

Messungen über die zeitliche Entladungsausbreitung im Geiger-Müller-Zählrohr und ihre Verwendung zur Abbildung radioaktiver Strahlungsfelder

Von PAUL KIENLE

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 13 a, 37—47 [1958]; eingegangen am 5. September 1957)

An GEIGER-MÜLLER-Zählrohren wird die Ausbreitungszeit der Entladung, einschließlich ihrer gesamten Schwankung, von einer Einstrahlstelle bis zu einem Ende des Zählrohres nach zwei Methoden gemessen. Mit einer der beiden Methoden können noch zusätzlich die Schwankungen der Ausbreitungszeiten in kleinen Zeitintervallen beobachtet werden. Die Messungen liefern einige Beiträge zur Klärung des umstrittenen Ausbreitungsmechanismus der Entladung im GEIGER-MÜLLER-Zählrohr. Weiter ergeben sie, daß die statistische Schwankung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung sehr klein ist. Die Zeit zwischen dem Start der Entladung an dem Einstrahlort und ihrer Ankunft an einem Ende des Zählrohres ist daher ein gutes Maß für den Einfallsort radioaktiver Strahlung in ein Zählrohr. Auf diese Weise gelingt mit bestimmten Zählrohrtypen eine Lokalisierung des Einstrahlortes auf 5 mm in einem Bereich von 50 cm.

Unter Verwendung dieser neuen Methode wird eine Anordnung entwickelt, mit der ausgedehnte β - und γ -Strahlungsfelder auf einem Oszillographenschirm abgebildet und photographiert werden können. Die Intensitätsverteilung wird aus den Bildern photometrisch bestimmt. Das Verfahren kann für die Ausmessung von Radiochromatographien und für medizinische Anwendungen einige Fortschritte bringen.

Ein GEIGER-MÜLLER-Zählrohr liefert in seiner üblichen Anwendungsart nur eine Aussage über das Auftreten ionisierender Strahlung, nicht aber über deren Einfallsort. Eine solche zusätzliche Aussage ist bei einem langen Zählrohr in bezug auf die Achsenrichtung auf Grund der Tatsache denkbar, daß sich eine Entladung vom Ort der Primärionisation längs der Zählrohrachse nach beiden Seiten mit einer Geschwindigkeit von einigen $\text{cm}/\mu\text{sec}$ ausbreitet. Die Zeitdifferenz zwischen dem Start der Entladung und ihrer Ankunft an einem Rande des Zählrohres kann als ein Maß für den Einfallsort radioaktiver Strahlung dienen, wenn sie genau gemessen werden kann und keinen großen und unkontrollierbaren Schwankungen unterliegt.

Bisher liegen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Zählrohrentladung verschiedene Messungen vor^{1, 2, 3}; quantitative Angaben über deren Schwankungen sind darin nicht gemacht. FRANK und FRISCH⁴ bauten als erste ein lokalisierendes Zählrohr. Mit Hilfe eines Vielkanaldiskriminators haben sie die Ausbreitungszeit der Zählrohrentladung gemessen und daraus den Strahlungseinfallsort auf 1 cm lokalisiert. Wegen der großen Spannungsabhängigkeit

der Ausbreitungsgeschwindigkeit gaben sie als Anwendungsmöglichkeit die Stabilisierung von Hochspannungsgeräten an.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Ausbreitungszeit der Zählrohrentladung oszillographisch gemessen und daraus der Einfallsort der Strahlung bestimmt. Die Größe und Herkunft der Schwankungen der Ausbreitungszeiten, sowie auffallende Unregelmäßigkeiten im zeitlichen Entladungsverlauf wurden in Abhängigkeit von der Art der Zählrohre, ihrer Füllung und Betriebsspannung näher untersucht.

Daraus ergeben sich:

1. Neue Kenntnisse über einige Eigenschaften des Ausbreitungsmechanismus der Entladung im selbstlöschenden GEIGER-MÜLLER-Zählrohr; sie können einiges zur Klärung der neuerdings sehr widersprüchsvollen Ausbreitungstheorien beitragen^{5, 6}.

2. Die Unterlagen für die Entwicklung und den Betrieb von Zählrohren, mit denen der Strahlungseinfallsort in einem Bereich von 50 cm auf 5 mm lokalisiert werden kann.

Unter Verwendung eines lokalisierenden Zählrohres wurde eine neue Methode zur Lokalisierung ört-

¹ F. ALDER, E. BALDINGER, P. HUBER u. F. METZGER, Helv. Phys. Acta **20**, 75 [1947].

² J. M. HILL u. J. M. DUNWORTH, Nature, Lond. **158**, 833 [1946].

³ E. WANTUCH, Phys. Rev. **71**, 646 [1947].

⁴ S. G. F. FRANK u. O. R. FRISCH, Phil. Mag. **42**, 603 u. 612 [1951].

⁵ S. A. KORFF u. R. D. PRESENT, Phys. Rev. **65**, 274 [1944].

⁶ E. HUSTER u. E. ZIEGLER, Phys. Verh. **5**, 65 [1954] und Z. Phys. **146**, 281 [1956].



licher Verteilungen radioaktiver Substanzen entwickelt, mit der diese auf einen Oszillographenschirm abgebildet werden. Im Gegensatz zu den bisher dazu üblichen „automatic scanners“⁷⁻¹² braucht bei diesem Verfahren das Strahlungsfeld nicht mehr Punkt für Punkt, sondern nur noch streifenweise abgetastet werden.

I. Messungen über die Entladungsausbreitung

Der statistische Mechanismus der seitlichen Entladungsausbreitung im selbstlöschenden GEIGER-MÜLLER-Zählrohr bestimmt die unvermeidlichen Schwankungen der Ausbreitungszeiten. Nach der bisher geltenden Theorie von KORFF und PRESENT⁵ werden die in der Primärlawine entstehenden Photonen im Löschgas stark absorbiert. Sie lösen durch Photoeffekt im Löschgas Elektronen aus, die neue Lawinen bilden und somit die Entladung in einem dünnen Schlauch entlang dem Anodendraht ausbreiten.

Dagegen fanden neuerdings HUSTER und ZIEGLER⁶, daß in den Lawinen der Entladung viele Photonen entstehen, die in der Zählrohrfüllung praktisch nicht absorbiert werden. Sie können an der Kathode durch Photoeffekt Elektronen auslösen, die neue Lawinen bilden. Deren Zahl soll zur Ausbreitung der Entladung genügen. Nach ihrer Ansicht soll sich die Entladung sogar ausschließlich auf diese Art ausbreiten.

Für eine bestimmte Ausbreitungsgeschwindigkeit ist die notwendige Zahl der in ihrer Größe schwankenden seitlichen Ausbreitungsschritte pro cm bei Photonen kurzer Reichweite um einen Faktor 10^3 bis 10^4 größer als bei solchen mit langer Reichweite. Die statistische Schwankung der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist daher bei dem PRESENT-KORFFSchen Mechanismus wesentlich kleiner zu erwarten als bei dem von HUSTER und ZIEGLER vorgeschlagenen. Es ist nun denkbar, daß unter bestimmten Versuchsbedingungen (Art der Zählrohre, ihre Füllung und Betriebsspannung) der eine oder andere Ausbreitungsmechanismus überwiegt oder beide in gleichem Maße wirksam sind.

⁷ B. CASSEN, L. CURTIS, C. REED u. R. LIBBY, Nucleonics **9**, 2, 46 [1951].

⁸ V. SPEAR, Phys. Rev. **95**, 308 [1954].

⁹ M. E. JACOBS, A. L. ORVIS u. B. B. BORRMANN, Nucleonics **12**, 1, 60 [1954].

¹⁰ N. H. HORWITZ u. J. E. LOFTSTROM, Nucleonics **13**, 7, 56 [1955].

Daher wurde unter verschiedenen Versuchsbedingungen die Ausbreitungszeit einschließlich der Schwankungen gemessen sowie Unregelmäßigkeiten während der Entladung in kurzen Zeitintervallen beobachtet. Daraus erhält man Aufklärung über den herrschenden Ausbreitungsmechanismus sowie die Versuchsbedingungen, unter denen die gemessenen Ausbreitungszeiten ein gutes Maß für den Einfallsort der Strahlung in ein Zählrohr liefern.

1. Meßmethoden

Es wurde versucht, zwei Zählrohre in einem gemeinsamen Entladungsraum so anzubringen, daß alle Entladungen, die sich in dem Einstrahlzählrohr ausbreiten, bei ihrer Ankunft an einem Rande das dort angebrachte Randzählrohr ohne zeitliche Schwankungen auslösen. Beim Einstrahlen an bestimmten Stellen wurden die Ausbreitungszeiten der Entladungen einschließlich ihrer Schwankungen aus der Zeitdifferenz zwischen dem Start beider Zählrohre mit einem Synchroskop hoher Schreibgeschwindigkeit bestimmt. Zur Erzielung der notwendigen Genauigkeit wurden die vom Elektronenanteil der Entladung herrührenden schnellen Impulsanstiege ($1 \cdot 10^{-8}$ sec) zur Messung benutzt. Der Impuls des Einstrahlzählrohres, der 70-fach mit einer Anstiegszeit von weniger als $10 \mu\text{sec}$ verstärkt wird, triggert das Kippgerät des Synchroskops (Du Mont 303 AH). Der Impuls des Endzählrohres wird verzögert und mit einer Anstiegszeit von weniger als $20 \mu\text{sec}$ 560-fach verstärkt. Er wird entweder zur vertikalen Ablenkung des hellgesteuerten oder zur punktförmigen Aufhellung des dunkelgesteuerten Strahles benutzt. Das zweite Verfahren wird bei der Abbildung von Strahlungsfeldern benötigt; es wird dort näher beschrieben.

Die Oszillogramme, die sich beim Einstrahlen an einer bestimmten Stelle ergaben, wurden mit einer 1 : 1,5-Optik auf empfindliche Kleinbildfilme (Kodak Tri X) aufgenommen. Zur Auswertung wurden die Oszillogramme mit den gleichzeitig aufgenommenen 10-MHz-Eichmarken vergrößert und die auf kleine, fortlaufend nummerierte Zeitintervalle fallenden Impulse des Endzählrohres ausgezählt. Bei den Aufnahmen mit punktförmiger Aufhellung wurde die Zahl der auf die kleinen Zeitintervalle fallenden Lichtpunkte photometrisch bestimmt. Dieses Verfahren wird später näher beschrieben.

Bei der zweiten Methode zur Messung der Ausbreitungszeit und zur Beobachtung von Unregelmäßigkeiten der Entladung in kleinen Zeitintervallen wurde der Stromverlauf im Einstrahlzählrohr während der Entladungsausbreitung aufgenommen^{1, 13, 14}. Die Span-

¹¹ G. R. MENEELY u. H. L. JONES, Nucleonics **13**, 8, 39 [1955].

¹² L. HOLM, Rev. Sci. Instrum. **27**, 370 [1956].

¹³ H. DEN HARTOG, A. G. M. VAN GEMERT u. F. A. MULLER, Physica **9**, 556 u. 658 [1942].

¹⁴ G. G. KELLY, W. H. JORDAN u. P. R. BELL, Rev. Sci. Instrum. **21**, 330 [1950].

nungsänderung über einem Arbeitswiderstand von einigen hundert Ohm an der Anode des Einstrahlzährlrohres ist ein Maß für den Stromverlauf während der Entladungsausbreitung. Die Impulse wurden in einem Verstärker mit einer Anstiegszeit von 10^{-8} sec 250-fach verstärkt und auf das Synchroskop gegeben. Dadurch konnten noch Unregelmäßigkeiten im Entladungsverlauf, die einige 10^{-8} sec dauern, beobachtet werden. Wenn die Entladung an einem Ende des Zährlrohres angekommen ist, nimmt der Strom auf die Hälfte ab; wenn sie auch das weiter entfernte Ende des Zährlrohres erreicht hat, sinkt der Strom auf Null ab. Die Zeiten bis zur ersten bzw. zweiten Abnahme des Stromes sind die Ausbreitungszeiten der Entladung zum nahen bzw. zum entfernten Ende des Zährlrohres.

Die Bestimmung der Ausbreitungszeit aus dem Stromverlauf kann im Gegensatz zu ihrer Messung aus der Zeitdifferenz zwischen dem Start zweier Zährlrohre nicht durch schwankende Übergangszeiten der Entladungen von einem Zährlrohr in das andere beeinflußt werden. Ein Vergleich der Ergebnisse beider Methoden ergibt daher die eventuell auftretenden Schwankungen der Übergangszeiten. Eine Einfallsortbestimmung aus dem Stromverlauf ist naturgemäß zweideutig.

2. Meßergebnisse

Es wurden zwei Möglichkeiten der Anbringung des Einstrahl- und Randzährlrohres in einem gemeinsamen Entladungsraum auf ihre Eignung zur Bestimmung des Einfallsortes untersucht. Bei der einen Anordnung sind die Anoden bei gemeinsamer Kathode und bei der anderen die Kathoden bei gemeinsamer Anode getrennt.

In Zährlrohren mit getrennten Anoden darf die Isolationsschicht zwischen den beiden Anoden weder die Ausbreitung der Photonen behindern noch das elektrische Feld auf größerer Länge, als der Reichweite der Photonen entspricht, herabsetzen oder unkontrollierbar verzerrn. Von den zwei Möglichkeiten, das Füllgas oder einen festen Isolator als Trennschicht zu verwenden, wurde die erste Lösung durchgeführt, weil bei einem festen Isolator das elektrische Feld möglicherweise durch wechselnde Oberflächenladungen unkontrollierbar verzerrt wird.

Ein langes Zährlrohr mit einer Messingkathode (20 mm ϕ) (EZ) wird an einem Ende von dem kurzen Randzährlrohr (RZ) senkrecht durchsetzt (Abb. 1). Die Zährlrohrachsen, in denen die beiden Anodendrähte A (0,1 mm ϕ V2 A) gespannt sind, kreuzen sich im Abstand von ca. 0,5 mm.

In der Kathode des Einstrahlzährlrohres sind in Entfernen von 86, 238 und 390 mm zum Kreuzungspunkt der Anodendrähte Glimmerfenster F (2 mm ϕ ; 2–3 mg/cm²) zur Einstrahlung mit α - und β -Strahlen angebracht.

Beim Einstrahlen mit α - und β -Strahlen von RaD + E + F durch jeweils ein Fenster des Einstrahlzährlrohres wurde die Impulsrate beider Zährlrohre mit zwei Zählgeräten gleichzeitig aufgenommen, um daraus die Übergangshäufigkeit der Entladungen von einem Zährlrohr in das andere zu bestimmen. Die Übergangshäufig-

keit ist immer kleiner als 100%. Sie hängt von der Zährlrohrfüllung, der Betriebsspannung und völlig unerwartet von der Entfernung der Einstrahlstelle zum Kreuzungspunkt der Zährlrohre ab.

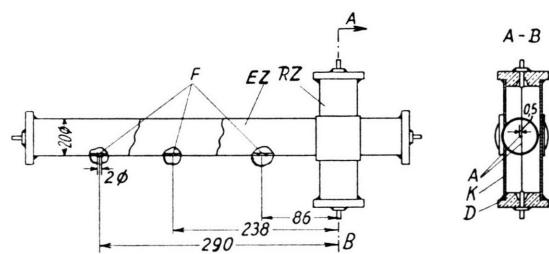


Abb. 1. Zährlrohr mit getrennten Anoden. EZ Einstrahlzährlrohr, RZ Randzährlrohr, A Anodendrähte 0,1 ϕ (V2 A), K Ms-Kathodenzyylinder 20 ϕ , F Einstrahlfenster 2 ϕ mit 2–3 mg/cm² dicken Glimmer bedeckt, D verkitteter Hartgummistopfen mit Anodendurchführung.

Bei einer Füllung mit 90 Torr Argon und 10 Torr Äthylalkohol lösen im günstigsten Fall 50% der Entladungen das Randzährlrohr aus. Bei Erniedrigung des Alkohol-Druckes auf 5 Torr bei 85 Torr Argon erhöht sich die Übergangshäufigkeit wieder im günstigsten Fall auf 75%. Eine Änderung der Spannung des Einstrahlzährlrohres bei konstanter Spannung des Randzährlrohres beeinflußt die Übergangshäufigkeit nicht. Sie wird dagegen größer, wenn die Spannung des Randzährlrohres bei Konstanthaltung der Spannung des Einstrahlzährlrohres erhöht wird. Sie vergrößert sich weniger, wenn beide Spannungen gleichzeitig erhöht werden.

Mit zunehmender Entfernung der Einstrahlstelle vom Kreuzungspunkt der Anodendrähte nimmt die Übergangshäufigkeit ab. Sie ist bei dem mit 85 Torr Argon und 5 Torr Alkohol gefüllten Zährlrohr am günstigsten bei einer Überspannung von 50 Volt am Einstrahlzährlrohr und 180 Volt am Randzährlrohr (Einsatzspannung beider Zährlrohre 970 Volt). Sie beträgt beim Einstrahlen in das dem Randzährlrohr nächstliegenden Fenster 75%, in das mittlere 51% und in das entfernteste Fenster nur 45%. Die Meßgenauigkeit ist $\pm 2,5\%$.

Unter diesen Betriebsbedingungen des Zährlrohres wurden die Ausbreitungszeiten der Entladungen beim Einstrahlen an den drei Fenstern gemessen. In der Abb. 2 ist die Häufigkeit h_v der in kleinen Zeitintervallen gemessenen Impulse für die drei Einstrahlstellen dargestellt (Nulleffekt abgezogen). Abb. 2 enthält zugleich den Zusammenhang zwischen dem Einstrahlort L und der Ausbreitungszeit t .

Unerwartet ist, daß kein linearer Zusammenhang zwischen L und t besteht; die Ausbreitungsgeschwindigkeit nimmt mit zunehmender Ausbreitungszeit der Entladung ab.

Die Ausbreitungszeitmessungen aus dem Stromverlauf der Entladung im Einstrahlzährlrohr, von

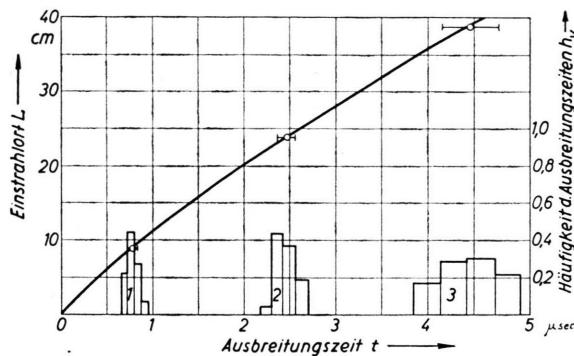


Abb. 2. Häufigkeit h_v der Ausbreitungszeit t beim Einstrahlen in 8,6 cm (1), 23,8 cm (2) und 39,0 cm (3) Entfernung vom Kreuzungspunkt der Anodendrähte; sowie Einstrahlort L als Funktion der mittleren Ausbreitungszeit. Zählrohrfüllung: 85 Torr Argon, 5 Torr Äthylalkohol. Anodenspannung: 1020 V.

denen in Abb. 3 eine Aufnahme dargestellt ist, ergeben folgendes:

Die Schwankungen der Ausbreitungszeiten sind kleiner als bei den vorhergehenden Messungen. Sie konnten nur abgeschätzt werden, da sich die Impulse bei den geringen Schwankungen oft überlappten.

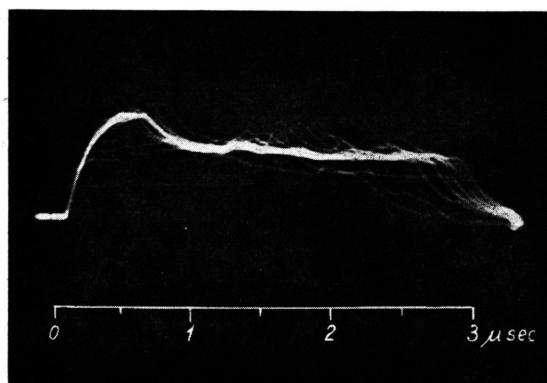


Abb. 3. Stromverlauf von etwa 60 Entladungen beim Einstrahlen an dem vom kurzen Zählrohr 39 cm entfernten Fenster.

Sie sind kleiner als $\pm 5 \cdot 10^{-8}$ sec, was $\pm 0,5$ cm Weg im Zählrohr entspricht. Die Messungen ergaben, daß alle Entladungen am Kreuzungspunkt der Anodendrähte abreißen. Der Zusammenhang zwischen Einstrahlort und Ausbreitungszeit ist gleichermaßen nichtlinear wie bei den vorhergehenden Messungen. In Abb. 4 sind für Zählrohrspannungen von 1050 und 1030 Volt die Einstrahlort-Ausbreitungszeit-Diagramme dargestellt.

Weiterhin sind im Stromverlauf der Entladungen Unregelmäßigkeiten zu erkennen. Der Strom steigt plötzlich an und fällt dann nach 2 bis $20 \cdot 10^{-8}$ sec wieder auf den ursprünglichen Wert ab. Entladungen mit solchen Unregelmäßigkeiten haben stets kürzere Ausbreitungszeiten als solche, die von der Einstrahlstelle herrühren. Ihre Häufigkeit ist ungefähr 4% aller Entladungen.

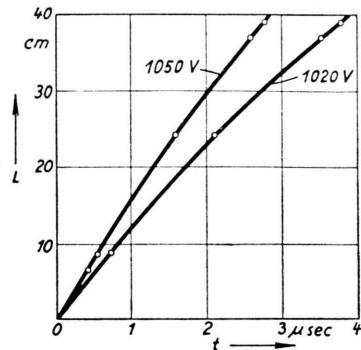


Abb. 4. Einstrahlort-Ausbreitungszeit-Diagramme aus dem Stromverlauf der Entladungen bei Zählrohrspannungen von 1050 und 1030 Volt. Zählrohrfüllung: 85 Torr Argon, 5 Torr Äthylalkohol.

Bei Zählrohren mit getrennten Kathoden ist das Problem, die Impulse möglichst kapazitätsarm abzunehmen, gelöst, wenn der Impuls des Einstrahlzählerohres an der gemeinsamen Anode über einen kleinen Arbeitswiderstand ($1 \text{ k}\Omega$) und der Impuls des Randzählerohres an dessen Kathode abgenommen wird.

An dem einen Ende eines Glaszählerohres mit einer 50 cm langen Graphitkathode ($18 \text{ mm} \phi$) schließt sich in 0,5 mm Abstand eine 4 cm lange, zweite Graphitkathode an. In der Achse des Glasrohres ist die 0,1 mm starke gemeinsame Anode aus V2 A gespannt. Die Glaswand des Zählerohres ist 1 mm stark (Jenaer 16/III). (Vgl. Abb. 5.)

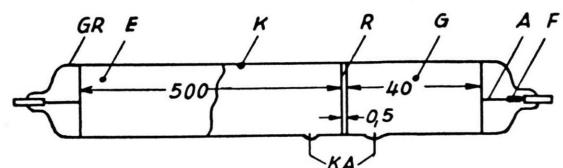


Abb. 5. Zählerohr mit getrennten Kathoden. E Einstrahlzählerohr, G Randzählerohr, K Kathoden aus Graphit, R Trennring 0,5 mm, KA Kathodenausführung, A gemeinsamer Anodenstrahl $0,1 \phi$ (V2 A), F Spannfeder für den Anodendraht, GR Glasrohr 1 mm stark (Jenaer 16/III).

Im Gegensatz zu den früheren Versuchen lösen jetzt sämtliche Entladungen, die sich im Einstrahlzährlrohr ausbreiten, unabhängig von der Füllung und dem Einstrahlort das Randzährlrohr aus.

An Zährlrohren, von denen die einen mit 90 Torr Argon und 10 Torr Äthylalkohol, die anderen mit 90 Torr Argon und 10 Torr Methylal gefüllt waren, wurden die Ausbreitungszeiten der Entladungen beim Einstrahlen an verschiedenen Stellen mit einem β -Strahlbündel von $\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$ (2 mm \varnothing) gemessen. Für das Argon-Alkohol-Zährlrohr ist in der Abb. 6,

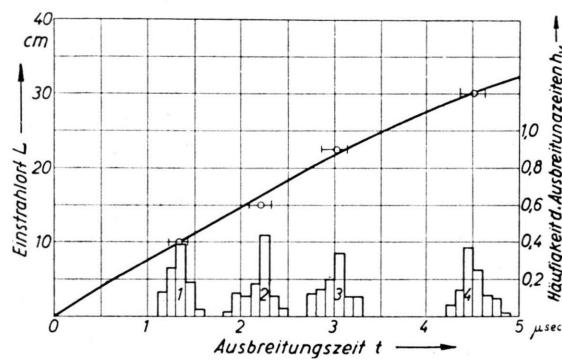


Abb. 6. Häufigkeit h_v der Ausbreitungszeit t beim Einstrahlen in 10 cm (1), 15 cm (2), 22,5 cm (3) und 30 cm (4) Entfernung vom Randzährlrohr, sowie der Einstrahlort L als Funktion der mittleren Ausbreitungszeit. Zährlrohrfüllung: 90 Torr Argon, 10 Torr Äthylalkohol. Anodenspannung: 1140 Volt.

für das Argon-Methylal-Zährlrohr in Abb. 7 die Häufigkeit h_v der in kleinen Zeitintervallen gezählten Impulse beim Einstrahlen an verschiedenen Orten dargestellt. Die Anodenspannung betrug für das erste Zährlrohr 1140 Volt, für das zweite 870 Volt.

Die Abbildungen enthalten zugleich den Zusammenhang zwischen Einstrahlort L und Ausbreitungszeit t . Er ist für die Füllung mit 100 Torr Argon und 10 Torr Alkohol in gleicher Weise nichtlinear wie beim Zährlrohr mit getrennten Anoden. Dagegen ist er bei einer Argon-Methylalfüllung innerhalb der Meßgenauigkeit linear. An dem Argon-Alkohol- bzw. Argon-Methylal-Zährlrohr wurden weitere Meßreihen bei 1150 und 1160 V, bzw. 860 und 900 V ausgeführt. Sie ergaben mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeiten von 8,2 und 9,8 cm/ μ sec bzw. 3,0 und 5,1 cm/ μ sec. Auch unter diesen Versuchsbedingungen ist die Genauigkeit der Einfallortbestimmung zwischen $\pm 8 - 10$ mm. Sie ist außerdem für alle Entfernungen des Einstrahlortes vom Randzährlrohr im untersuchten Bereich von 50 - 60 cm gleich groß. Die Genauigkeit ist um einen Faktor 2 schlechter, als die Messungen aus dem Stromverlauf am gekreuzten Zährlrohr versprechen, wenn man den Einfluß schiefen Durchgangs der β -Strahlen durch das Zährlrohr vernachlässigt.

Stromverlaufsmessungen an dem Einstrahlzährlrohr bestätigen alle Ergebnisse der vorigen Versuche. Die Schwankungen der Ausbreitungszeiten sind bei allen Spannungen und Füllungen gleich groß wie bei den Messungen aus der Zeitdifferenz zwischen dem Start der zwei Zährlrohre. Daraus folgt, daß beim Übergang der Entladungen von einem Zährlrohr zum anderen keine zeitlichen Schwankungen auftreten. Die plötzlichen Unregelmäßigkeiten im Stromverlauf, die zu kürzeren Ausbreitungszeiten führen, sind bei den Zährlrohren mit Graphitkathoden häufiger als bei solchen mit Messingkathoden (8% statt 4%).

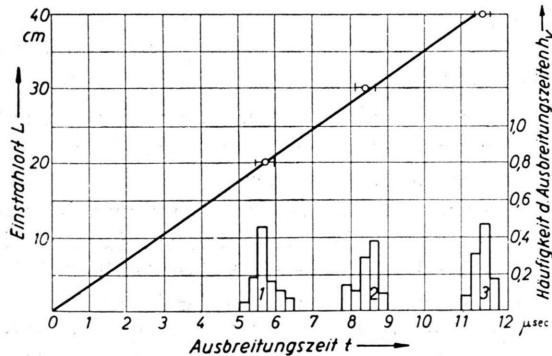


Abb. 7. Häufigkeit h_v der Ausbreitungszeit t beim Einstrahlen in 20 cm (1), 30 cm (2) und 40 cm (3) Entfernung vom Randzährlrohr, sowie der Einstrahlort L als Funktion der mittleren Ausbreitungszeit. Zährlrohrfüllung: 90 Torr Argon, 10 Torr Methylal. Anodenspannung: 870 Volt.

3. Diskussion

Zur Lokalisierung des Einfallortes radioaktiver Strahlen durch Messung der Ausbreitungszeit der Entladungen eignet sich nur die Zährlrohranordnung mit getrennten Kathoden. In ihr breitet sich die Entladung immer, und ohne zeitliche Schwankungen, von einem Zährlrohr in das andere aus, weil an der Übergangsstelle das elektrische Feld in Anodennähe unwesentlich verändert ist. Im Zährlrohr mit getrennten Anoden ist das elektrische Feld an der Kreuzungsstelle der Anodendrähte so weit erniedrigt, daß alle Entladungen des Einstrahlzährlrohres dort abreißen. Die Zahl der Photonen mit genügender Reichweite ist zu klein, um jedesmal eine Entladung im Randzährlrohr auszulösen.

Mit einer Erniedrigung des Alkoholpartialdruckes ist eine Reichweitevergrößerung der Photonen und damit eine Erhöhung der Übergangshäufigkeit verbunden. Wird die Spannung an beiden Zählrohren erhöht, dann nimmt die Zahl der Photonen und der Durchmesser des Bereichs, in dem diese gebildet werden, zu; die Übergangshäufigkeit erhöht sich wiederum. Erhöht man dagegen die Spannung des Einstrahlzählrohres allein, dann nimmt zwar die Zahl der Photonen zu, zwischen den beiden Anoden entsteht aber ein Gegenfeld in bezug auf das Randzählrohr, das die gebildeten Elektronen zur Anode des Einstrahlzählrohres zieht. Bei der Annahme, daß sich beide Effekte kompensieren, kann die konstantbleibende Übergangshäufigkeit erklärt werden. Erhöht man dagegen die Spannung des Randzählrohres allein, dann entsteht zwischen den beiden Anoden ein Feld, das die Elektronen in das Randzählrohr zieht und dadurch die Übergangshäufigkeit erhöht.

Bei der Annahme eines Ausbreitungsmechanismus mit Photonen langer Reichweite kann aus den gegebenen Raumwinkelverhältnissen nicht erklärt werden, warum einerseits alle Entladungen genau am Kreuzungspunkt der Anodendrähte abreißen, andererseits ein Teil sich im Randzählrohr weiter ausbreitet.

Die Konstanz der Genauigkeit der Einfallsortbestimmung bei den Graphitkathodenzählrohren für verschiedene Füllungen, Betriebsspannungen und Einfallsorte sowie die um einen Faktor 2 schlechtere Genauigkeit gegenüber den Ergebnissen der Stromverlaufsmessung an dem Messingkathodenzählrohr kann so erklärt werden: Bei den Graphitkathodenzählrohren wird mit β -Strahlen durch eine 230 mg pro cm^2 dicke Glasschicht eingestrahlt, bei dem Zählrohr mit Messingkathode dagegen durch eine 2 bis 3 mg/cm^2 dicke Glimmerfolie. Durch Vielfachstreuung der Elektronen in der Glasschicht verbreitert sich der Elektronenstrahl in dem Zählrohr mit 18 mm \varnothing auf einen rechnerisch abgeschätzten mittleren Wert von ungefähr 12 mm; dies stimmt mit den Meßergebnissen gut überein. Daraus folgt, daß die vom Ausbreitungsmechanismus hervorgerufenen Schwankungen klein sind gegen die durch Streuung der β -Strahlen in der Zählrohrwand bedingten Unterschiede der Ausbreitungszeiten. Eine Steigerung der Genauigkeit der Einfallsortbestimmung wäre daher durch eine Verminderung der Streuung radioaktiver Strahlen beim Eintreten in das Zählrohr erreichbar. Die kleinen, durch die Art der Entladungsausbreitung hervorgerufenen Schwankungen der Ausbreitungszeiten können bei Zählrohren mit Messing- bzw. Graphitkathoden (20 bzw. 18 mm \varnothing) sowie einer Füllung mit Argon-Alkohol und Argon-Methy-

lal nur dann sinnvoll erklärt werden, wenn man annimmt, daß sich die Entladungen überwiegend mit Photonen kurzer Reichweite durch Photoeffekt im Löschgas ausbreiten.

Nach der Theorie von WILKINSON¹⁵ ergibt sich bei einer mittleren Photonenreichweite von 1 mm und einer Überspannung von 50 Volt in einem Zählrohr der verwendeten Art, daß die Entladungsausbreitung von ungefähr 4000 Lawinen/cm getragen wird. HUSTER und ZIEGLER⁶ geben für ihren Ausbreitungsmechanismus mit Photonen langer Reichweite an, daß schon 10 ausgebildete Lawinen die Ausbreitung in einem 10 cm langen Zählrohr bewirken. Die daraus resultierenden Schwankungen der Ausbreitungszeiten stimmen für den ersten Mechanismus mit den experimentell gefundenen überein, dagegen sind die des zweiten viel zu groß.

Dagegen deuten die bei den Stromverlaufsmessungen in geringer Zahl beobachteten Unregelmäßigkeiten darauf hin, daß in seltenen Fällen auch Photonen langer Reichweite zur Ausbreitung der Entladung beitragen. Wenn ein Photon langer Reichweite an einer von der fortschreitenden Front der Entladungszone entfernten Stelle der Kathode ein Elektron auslöst, entsteht eine zusätzliche Entladung im Zählrohr, die sich so lange nach beiden Seiten ausbreitet, bis sie mit der ursprünglichen zusammentrifft. Den Beobachtungen entsprechend steigt der Strom an, bis die Entladungen zusammentreffen, um dann wieder auf den ursprünglichen Wert abzusinken; die Ausbreitungszeiten sind erwartungsgemäß um den 3-fachen Betrag der Stromanstiegszeiten kürzer. Die Häufigkeit solcher Unregelmäßigkeiten hängt von dem Kathodenmaterial ab, was unsere Erklärung mit bestätigt.

Als letztes wird versucht, die Abnahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit größer werdenden Ausbreitungszeiten bei Zählrohren mit Argon-Alkoholfüllung zu erklären. Mit diesem Bild ist auch die Abnahme der Übergangshäufigkeit sowie die Zunahme der Schwankungen der Übergangszeiten mit größeren Ausbreitungszeiten im Zählrohr mit getrennten Anoden zu verstehen.

Die einzige die Entladungsausbreitung bestimmende Größe, von der es denkbar ist, daß sie sich während der Ausbreitungszeit ändert, ist die örtliche Verteilung der Lawinenzahl an der Front des Entladungsschlauches. Auf Grund der statistischen Reichweiteschwankungen der Photonen sind diese Verteilungen nach längeren Ausbreitungszeiten etwas

¹⁵ D. H. WILKINSON, Phys. Rev. 74, 1417 [1948] und Ionization Chambers and Counters, 1950.

verbreitert. War der Abfall der Lawinendichte an der Front des Entladungsschlauches zu Beginn der Entladung noch steil, so verflacht er mit zunehmender Ausbreitungszeit immer mehr. Durch die Verteilung der Lawinendichte ist auch, infolge der Wirkung der positiven Raumladung, das elektrische Feld in dem Bereich, in dem sich die Entladung ausbreitet, mit bestimmt. Von dieser Feldstärkeverteilung hängt die Bildungszeit der einzelnen Lawinen und somit die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung ab. Ist die Lawinendichteverteilung an der Front der Entladung verbreitert, dann wird die Feldstärke im Bereich, in dem sich die folgenden Lawinen ausbreiten sollen, stärker heruntergesetzt, als wenn sie steiler abfällt. Dies kann zu einer Abnahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmender Ausbreitungszeit führen. Durch die kleinen, statistischen Schwankungen der Ausbreitungszeit ergibt sich zwar keine große Verbreiterung der Lawinendichteverteilung, doch ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem mit Argon-Alkohol gefüllten Zählrohr stark von der Betriebsspannung und damit der Feldstärke im Ausbreitungsbereich abhängig. Man kann daher annehmen, daß die kleine, mit der Ausbreitungszeit zunehmende Feldstärkeverminderung genügt, um bei dieser Füllung die Abnahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmender Ausbreitungszeit zu bewirken.

Bei einer Füllung mit Argon-Methylal ist die Reichweite der Photonen kürzer – die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist um einen Faktor 2–3 kleiner – und die Spannungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit um einen Faktor 3 kleiner als bei einer Argon-Alkohol-Füllung. Die kürzere Reichweite der Photonen hat eine kleinere Verbreiterung der Lawinendichte, und damit eine kleinere Verminderung der Feldstärke an der Front der Entladung mit zunehmender Ausbreitungszeit zur Folge. Außerdem wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Feldverminderung weniger beeinflußt. Wir haben daher in Übereinstimmung mit den Meßergebnissen höchstens eine sehr kleine Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Ausbreitungszeit zu erwarten.

Mit dem obigen Bild der Entladungsausbreitung kann auch die Abnahme der Übergangshäufigkeit mit zunehmender Ausbreitungszeit in dem gekreuzten Zählrohr erklärt werden. Nach längerer Ausbreitungszeit und demzufolge flacherem Abfall der Lawinendichte kann ein Teil der Entladungen in

dem feldgeschwächten Gebiet zwischen den gekreuzten Anoden eher abreißen und das zweite Zählrohr weniger oft und mit größeren zeitlichen Schwankungen auslösen.

4. Zählrohre mit gutem Lokalisierungsvermögen für β - und γ -Strahlen

Um das bisher erzielte Lokalisierungsvermögen von ± 10 mm zu verbessern, wurden Zählrohre gebaut, in deren Zählvolumen sich die ionisierenden Strahlenbündel wenig verbreitern können.

Bei einem Zählrohr für β -Strahlen wurde durch ein 4 mm breites, 500 m langes und 20μ ($2,8 \text{ mg pro cm}^2$) dickes Hostaphanfenster eingestrahlt, in dem die Streuung und damit die Verbreiterung des Strahlenbündels im Zählvolumen klein ist. Das Zählrohr besitzt zwei Messingkathoden (18 mm \varnothing), die mit einem 1 mm breiten Trolitulring getrennt sind (Abb. 8).

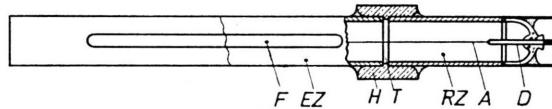


Abb. 8. EZ Einstrahlzählschlauch (18 \varnothing), RZ Randzählschlauch, F Hostaphanfenster ($2,8 \text{ mg/cm}^2$), T Trennring zwischen EZ und RZ (1 mm), H Isolierhülse aus Trolitul, A gemeinsame Anode (0,1 \varnothing ; V2 A), D Anodendurchführung (Vacuvitrohr in Glaskappe eingeschmolzen).

Bei einem Zählrohr für γ -Strahlen wurde der Kathodendurchmesser auf 12 mm erniedrigt, um die Verbreiterung der Strahlenbündel im Zählvolumen zu verkleinern. Die Bauweise ist die gleiche wie bei den Zählrohren mit Graphitkathoden, nur sind letztere durch chemisch niedergeschlagene Silberkathoden ersetzt, um die Empfindlichkeit für γ -Strahlen im Energiebereich von 0,1 – 0,5 MeV zu erhöhen.

Um Aussagen über das Auflösungsvermögen zu gewinnen, wurden die Zählrohre mit der zur Abbildung von Strahlungsfeldern gebauten Bleiblende, Abb. 11, umgeben. Durch die in einer Reihe angeordneten Blendenkanäle mit einer lichten Weite von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ können β - und γ -Strahlen streifend in das Zählrohr fallen. Zwei nebeneinanderliegende Kanäle sind durch eine 5 mm breite Bleischicht voneinander getrennt. Beim gleichzeitigen Einstrahlen an zwei benachbarten Kanälen wurden die Ausbreitungszeiten der Entladungen gemessen, und daraus bestimmt, inwieweit die an den zwei Einstrahlstellen in das Zählrohr fallende Strahlung getrennt werden kann.

In Abb. 9 ist für das β -Zählrohr der beim Einstrahlen durch zwei nebeneinanderliegende Blendenkanäle registrierte Intensitätsverlauf als Funktion des Einstrahlortes dargestellt. Die zwischen den Einstrahlstellen gemessene Strahlung beträgt im Mittel ungefähr 15% der an den zwei Einstrahlstellen registrierten Strahlung. Dieses Auflösungsvermögen ist bei einer Füllung mit 90 Torr Argon und 10 Torr Alkohol unabhängig von der Betriebsspannung und dem Abstand der zwei Einstrahlstellen zum Randzählrohr.

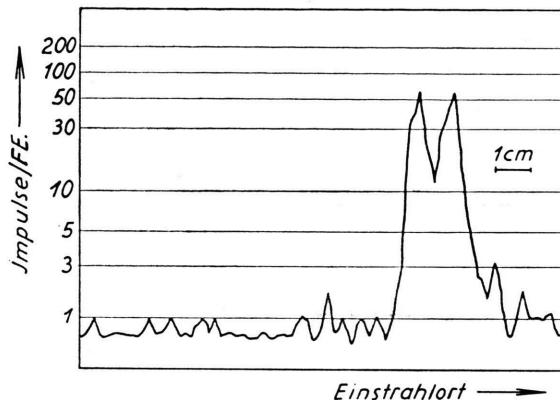


Abb. 9. Strahlungsintensität (Impulse/FE) als Funktion des Einstrahlortes beim Einstrahlen durch zwei nebeneinanderliegende Blendenkanäle mit β -Strahlen von $\text{Sr}^{90}-\text{Y}^{90}$, $\text{FE} = 3 \text{ mm}^2$. Kanalbreite 4 mm, Abstand der Kanalmitten 9 mm; Zählrohr mit Ms-Kathode $18 \text{ mm} \phi$ und $2,8 \text{ mg/cm}^2$ dickem Fenster.

Das Auflösungsvermögen eines γ -Strahlzählrohrs mit 12 mm Kathodendurchmesser ist so, daß beim Einstrahlen durch zwei nebeneinanderliegende Kanäle die zwischen den zwei Einstrahlstellen registrierte Strahlung im Mittel ungefähr 40% der dort gemessenen beträgt. Es ist für γ -Strahlen mit einer Energie von 0,084, 0,33 und 0,41 MeV gleich groß. Es ist ferner unabhängig vom Einstrahlort, der Zählrohrfüllung und der Betriebsspannung. Bei einem Zählrohr mit 18 mm ϕ können zwei nebeneinanderliegende Einstrahlkanäle nicht mehr getrennt werden.

Stromverlaufsmessungen an den Zählrohren mit Silberkathoden zeigten wieder plötzliche Stromanstiege während der Entladungsausbreitung, verbunden mit kürzeren Ausbreitungszeiten der Entladungen. Ihre Häufigkeit ist ebenso groß wie bei den Zählrohren mit Graphitkathoden. Sie unterscheidet sich bei Zählrohren mit 18 mm bzw. 12 mm Kathodendurchmesser nicht wesentlich.

II. Abbildung radioaktiver Strahlungsfelder

In Abb. 10 ist die Anordnung, die zur Abbildung radioaktiver Strahlungsfelder mit einem lokalisierenden Zählrohr entwickelt wurde, schematisch dargestellt.

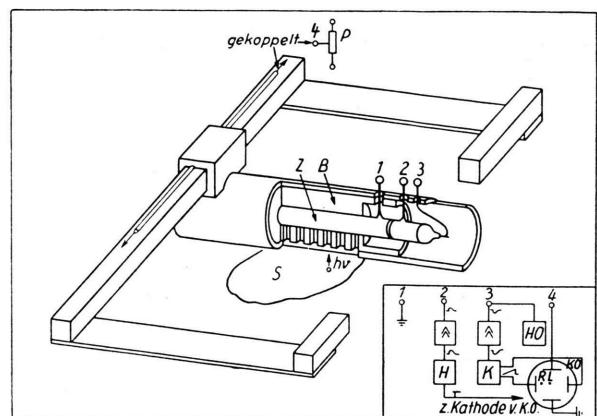


Abb. 10. Anordnung zur Abbildung radioaktiver Strahlungsfelder. Z Lokalisierendes Zählrohr, S Strahlungsfeld, B Bleiblende, P Potentiometer, K Kippgenerator, H Hellsteuerung, impulsgenerator, KO Kathodenstrahlloszillograph, HO Hochspannungsgerät, L Lichtpunkt, R Ruhelage des Kathodenstrahles.

Ein langes Zählrohr mit zwei getrennten Kathoden, das mit einer Bleiblende umgeben ist, wird über das Strahlungsfeld gebracht. Durch die Reihe nebeneinanderliegender, quadratischer Blendenkanäle, die auf den Rand des Einstrahlzählrohres münden, soll ein Streifen des Strahlungsfeldes auf das Zählrohr abgebildet werden. Die zwei Seiten der quadratischen Durchlaßflächen und die Bleischicht zwischen zwei Kanalblenden werden ungefähr so breit wie das Lokalisierungsvermögen der Zählrohre gemacht. (Lichte Weite der Blendenkanäle $4 \times 4 \text{ mm}$, Bleizwischenschicht 5 mm.) Der abgebildete Streifen des Strahlungsfeldes setzt sich daher aus nebeneinander gereihten, rasterförmigen Bildausschnitten zusammen, die sowohl in sich wie auch am Rand verschwommen sind und sich ohne merklichen Übergang aneinander anschließen. Im Gesichtsfeld schließen sich die den einzelnen Kanälen zugeordneten Flächenelemente der Quelle bei einem bestimmten Abstand von der Blende aneinander an, bei größerem Abstand überlappen sie sich, bei kleinerem sind sie getrennt. Bei der Dimensionierung der Blendenkanallänge wurde ein Kompromiß zwischen der Intensitätsstärke der Abbildung und der Verschmierung der Gesichtsfeldränder bzw. der Tiefenschärfen geschlossen. Mit der gewählten Länge von 3,5 cm und γ -Strahlen von 0,5 MeV übersteigt der Intensitätsbeitrag der schießend durch die Bleizwischenschicht dringenden Strahlung nicht 6% der durch den Kanal fallenden. Die daraus resultierende Verschmierung der Gesichtsfeldränder bewirkt, daß sich die Gesichtsfelder nicht erst bei 4,4 cm, sondern schon

bei ungefähr 3,5 cm Abstand von der Blende aneinander anschließen. In Abb. 11 ist die gebaute Bleiblende skizziert. Sie ist rohrförmig (70 mm Außendurchmesser; 21 mm Innendurchmesser) und besitzt 60 Blendenkanäle, die auf den Rand des Innenzyinders münden. Das Zählrohr wird in das Innere der Bleiblende gebracht; zur kapazitätsarmen Unterbringung des Randzählrohres ist die Bleiblende auf einer Seite 50 mm tief auf 40 mm Innendurchmesser ausgedreht.

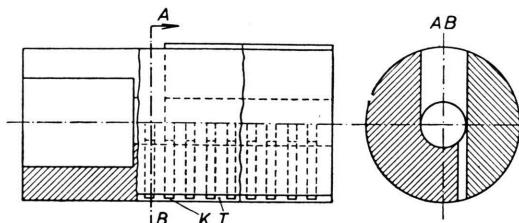


Abb. 11. Bleiblende. K 60 Blendkanäle (4 mm breit, 4 mm tief und 35 mm lang), T Bleizwischenschicht 5 mm.

Das Zählrohr mit der Blende kann durch einen Getriebemotor langsam über das Strahlungsfeld bewegt werden. Ein Helipot-Potentiometer ist mit der Bewegung mechanisch gekoppelt. Die Spannung am Potentiometerabgriff ordnet jeder Lage des Zählrohres eine bestimmte Y-Stellung des Kathodenstrahles eines Synchroskops zu.

Die gemeinsame Anode des Zählrohres liegt über einem Arbeitswiderstand von $1\text{ k}\Omega$ an einer elektronisch auf $0,5\%$ stabilisierten Hochspannung. Der Startimpuls des Einstrahlzählrohres wird an der Anode mit einem Kathodenfolger abgenommen und über ein 3 m langes $130\text{-}\Omega$ -Kabel (SAL 403) zum Triggerverstärker für das Kippgerät geleitet (Abb. 12). Dieser verstärkt 70-fach, ist übersteuerungsfest und liefert negative Ausgangsimpulse von maximal 8 Volt mit einer Anstiegszeit von $6 \cdot 10^{-9}$ sec. Das Kippgerät wird von diesen mit zeitlichen Schwankungen, die kleiner als 10^{-8} sec sind, ausgelöst.

Aufhellimpuls kürzer sein, als der Elektronenstrahl zum Durchlaufen des Brennfleckdurchmessers (0,5 mm) benötigt. Bei Schreibgeschwindigkeiten von maximal 2 cm/ μ sec sind Aufhellimpulse erforderlich, die etwas kürzer als $2,5 \cdot 10^{-8}$ sec und 50 Volt hoch sind. (Oszillograph Du Mont 303 AH.) Dazu werden die Impulse des Randzählrohres an dessen Kathode über 10 k Ω mit einem Kathodenfolger kapazitätsarm abgenommen, in einem 130- Ω -Kabel ungefähr $4 \cdot 10^{-8}$ sec verzögert und zum Verstärker geleitet (Abb. 13). Dieser verstärkt 560-fach, ist übersteuerungsfest und liefert positive Ausgangsimpulse von maximal 20 Volt mit einer Anstiegszeit von $2 \cdot 10^{-8}$ sec, die den Hellsteuergenerator praktisch schwankungsfrei triggern. Dieser besteht aus einer negativ vorgespannten Sekundäremissionspentode (EFP 60), die von der Dynode zum Gitter rückgekoppelt ist und in deren Anodenkreis eine Spule mit einer parallelgeschalteten Diode liegt. Wenn die Röhre durch einen positiven Impuls getriggert wird, entsteht im Anodenkreis eine Schwingung mit erster negativer Halbwelle; die folgenden Schwingungen werden durch die Diode unterdrückt. Die erste negative Halbwelle ist bei einer Spule mit 1,2 μ H $2,5 \cdot 10^{-8}$ sec breit und 160 Volt hoch. Eine zweite Diode begrenzt die Höhe des Impulses auf einen einstellbaren, konstanten Wert. Dieser Aufhellimpulsgenerator hat noch eine zweite Funktion. Entladungen, die während der Erholzeit des Zählrohres ausgelöst werden, haben eine zu niedrige Ausbreitungsgeschwindigkeit, da das elektrische Feld während dieser Zeit erst langsam wieder hergestellt wird. Um fehlerhafte Messungen auszuschließen, darf die Meßanordnung während der Erholzeit des Zählrohres keine Impulse registrieren. Dies wird in erster Näherung dadurch erreicht, daß die Totzeit des wie ein Sperrschwinger arbeitenden Hellsteuergenerators 10^{-4} sec gemacht wird.

Die mit dem beschriebenen Verfahren zur Abbildung nutzbaren Abmessungen des Schirms des Oszillographen Du Mont 303 AH sind 5 cm in vertikaler und 7,5 cm in horizontaler Richtung. Unter Ausnutzung eines Auflösungsvermögens von 0,5 mm für den Schirm und 5 mm für das Zählrohr kann ein β - bzw. γ -Strahlungsfeld mit 75 cm Breite, 50 cm Länge und 3,5 cm Tiefe durch Abtasten der Länge so abgebildet werden, daß Strahlungsflächen mit einem Abstand von 5 mm noch getrennt werden können. Bei einer Aufnahme wird das Zählrohr je nach der Intensität des Feldes ein oder mehrere Male

Abb. 12. Triggerverstärker für das Kippgerät. Verstärkungsfaktor 70; Maximaler Ausgangsimpuls 8 V; Anstiegszeit $< 10 \mu\text{sec}$.

Mit dem Startimpuls des Randzählrohres wird der Kathodenstrahl punktförmig hellgesteuert. Der Abstand des Lichtpunktes von der Ruhelage des Kathodenstrahles ist proportional der Entfernung der Einstrahlstelle vom Randzählrohr. Damit bei der Hellsteuerung ein Lichtpunkt entsteht, muß der

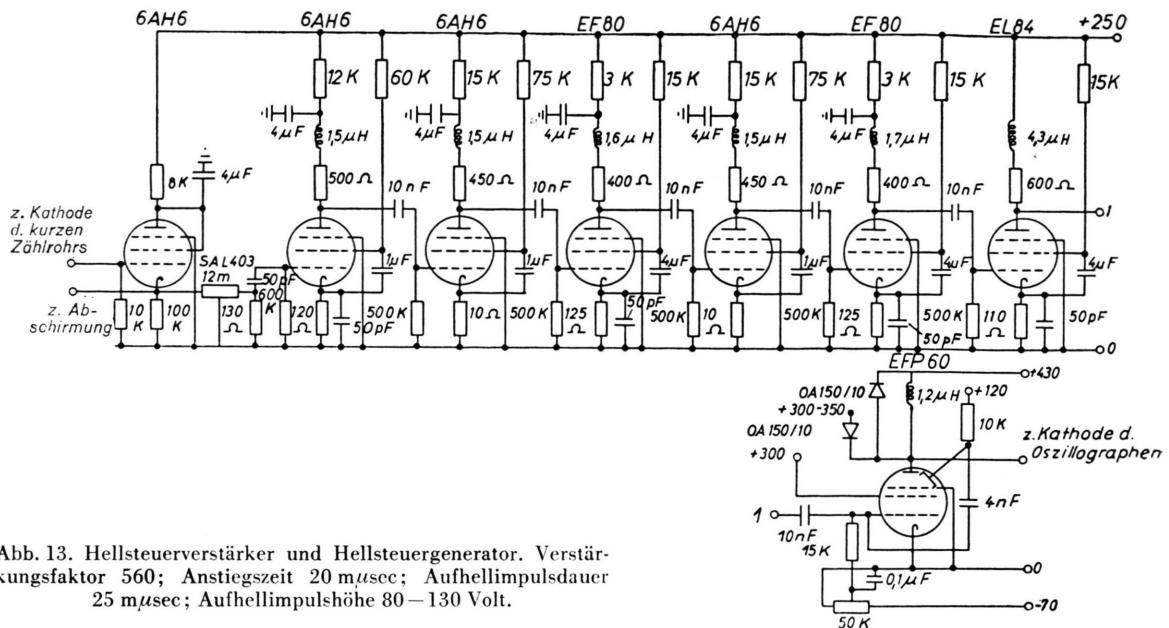


Abb. 13. Hellsteuerverstärker und Hellsteuergenerator. Verstärkungsfaktor 560; Anstiegszeit 20 μ sec; Aufhellimpulsdauer 25 μ sec; Aufhellimpulshöhe 80–130 Volt.

über das Strahlungsfeld bewegt und zugleich der Oszillographenschirm photographiert (Abb. 14). Durch Einstrahlen an bestimmten Stellen können Ortsmarken zur Bestimmung der Abbildungsmaßstäbe auf den Schirm abgebildet werden. Aus der Zahl der Lichtpunkte an einer Stelle der Aufnahme erhält man die Intensität des Strahlungsfeldes. Da die Lichtmenge und Leuchtdauer der einzelnen Punkte unter den vorliegenden Versuchsbedingungen konstant sind, gelingt es, durch Messung der Schwärzung mit einem Mikrophotometer ihre Zahl zu bestimmen.

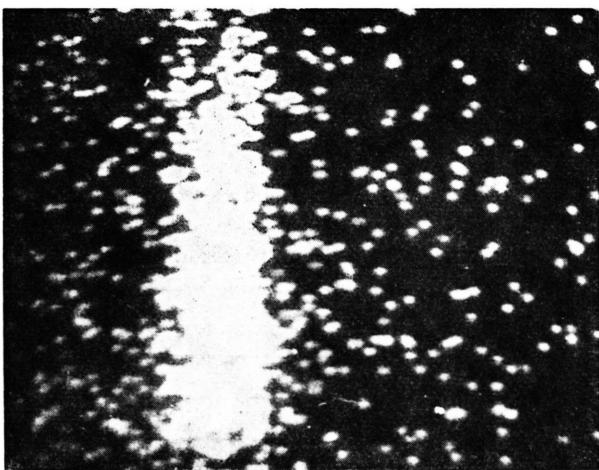


Abb. 14. Abbildung eines Strahlungsfeldes von Cr⁵¹, das in länglicher Form auf einer Kunststoff-Folie verteilt war. Das ganze Feld wurde in 100 sec einmal abgetastet.

Die Negative der Aufnahmen werden in einem Mikrophotometer 20-fach vergrößert auf eine kreisförmige Photometerblende projiziert. Die Projektion ist dann ungefähr maßstabsgleich mit dem aufgenommenen Strahlungsfeld. Der Lichtpunkttdurchmesser beträgt ca. 5 mm. Wenn eine Auswertung mit genauer Lokalisierung erforderlich ist, wird der Blendendurchmesser des Photometers 2 mm gemacht, damit die tatsächliche örtliche Schwärzungverteilung wenig verschmiert wird. Bei einer Schreibgeschwindigkeit von $1,2 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ und einem Aufhellimpuls von 80 Volt können bis zu 1000 übereinanderliegende Lichtpunkte durch Schwärzungsmessung auf 13% genau bestimmt werden. (Film: Kodak Tri X; Entwicklung: Mikrophonen 9 Min.; Blende 1 : 1,5.) Durch Veränderung der Aufhellimpulsgröße, der Blende und des Photomaterials kann die erfaßbare Intensitätsskala den jeweiligen Erfordernissen weitgehend angepaßt werden. Der Zusammenhang zwischen Schwärzung und Lichtpunktzahl wird so ermittelt, daß bei gleicher Schreibgeschwindigkeit wie während einer vorhergehenden Messung eine bestimmte Anzahl übereinanderliegender Lichtpunkte erzeugt wird. Sie werden unter den gleichen Bedingungen wie bei der Messung photographiert und ausphotometriert. Dieses Auswerteverfahren erfordert Aufnahmen, bei denen die Zahl der Lichtpunkte an einer Lokalisierungsstelle so groß ist, daß deren statistische Schwankungen noch eine genaue Bestimmung zulassen. Hat man jedoch Aufnahmen auszu-

werten, die aus Intensitätsgründen bzw. kurzen Aufnahmzeiten wenig Lichtpunkte enthalten, dann muß unter Verzicht auf eine genaue Lokalisierung ein Mittelwert der Lichtpunktzahl über eine größere Fläche ausgemessen werden. Der Zusammenhang zwischen Lichtpunktdichte und der Schwärzung wurde so ermittelt, daß eine bestimmte Fläche ohne Strahler abgetastet wurde. Dadurch wird nur der gleichmäßig verteilte Nulleffekt registriert. Aus der gezählten mittleren Impulszahl pro Fläche und dem dazugehörigen Mittelwert der photometrisch gemessenen Schwärzung erhält man den Zusammenhang zwischen beiden.

III. Anwendungen

Für die Anwendung des neuen Verfahrens zur Abbildung radioaktiver Strahlungsfelder sind folgende Eigenschaften bedeutungsvoll.

1. Von einem Strahlungsfeld kann die örtliche Intensitätsverteilung eines Streifens in einem Meßvorgang so aufgenommen werden, daß die Meßzeit weitgehend unabhängig vom Lokalisierungsvermögen ist.

2. Der effektive Nulleffekt ist ungewöhnlich niedrig (2 Teilchen/min), weil nur die Untergrundstrahlung des kurzen Zählrohrstückes, das einer Lokalisierungsstelle entspricht, in die Messung als Nulleffekt eingeht.

Beim Ausmessen örtlicher Verteilungen β -aktiver Substanzen niedriger Aktivität, wie es für die Radiochromatographie von Spaltprodukten erforderlich ist, verkürzen sich die Meßzeiten mit einem lokalisierenden Zählrohr, das über die Papierstreifen gelegt wird, wesentlich, weil zudem die Nachweisempfind-

lichkeit 100% ist. Obwohl die Verteilungen wegen des beschränkten Lokalisierungsvermögens etwas verschmiert wiedergegeben werden, könnte das neue Verfahren für Routinemessungen bedeutungsvoll werden.

Beim Ausmessen von γ -Strahlungsfeldern, wie es in der Medizin die zu großer Bedeutung gelangte externe in vivo-Lokalisierung γ -strahlender Substanzen erfordert, kann das neue Verfahren die dabei gestellten Forderungen nach kurzen Meßzeiten bei niedrigen Aktivitäten und gutem Lokalisierungsvermögen in weitem Maße erfüllen.

Die zur Erzielung einer bestimmten Genauigkeit erforderlichen Meßzeiten sind im Vergleich mit den bisher üblichen „automatic scanners“ kürzer zu erwarten. Die Nachweisempfindlichkeit des lokalisierenden Zählrohres für γ -Strahlen ist zwar nur 3% gegenüber 20 – 30% des Szintillationszählers, dafür ist aber der effektive Nulleffekt um einen Faktor 100 kleiner. Außerdem erübrigt sich ein punktweises Abtasten des Strahlungsfeldes in einer Richtung.

Der Nachweis von 10 cm^3 einer kolloidalen Au^{198} -Lösung mit einer spezifischen Aktivität von $0,1 \mu\text{C}$ pro cm^3 , die unter 3 cm Wasser liegt, erfordert für eine Genauigkeit von 10% 15 sec Meßzeit.

Außerdem hat das Abbildungsverfahren mit einem lokalisierenden Zählrohr gegenüber dem punktweisen Abtasten des Strahlungsfeldes den großen Vorteil, daß wenigstens in einer Richtung die Meßzeit unabhängig vom Lokalisierungsvermögen ist.

Herrn Professor MAIER-LEIBNITZ danke ich herzlich für die Anregung und Unterstützung dieser Arbeit. Die Untersuchung wurde mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.