

TECHNISCH-PHYSIKALISCHE MONOGRAPHIEN

HERAUSGEGEBEN VON

DR. PHIL. HABIL. RUDOLF SEWIG

AP. PROFESSOR AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE BRAUNSCHWEIG

BAND 6



LEIPZIG 1953

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT
GEEST & PORTIG K.-G.

DAS GEIGER-MÜLLER-ZÄHLROHR

AUFBAU, SCHALTUNG UND HANDHABUNG

VON

V. KMENT UND A. KUHN

FORSCHUNGSINSTITUT FÜR TECHNISCHE PHYSIK UND ELEKTROTECHNIK PRAG

MIT 37 ABBILDUNGEN

Institut für theoretische Physik
der Universität Hella
(18) K. 18-0000
Friedemann-Bach-Platz 6



B 6345

LEIPZIG 1953

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT
GEEST & PORTIG K.-G.

Inhaltsverzeichnis

I. Zähler und Meßtechnik¹⁾

1. Eigenschaften des GEIGER-MÜLLER-Zählrohres	1
2. Hinweise zur Arbeit mit dem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr	13
3. Fehlergrenzen und Korrekturen der Meßergebnisse	15
3.1. Einfacher Verteilungsfehler	15
3.2. Doppelter Verteilungsfehler	15
3.3. Koinzidenzfehler	16
3.4. Korrektur, bedingt durch Absorption der Strahlung im Präparat selbst	19
3.5. Zerfallsfehler	19
3.6. Korrektur, bedingt durch Rückstreuung der Strahlung am Präparatträger	21
4. Beispiele der Zubereitung von radioaktiven Präparaten und das Messen dieser Präparate	24

II. Elektronische Zusatzgeräte²⁾

5. Hochspannungsgleichrichter und Löschkreise	29
5.1. Eigenschaften der Hochspannungsgeräte	30
5.2. Die Ausführung der Hochspannungsgeräte	31
5.3. Stabilisierung der Hochspannung	34
5.4. Die Regelung und Messung der Ausgangsspannung	35
5.5. Die Löschkreise	37
6. Eingangskreise und Diskriminatoren	38
6.1. Die Eingangskreise	38
6.2. Die Diskriminatoren	41
7. Untersetzer und Zählwerkstufen	43
7.1. Die Auflösungszeit	43
7.2. Die binären Untersetzer	44
7.3. Die dekadischen Untersetzer	46
7.4. Betrieb und Prüfung von Untersetzern	49
7.5. Die Zählwerkstufen	50
8. Die Integrationsgeräte	51
8.1. Die Elektronenröhre als Integrator	51
8.2. Das RC-Glied als Integrator	52
9. Literaturverzeichnis	55
10. Sachregister	58

¹⁾ Verfaßt von A. KUHN.

²⁾ Verfaßt von V. KMENT.

I. Zähler und Meßtechnik

1. Eigenschaften des GEIGER-MÜLLER-Zählrohres

Das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr [31] ist ein mittels „Gasverstärkung“ arbeitender Detektor zum Nachweis radioaktiver Strahlung. Sein Aufbau und seine elektrische Grundschaltung sind schematisch in Abb. 1 dargestellt: Es besteht im wesentlichen aus einer rohrförmigen Kathode K und einem axial angeordneten Anodendraht A . Das gesamte System ist gasdicht in einem mit einem Fenster F versehenen Glasmantel eingeschmolzen, der evakuiert und mit einem Grundgas (meist Argon) gefüllt wird, dem bei den „schnellen“, selbstlöschenden Zählrohren noch ein sog. *Löschgas* [54] (meist Alkoholdämpfe) zugefügt wird. Die Kathode K wird mit dem negativen Pol der Hochspannungsquelle U verbunden, deren positiver Pol geerdet sein muß. Die Anode A wird über den Arbeitswiderstand R geerdet und ist über einen Kondensator C mit dem Eingangskreis des Verstärkers V verbunden.

Fällt in Richtung des Pfeiles gemäß Abb. 1 ein Alpha-Teilchen oder ein Beta-Strahl durch das Fenster F in das Zählrohr, so rufen diese Strahlen in der Gasfüllung des Zählrohres Ionisation hervor, wobei beispielsweise ein Alpha-Teilchen 20000 oder ein Beta-Strahl 200 Ionenpaare erzeugen kann. Wenn man die Hochspannungsquelle einschaltet, sieht man, daß jedes Teilchen, das im Inneren des Zählrohres eine Ionisation hervorruft, einen Spannungsimpuls U_R am Arbeitswiderstand R auslöst.

Die Amplitude dieser Impulse am Arbeitswiderstand ist bis zur Geigerschen Einsatzspannung („GEIGER-Schwelle“) sowohl von der Art und Energie der gemessenen Strahlung, d. h. von der Anzahl der primär gebildeten Ionenpaare als auch von der Betriebsspannung U des Zählrohres abhängig. In Abb. 2 ist die Abhängigkeit der Impuls-

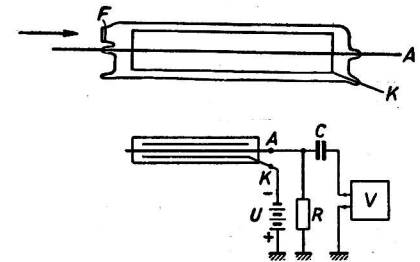


Abb. 1. Schematische Darstellung des GEIGER-MÜLLER-Zählrohres

A : Anode, K : Kathode, F : Zellenfenster, C : Kondensator $\approx 20 \text{ pF}$, R : Arbeitswiderstand $\approx 10 \text{ M}\Omega$, V : Verstärker 10–100fach mit Zählwerk

amplitude U_R von der Zählrohrspannung U für Alpha-Teilchen (α) und Beta-Strahlen (β) angedeutet. Die Bereiche A und B sind die Bereiche, in denen die bekannten „Ionisationskammern“ arbeiten. In diesen Bereichen wird eine Teilung der Ionen hervorgerufen, die positiven Ionen wandern zur Kathode, die negativen Ionen zur Anode. Die Geschwindigkeit der Ionen im Bereich A (Bereich der ungesättigten Ionisation) ist derartig gering, daß es häufig zu Zusammenstößen zwischen positiven und negativen Ionen kommt, wobei neutrale Moleküle gebildet werden und der Ionenstrom geschwächt wird. Bei der Spannung U_1 ist jedoch die Geschwindigkeit der Ionen schon

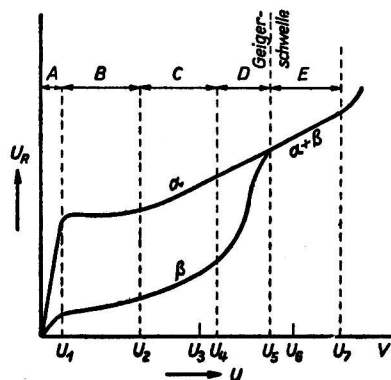


Abb. 2. Impulsamplitude

U_R am Arbeitswiderstand R des Zählrohrs in Abhängigkeit von der Zählrohr-Arbeitsspannung U für Alpha-Teilchen (α) und Beta-Strahlen (β)

so groß, daß die Rekombination der positiven und negativen Ionen vernachlässigbar klein wird. In diesem Bereiche B der gesättigten Ionisation entspricht die Impulsamplitude U_R direkt der Anzahl der primär bei der Ionisation erzeugten Ionenpaare. Steigert man die Arbeitsspannung über den Bereich B, d. h. über die Spannung U_2 , so setzt die „Gasverstärkung“ ein. Die elektrische Feldstärke ist am stärksten in der Nähe der Anode, wo jedes negative Ion oder Elektron derartig beschleunigt wird, daß es ein oder mehrere Atome bzw. Moleküle ionisiert, so daß der nachweisbare Impuls U_R am Arbeitswiderstande R einer größeren Anzahl von Ionenpaaren entspricht als der, die bei der primären Ionisation durch Alpha- oder Beta-Strahlen erzeugt wird. Der Impuls ist jedoch wenigstens bis zum Erreichen der Spannung U_4 proportional der jeweiligen primären Ionenanzahl, das bedeutet für das obenerwähnte Beispiel: das Verhältnis der Impulsamplituden, die durch Alpha- und Beta-Strahlen hervorgerufen werden, bleibt unverändert 20000 : 200. Der Bereich C wird daher der *Proportionalbereich* genannt. Die Spannung U_3 in der Nähe von U_4 ist als Arbeitsspannung für „Proportionalzähler“ besonders geeignet. Die Gasverstärkung selbst kann dabei 10^3 bis 10^6 betragen je nach der Konstruktion des Zählrohrs, der Art der Gasfüllung sowie der Strahlenart.

Zwischen der Spannung U_4 bis U_5 (Abb. 2) folgt dann der Bereich D der teilweisen Proportionalität. Hier sind die Impulsamplituden schon nicht mehr proportional der primären Ionenanzahl, die Gas-

verstärkung für Alpha-Teilchen ist bedeutend geringer als für Beta-Strahlen; es ist jedoch noch möglich zu unterscheiden, ob der Impuls durch eine stärkere oder schwächere primäre Ionisation hervorgerufen wurde.

Bei höheren Spannungen als der GEIGER-Schwelle U_5 ist die Impulsamplitude völlig unabhängig von der Anzahl der primären Ionen, sie ist dieselbe für alle Impulse, gleichgültig, ob diese durch Alpha-, Beta- oder Gamma-Strahlen ausgelöst wurden. Zwischen den Spannungen U_6 und U_7 arbeiten die GEIGER-MÜLLER-„Zählrohre“. Die sog. Arbeitsspannung U_6 wird meist so gewählt, daß sie 100 V über der Geiger-Schwelle U_5 liegt. Überschreitet man andererseits die Spannung U_7 , so setzen Dauerentladungen ein, das Zählrohr versagt dann also.

Die elektrische Feldstärke E [V/cm] zwischen koaxialen Elektroden im Abstand r von der Anodenachse beträgt bekanntlich:

$$E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{r_K}{r_A}} \quad (1/1)$$

wo U [V] die Spannung zwischen Anode und Kathode bedeutet und r_K [cm] und r_A [cm] der Kathoden- bzw. Anoden-Radius ist. Entscheidend für den Bereich, in dem das Zählrohr arbeitet (siehe Abb. 2, A—E), ist die Feldstärke in der Nähe der Anodendrahtoberfläche [$r \geq r_A$, Gl. (1/1)]. Überschreitet die Feldstärke bei der Spannung U_2 einen bestimmten Wert, so beginnt die Gasverstärkung und man kommt damit in die Proportionalbereiche C bzw. D. Bei der Spannung der GEIGER-Schwelle U_5 ist die Feldstärke in der Nähe der Anodendrahtoberfläche derartig groß, daß Ionenlawinenbildung einsetzt (GEIGER-Schwellen-Feldstärke). Die Entstehung der „Lawinen“ die charakteristisch für das Geigerbereich E ist, beruht auf folgenden Einzelvorgängen:

Ein Elektron, das durch Ionisation des primären Teilchens oder Strahles ausgelöst wird, wird zur Anode befördert, in deren Nähe es auf derartige Geschwindigkeiten beschleunigt wird, d. h. derartige Energie erhält, daß es Ionisation oder Anregung eines oder mehrerer Atome oder Moleküle hervorrufen kann. Bei dieser sekundären Ionisation werden weitere Elektronen befreit, die ihrerseits nach Beschleunigung im elektrischen Felde tertiäre Ionisation hervorrufen, und dieser Vorgang wiederholt sich derartig, daß sich eine Elektronen- und Ionen-Lawine schlauchartig um den Anodendraht ausbildet. Kehren angeregte Moleküle in ihren Grundzustand zurück oder neutralisieren sich Ionen, so werden bei diesen Vorgängen Photonen verschiedener Energie ausgesandt. Wenn sich die Wellenlänge dieser

Photonen um 1000 \AA bewegt, rufen sie in Entfernungen von ungefähr 1 mm weitere Ionisationen hervor. Diese kurzwelligeren Photonen haben für die schnelle Ausbildung der Elektronen- und Ionenlawine um den Anodendraht und längs desselben die größte Bedeutung. Langwelligere Photonen mit Wellenlängen um 2000 \AA können Gasmoleküle wohl nicht im wesentlichen Umfang ionisieren, sie können jedoch Photoelektronen aus der Kathode befreien.

Da das zeitliche Intervall zwischen Aussendung der kurzwelligen Photonen und der durch sie hervorgerufenen Ionisation ungefähr 10^{-9} Sekunden beträgt, ist die Geschwindigkeit der Ausbildung und Verbreitung des „Ionenschlauches“ groß und beträgt bis ungefähr $1,2 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$. Die Elektronen aus diesem Schlauch wandern sehr schnell zur Anode, wo sie ihre Ladung abgeben. Dieser Ladungstransport ergibt ungefähr 50% des Stromstoßes im Rohre, und zwar in einer Zeit von spätestens $0,5 \mu\text{sec}$ nach Zündung der Entladung durch die primäre Ionisation.

Der „Schlauch“ der positiven Ionen, der eine virtuelle Anode darstellt, erweitert sich allmählich durch Bewegung der Ionen zur Kathode. Durch diese Vergrößerung des Durchmessers der virtuellen Anode r_A fällt nach Gleichung (1/1) die Feldstärke unter den Wert der GEIGER-Schwellen-Feldstärke E_G . Das Zählrohr ist von diesem Moment ab bis zur Wiederherstellung der Feldstärke E_G an der Anodendrahtoberfläche unfähig, weitere Strahlung nachzuweisen (*Sperrzeit*, engl. *dead time*); die Entladung sollte damit eigentlich gelöscht sein. Das dem in Wirklichkeit nicht so ist, hat folgende Ursache:

Die Ionisationsenergie der positiven Ionen ist bedeutend größer als die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Materiale der Kathode. Das Gasion ist daher nach Neutralisation an der Oberfläche der Kathode noch in angeregtem Zustande und entsendet einige μsec nach der Neutralisation ein ultraviolettes Photon mit einer Wellenlänge um 2000 \AA , wobei es vom angeregten Zustande in seinen Grundzustand übergeht. Da das Zählrohr nach Neutralisation der Ionen wieder zündungsfähig ist, denn die GEIGER-Schwellen-Feldstärke E_G ist bereits wieder erreicht worden, so kann diese Zündung schon erneut allein durch die erwähnten Photonen erfolgen, die von angeregten Molekülen ausgesendet werden. Es ist daher bei langsamen oder „nichtselbstlöschenden“ Zählrohren Aufgabe des „Löschmechanismus“, die Spannung am Zählrohre nach Zündung durch die primäre Ionisation und Ausbildung des Impulses solange unter der GEIGER-Schwelle zu halten, bis sämtliche Ionen aus dem Raume des Zählrohres beseitigt sind und die Emission sämtlicher Photonen von angeregten Molekülen oder Atomen beendet ist. Erfolgt also das eigentliche Löschen der primären Entladung automatisch durch Er-

weiterung des Ionenschlauches, so verhindert der Löschmechanismus die Neuzündung durch die von angeregten Atomen oder Molekülen ausgesandten Photonen.

Die Kapazität des Zählrohres, eventuell die Kapazität C des Koppelkondensators zum Eingangskreise sowie der Arbeitswiderstand R ergeben eine Zeitkonstante RC , die einen zeitlich exponentiell erfolgenden Rückgang der Spannung am Zählrohr hervorruft. Wählt man die Zeitkonstante dieses RC -Gliedes groß durch Verwendung von Arbeitswiderständen in der Größenordnung 10^8 bis 10^{10} Ohm, so hat man eine Möglichkeit, die Entladung des Zählrohres „extern“ zu löschen. Die Kapazität entlädt sich so rasch, daß die Wiederaufladung über den absichtlich so hoch gewählten Widerstand R nicht nachfolgen kann. Die Spannung sinkt also bei jeder Lawinenentladung längere Zeit unter die GEIGER-Schwelle und die Entladung erlischt so von selbst. In der darauffolgenden Ruhepause lädt sich die Kapazität C wieder voll auf, bis ein neues durch die Strahlung erzeugtes Ion eine neue Lawine zur Entstehung bringt. Diese Methode wurde als erste bei den Zählrohren verwendet, kann heute jedoch als überholt gelten. Eine weitere Methode der externen Entladungslöschung ist die Verwendung von Löschkreisen (siehe Kapitel 5.5), die die Spannung am Zählrohre genügend lange (ungefähr $100 \mu\text{sec}$) unter die GEIGER-Schwelle senken.

Bei den schnellen „selbstlöschenden“ Zählrohren wird der Löschmechanismus durch interne Vorgänge im GEIGER-MÜLLER-Rohr realisiert. Die polyatomaren Moleküle der Löschgas-Füllung solcher Rohre werden bei elastischen Stößen mit Elektronen nicht ionisiert, sondern erhalten nur höhere Rotations- und Schwingungs-Energie. Weiterhin haben polyatomare Moleküle stark ausgeprägte Absorptionsbanden im ultravioletten Gebiete, wodurch fast völlig verhindert wird, daß Photoelektronen aus der Kathode durch Photonen ausgelöst werden können. Das Löschgas ist ferner so zu wählen, daß es eine niedrigere Ionisationsenergie als die Grundgasfüllung (meist aus Edelgas) des Zählrohres besitzt. In diesen Fällen nämlich übergeben die Ionen des Grundgases, beispielsweise des Argons, ihre Ladung den polyatomaren Löschgasmolekülen, so daß nach einigen Zusammenstößen sich in dem Ionenschlauch nur noch Ionen des polyatomaren Löschgases befinden. Diese Ionen neutralisieren sich ebenfalls an der Kathode, wobei jedoch der Unterschied zwischen der Ionisationsenergie der Ionen und der Austrittsarbeit der Elektronen aus der Kathode die polyatomaren Moleküle nur in einem äußerst kurzlebigen angeregten Zustande beläßt, der nicht zur Aussendung von Photonen, sondern nur zur Dissoziation der Moleküle und zur Erteilung von kinetischer Energie für die Bruchstücke der dissoziierten Moleküle führt.

Das Löschgas hat somit drei Funktionen:

1. es muß ultraviolette Photoquanten absorbieren,
2. seine Ionen müssen die Ladung im Ionenschlauche übernehmen,
3. es muß die Emission von Photonen nach Neutralisation der Ionen verhindern.

Für die Funktion des GEIGER-MÜLLER-Zählrohres sind drei Zeiten wichtig: die schon erwähnte „Sperrzeit“, die „Auflösungszeit“ und die „Wiederherstellungszeit“. Der zeitliche Ablauf sowie die Bedeutung dieser drei Zeiten ist ersichtlich aus Abb. 3 und soll in folgendem erklärt werden:

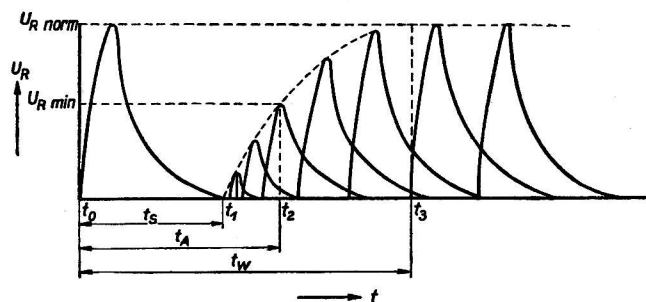


Abb. 3. Zeitlicher Verlauf der Sperrzeit t_s , Auflösungszeit t_A und Wiederherstellungszeit t_W

t_0 ist Zeitpunkt der Erstzündung, t_1 ist der Zeitpunkt, von dem ab Neuzündung möglich ist (Beendigung der Sperrzeit), t_2 ist der Zeitpunkt, von dem ab die Impulsamplitude des neugezündeten Impulses den Wert U_{Rmin} überschreitet und somit das Zählwerk betätigt (Beendigung der Auflösungszeit), t_3 ist der Zeitpunkt, von dem ab die Impulsamplitude des neugezündeten Impulses den Wert U_{Rnorm} besitzt (Beendigung der Wiederherstellungszeit)

Nach Zündung des Zählrohres im Zeitpunkte t_0 ist dieses für eine gewisse Zeit bis zur Wiedererreichung der GEIGER-Schwellen-Feldstärke E_G an der Anodenoberfläche, der Sperrzeit t_s (ungefähr 200 μ sec), unempfindlich für den Nachweis weiterer Strahlen. Die Sperrzeit ist bestimmt durch die Ionengeschwindigkeit im Gase sowie sonstige Eigenschaften des Zählrohres. Nach Beendigung dieser Sperrzeit t_s können von dem Zeitpunkte t_1 ab sowohl weitere Strahlen das Zählrohr von neuem zünden, die Impulsamplituden sind jedoch noch anfänglich niedriger als die normale Impulsamplitude U_{Rnorm} bei Arbeitsspannung, da nach Beendigung der Sperrzeit die Feldstärke an der Anodenoberfläche von der GEIGER-Schwellen-Feldstärke E_G exponentiell bis zur normalen Feldstärke ansteigt. Die Impuls-

amplitude muß jedoch einen Mindestwert U_{Rmin} , je nach Einstellung des Verstärkers¹⁾, beispielsweise 0,1 V, übersteigen, um bei gegebener Verstärkung die weiteren Zählkreise (siehe Kapitel 6 bis 8) zum Ansprechen zu bringen. Dieser Mindestwert U_{Rmin} wird vom Zeitpunkt t_2 ab überstiegen. Das Zeitintervall zwischen dem Zeitpunkt t_0 und dem Zeitpunkt t_2 nennt man Auflösungszeit t_A (engl. resolving time). Die Auflösungszeit t_A ist etwas länger als die Sperrzeit (um 5—100 μ sec) und ist abhängig sowohl von den Eigenschaften des Vorverstärkers wie denen der Zählkreise. Das Zeitintervall zwischen der Zündung der Entladung und Wiedererreichung des Arbeitspunktes (Spannung U_6 , Abb. 2) im Zeitpunkt t_3 nennt man Wiederherstellungszeit t_W (engl. recovery time). Diese Wiederherstellungszeit ist wesentlich länger als die Sperrzeit und hängt sowohl von den Eigenschaften des Zählrohres wie auch von der Zeitkonstante des Eingangskreises ab.

Wenn der Anodendraht kleine Spitzen besitzt, steigt der Gradient der elektrischen Feldstärke an diesen Spitzen derartig, daß an ihnen vereinzelt Elektronen „kalt“ emittiert werden können. Diese Elektronen entzünden falsche Entladungen, die nicht durch von außen einfallende, ionisierende Strahlung veranlaßt werden. Außer durch diese falschen Entladungen können die Meßergebnisse verfälscht werden durch Nachentladungen. Solche Nachentladungen werden hauptsächlich verursacht durch die Anwesenheit von elektronegativen Gasen, die die Bildung von negativen Ionen ermöglichen. Einige dieser negativen Ionen erreichen manchmal den Anodendraht erst nach Beendigung der Auflösungszeit, wo sie sich neutralisieren und dabei Photoquanten aussenden, die dann die Nachentladung zünden. Zu den unangenehmsten dieser elektronegativen Gase gehören Sauerstoff und Wasserdampf, die auch noch in äußerst geringer Konzentration Nachentladungen hervorrufen. Auch Gase mit metastabilen Zuständen können zu Nachentladungen führen. Spuren von Quecksilberdämpfen andererseits sind imstande, diese metastabilen Zustände beim Argon und vielen anderen Gasen zu löschen.

Der Verstärker V (Abb. 1) wird meist so eingestellt, daß nur Spannungsimpulse U_R durch das Zählwerk registriert werden, die Zählrohrspannungen über der GEIGER-Schwelle U_5 (Abb. 2) entsprechen. Im allgemeinen wählt man den Arbeitspunkt der Zählrohrspannung 100 V über U_5 (siehe Abb. 4), dabei darf jedoch natürlich nicht die maximale Arbeitsspannung U_7 überschritten werden, da andernfalls Dauerentladungen einsetzen, die zur Zerlegung des Löschgases und

¹⁾ Die Empfindlichkeit des Verstärkers wird derartig gewählt, daß nur Impulse im GEIGER-Bereich, d. h. bei Feldstärken entsprechend Spannung größer als U_5 (Abb. 2) nachgewiesen werden.

damit zur Zerstörung des Zählrohres führen würden oder wenigstens die Lebensdauer stark vermindern würden.

In Abb. 4 ist die Spannungs-Impulszahl-Charakteristik eines Zählrohres wiedergegeben. Auf die x -Achse wird die Spannung am Zählrohre aufgetragen, die y -Achse gibt die entsprechende Impulszahl pro Minute für eine konstante Strahlung an. Die Spannungs-Impulszahl-Charakteristik, allgemein die *Zählrohrcharakteristik* genannt, wird entweder nur für den *Hintergrund*, d. h. kosmische Strahlung und gestreute radioaktive Strahlung, oder für ein radioaktives Präparat aufgenommen, wobei während aller Einzelmessungen der Charakteristik weder die Lage des Zählrohres noch die des Präparates geändert werden dürfen. Soll die Charakteristik genau aufgenommen werden,

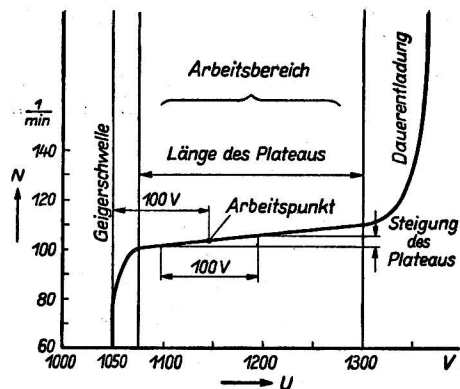


Abb. 4. Charakteristik eines Zählrohres für kosmische Strahlung.
 x -Achse: Zählrohrspannung, y -Achse: minutliche Impulszahl

wird. Die maximale *Arbeitsspannung*, die das Ende des „Plateaus“ bedeutet, liegt bei 1300 V, das Plateau ist somit 220 V lang. Oberhalb der maximalen Arbeitsspannung 1300 V steigt die Impulszahl pro Minute rasch und Dauerentladungen setzen ein.

Der „*Arbeitspunkt*“ des Zählrohres liegt gewöhnlich etwa 100 V über der *Geigerschwelle*, also in Abb. 4 bei 1150 V. Der Differenzen-Quotient $\Delta N/\Delta U$ im Bereiche des Plateaus wird *Plateau-steigung* genannt. Meist wird sie angegeben in $\%/100$ V, gemessen zwischen einer Spannung, die 50 V unter der Arbeitsspannung, und einer Spannung, die 50 V über der Arbeitsspannung liegt. Nach der Charakteristik in Abb. 4 mit der Arbeitsspannung von 1150 V beträgt die minutliche Impulszahl bei 1100 V 100, bei

1200 V 105. Die Steigung des Plateaus ist daher $105 - 100/100 = 5$ $[\%/100 \text{ V}]^1$.

Plateau-Länge und *Plateau-Steigung* sind Kriterien der Qualität von Zählrohren. Die Länge des Plateaus soll mindestens 200 V betragen, seine Steigung soll nicht höher als $5\%/100$ V sein. Die Plateau-Steigung wird verursacht durch falsche Entladungen und Nachentladungen bzw. durch „Randeffekte“, d. h. durch die Vergrößerung des „aktiven Volumens“ des Zählrohres an dessen Ende, Vorgänge, die sich mit steigender Arbeitsspannung immer stärker bemerkbar machen. Weitere Ursachen der falschen Impulse sind (außer den schon oben angeführten Spitzen an der Anode) chemische Unsauberkeiten, nichthomogene Kathodenoberflächen mit niedriger Austrittsarbeit, niedriger Druck des Löschgases und andere mehr. Auch wurde durch besondere Versuche an Zählrohren, bei denen die üblichen Ursachen für die Bildung von Nachentladungen nicht bestanden, nachgewiesen, daß bei der Dissoziation gewisser Löschgasmoleküle negative Ionen gebildet werden können, die ihrerseits Nachentladungen zünden. Dieser Bildungsmechanismus von Nachentladungen ist für die verschiedenen Löschgase nicht gleich und hängt auch vom Grundgase ab.

Das Problem der *Lebensdauer* von „selbstlöschenden“ Zählrohren ist dadurch gegeben, daß bei jedem Impulse eine gewisse Anzahl von Löschgasmolekülen dissoziiert, wobei die Molekülbruchstücke keine Löschfähigkeit mehr zu besitzen brauchen. Beim Methan sondert sich sogar der bei der Dissoziation entstehende Kohlenstoff auf der Kathode oder Anode ab, wobei es zu Spitzenbildungen kommen kann. Die Anzahl der falschen Impulse steigt dann mehr und mehr, und wenn die Steigung des Plateaus einen bestimmten Wert überschreitet, endet die *praktische Lebensdauer* des Zählrohres. Die quantitative Definition der Lebensdauer schwankt bei den einzelnen Autoren. Als Ende der Lebensdauer kann wohl für die Praxis am besten der Zeitpunkt angenommen werden, in dem die Plateaulänge auf 150 V verkürzt und die Plateausteigung auf 15 $[\%/100 \text{ V}]$ erhöht ist. Die Lebensdauer selbst wird dann angegeben als die Gesamtzahl aller Impulse, die das Zählrohr in normaler Betriebsschaltung bis zu diesem Zeitpunkte von sich gegeben hat. Die durchschnittliche Lebensdauer von selbstlöschenden Zählrohren beträgt 10^8 bis 10^9 Impulse.

In letzter Zeit wurde festgestellt, daß die Halogene, besonders Chlor und Brom, die Eigenschaften eines Löschgases besitzen, wobei

¹⁾ Manchmal wird die Steigung des Plateaus auch als prozentuelle Erhöhung der minutlichen Impulszahl für 1 V Erhöhung der Arbeitsspannung definiert. Die Steigung des Plateaus nach Abb. 4 ist nach dieser Definition $0,05$ $[\%/1 \text{ V}]$.

jedoch ihre Dissoziationsprodukte, die Halogen-Atome, sich in kürzester Zeit wieder zu neutralen Halogen-Molekülen verbinden. Zählrohre mit Halogenfüllung haben demnach große Aussichten für die Zukunft, weil sie praktisch eine unbegrenzte Lebensdauer besitzen. Allerdings müssen sämtliche Materialien des Zählrohres, die mit dessen Füllung in Berührung kommen, gegenüber den chemisch sehr aktiven Halogenionen indifferent sein.

Änderungen der Umgebungstemperatur bedingen Wärmeeffekte in den Zählrohren als Folge von Änderungen des Druckes des Löschgases und äußern sich durch Schwanken der GEIGER-Schwelle sowie der Plateau-Länge und Plateau-Steigung. Bei Zählrohren mit Äthylalkoholdämpfen als Löschgas tritt eine merkbare Kondensation schon bei 0°C ein, wodurch der Partialdruck des Löschgases stark fällt und das Zählrohr nicht mehr zuverlässig arbeitet. Löschgase mit hohem Partialdruck, wie Kohlenwasserstoffe und Halogene, besitzen diese Nachteile nicht, sondern arbeiten vielmehr bis -100°C einwandfrei.

Die *Quantenausbeute* oder der *Wirkungsgrad* von Zählrohren, d. h. das Verhältnis der Anzahl nachgewiesener Impulse zur Anzahl der einfallenden Teilchen oder Strahlungsquanten, beträgt praktisch für Alpha- und Beta- sowie für kosmische Strahlen 100%. Die Quantenausbeute für weiche Gamma-Strahlung ist gegeben durch den Absorptionskoeffizienten des Kathodenmaterials für photoelektrische Absorption und Comptoneffekt¹⁾. Diese Koeffizienten sind bei den schwersten Elementen des periodischen Systems bedeutend größer als bei den leichten. Aus diesem Grunde wurden für Zählrohre zum Nachweise weicher Gamma-Strahlung (bzw. Röntgenstrahlung bei der Röntgenspektroskopie) Kathoden mit Überzügen von Wismut, Platin, Gold, Wolfram usw. verwendet. Dennoch beträgt der Wirkungsgrad dieser Zählrohre größenordnungsmäßig nur 1%. In neuer Zeit wird für den Nachweis weicher Gamma-Strahlung die Klein-Nishina-Absorption in der Gasfüllung des Zählrohres nutzbar gemacht. Als besonders geeignet hierfür hat sich Krypton und Argon erwiesen. Der Wirkungsgrad solcher Zählrohre ist sehr stark von der Energie der Gamma-Strahlung abhängig und beträgt optimal ungefähr 90%.

In Abb. 5 sind die beiden gebräuchlichsten technischen Ausführungen von Zählrohren schematisch im Schnitt dargestellt: Die Ausführung „a“ dient zum Nachweis von harter Gamma- und kosmischer Strahlung. Das Zählrohrsystem ist völlig in einen Glasmantel eingeschmolzen, so daß die nachzuweisende Strahlung den Glasmantel durchdringen muß. Deshalb wird für manche Zwecke, besonders für den Nachweis von Beta-Strahlen, die Wandung des Zählrohres ganz

¹⁾ Nähere Einzelheiten über den Comptoneffekt siehe EGK, Kapitel 2. 3.

oder teilweise aus sehr dünnem Glas hergestellt. Die Ausführung „b“ (sogenannte „Glockenform“) nach Abb. 5 besitzt ein Stirnfenster aus Glimmer, das zur Verringerung von Absorptionsverlusten so dünn wie möglich gemacht wird, so daß diese Ausführung auch zum

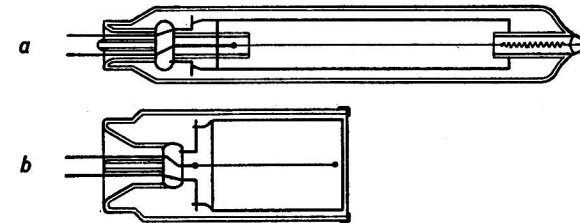


Abb. 5. Schematischer Schnitt der am häufigsten angewendeten Zählrohrformen

a: Zählrohr zum Nachweis von kosmischer und Gamma-Strahlung. b: Zählrohr zum Nachweis weicher (Alpha-, Beta- und Gamma-) Strahlung mit Stirnfenster aus Glimmer

Nachweis weicher Alpha-, Beta- und Gamma-Strahlung sowie für die Zwecke der Röntgenspektroskopie geeignet ist. Die prozentuale Durchlässigkeit D_β von Glimmerfenstern verschiedener Stärke d für Beta-Strahlung in Abhängigkeit von deren Energie E_β ist in Abb. 6

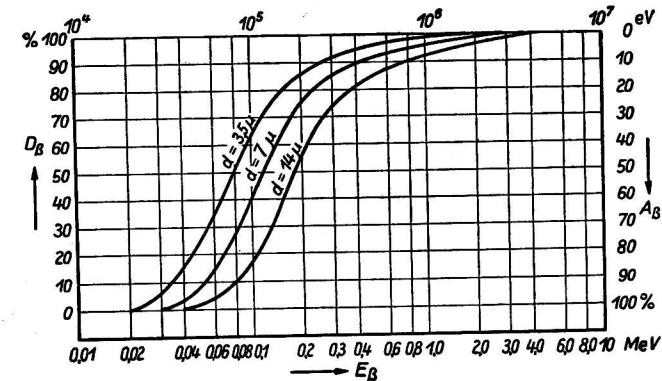


Abb. 6. Durchlässigkeit D_β von Glimmerfenstern verschiedener Stärke d für Beta-Strahlung in Abhängigkeit von deren Energie E_β . Für nicht mono-energetische Beta-Strahlung ist annäherungsweise $\bar{E}_\beta = 1/3 \cdot E_{\beta\text{max}}$

dargestellt. Wie man sieht, ist die Absorption von Beta-Strahlung auch bei ziemlich harter Strahlung noch merkbar und bei weicher Strahlung sehr wesentlich. Die prozentuale Durchlässigkeit D_γ von

Glimmerfenstern verschiedener Stärke für weiche Gamma-Strahlung ist aus Abb. 7 ersichtlich, aus der hervorgeht, daß die Absorption weicher Gamma-Strahlung, soweit nur ihre Energie 20000 eV übersteigt, in den üblichen Zählrohr-Glimmerfenstern praktisch vernachlässigbar ist.

Neben den beiden in Abb. 5 dargestellten Standardformen, die für beinahe sämtliche praktische Arbeiten verwendbar sind, sind eine

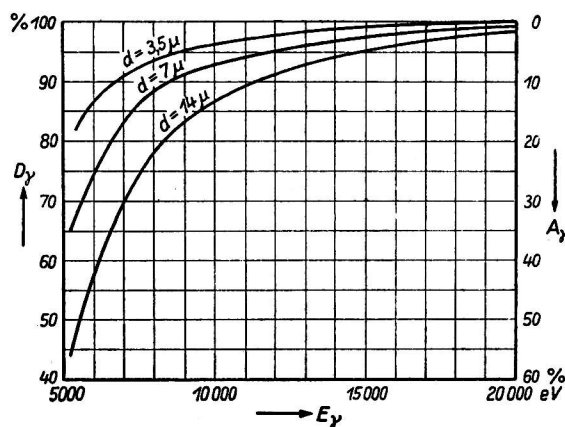
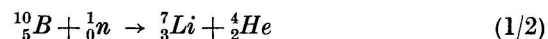


Abb. 7. Durchlässigkeit D_γ von Glimmerfenstern verschiedener Stärke d für weiche Gamma-Strahlung in Abhängigkeit von deren Energie E_γ

große Anzahl von Spezial-Zählrohren¹⁾ mehr oder weniger gut gelöster Konstruktionen im Gebrauch, auf die jedoch hier nicht näher eingegangen werden soll.

Zum Nachweis von Neutronen werden ebenfalls Zählrohre der Ausführung „a“ nach Abb. 5 verwendet, die jedoch mit Triborfluorid oder einer anderen Borverbindung gefüllt sind oder deren Wände mit elementarem Bor oder einer Borverbindung belegt sind. Der Grund dafür ist folgender:

Thermische oder langsame Neutronen reagieren mit dem Borisotop $^{10}_5\text{B}$ nach folgendem Schema²⁾:



Beiden Reaktionsprodukten, dem Lithiumkern sowohl wie dem Alpha-Teilchen, wird bei der Reaktion eine große kinetische Energie erteilt; beide Reaktionsprodukte lösen daher eine starke primäre

¹⁾ Siehe beispielsweise [3] Kapitel 7.

²⁾ Vgl. EGK, Kapitel D. 7, Reaktionstypus 2 und Abb. 24.

Ionisation aus und zünden somit die Entladung im Zählrohr. Die Nachweiswahrscheinlichkeit jeder im Zählrohr ausgelösten Kernreaktion ist praktisch 100%, der Wirkungsgrad des Zählrohres für den Nachweis von Neutronen ist daher nur bedingt durch die Wahrscheinlichkeit der Neutronenreaktion [Gl. (1/2)] im Zählrohr.

Zum Nachweis schneller Neutronen werden derartige Zählrohre mit Mänteln aus Paraffin oder anderen wasserstoffhaltigen Substanzen umgeben, in denen die schnellen Neutronen abgebremst werden. Zum gleichen Zweck des Nachweises schneller Neutronen werden auch Zählrohre mit wasserstoffhaltigen Gasfüllungen verwendet. Ein schnelles Neutron überträgt nämlich bei einem Stoß mit einem Wasserstoffatom durchschnittlich die Hälfte seiner kinetischen Energie dem Wasserstoffkern, der als Proton fortfliegt und starke primäre Ionisation auslöst, durch die das Zählrohr gezündet wird. In diesem Falle ist also der Wirkungsgrad des Zählrohres durch die Stoßwahrscheinlichkeit der Neutronen mit Wasserstoffkernen im Inneren des Zählrohres bedingt.

2. Hinweise zur Arbeit mit dem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr

Das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr weist grundsätzlich jede Strahlenart nach, die in seinem praktisch durch die Kathodenabmessungen gegebenen „aktiven Zählraum“ eine Ionisation hervorruft. Dies bedingt, daß man beim Messen der Strahlung von radioaktiven Isotopen neben deren Aktivität gleichzeitig die *kosmische Strahlung* oder die *Streustrahlung* von sonstigen radioaktiven Quellen mitmißt. Die Impulszahl pro Zeiteinheit, die durch Höhenstrahlung und Streustrahlung ausgelöst wird, wird *Hintergrund* (engl. *background*) oder *Störpegel* genannt. Beim Messen schwacher Aktivitäten, d. h. von Präparaten, die nur eine geringe Anzahl von Teilchen oder Strahlungsquanten pro Zeiteinheit aussenden, oder beim Messen in Räumen, in denen sich stark radioaktive, nur ungenügend mit Blei abgedeckte Präparate befinden, ist es erforderlich, den Hintergrund nach Möglichkeit zu vermindern. Zu diesem Zwecke wird das Zählrohr (manchmal zusammen mit dem zu messenden Präparat) in Bleihülsen von etwa 50 mm Wandstärke eingekapselt.

Auf jeden Fall muß die Oberfläche des Zählrohres vor einer „Aktivierung“ durch direkten Kontakt mit dem zu messenden Präparat geschützt werden. Jedwede Aktivierung des Zählrohres erhöht den Störpegel und setzt die Meßgenauigkeit herab (s. Kapitel 3). Desgleichen ist der Ständer des Zählrohres sowie die unmittelbare Umgebung des Zählrohres sorgfältig vor jeglicher Aktivierung zu schützen.

Bei länger dauernden Messungen ist es erforderlich, häufiger Kontrollmessungen anzustellen, indem man z. B. die Impulszahl N

bei Verwendung eines Standardpräparates unter genau definierten geometrischen Verhältnissen bei bestimmter Arbeitsspannung von Zeit zu Zeit erneut mißt. Eine bessere Kontrolle des einwandfreien Funktionierens des Zählrohres ist jedoch die Aufnahme der $N = f(U)$ -Charakteristik entsprechend Abb. 4, und zwar sowohl bei niedriger wie bei hoher Impulshäufigkeit. Im ersten Falle mißt man die Charakteristik nur beim Störpegel (kosmische Strahlung) allein, im letzteren Falle bestimmt man die Charakteristik unter Verwendung eines Standardpräparates. Das Zählrohr kann als verläßlich arbeitend gelten, wenn der Sattel seiner Charakteristik (Plateau) sowohl bei niedriger wie bei hoher Impulshäufigkeit sich über das gleiche Arbeitsspannungsgebiet erstreckt und ungefähr gleiche Plateau-Steigung aufweist.

Zählrohre, besonders solche mit Stirnfenstern, sind empfindliche Nachweisgeräte. Sie erfordern daher äußerst sorgfältige Behandlung, vor allem Schutz vor Stößen (mechanische Beschädigung!), vor Feuchtigkeit und Staub (Kriechströme!), vor plötzlichen schroffen Temperaturänderungen (Vakuumschäden!) usw. Des weiteren ist das Zählrohr vor zu hohen Betriebsspannungen sowie Impulshäufigkeiten über 1000/sec zu schützen (Zersetzung des Löschgases!). Alle diese Fälle unsorgfältiger Behandlung führen zur Zerstörung oder wenigstens zur Verkürzung der Lebensdauer der Zählrohre.

Bei der Inbetriebnahme eines GEIGER-MÜLLER-Zählrohres ist auf richtige Polarität zu achten; falsche Polarität beschädigt zwar nicht das Rohr, macht aber sein richtiges Funktionieren unmöglich.

Für verschiedene Korrekturen der Meßergebnisse (Einzelheiten in Kapitel 3) ist es erforderlich, die Auflösungszeit t_A der gesamten Zählapparatur zu messen. Diese Messung kann leicht folgendermaßen durchgeführt werden:

Zuerst wird bei fixierter Stellung des Zählrohres die Strahlung eines Präparates I gemessen, das sich am Ort A befindet und dabei die Impulszahl N_1 pro Minute im Zählwerk hervorruft. Dann wird nach Entfernung des Präparates I in entsprechender Weise die minutliche Impulszahl N_2 eines Präparates II am Ort B bestimmt. Jetzt wird wieder das Präparat I an den Ort A gegeben, während das Präparat II an seinem Standplatz B verbleibt und somit die minutliche Impulszahl N_{12} bestimmt, die im Zählrohr von beiden Präparaten I und II gemeinsam ausgelöst wird. Aus N_1 , N_2 und N_{12} , den jeglichen Impulszahlen pro Minute, errechnet sich die Auflösungszeit t_A [in min] gemäß:

$$t_A = \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{2 \cdot N_1 \cdot N_2}, \quad (2/1)$$

wobei jedoch die Einhaltung genauer geometrischer Verhältnisse Voraussetzung ist. Ist beispielsweise $N_1 = 10000$, $N_2 = 10000$ und $N_{12} = 19600$, so ist die Auflösungszeit:

$$t_A = \frac{10000 + 10000 - 19600}{2 \cdot 10000 \cdot 10000} = \frac{400}{2 \cdot 10^8} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ min} = 120 \mu\text{sec}.$$

In diesem Falle können also Strahlungsquanten oder Teilchen, die in kürzerem Zeitabstand als 120 μsec einfallen, nicht mehr registriert werden.

3. Fehlergrenzen und Korrekturen der Meßergebnisse

Beim Messen radioaktiver Präparate mittels Zählrohr ist es erforderlich, bestimmte Fehlerquellen zu berücksichtigen, d. h. entweder die Fehlergrenzen anzugeben oder den Fehler zu korrigieren, da die gemessene Impulszahl meist nicht genau proportional der zu messenden Aktivität ist. Im einzelnen handelt es sich um folgendes:

3.1. Einfacher Verteilungsfehler, verursacht durch zeitlich schwankende Intensität der zu messenden Strahlung

Die Emission der radioaktiven Strahlung eines Meßpräparates erfolgt nicht periodisch, sondern zeitlich ungleichmäßig verteilt, d. h. die Anzahl der in einer betrachteten Zeiteinheit ausgesandten Strahlen ist nicht immer gleich, sondern schwankt um einen Mittelwert. Die Poissonsche Verteilungsfunktion gestattet die Fehlergrenzen der durch Messung in einer bestimmten Zeit festgestellten Impulszahl anzugeben, in welchen der Mittelwert liegt, der der Aktivität des Präparates entspricht. Der wahrscheinliche Fehler ϑ der beobachteten Impulszahl N_1 beträgt danach:

$$\vartheta = \pm \frac{67,45}{\sqrt{N_1}} [\%]. \quad (3.1/1)$$

Für eine beobachtete Gesamt-Impulszahl $N_1 = 10000$ Impulse errechnet sich demnach $\vartheta = \pm 0,6745\%$, für $N_1 = 100$ Impulse ist der Fehler ϑ bereits $\pm 6,75\%$. Für genaue Messungen ist es daher erforderlich, eine große Impulszahl zu beobachten, d. h. bei schwachen Präparaten langdauernde Messungen anzustellen.

3.2. Doppelter Verteilungsfehler, verursacht durch zeitlich schwankende Intensität der zu messenden Strahlung plus der des Hintergrundes

Auch die als „Hintergrund“ mitgemessene Strahlung schwankt zeitlich in ihrer Intensität. Es gilt für sie somit ebenfalls Gl. (3.1/1). Mißt man daher ein Präparat in Anwesenheit eines Hintergrundes — und das trifft praktisch immer zu —, so muß man beide Schwan-

kungsfehler, den durch die zu messende Strahlung sowie den durch den Hintergrund verursachten, berücksichtigen. Wenn die Hintergrundbestimmung mit dem Fehler ϑ_1 und die Meßpräparatbestimmung mit dem Fehler ϑ_2 behaftet ist, so errechnet sich aus diesen beiden Fehlern ein wahrscheinlicher Gesamtfehler ϑ_{12} gemäß der Beziehung:

$$\vartheta_{12} = \pm \sqrt{\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2} [\%]. \quad (3.2/1)$$

Für genaueste Messungen ist es daher wünschenswert, daß das Verhältnis zwischen der Intensität der zu messenden Strahlung und der des Hintergrundes möglichst groß ist und daß während längerer Zeit beobachtet wird, also eine große Anzahl von Impulsen der Registrierung unterliegt. Um den wahrscheinlichen Fehler in der Praxis möglichst rasch ermitteln zu können, seien die Kurvenscharen der

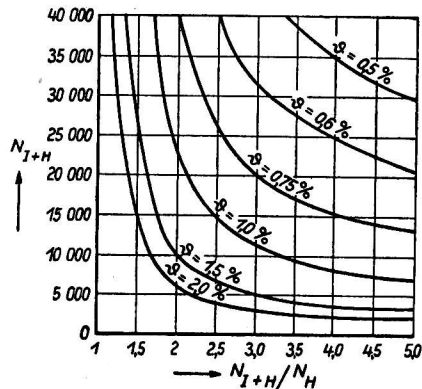


Abb. 8. Abhängigkeit des wahrscheinlichen Fehlers ϑ von der Gesamtimpulszahl N_{I+H} sowie vom Verhältnis N_{I+H}/N_H der Gesamtimpulszahl N_{I+H} zur Impulszahl N_H des Hintergrundes für den Bereich $N_{I+H}/N_H = 1 \dots 5$.

Abb. 8 und 9 beigelegt, aus denen der wahrscheinliche Gesamtfehler ϑ für verschiedene Gesamtimpulszahlen N_{I+H} und für verschiedene Verhältnisse N_{I+H}/N_H der Gesamtimpulszahl N_{I+H} zur Impulszahl N_H des Hintergrundes entnommen werden kann.

Dabei beziehen sich selbstverständlich sowohl N_{I+H} als auch N_H auf dieselbe Meßdauer.

3.3. Koinzidenzfehler, bedingt durch die Auflösungszeit der Zählapparatur

Es besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß Strahlen, die während der Auflösungszeit (s. Abb. 3) in das Zählrohr eindringen, ent-

weder nicht das Zählrohr zünden oder nicht die Zählapparatur zum Ansprechen bringen. Diese Wahrscheinlichkeit steigt mit größer werdender Auflösungszeit und steigender minutlicher Impulshäufigkeit. Wenn N die tatsächliche minutliche Impulszahl, N_B die beobachtete minutliche Impulszahl ist, so wird das Verhältnis $k = \frac{N - N_B}{N}$ der Koinzidenzfehler k genannt und es ist:

$$N = N_B + k \cdot N. \quad (3.3/1)$$

Diese Gleichung gilt ziemlich genau für Koinzidenzfehler $k \leq 6\%$.

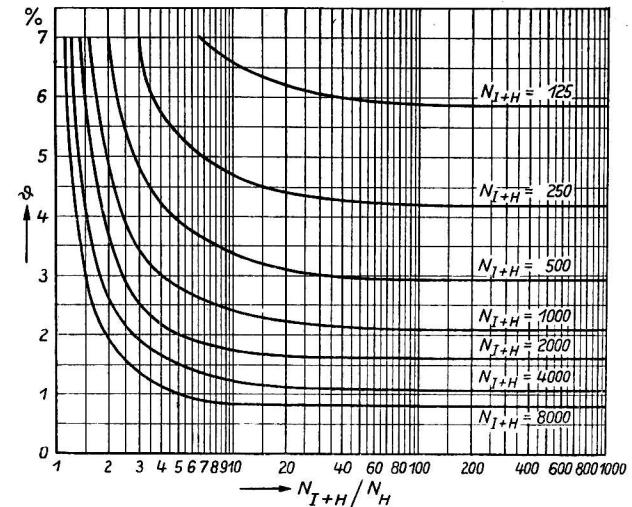


Abb. 9. Abhängigkeit des wahrscheinlichen Fehlers ϑ von der Gesamtimpulszahl N_{I+H} sowie vom Verhältnis N_{I+H}/N_H der Gesamtimpulszahl N_{I+H} zur Impulszahl N_H des Hintergrundes für den Bereich $N_{I+H}/N_H = 1 \dots 1000$.

Andererseits läßt sich N aus der Auflösungszeit t_A [min] errechnen nach:

$$N = \frac{N_B}{1 - N_B \cdot t_A}. \quad (3.3/2)$$

Wird unter k_1 der prozentuelle Fehler bezogen auf die tatsächliche Impulszahl N verstanden, d. h. $k_1 = k \cdot 100$, ist also:

$$k_1 = \frac{N - N_B}{N} \cdot 100, \quad (3.3/3)$$

so gilt für $k_1 < 3\%$ mit ausreichender Genauigkeit:

$$N = N_B + \frac{k_1 \cdot N_B}{100}. \quad (3.3/4)$$

Für $k_1 > 3\%$ ist die Berechnung von N nach Gl. (3.3/4) schon ziemlich ungenau. Setzt man für $k_2 = 100 - k_1$, so ergibt sich:

$$k_2 = 100 - \left(\frac{N - N_B}{N} \cdot 100 \right) = \frac{N_B}{N} \cdot 100 \quad (3.3/5)$$

und N wird unter Verwendung von k_2 wie folgt genau berechnet:

$$N = \frac{N_B \cdot 100}{k_2} \quad (3.3/6)$$

Das Nomogramm nach Abb. 10 erleichtert die schnelle Ermittlung der Korrekturfaktoren k_1 und k_2 .

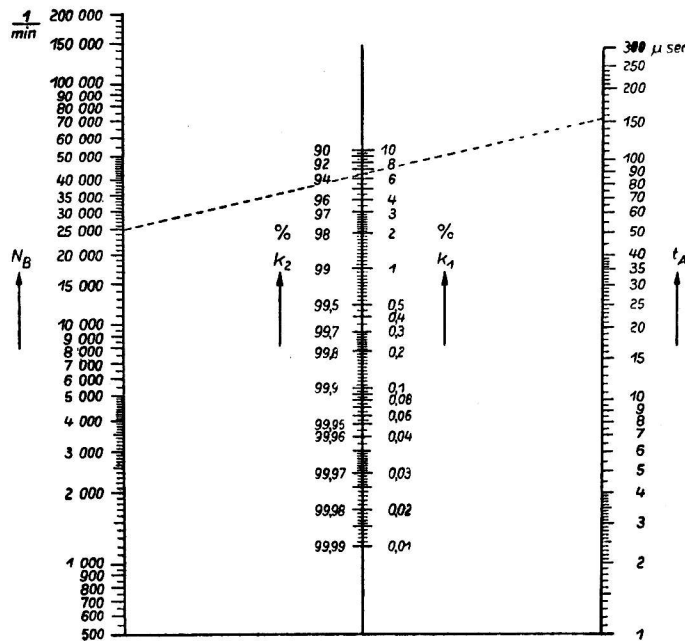


Abb. 10. Nomogramm zur Bestimmung der Korrekturfaktoren k_1 und k_2 des Koinzidenzfehlers für beobachtete Impulszahl N_B [1/min] und für die Auflösungszeit t_A [μ sec]

Für Koinzidenzfehler, bei denen $k_1 < 3\%$ ist, kann zur Berechnung von N sowohl k_1 nach Gl. (3.3/4) wie auch k_2 nach Gl. (3.3/6) benutzt werden, für $k_1 > 3\%$ ist nur Gl. (3.3/6) genau.

Wenn beispielsweise $N_B = 25000$ Impulse pro Minute beträgt und $t_A = 160 \mu$ sec ist, ist $k_2 = 93$ (wie in Abb. 10 strichliert angedeutet),

und N beträgt genau nach Gl. (3.3/6)

$$N = \frac{25000 \cdot 100}{93} = 26882 \text{ Impulse pro Minute.}$$

Bedeutend weniger genau nach Gl. (3.3/4) ist N (nach Bestimmung von k_1 mittels Abb. 10):

$$N = 25000 + 25000 \cdot 7/100 = 26750 \text{ Impulse pro Minute.}$$

3.4. Korrektur, bedingt durch Absorption der Strahlung im Präparate selbst

Wenn man die Aktivität einer größeren Anzahl von Präparaten eines radioaktiven Isotopes mit gleicher Konzentration dieses Isotopes und gleicher Fläche des Präparates mißt, die jedoch verschiedene Dicken besitzen, so steigt die nachweisbare Aktivität nicht genau mit der Dicke der Präparate, d. h. nicht direkt mit dem Gewicht der Präparate, sondern sie steigt langsamer an. Dies läßt sich durch die Eigenabsorption der Strahlung in den Präparaten selbst erklären, die mit wachsender Dicke des Präparates steigt. Wenn der Nachweiskoeffizient D das Verhältnis N_B/N der beobachteten Aktivität N_B und der tatsächlichen Aktivität N eines Präparates ist und wenn μ [cm^{-1}] den linearen Absorptionskoeffizienten des Präparatmaterials für die vom Präparat ausgesandte Strahlenart sowie d [cm] die Dicke des Präparates und k eine Konstante für die gegebene geometrische Anordnung des Präparates und des Zählers sowie die beim Präparat auftretende Rückstreuung (siehe 3.6) bedeuten, so gilt folgender Zusammenhang:

$$N_B/N = k \cdot \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu \cdot d} = k \cdot \frac{1 - e^{-x}}{x} = k \cdot y \quad (3.4/1)$$

Zur raschen Bestimmung des Korrekturfaktors y diene das Diagramm in Abb. 11, in dem die Funktion $y = \frac{1 - e^{-x}}{x}$ graphisch aufgetragen ist, wobei x gleich dem Produkt d [cm] \cdot μ [cm^{-1}] ist. N ist somit unter Verwendung der Korrekturfaktoren k und y :

$$N = \frac{N_B}{k \cdot y} \quad (3.4/2)$$

Nur bei äußerst dünnen Präparaten oder Präparaten mit harter Strahlung, bei denen μ sehr gering ist, läßt sich die Selbstabsorption vernachlässigen.

3.5. Zerfallsfehler, bedingt durch die Kurzlebigkeit von Isotopen

Beim Messen radioaktiver Präparate wird nicht die Anzahl sämtlicher pro Zeiteinheit zerfallender Atome dN_t/dt^1 , sondern nur

¹) Siehe EGK, Gl. (3.1/2).

ein gewisser Teil dA_i/dt bestimmt, eine Tatsache, die durch die geometrischen Verhältnisse, die Selbstabsorption, die Absorption im Fenster bzw. im Mantel des Zählrohres sowie den Wirkungsgrad des Zählrohres bedingt ist. Der Zusammenhang zwischen der pro Zeiteinheit nachgewiesenen Impulszahl dA_i/dt und der pro Zeiteinheit zerfallenden Atomkerne ist gegeben durch:

$$dA_i/dt = K \cdot dN_i/dt, \quad (3.5/1)$$

wo K eine Proportionalitätskonstante ist, die kleiner als 1 sein muß. Wenn Isotopen gemessen werden, deren Halbwertszeit T groß im

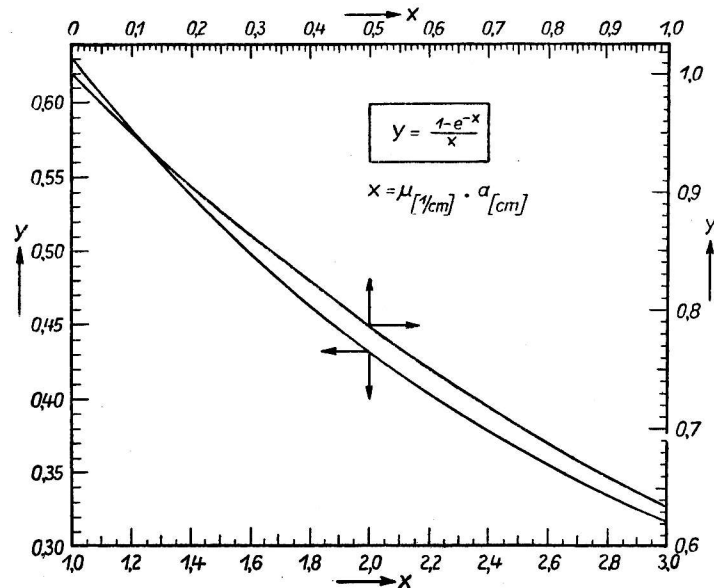


Abb. 11. Die Funktion $y = \frac{1 - e^{-x}}{x}$ zur Bestimmung des Verhältnisses N_B/N nach Gl. (3.4/1) ($x = d [\text{cm}] \cdot \mu [\text{cm}^{-1}]$)

Verhältnis zur Meßdauer ist, so kann man dA_i/dt während der Meßdauer als praktisch konstant betrachten. Ist jedoch die Meßdauer größer als $T/100$, so macht sich bereits der exponentiale Abfall der Aktivität während des Messens bemerkbar. Es ist daher erforderlich, den Mittelwert der während der gesamten Meßdauer pro Zeiteinheit nachgewiesenen Impulszahl $\overline{dA_i/dt}$ auf die bei Beginn der Messung pro Zeiteinheit vorhandene Impulszahl dA_i/dt umzurechnen. Den

Zusammenhang zwischen den beiden Größen gibt die Gleichung:

$$dA_i/dt = \overline{dA_i/dt} \cdot \frac{\lambda \cdot \Delta t}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} = \overline{dA_i/dt} \cdot \frac{x'}{1 - e^{-x'}} = \overline{dA_i/dt} \cdot y', \quad (3.5/2)$$

wo also dA_i/dt die Impulszahl pro Zeiteinheit bei Beginn der Messung, $\overline{dA_i/dt}$ die durchschnittliche Impulszahl pro Zeiteinheit Δt und λ die Zerfallskonstante ($= 0,693/177/T$) ist¹⁾. Als Zeiteinheit wird meistens

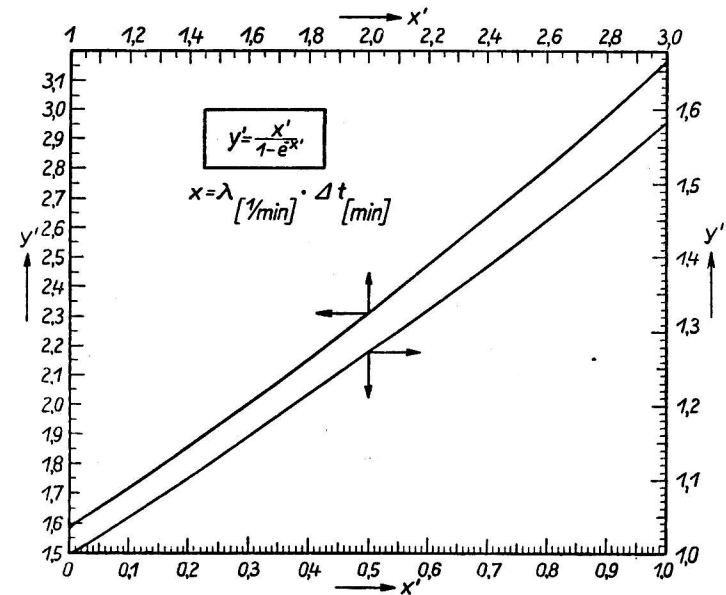


Abb. 12. Die Funktion $y' = \frac{x'}{1 - e^{-x'}}$ zur Bestimmung des durch den Zerfall bedingten Korrekturfaktors ($x' = \Delta t [\text{min}] \cdot \lambda [\text{min}^{-1}]$)

die Minute verwendet. Zur raschen Bestimmung des Korrekturfaktors y' diene das Diagramm in Abb. 12, in dem die Funktion $y' = \frac{x'}{1 - e^{-x'}}$ graphisch aufgetragen ist, wo x' gleich dem Produkt $\Delta t [\text{min}] \cdot \lambda [\text{min}^{-1}]$ ist.

3.6. Korrektur, bedingt durch Rückstreuung der Strahlung am Präparatträger

Infolge der Rückstreuung treten in den aktiven Raum des Zählrohres nicht nur direkte Strahlen ein, sondern auch Teilchen oder

¹⁾ Siehe EGK, Gl. (3.1/5).

Strahlen, deren ursprüngliche Richtung eine andere, bzw. eine entgegengesetzte war. Diese Streuung kann sich bemerkbar machen in der Luftschicht zwischen Präparat und Zählrohr, im Fenster des Zählrohres, im Präparat selbst und am Präparatträger. Die Rückstreuung sowie einige mögliche Streuungen sind in Abb. 13 veranschaulicht.

Die vom Präparat 1 ausgesendeten Strahlen a treten direkt in das Zählrohrfenster 3 ein. Der Strahl b , der ursprünglich entgegengesetzte Richtung wie die Strahlen a besaß, wird am Präparatträger 2 „zurückgestreut“ und dringt ebenfalls in das Zählrohr ein. Der Strahl c , der ursprünglich nicht die Richtung zum Fenster 3 besaß, wird an einem Luftmolekül derartig gestreut, daß er ebenfalls ge-

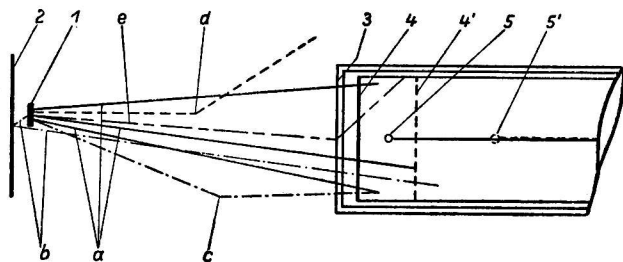


Abb. 13. Schematische Darstellung der Rückstreuung sowie einiger Streuungsarten. Es bedeuten:

1: Präparat; 2: Präparatträger; 3: Zählrohrfenster; 4: Kathode, nahe am Fenster; 4': Kathode, weiter vom Fenster entfernt; 5: Anodenende, nahe am Fenster; 5': Anodenende, weiter vom Fenster entfernt. a : direkte Strahlen; b : am Präparatträger zurückgestreuter Strahl; c : durch Luftstreuung eingestreuter Strahl; d : durch Luftstreuung ausgestreuter Strahl; e : im Fenster ausgestreuter Strahl (nur im Falle von 4' und 5')

zählt wird, er wird also „eingestreu“t. Der Strahl d dagegen wurde an einem Luftmolekül „ausgestreut“ und daher nicht gezählt. Wenn die Kathode 4 und das Anodenende 5 nicht nahe am Fenster 3 liegen, sondern etwas entfernt wie 4' und 5', so kann, wie man sieht, der Strahl e derartig am Fenster „ausgestreut“ werden, daß er nicht mehr gezählt wird. Die Streuung in der Luft (Strahl c und d) ist vernachlässigbar. Wenn das Zählrohrfenster sich in der Nähe des aktiven Zählraummes befindet (4, 5), ist auch die Streuung im Fenster (Strahl e) zu vernachlässigen. Man kann also annehmen, daß die Rückstreuung (Strahl b) praktisch die wichtigste Streuungsart ist. Sie hängt von der Art des Präparates, seiner Schichtdicke, der Energie seiner Strahlung und der Art und Schichtdicke des Präparatträgers ab. Bei dickeren Präparaten nimmt die Rückstreuung zu, ebenso

wie mit steigendem Atomgewicht und zunehmender Strahlungsenergie.

Minimale Rückstreuung wird erzielt durch Verwendung von dünnen Präparaten und dünnen Präparatträgern aus leichten Stoffen, wie Papier, Cellophan, Glas, Quarz oder Aluminium.

Der Anteil des Präparatträgers an der Rückstreuung kann nur annäherungsweise theoretisch bestimmt werden, empirisch kann man ihn jedoch leicht genau messen.

Als Grundpräparatträger werden zunächst hauchdünne Glimmerfolien oder Zaponlackfolien¹⁾ verwendet, weil bei derartig dünnen Schichten die Rückstreuung vernachlässigbar ist. Auf diesen Grundpräparatträger wird der radioaktive Stoff wie üblich aufgetragen und die vom Präparat pro Minute verursachte Impulszahl N_A gemessen. Dann wird dasselbe Präparat auf einen normalen Aluminiumträger gelegt und unter denselben geometrischen Verhältnissen von neuem die jetzt vorliegende Impulszahl N_B festgestellt. Der Korrekturfaktor der Rückstreuung K_R ist:

$$K_R = N_A/N_B \quad (3.6/1)$$

und N_A ist demnach:

$$N_A = N_B \cdot K_R. \quad (3.6/2)$$

Der Anteil Z der Rückstreuung des Präparatträgers ist gegeben durch:

$$Z = \frac{N_B - N_A}{N_A}. \quad (3.6/3)$$

Der Faktor Z ist wichtig zur Bestimmung des absoluten Wirkungsgrades E des Zählrohres (siehe Kapitel 4).

Im folgenden sei ein Beispiel für die Verwendung der erwähnten Fehlergrenzen bzw. Korrekturen gegeben.

Es soll ein schwaches Präparat ^{24}Na gemessen werden. Die Gesamtimpulszahl N_{I+H} während der Meßdauer $\Delta t = 120$ Minuten betrug 5000 Impulse, die Impulszahl N_H des Hintergrundes während derselben Meßdauer war 2300. Das Verhältnis N_{I+H}/N_H beträgt 2,17.

Da sowohl zeitlich schwankende Intensität der zu messenden Strahlung wie der Strahlung des Hintergrundes vorliegt, wird der *doppelte Verteilungsfehler*, wie er in Gl. (3.2) definiert ist, bestimmt mit Hilfe des Diagrammes Abb. 8: es ist $\vartheta = \pm 2\%$. Demnach beträgt die vom Präparat herrührende durchschnittliche Impulszahl ohne

¹⁾ Einige Tropfen stark verdünnten Zaponlackes bilden auf einer ruhigen Wasseroberfläche einen äußerst dünnen Film, der nach Trocknung von der Wasseroberfläche mit einem Drahting abgehoben und dann verwendet werden kann.

Hintergrund pro Minute

$$\begin{aligned} dA_i/dt &= \frac{N_{I+H} - N_H}{\Delta t} = \frac{5000 - 2300}{120} = 22,5 \pm 2\% \\ &= 22,5 \pm 0,45 \text{ [1/min]}. \end{aligned}$$

Der *Koinzidenzfehler* gemäß Gl. (3.3) ist bei derartig niedriger minutlicher Impulszahl vernachlässigbar, auch die *Selbstabsorptionskorrektur* nach Gl. (3.4) kann vernachlässigt werden, da ^{24}Na ein harter Gamma-Strahler ist. Bemerkbar macht sich jedoch der *Zerfallsfehler* nach Gl. (3.5). Die Halbwertszeit des Präparates beträgt $T = 14,9$ [h] = 894 [min]. Demnach ist die Zerfallskonstante $\lambda = 0,693/894 = 7,75 \cdot 10^{-4}$ [1/min]. Nach Gl. (3.5/2) ergibt sich also für die minutliche Impulszahl bei Beginn der Messung:

$$\begin{aligned} dA_i/dt &= (\overline{dA_i/dt} \pm \vartheta) \cdot \frac{\lambda \cdot \Delta t}{1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t}} = (22,5 \pm 0,45) \frac{7,75 \cdot 10^{-4} \cdot 120}{1 - e^{-7,75 \cdot 10^{-4} \cdot 120}} \\ &= (22,45 \pm 0,45) 1,044 = 23,49 \pm 0,47 \text{ [1/min]}. \end{aligned}$$

Die Korrektur nach Gl. (3.5) ist auch direkt ablesbar in Diagramm Abb. 12, $x' = 7,75 \cdot 10^{-4} \cdot 120 = 0,093$; $y' \sim 1,045$.

Der *Rückstreuungsfehler* kann in diesem Beispiele ebenfalls vernachlässigt werden.

4. Beispiele der Zubereitung von radioaktiven Präparaten und das Messen dieser Präparate

Bevor man sich mit dem Messen von Präparaten befaßt, ist es erforderlich, noch etwas über die Zubereitung der Präparate zu sagen, denn nur geometrisch gleichmäßig zubereitete Präparate können genauer gemessen werden. Wie aus Kapitel 3 ersichtlich, muß die Schicht des Präparates sehr dünn sein, damit die Selbstabsorption vernachlässigbar ist. Weiterhin muß die radioaktive Substanz in der Präparateschicht gleichmäßig verteilt sein und bei Serienmessungen müssen sämtliche Präparate die gleiche Fläche besitzen. Diese Bedingungen sind unbedingt einzuhalten, selbst wenn es sich nur um relative Vergleichsmessungen handelt. Geschieht das nicht, so ergeben sich abweichende geometrische Verhältnisse, die nur äußerst schwer mathematisch zu erfassen sind.

Für die Zubereitung von radioaktiven Präparaten geht man meist von flüssigen Stoffen aus und zwar a) in Form von Lösungen oder b) in Form von Suspensionen. In beiden Fällen ist es erforderlich, die Flüssigkeiten sehr gut zu mischen und bei Suspensionen ist dafür zu sorgen, daß der suspendierte Stoff äußerst fein und von gleichmäßiger Korngröße ist. Da bei harten Gamma-Strahlern die Ab-

sorptionsverluste in Papier zu vernachlässigen sind, so tropft man bei der Zubereitung von Präparaten aus Lösungen eine gewisse Menge der Lösung a auf eine runde Filterscheibe, die in einer Glas- oder Aluminiumschale von gleichem Durchmesser wie die Papierschale liegt. Die Flüssigkeit verteilt sich gleichmäßig im Filterpapier, das danach mit seiner Schale getrocknet wird. Eine weitere Präparatzubereitung für Lösungen besteht in dem langsamen Auftropfen der Lösung auf eine sich langsam drehende niedrige Schale, auf die ein milder warmer Luftstrom gerichtet ist oder die durch einen Infrarotstrahler gleichmäßig erwärmt wird. Der Flüssigkeitsfilm, der sich gleichmäßig auf dem Schalenboden ausbildet, wird so langsam und zuverlässig ausgetrocknet. Bei Lösungen, bei denen das aktive Isotop als Kation auftritt, werden auch häufig die Meßpräparate durch elektrolytische Abscheidung auf einen Präparateträger hergestellt, wobei aber das elektrische Feld im Elektrolytbad äußerst gleichmäßig sein muß.

Zur Zubereitung von Präparaten aus Suspensionen kann man grundsätzlich dieselben Methoden wie bei der Herstellung aus Lösungen anwenden. Es wird jedoch häufig eine spezielle Filtrier-technik verwendet, die man für diesen Zweck besonders ausgearbeitet hat. Hierbei werden am besten demontierbare Büchner-Trichter verwendet. Eine geeignete Konstruktion haben beispielsweise HENRIQUE und Mitarbeiter [32] angegeben.

Beim Messen radioaktiver Präparate ist ein Satz Absorptionsfilter und Bleiblen den mit verschiedenen Bohrungen von großem Nutzen. Der Absorptionssatz, der aus Pb-, Al- und Glimmerscheiben besteht, leistet in Verbindung mit einem geeigneten Zählrohrständer gute Dienste beim Abschwächen der Strahlung von stark radioaktiven Präparaten, beim Abfiltern der weichen Strahlungskomponente oder zur Bestimmung der Energie der Strahlung durch Messung der Halbwertsschicht.

Die Halbwertsschicht bestimmt man in der Weise, daß man die gemessene minutliche Impulszahl N_I , d. h. die Impulszahl ohne Hintergrund, in Abhängigkeit von der Gesamtschichtdicke der sukzessive eingeschalteten Filterscheiben graphisch aufträgt, wie in Abb. 14 gezeigt.

In a ist die N_I -Achse linear, in b ist sie logarithmisch. Nach der Schichtdicke $d_{1/2}$ der Halbwertsschicht sinkt N_I auf 50% seines Anfangswertes, nach der Schichtdicke $2 \times d_{1/2}$ auf 25%, nach der Schichtdicke $3 \times d_{1/2}$ der dreifachen Halbwertsschicht, auf 12,5% usw.

Wenn das zu messende Präparat sowohl Beta- und Gamma-Strahler ist und die Halbwertsschicht für die Gamma-Strahlung gemessen werden soll, darf dabei nicht ohne die Beta-Strahlung restlos absorbierende Filter gearbeitet werden, da andernfalls das Zähl-