 [1957].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Unterbrechung des Anodendrahtes mittels einer Glasperle P sind zwei Zählsysteme geschaffen. In das lange Zählrohr wird mit einer  $\gamma$ -Quelle Q eingestrahlt. Bei der hohen elektronischen Eingangsempfindlichkeit liefert bereits die Primärlawine im langen Zählrohr das Startsignal für einen Sägezahnimpuls des MILLER-Integrators MI. Bei der hohen elektronischen Eingangsempfindlichkeit stoppt nach dem Überspringen der Entladung aus dem langen in das kurze Zählrohr schon die erste Lawine im kurzen Zählrohr den Sägezahnimpuls des MILLER-Integrators. Damit liefert der MILLER-Integrator einen der Ausbreitungszeit amplituden-proportionalen Spannungsimpuls. Das Impulsspektrum wird von einem 100-Kanal-Diskriminator registriert.

Um den linearen Anstieg des Sägezahnimpulses auch zur Messung sehr kurzer Ausbreitungszeiten benutzen zu können, wurde der Stoppimpuls durch den Verzögerungs-Univibrator VU um  $2 \mu\text{sec}$  verzögert. Da die Perle für einen Teil der Entladungen ein Hindernis darstellt, fällt dann das Stoppsignal aus. In diesem Falle stoppt der Rückstell-Univibrator RU nach  $25 \mu\text{sec}$  den Sägezahn.

## 2. Ergebnisse

Abb. 2 zeigt drei, mit dieser Apparatur aufgenommene Messungen. Zum Unterschied von den bisher publizierten Messungen der Ausbreitungszeiten von Entladungen haben diese Kurven — insbesondere

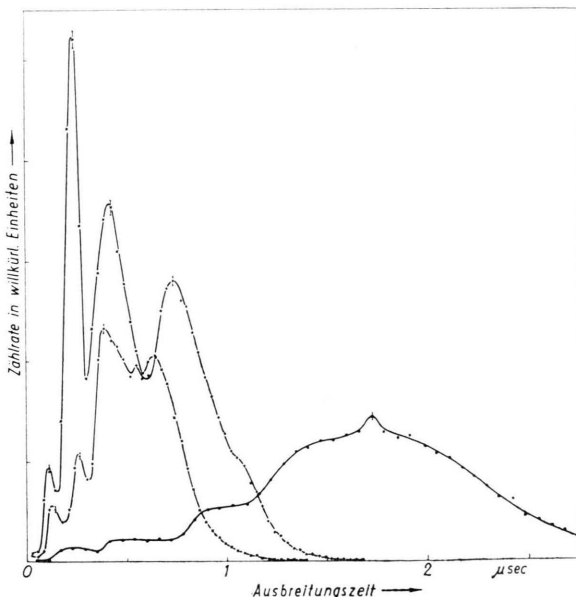


Abb. 2. Verteilung der Ausbreitungszeiten von Entladungen bei drei verschiedenen Überspannungen  $V\ddot{u}$ . Einstrahlungs-ort 46,6 cm von der Perle.

$$17 \cdot 10^6 \text{ Entladungen} \begin{cases} \bigcirc & \text{---} & 100 \text{ V} \\ + & \text{---} & 220 \text{ V} = V\ddot{u} \\ \times & \text{---} & 280 \text{ V} \end{cases}$$

bei kurzen Zeiten — eine deutliche Struktur. Sie ist um so ausgeprägter, je höher die Überspannung ist. Da die Kurven flächennormiert sind, liefern sie zugleich ein quantitatives Bild von der Verteilung der Ausbreitungszeiten bei den drei Überspannungen. Das höchste Maximum einer Kurve liegt bei um so kleinerer Ausbreitungszeit, je größer die Überspannung ist.

Im Laufe des Lebens eines Zählrohres verändert sich jedoch die Verteilung der Ausbreitungszeiten. Abb. 3 zeigt diesen Alterungseffekt. Die Kurven sind wieder flächennormiert. Das höchste Maximum verschiebt sich mit wachsendem Zählrohralter zu kleineren Ausbreitungszeiten. Außerdem werden mit zunehmendem Alter die Maxima prägnanter.

Wird für eine feste Überspannung der zeitliche Abstand der Maxima vom Zeitnullpunkt gegen die Nummer des jeweiligen Maximums aufgetragen (Abb. 4), dann liegen die Punkte unabhängig vom Zählrohralter auf einer Geraden, d. h. die Maxima liegen zeitlich äquidistant. Dieser Zeitabstand  $\tau$  wird mit wachsender Überspannung kleiner. Die Punkte der Abb. 4 sind das Mittel einer Vielzahl von Messungen, wobei die evtl. Superposition benachbarter Maxima berücksichtigt wurde.

## 3. Diskussion

Aus der Beziehung zwischen dem  $E/p$ -Wert ( $E$  mittlere Feldstärke,  $p$  Fülldruck im Zählrohr) und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen läßt sich mit den Daten der verwendeten Zählrohre die Driftzeit berechnen, die ein Elektron für den Weg vom Mantel zum Anodendraht braucht. Sie ist gerade gleich  $\tau_1$ , dem zeitlichen Abstand zweier aufeinanderfolgender Maxima der Verteilung. Damit läßt sich das Zustandekommen des ersten Maximums folgendermaßen deuten: Von der Primärlawine, die die Zeitmeßvorrichtung anstößt, treffen langwellige Photonen auf den Mantel des kurzen Zählrohres, lösen dort Photoelektronen aus, die nach der Driftzeit  $\tau$  die erste Lawine bilden, welche ihrerseits die Zeitmeßvorrichtung stoppt. Entsprechend kommt das zweite Maximum durch zwei Schritte zustande, wobei der erste noch im langen Zählrohr erfolgt, und so fort.

Die Schrittzahl, die dem höchsten Maximum der Verteilung entspricht, sei als *häufigste Schrittzahl* bezeichnet. Daß in Abb. 2 die häufigste Schrittzahl mit zunehmender Überspannung abnimmt, ist eine

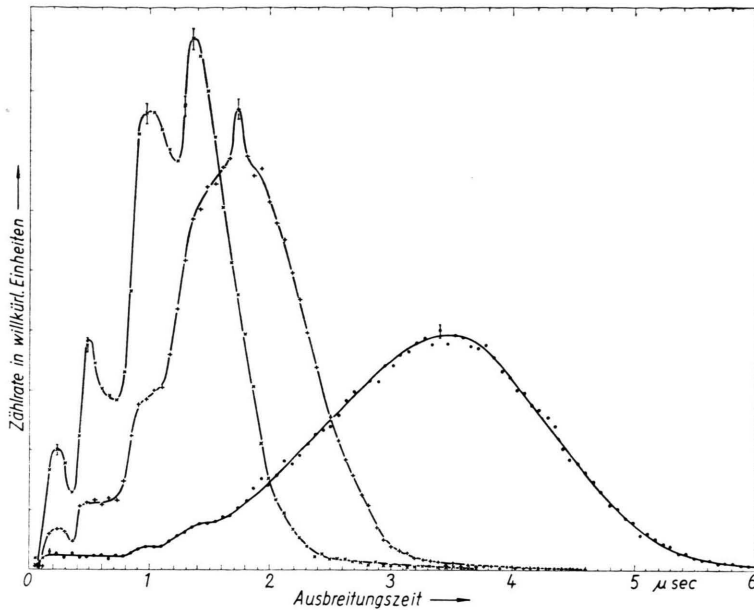


Abb. 3. Verteilung der Ausbreitungszeiten bei verschiedenen Zählrohraltern. Einstrahlungsort 46,6 cm von der Perle.  $V_{\text{Ü}} = 100 \text{ V}$

$\left\{ \begin{array}{l} \bigcirc \\ + \\ \times \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{l} 1,8 \cdot 10^6 \\ 17 \cdot 10^6 \\ 74 \cdot 10^6 \end{array} \text{ Entladungen.}$

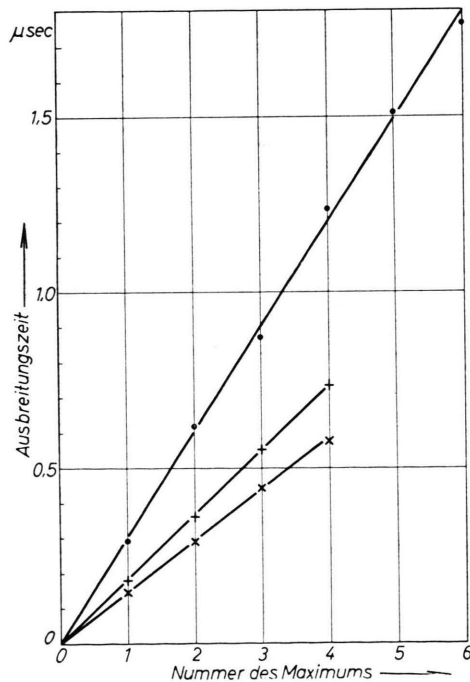


Abb. 4. Zeitlicher Abstand der Maxima der Verteilung vom Zeitnullpunkt.

$V_{\text{Ü}} \left\{ \begin{array}{l} \bigcirc \\ + \\ \times \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{l} 100 \text{ V} \\ 220 \text{ V} \\ 280 \text{ V} \end{array}$

Folge der zunehmenden Photonenemission der Lawinen. Denn dadurch wächst die Wahrscheinlichkeit, daß in größerer Entfernung noch Photoelektronen

am Mantel ausgelöst werden, d. h. die Schrittzahl wird kleiner.

In Abb. 3 wird die häufigste Schrittzahl mit wachsendem Zählrohralter kleiner. Das kann entweder durch größere Durchlässigkeit des Füllgases oder durch erhöhte photoelektrische Empfindlichkeit des Mantels oder durch beide Effekt gedeutet werden. Die vorliegenden Messungen erlauben hierüber keine Aussage.

Wenn das hier entworfene Bild vom Zustandekommen der Maxima durch einige wenige Schritte der „Mantelkomponente“ stimmt, dann sollte die häufigste Schrittzahl kleiner werden, falls der Ort der Primärlawine in Richtung auf das kurze Zählrohr verschoben wird. Die in Abb. 5 wiedergegebenen Messungen zeigen, daß das tatsächlich eintritt. Bei 46,4 cm Entfernung des Einstrahlungsortes vom kurzen Zählrohr betrug die häufigste Schrittzahl 3–4, bei 30 cm 2 und bei 10 cm 1. Das dritte Maximum der Kurve für 46,4 cm entstand durch Superposition zweier etwa gleichgroßer Maxima, deren Lagen aus den Kurven für 30 cm und 10 cm noch gut ersichtlich sind.

Die bisherigen Versuche gestatten jedoch keine Aussage über die Existenz einer Drahtkomponente. Zum Studium dieser Frage wurde ein Zählrohr mit einem Gitter versehen. Dieses unterdrückt die Mantelkomponente dadurch, daß es durch eine genügend hohe Gegenspannung die von ihr ausgelösten Photo-

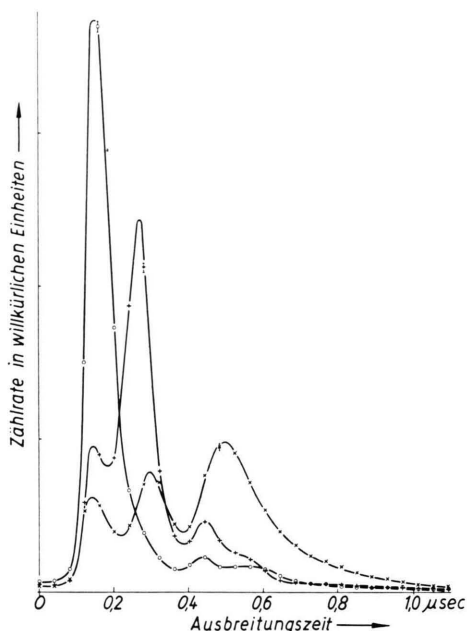


Abb. 5. Verteilung bei verschiedenen Einstrahlungsorten.

Alter	$V_{\bar{u}}$	Ausbreitungsstrecke
$76 \cdot 10^6$ Entladungen	280 V	○ — 10 cm
		+ — 30 cm
		× — 46,6 cm

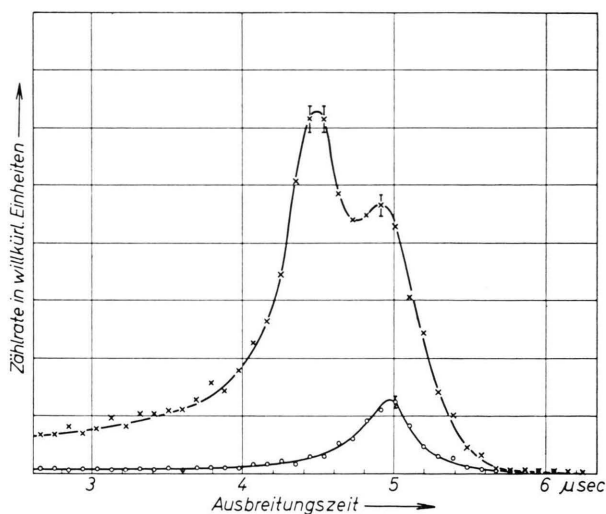


Abb. 6. Verteilung bei einem Gitter-Perlen-Zählrohr ohne und mit Gegenspannung.

× — 0 V  
○ — 60 V    Gegenspannung.

elektronen zurückhält. Damit kann nur noch die Drahtkomponente registriert werden.

Abb. 6 zeigt bei einem solchen Gitter-Perlen-Zählrohr die Verteilung für die Gegenspannung 0 Volt und 60 Volt. Die Kurve für 0 Volt enthält Mantel-

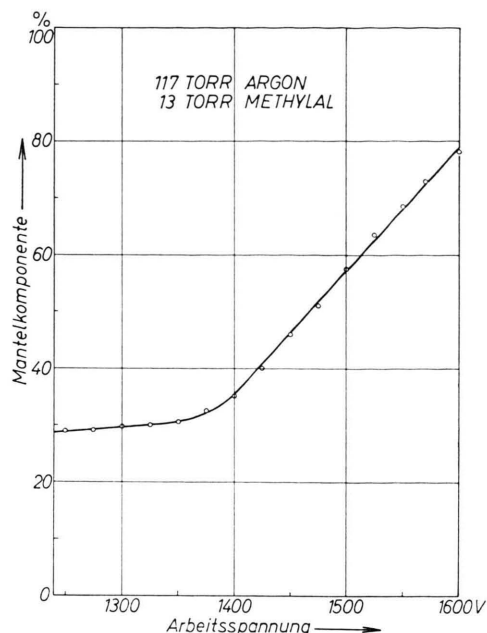


Abb. 7. Prozentualer Anteil der Mantelkomponente am Entladungsvorgang.

und Drahtkomponente. Bei 60 Volt Gegenspannung wird nur noch die Drahtkomponente aufgezeichnet. Diese ist im Vergleich zur Mantelkomponente sehr intensitätsarm und wird im allgemeinen bei 0 Volt Gegenspannung von der Verteilung der Mantelkomponente überdeckt.

Da die Perle für einen Teil der Drahtkomponente ein Hindernis darstellt, gibt die Messung mit dem Gitter-Perlen-Zählrohr nicht den richtigen Anteil der Drahtkomponente am Entladungsvorgang wieder. Dagegen können bei einem einfachen Zählrohr durch Anwendung der Gegenfeldmethode hierüber quantitative Aussagen gemacht werden.

Es wurde deshalb mit einem Gitter-Zählrohr unter Verwendung eines gebräuchlichen Zählgerätes (Tracerlab 1000-Scaler) das Plateau einmal bei der Gegenspannung 0 Volt und das andere Mal bei der Gegenspannung 100 Volt aufgenommen. Die Zählrate im mit Gegenfeld gemessenen Plateau war im Vergleich zu der ohne Gegenfeld niedriger. Aus diesen beiden Plateaus läßt sich der prozentuale Anteil der Mantelkomponente errechnen. Er ist in Abb. 7 gegen die Arbeitsspannung aufgetragen. Hiernach kommen bei nicht zu hohen Arbeitsspannungen und nicht zu hohem Zählrohralter etwa 70% der Entladungen durch die Drahtkomponente und etwa 30% durch die Mantelkomponente zustande. Dabei stellt

die Angabe für die Mantelkomponente eine obere Grenze dar, da auch Nachentladungen durch das Gegenfeld unterdrückt werden. So dürfte der steilere Anstieg bei höheren Arbeitsspannungen im wesentlichen auf die Zunahme der Nachentladungen zurückzuführen sein. Dafür spricht auch die bekannte Verbesserung der Zählrohr-Plateaus durch Unter-

drückung der Nachentladungen durch eine genügend lange künstliche Totzeit.

Die Untersuchung wird fortgesetzt.

Diese Arbeit wurde unter Verwendung von Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt.

## Numerical Calculation of the Potential Distribution in Ion Slit Lens Systems I

By A. J. H. BOERBOOM

F.O.M.-Laboratorium voor Massaspectrografie, Amsterdam, Netherlands

(Z. Naturforschg. 14 a, 809—816 [1959]; eingegangen am 18. April 1959)

The potential distribution is calculated in an ion lens, consisting of three parallel collinear slits in three parallel electrodes. The slit system is supposed to be infinite in the direction of the slits, so the problem becomes two dimensional in a plane perpendicular on the direction of the slits. In this plane the potential distribution is calculated by the method of conformal transformation.

The SCHWARZ-CHRISTOFFEL transformation is used to map conformally the region between the projections of the electrodes of the slit system. It proves to be very simple to perform this transformation. Formulae are given for the case of an ion lens consisting of slits in three parallel plates. A series expansion and an iteration method are developed to find the necessary parameters. Both methods prove to be satisfactory if the slit widths are smaller than the distance to the neighbouring electrodes. Symmetrical lenses, not satisfying this condition will be treated in a second paper. In a third paper slit system will be treated with an arbitrary number of electrodes.

In the transformed region LAPLACE's equation is solved, having as boundary conditions the potentials on the electrodes. In this way the exact potential distribution in the lens system is found. In a typical example the potential distributions are calculated along the axis for several potentials on the electrodes, together with the corresponding fields.

To compute the potential distribution in a lens system, LAPLACE's equation

$$\Delta V = 0 \quad (1)$$

is to be solved. The boundary conditions are set by the potentials at the electrodes and the field strength at infinity.

In literature only a few simple cases are treated. E. g. HENNEBERG<sup>1</sup> and GLASER and HENNEBERG<sup>2</sup> treat the case of one thin electrode at zero potential, with the field strengths at infinity as boundary conditions, in which electrode they assume either an infinitely long slit or a circular hole. In the present paper multiple electrode configurations are treated. The electrodes and slits are assumed to be of infinite length, so the problem can be considered two dimensional in a plane perpendicular on the direction of the slits. As this boundary is rather complicated, the region between the projections of the slits is mapped conformally on the positive imaginary half of a complex plane, so that the electrode configuration falls along the real axis. This is the so called SCHWARZ-CHRISTOFFEL transformation<sup>3</sup>. Over this

transformation LAPLACE's equation is invariant, so in the new plane the same equation is to be solved, with much simpler boundary conditions.

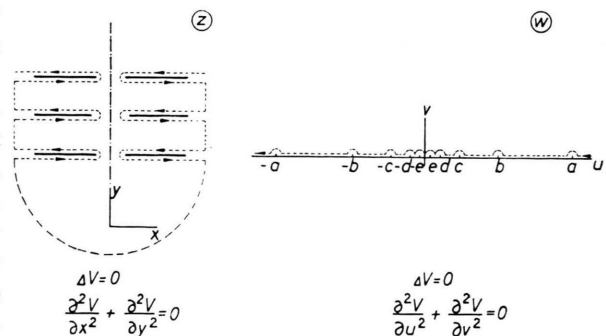


Fig. 1. Conformal mapping.

As the SCHWARZ-CHRISTOFFEL transformation is suitable for any region bounded by straight lines,

<sup>1</sup> W. HENNEBERG, Z. Phys. 94, 22 [1935].

<sup>2</sup> A. GLASER and W. HENNEBERG, Z. techn. Phys. 16, 222 [1935].

<sup>3</sup> P. M. MORSE and H. FESHBACH, Methods of Theoretical Physics I, New York 1953, p. 445.