

Einzelionennachweis mit einem Oldampfzährohr im Proportionalbereich

K. WILMSMEYER

Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz

(Z. Naturforsch. 24 a, 1104—1112 [1969]; eingegangen am 14. April 1969)

Es wurde ein Zährohr mit offenem Fenster gebaut, dessen Kupferwände auf 160 °C erwärmt werden. Damit lassen sich mit Oldampf von 0,3 Torr als Zählgas bei 550 Volt Spannung 2 keV-Ionen nachweisen. Bei etwas höheren Energien (3 keV) werden Ansprechwahrscheinlichkeiten größer als 99% erzielt; mindestens bis $M=131$ (Xe) wird die Massendiskriminierung kleiner als 1% pro Masseneinheit. Bei Verwendung von Octoil-Dampf erreicht man bei guter Reproduzierbarkeit einen Nulleffekt von wenigen Impulsen pro Minute. — Die theoretische Erklärung der Versuchsergebnisse, besonders des zu den üblichen Proportionalzählern unterschiedlichen Verhaltens, brachte darüber hinaus einen aufschlußreichen Einblick in den Verstärkungsmechanismus bei extrem niedrigen Zählgasdrucken.

Zur massenspektroskopischen Analyse kleinster Proben ist unter anderem eine empfindliche Registrierung der Ionen von etwa 2 keV Energie erforderlich. Das Bestreben geht dahin, jedes Ion einzeln nachzuweisen.

Üblicherweise wird dazu ein Multiplier benutzt, an dessen erster Dynode die Ionen beim Aufprall meist nur einige, oft sogar überhaupt keine Elektronen auslösen, welche den Ladungsimpuls weiter fortsetzen. Im Mittel wird dabei pro Sekundärelektron an der Pralldynode größtenteils 2 keV Ionenenergie aufgezehrt.

Von diesem Gesichtspunkt aus liegt der Versuch des Ionennachweises mit einem Zährohr nahe, in dem zur Bildung eines Primärelektrons nur etwa 20—30 eV verbraucht werden. Das Problem besteht dabei darin, daß ein solches Zährohr zum Ioneneintritt ein offenes Fenster besitzen muß, durch das dauernd Zählgas in die Apparatur strömt und dort abgepumpt oder ausgefroren werden muß. KIRCHNER und Mitarbeiter^{1, 2} unternahmen Experimente in dieser Richtung, die schließlich dazu führten, daß in einem Heliumlecksuchgerät als Ionendetektor mit Erfolg ein oldampfgefülltes Zährohr verwendet wurde.

Zur Untersuchung der Genauigkeit und Empfindlichkeit dieser Methode des Ionennachweises wurde, der übersichtlichen Feldverhältnisse wegen, ein zylindrisches Zährohr konstruiert.

Sonderdruckanforderungen erbeten an: Dr. K. Wilmsmeyer, Max-Planck-Institut für Chemie, D-6500 Mainz, Saarstr. 23.

¹ F. KIRCHNER, Naturwiss. 49, 343 [1962].

² F. KIRCHNER, Vakuum-Technik 14, 73 [1965].

I. Apparativer Aufbau

1.1. Zährohr

Abbildung 1 zeigt einen Schnitt durch das Rohr. Den Zählraum bildet eine 28 mm-Bohrung in einem Kupferblock K, der von außen mit einer Heizbandage bis 250 °C erwärmt werden kann. Seine große Wärmeleitfähigkeit gewährleistet Temperaturhomogenität der Wände, an denen sich das Öl, welches am etwas kälteren Boden verdampft wird, nicht kondensieren und Aufladungen hervorrufen kann. Durch einen Kopfflansch Kf hindurch wird dem auswechselbaren Zähldraht Z

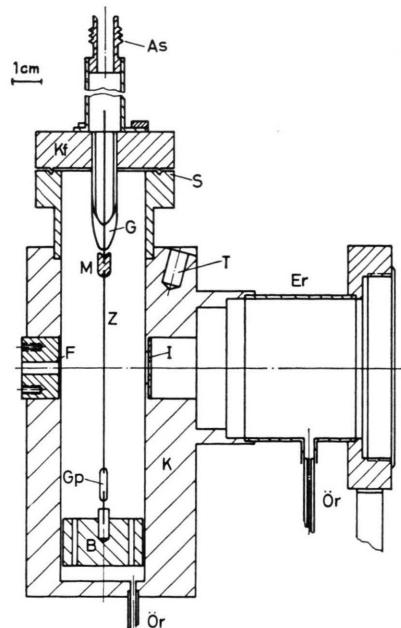


Abb. 1. Schnitt durch das Zährohr. K Kupferblock, Kf Kopfflansch, Z Zähldraht, I Ioneneintrittsfenster, Ör Ölrückflussrohr, F Glimmerfensterflansch, B Bleigewicht, Gp Glasperle, G Glasdurchführung, M Muffe, T Bohrung für Thermometer, S Silberdichtung, Er Edelstahlrohr, As Amphenolstecker.



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

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

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

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

— es wurden entweder ein 0,5 m starker Stahldraht oder ein 0,17 mm starker Wolframdraht benutzt — über eine Glaseinschmelzung G die positive Spannung zugeführt. In der Mitte der Zählrohrwand sind einander gegenüber ein Glimmerfenster F, durch das zu Testzwecken α -Teilchen eingeschossen werden können, und eine $0,2 \times 5$ mm-Schlitzblende I als Ioneneintrittsfenster angebracht. Der durch letzteres diffundierende Öldampf wird an einem eigens dafür vorgesehenen Blendensystem kondensiert, dessen 1×7 mm-Blende in einem Abstand von 16 cm vom Eintrittsfenster den öldampfverunreinigten vom sauberen Raum dahinter trennt. Zwei dünne Kanäle Ör leiten das flüssige Öl zum Rohr zurück.

1.2. Versuchsanordnung

Die Ionen wurden in einer Elektronenstoßionenquelle mit einer Austrittsöffnung von $0,1 \times 0,1$ mm erzeugt und mit Ablenkkondensatoren auf das etwa 500 mm entfernte Zählrohreintrittsfenster gerichtet. In den Strahlengang kann ein Auffänger zur elektrometrischen Strommessung geschoben werden. Der Vorverstärker ist direkt an den Zähldraht angekoppelt. Sein Rauschpegel entspricht einer äquivalenten Ionenpaarzahl von 1750. Die Analyse der Impulse übernehmen ein Oszillograph, eine Zähleinheit und ein Vielkanalanalysator. Im Ionenquellenraum herrschte ein Dampfdruck von $5 \cdot 10^{-7}$ Torr, der sich während der Versuche durch den Öldampf um weniger als $1 \cdot 10^{-7}$ Torr erhöhte.

2. Ergebnisse

Es schien zweckmäßig, das Zählrohr im Proportionalbereich zu betreiben. Dadurch vermeidet man Tot- und Erholungszeiten, welche die Zählrate nach oben begrenzen. Außerdem hat man die Möglichkeit, Nulleffektimpulse, die die Empfindlichkeit beschränken, zu diskriminieren. Schließlich zeigte es sich, daß das Zählrohr im Auslösebereich nicht selbstlöschend ist; eine Verwendung als Geiger-Müller-Zähler hätte also einen zusätzlichen Löschkreis notwendig gemacht.

Erste Messungen ergaben, daß bei einem Dampfdruck von 0,3 Torr und einer Spannung von 550 V das Zählrohr auf 2 kV-Ionen reagiert: es werden Impulse ausgelöst, die meist den Rauschpegel des Vorverstärkers überschreiten.

Man kann damit rechnen, daß 2 kV-Ionen im Dampf etwa 100 primäre Ladungsträgerpaare bilden, deren Streuung dann ungefähr 10 beträgt, so daß alle Impulse ziemlich einheitliche Höhe besitzen sollten. Das ist jedoch nicht der Fall. Die Streuung ist so breit, daß immer ein gewisser Prozentsatz im Rauschen untergeht und nicht registriert werden kann.

Die einzelnen Impulse (Abb. 2) besitzen die relativ lange Anstiegszeit von rund 4 μ sec. Abbildung 3 gibt die mittlere Impulshöhe und die Zählrate als Funktion der Zählrohrspannung wieder. Der lange

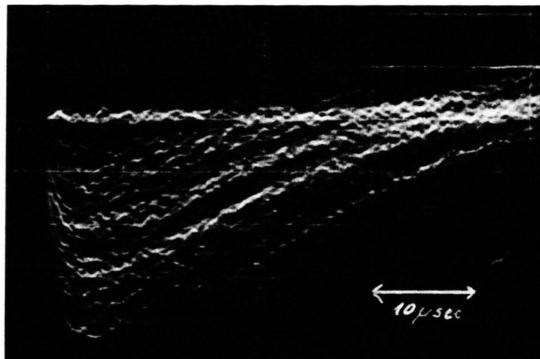


Abb. 2. Oszillogramm mit Zählrohrimpulsen (Ausgang Vorverstärker), Zeitskala 5 μ sec/cm.

Vorverstärkerimpuls (Abb. 2) wird durch ein Differenzierglied am Eingang des Analysators so gekürzt, daß man bei Zählraten von 10^6 min $^{-1}$ noch keine Impulsüberlagerungen zu befürchten braucht. Die Totzeit des Analysators beträgt dabei allerdings schon 20 — 30%; die Zählraten beziehen sich jedoch auf die Aktivzeit. Bei kleineren Zählraten wurden Impulshöhenspektren genau der gleichen Form gemessen. Daß die Zählrohrcharakteristik ein sehr schönes Plateau aufweist, ist ein Hinweis auf die Möglichkeit, alle Ionen zu erfassen. Das soll im folgenden genauer untersucht werden.

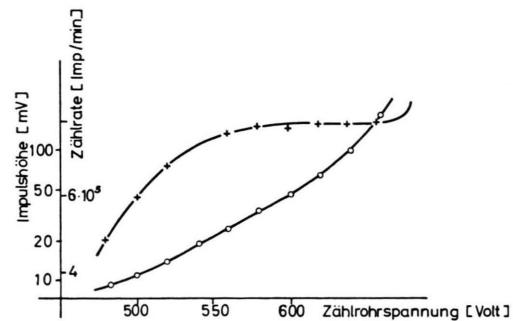


Abb. 3. Impulshöhe —○— und Zählrate —+— als Funktion der Zählrohrspannung. Zählrohr: Octoil 160 °C; Ionen: Luft 2 kV.

2.1. Ansprechwahrscheinlichkeit

Die direkte Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit erfolgt durch einen Vergleich der vom Zählrohr registrierten Impulse mit der durch eine elektrometrische Strommessung ermittelten Zahl der Ionen,

die durch das Fenster eintreten. Da auch mit guten Schwingkondensator-Meßverstärkern höchstens 10^{-14} A gemessen werden können, das aber schon $4 \cdot 10^6$ Imp/min entspricht und von den benutzten Zählgeräten nicht mehr erfaßt werden kann, mißt man üblicherweise die Strahlenintensität hinter einer nicht sehr weit von der Quelle entfernten Blende mit einem einschiebbaren Auffänger elektrometrisch und bestimmt sie dann, unter der Voraussetzung einer punktförmigen Quelle, für das Eintrittsfenster nach dem Strahlensatz. So wurden tatsächlich, je nach Wahl des Arbeitspunktes, Ansprechwahrscheinlichkeiten von 50 bis fast 100% gefunden. Die Methode ist jedoch nicht sehr genau ($\pm 10\%$), besonders bei hohen Ansprechwahrscheinlichkeiten ist es viel zweckmäßiger und auch aufschlußreicher, diese durch Aufnahme der Impulshöhenpektren zu bestimmen.

Abb. 4 zeigt solche Spektren. Man sieht, daß sie fast alle Maxima besitzen, die nicht durch die Diskriminierung (beginnend bei der gestrichelten Linie) vorgetäuscht sind. In vielen Fällen kann daher der unterhalb dieser Schwelle gelegene Teil des Spektrums extrapoliert und so die Anzahl der wegen ihrer Kleinheit nicht registrierten Impulse abgeschätzt werden. Wurden N Impulse gezählt und n nicht, dann ist die Ansprechwahrscheinlichkeit

$$W = 1 - n/(n + N).$$

Abbildung 4 a zeigt nochmals das rapide Wachsen der Verstärkung mit der Zählrohrspannung.

In Abb. 4 b entspricht einer Temperaturzunahme des Octoils von 156 auf 166°C eine Dampfdruckänderung von 0,19 bis 0,41 Torr³. Bemerkenswert ist hier das schnelle Wachsen der Impulshöhen mit dem Druck, ganz im Gegensatz zu normalen Proportionalzählern, wo der Verstärkungsfaktor sinkt.

Die Zunahme der Impulshöhe mit der Ionenbeschleunigungsspannung (Abb. 4 c) kann auf die Erhöhung der zur primären Ionisierung verwendbaren Energie, wie auch auf eine Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes für Ionisation zurückgeführt werden.

Meist wurde das Zählrohr mit Ionen, die beim Einleiten von Luft in die Ionenquelle entstanden, beschossen. Darüber hinaus zeigt Abb. 4 d die Spektren der Edelgase. Der Trend scheint dahin zu gehen, daß mit zunehmendem Atomgewicht die Impulshöhen sinken. Lediglich Neon macht eine Ausnahme,

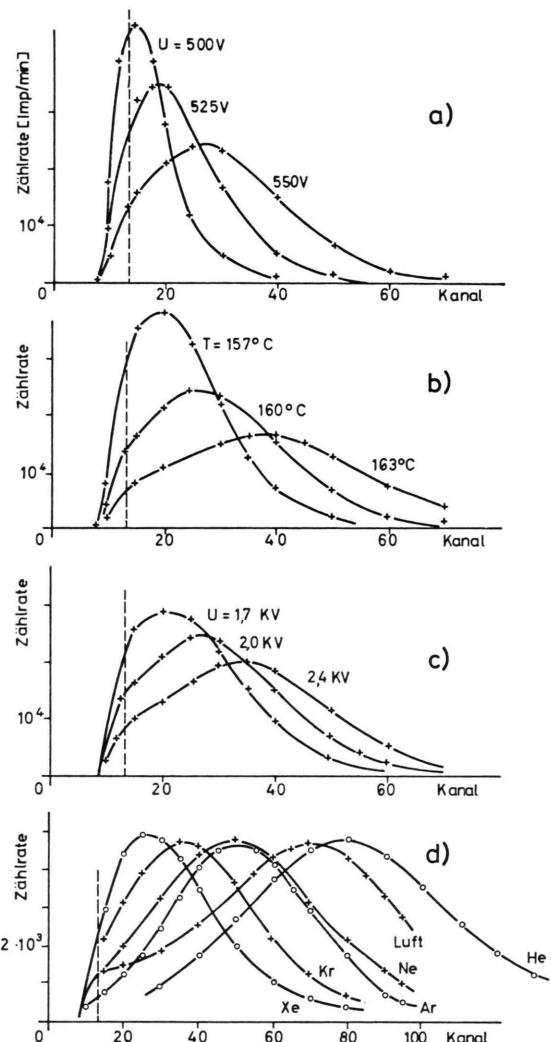


Abb. 4. Gemessene Impulshöhenpektren des mit Octoildampf gefüllten Zählrohres.

a) Zählrohr: 160°C ; Ionen: Luft 2 kV.

b) Zählrohr: 550 V; Ionen: Luft 2 kV.

c) Zählrohr: 160°C ; 550 V; Ionen: Luft.

d) Zählrohr: 163°C ; 550 V; Ionen: 2,9 kV.

bei ihm stimmt das Maximum des Spektrums etwa mit dem des Argons überein.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit wächst bei den angegebenen Daten für Helium und Argon auf $w > 99\%$, für Neon, das breiter gestreut ist, wird $w \approx 98\%$, für Krypton erhält man $w \approx 97\%$, für Xenon $w \approx 94\%$. Die Verschiedenartigkeit der Spektren hat bei der Zählung eine Massendiskriminierung zur Folge, die sich allerdings gerade an Hand dieser Spektren gut abschätzen läßt. Sie liegt im Massenbereich bis $M = 150$ unterhalb 1% pro Massen-

³ A. HERLET u. G. REICH, Z. Angew. Phys. 9, 14 [1957].

einheit. Bei integraler Strommessung mit einem Multipli ergeben sich dagegen Werte größer als $1/3 M$ pro Masseneinheit⁴. Diese liegen in der Größenordnung Prozent, können aber bei leichten Elementen (He, Li), für welche die Diskriminierung beim Öldampfzählrohr gerade besonders klein ist, auf 10% und mehr wachsen.

2.2. Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit eines jeden Zählrohres wird durch den Nulleffekt begrenzt. In unserem Falle setzt er sich aus zwei Hauptkomponenten zusammen:

1. aus Impulsen, die von außen durch radioaktiven Zerfall in der Umgebung des Zählrohres oder durch Höhenstrahlung ausgelöst werden,
2. aus Impulsen, die von Gasmolekülen stammen, die unter Einfluß der Temperatur und des elektrischen Feldes im Zählrohrinnern ionisiert werden.

Hier macht sich nun ganz entscheidend die als Zähldampf benutzte Ölsorte bemerkbar: Versuche wurden zuerst mit Silikonöl, dann mit Octoil ange stellt, die sich dadurch prinzipiell unterscheiden, daß ersteres aus einem Molekülgemisch besteht, letzteres dagegen eine chemisch einheitliche Substanz darstellt (Di-2-äthylhexylphthalat).

Bei Verwendung von Silikonöl war der Nulleffekt ständig größer als 1500 Imp/min und konnte auch durch Bleiabschirmung des Rohres kaum gesenkt werden, d. h. sein Hauptanteil mußte der unter 2. genannten Quelle entstammen. Der Versuch ihn mit Octoil als Zähldampf zu vermeiden gründete sich auf folgende Vermutung: Unter den vielen Molekülarten des Silikonöls finden sich immer auch solche mit ziemlich niedriger Ionisierungsenergie, die unter günstigen Umständen tatsächlich ionisieren und einen Impuls auslösen. Hätte man nur Moleküle von einer Sorte, mit einer nicht zu kleinen Ionisierungsenergie, dann könnte das nicht passieren.

Die Vermutung bestätigt sich: mit Octoil wurden nur etwa 30 Imp/min gezählt, ein Wert, der sich allerdings auch erst nach längerer Laufzeit (1 Std.) einstellt, dadurch, daß sich das zuerst verunreinigte Öl durch fraktionierte Destillation von selbst säubert.

Nulleffektimpulse, die hauptsächlich von Einzel elektronen ausgelöst werden, besitzen eine ganz

andere spektrale Verteilung (Abb. 5) als Ionen impulse. Das läßt sich zu einer weiteren Erhöhung der Empfindlichkeit ausnutzen, dadurch, daß man die Diskriminatorschwelle der Registrierapparatur höher setzt, so daß z. B. die Ansprechwahrscheinlichkeit für Ionen auf 50% sinkt, der Nulleffekt dabei aber auf 10% seines Wertes abnimmt. Somit ist es möglich, noch etwa 4 Ionen pro Minute nachzuweisen, was etwa $10^{-20} A$ entspricht.

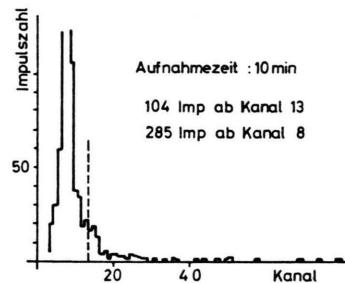


Abb. 5. Nulleffektspektrum.

Die Messung von nur wenigen Teilchen pro Minute hat natürlich, besonders wenn bei erhöhter Ansprechschwelle gearbeitet wird, nur dann einen Sinn, wenn die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse über längere Zeiten hinweg gewährleistet ist. Dazu wurde die Änderung der Spektrenform (Abb. 4) in längeren Versuchsreihen geprüft und auch hier festgestellt, daß wegen einer systematischen Verschiebung die Verwendung von Silikonöl nicht möglich ist, mit Octoil dagegen konstant reproduzierbare Spektren zu erhalten sind.

3. Theorie der Entladung im Öldampfzählrohr

Folgende Punkte, in denen sich das Öldampfzählrohr anders verhält als übliche Proportionalzählrohre, geben Anlaß, sich über den Verstärkungsmechanismus im Ölzähler etwas eingehender Gedanken zu machen:

1. Bei konstanter Einstrahlung besitzen die Impulse keine wenigstens einigermaßen einheitlichen Höhen, sondern diese sind sehr breit gestreut.
2. Mit steigendem Zählgasdruck (bei konstanter Spannung) wächst der Verstärkungsfaktor.
3. Die Anstiegszeit der Impulse von $4 \mu\text{sec}$ ist unverhältnismäßig groß (0,01 bis $1 \mu\text{sec}$, sonst⁵).

⁴ K. H. KREBS, Fortschr. der Physik **16**, 419 [1968].

⁵ H. NEUERT, Kernphysikalische Meßverfahren, G. Braun, Karlsruhe 1966.

Diese Differenzen sollten als Folge der unterschiedlichen Betriebsbedingungen der Zählrohre erklärt werden können. Durch das dabei gewonnene bessere Verständnis der Vorgänge im Gasraum lassen sich Verbesserungsmöglichkeiten und Grenzen angeben oder weitere Parameter, wie z. B. die Primärionisation, an Hand der Meßergebnisse abschätzen.

In Tab. 1 sind einige für den Entladungsvorgang wichtige Daten eines von ROSE und KORFF⁶ beschriebenen Zählrohres üblicher Bauart den entsprechenden des Öldampfzählrohres gegenübergestellt.

	Öldampf- zählrohr	KORFF- zählrohr
Rohrdurch- messer $2r_a$	2,8 cm	1,0 cm
Drahtdurch- messer $2r_i$	$5 \cdot 10^{-2}$ cm	$7,5 \cdot 10^{-3}$ cm
Gas	Octoil	Methan
Druck p	$3 \cdot 10^{-1}$ Torr	100 Torr
Zählspannung U_z	+550 Volt	+1000 Volt
Feldstärke $E(r_a)$	97 V/cm	404 V/cm
Feldstärke $E(r_i)$	5400 V/cm	54 000 V/cm
$E/p(r_a)$	320 V/cm Torr	4,04 V/cm Torr
$E/p(r_i)$	18 000 V/cm Torr	540 V/cm Torr

Tab. 1. Verschiedene Daten im Öldampfzählrohr und einem Proportionalzähler üblicher Bauart.

Für den Gasentladungsvorgang wichtig ist, außer der Natur des Gases, vor allem der Quotient E/p , denn davon hängt die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Gas und damit ihre Ionisierungswahrscheinlichkeit ab. Man sieht, daß infolge des gewaltigen Druckunterschiedes die kleinsten E/p -Werte im Öldampfzählrohr fast so groß sind wie die höchsten im Korff-Zählrohr.

3.1. Lawinenbildung

Ein in der Nähe der Kathode erzeugtes Primärelektron wird bei seiner Wanderung zum Draht durch die Bildung einer Townsend-Lawine verstärkt, deren Teilchenzahl im Abstand s von der Wand durch

$$n = n_0 \cdot \exp \left\{ \int_0^s \alpha(x) dx \right\}$$

gegeben ist. $\alpha(x)$ ist dabei der Ionisierungskoeffizient am Ort x , und es ist

$$\alpha/p = f(E/p),$$

(E = Feldstärke, p = Druck)

⁶ M. E. ROSE u. S. A. KORFF, Phys. Rev. 59, 850 [1941].

falls die mittleren freien Weglängen der Elektronen im Öldampf zur Einstellung des Gleichgewichtes noch genügend klein sind. (Bei 0,3 Torr beträgt die mittlere freie Weglänge der Öl moleküle untereinander $2 \cdot 10^{-3}$ cm, die Weglänge langsamer Elektronen das $2 \cdot \sqrt{2}$ -fache.)

Das Experiment ergibt für $f(E/p)$ Kurven, wie sie Abb. 6 für einige Stoffe zeigt⁷. Man kann ablesen, daß für höhere E/p -Werte Substanzen mit großem Molekulargewicht i. allg. größere α/p -Werte besitzen als solche mit kleinem.

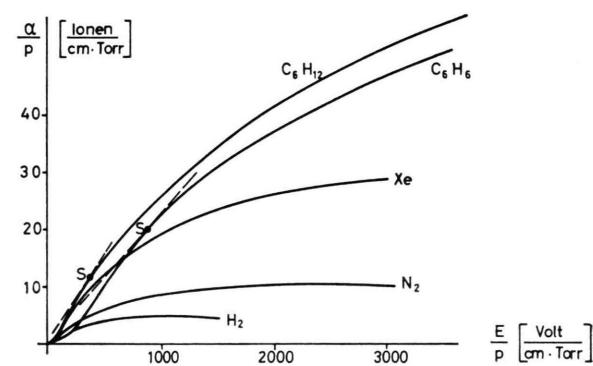


Abb. 6. α/p als Funktion von E/p für verschiedene Stoffe;
S=Stoletow-Punkt.

In den üblichen Proportionalzählern ist E/p im größten Teil dieser Rohre so klein, daß $\alpha=0$ wird, nur in unmittelbarer Nähe des Drahtes ist es möglich, daß Stoßionisation erfolgt. Der Vervielfältigungsprozeß spielt sich in einem dünnen Schlauch um den Draht ab. Das ganze übrige Zählrohrvolumen dient lediglich der Bildung von primären Ladungspaarern.

Im Öldampfzählrohr sind dagegen bereits an den Wänden so hohe E/p -Werte zu finden, daß schon dort die Stoßionisation einsetzt und der Verstärkungsprozeß sich über den ganzen Weg Kathode-Anode verteilt. Wie dies für das vorliegende Rohr, unter der Annahme, daß es mit C_6H_{12} gefüllt sei (für Octoil liegen keine α -Werte vor), geschieht, zeigt Tab. 2, deren letzte Spalte die auf dem Wegstück Δr pro Elektron produzierten Ladungspaares angibt. Der Verstärkungsfaktor müßte in diesem Fall etwa

$$\exp \left\{ \int_0^{r_a - r_i} \alpha(x) dx \right\} = \exp \left\{ \sum \bar{a} \Delta r \right\} \approx e^{10} \approx 2 \cdot 10^4$$

betragen.

⁷ A. v. ENGEL, in: S. FLÜGGE, Handbuch der Physik, Bd. 21 (1956).

r (mm)	E/p (V/cm)	α (mm $^{-1}$)	$\bar{\alpha} \cdot \Delta r$
14	320	0,28	0,95
11	408	0,36	1,25
8	560	0,48	1,10
6	748	0,62	1,50
4	1 120	0,85	0,95
3	1 500	1,05	1,20
2	2 240	1,32	1,50
1	4 480	1,70	0,90
0,5	8 960	1,80	0,50
0,25	17 920	1,80	9,95

Tab. 2. Zahl der auf einem Wegstück Δr von einem Elektron im Mittel produzierten Ionen (C_6H_{12}).

Bei einer Übernahme der Werte aus Tab. 2 für das mit Öldampf gefüllte Zählrohr ist folgende Kritik angebracht:

a) Da die zur Berechnung der Gesamtverstärkung benutzten α -Werte im Exponenten erscheinen, braucht das oben für C_6H_{12} erhaltene Ergebnis für Octoil nicht einmal größerenordnungsmäßig richtig zu sein.

b) Mögliche Auslösung von Photo- und Sekundärelektronen an der Kupferkathode ist nicht berücksichtigt, die Betrachtungen gelten nur für ein einziges, an der Kathode startendes Elektron.

Mit ziemlicher Sicherheit lassen sich dagegen folgende Aussagen machen:

a) Die Vervielfältigung der Ladungsträger beginnt schon direkt an der Kathode.

b) Die Verstärkung auf den ersten 10 mm ist etwa eben so groß wie die auf den letzten 4 mm (hier wird nur die Ähnlichkeit der α/p -Kurven vorausgesetzt).

c) Ladungspaare, die nicht auf den ersten 4 mm nach der Blende primär entstehen, produzieren Impulse, die im Mittel mindestens eine um den Faktor 5 geringere Höhe besitzen.

Die Feststellung a) zeigt noch einmal deutlich das eigentlich Neue dieses Zählrohres: es enthält nur soviel Gas, wie unbedingt nötig ist, um die gewünschte Verstärkung auf dem Weg Kathode – Anode zu erreichen. Eine Vergrößerung der Dimensionen des Rohres kann noch eine Erhöhung der

Verstärkung oder eine Druckerniedrigung ermöglichen; dagegen hat es keinen Sinn, den Zähldraht dünner zu machen, weil auf der dadurch gewonnenen Strecke kaum noch neue Elektronen entstehen, zwei Schlässe, die auch experimentell bestätigt wurden.

Die unter c) gemachte Feststellung hat zur Folge, daß die beim Ölzählrohr produzierte Impulshöhe nicht ein Maß für die Gesamtzahl der ursprünglich erzeugten Ladungspaares (und damit der Energie des Primärteilchens) darstellt, sondern ein Maß für die auf den ersten paar mm produzierten Paare; sie macht also mehr eine Aussage über den Wirkungsquerschnitt dieser Schicht. Die geringe Zahl der voll verstärkten Primärpaare erklärt die breite Streuung der Impulshöhen.

Auch der zweite Unterschied, das Anwachsen des Verstärkungsfaktors mit dem Druck, wird durch die eingehende Betrachtung verständlich: An einem bestimmten Punkt im Zylinder wächst die Verstärkung, wenn

$$\Delta \alpha / \Delta p > 0.$$

Nun ist in erster Näherung

$$\Delta \left(\frac{\alpha}{p} \right) = \frac{d(\alpha/p)}{d(E/p)} \cdot \Delta \left(\frac{E}{p} \right),$$

$$\frac{d\alpha}{dp} = \frac{\alpha}{p} - \frac{d(\alpha/p)}{d(E/p)} \cdot \frac{E}{p} \quad \left(\frac{dE}{dp} = 0! \right).$$

$\Delta \alpha / \Delta p > 0$ verlangt also

$$\frac{\alpha/p}{E/p} > \frac{d(\alpha/p)}{d(E/p)},$$

d. h. α wächst, wenn die Tangente an die $\alpha/p = f(E/p)$ -Kurve flacher verläuft als die Gerade durch Null. Das ist oberhalb des sogen. Stoletow-Punktes⁷ der Fall. Je nachdem, ob der Hauptanteil der Verstärkung in einem Bereich oberhalb oder unterhalb dieses Punktes erzielt wird, kommt ein Wachsen oder Fallen der Verstärkung mit dem Druck zustande. Normale Zählrohre arbeiten bei E/p -Werten, denen der linke untere Teil der Kurven der Abb. 6 entspricht, für das Öldampfzählrohr ist der mittlere und rechte Abschnitt ausschlaggebend.

3.2. Impulsform und -höhe

Die dritte Besonderheit, die lange Anstiegszeit des Impulses (Abb. 2), kann jetzt auch geklärt werden, indem man unter Berücksichtigung der oben gefundenen Lawinenbildung den zeitlichen Spannungsanstieg zwischen Kathode und Anode untersucht.

Der Gesamtimpuls besteht immer aus zwei Anteilen, einer Elektronen- und einer Ionenkomponente. Der größtmögliche Spannungsimpuls am Vorverstärkereingang (Kapazität c_e) bei einer Lawine, die aus n Elektronen und Ionen besteht,

$$V_{\max} = n e/c_e = Q/c_e$$

wird in Zählrohren, die bei höherem Druck arbeiten, fast nie erreicht, weil wegen der kleinen Beweglichkeit der Ionen diese erst nach langen Zeiten ($10^{-4} - 10^{-3}$ sec) zur Kathode gelangen. Man begnügt sich meist mit dem viel kleineren Elektronenanteil, der oft nur wenige Prozent des maximalen Wertes abgibt⁵. Im Öldampfzähler ändert sich der Beitrag beider Komponenten zum Impuls.

Die Impulshöhe zu einer Zeit t ist einmal proportional zur Energie, welche die Elektronen und Ionen bis dahin aus dem elektrischen Feld des Rohres aufgenommen haben, und wird außerdem durch die Zeitkonstanten der Verstärkeranordnung bestimmt.

Die Elektronen, welche infolge ihrer großen Beweglichkeit fast sofort den Draht erreichen, legen wegen ihrer Verteilung über die ganze Strecke zwischen Anode und Kathode im Mittel einen viel größeren Weg zurück als in Rohren mit höheren Drücken. Deshalb ist auch ihre Energieaufnahme und damit der Elektronenanteil der Impulse größer. Eine quantitative Berechnung⁸, welche die tatsächliche Verteilung und die Rohrdimensionen zugrunde legt, ergibt dafür

$$V_e = 0,27 \cdot Q/c_e, \text{ also } 27\%.$$

Für die lange Anstiegszeit des Impulses ist die Ionenkomponente verantwortlich zu machen, die hier noch einen wesentlichen Beitrag zum Gesamtimpuls liefert. Das kommt daher, daß bei dem geringen Druck die Beweglichkeit der Ionen auch so groß wird, daß sie in einigen μ sec größere Spannungen durchfallen können. Eine quantitative Analyse wurde auch hierfür durchgeführt; sie ergibt, daß der Spannungszuwachs

$$V_i = \frac{Q}{c_e} \frac{1}{\ln(r_a/r_i)} \ln(1 + t/T)$$

ist, wobei in die Zeit

$$T = \frac{r_s^2 \ln(r_a/r_i)}{2 U_z K} \quad (r_s = \text{Startpunkt der Ionen})$$

⁸ K. WILMSMEYER, Dissertation, Mainz 1968.

hauptsächlich die Ionenbeweglichkeit K eingeht⁸. Als Gesamtspannung ergibt sich schließlich

$$V = V_e + V_i = \frac{Q}{c_e} \{ 0,27 + \frac{1}{8} \ln(1 + t/T) \}.$$

In Abb. 7 ist diese Funktion für verschiedene Werte des Parameters T eingezeichnet und durch die ausgezogenen Kurven die durch die Verstärkerabfallzeit von 40 μ sec differenzierten Impulse (V_d). Der experimentell ermittelte Impulsverlauf ist dort ebenfalls eingetragen (—○—). Er erreicht die Höhe $0,62 Q/c_e$, so daß die Ionenkomponente also noch $62 - 27 = 35\%$ des maximal erreichbaren Impulses bringt.

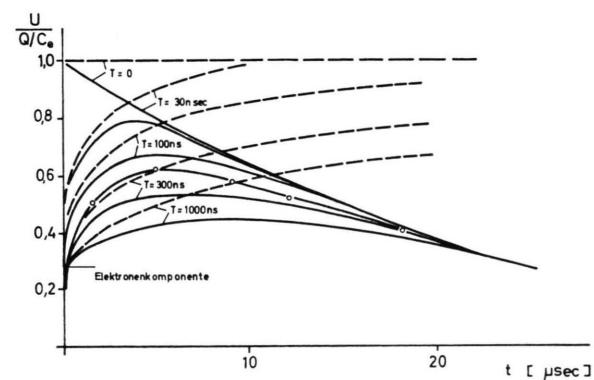


Abb. 7. Impulsform. —— V Spannungsanstieg am Zählrohr, —— V_d vom Verstärker differenzierter Impuls, —○— gemessene Impulsform.

3.3. Statistik, Primärelektronenzahl

Die Feststellung, daß die Breite der Impulshöhenspektren daher röhrt, daß nur wenige der primär erzeugten Ladungspaares voll verstärkt werden, soll nun noch quantitativ belegt werden, so daß man aus den Spektren die Zahl dieser Paare und damit den Verstärkungsfaktor des Rohres finden kann.

Dazu wird die Wahrscheinlichkeit $p(n)$ errechnet, daß in einer Lawine n Paare gebildet werden. Die Impulshöhe ist zu n proportional und bei Berücksichtigung der Statistik aller ladungsbildenden Prozesse muß $p(n)$ das Impulshöhenspektrum liefern.

Die grundlegende Formel für $p(n)$ kann dabei einer Arbeit von SAUTER⁹ entnommen werden, in der dieser das Impulshöhenspektrum eines Multiplikers auszurechnen versucht unter folgenden Voraussetzungen:

⁹ F. SAUTER, Z. Naturforsch. 4a, 682 [1949].

1. Ein Impuls wird durch s Elektronen ausgelöst, wobei s poisson-verteilt ist mit dem Mittelwert \bar{s} :

$$w(n) = (\bar{s}^n / n!) \cdot e^{-\bar{s}}.$$

2. Das Spektrum der von Einzelelektronen ausgelösten Impulse hat die Form einer Exponentialfunktion mit dem Mittelwert \bar{m} :

$$v(n) = (1/\bar{m}) \exp(n/\bar{m}).$$

SAUTER⁹ findet für die Wahrscheinlichkeit, am Ausgang des SEV n Elektronen zu finden

$$p(n) = \frac{\exp\{-(\sqrt{n} - \sqrt{\bar{m}} \bar{s})^2/\bar{m}\}}{\sqrt{4\pi n \bar{m} / \bar{s}}}.$$

Eine analoge Rechnung für das Impulshöhenspektrum des Öldampfzählohrs muß zu demselben Ergebnis kommen. Denn hier kann für die primär gebildeten Paare, welche auf einer bestimmten Strecke hinter dem Fenster entstehen, die Annahme 1. als zutreffend angesehen werden. Auch die zweite Voraussetzung ist für den Gasverstärkungsprozeß im Zählrohr sehr gut erfüllt. Durch kleine Abweichungen davon, wie von CURRAN¹⁰ gemessen und von LANSIART¹¹ erklärt, sinkt die relative Spektrenbreite um weniger als 10%. Sie sollen nicht berücksichtigt werden, weil wir uns ohnehin mit einer Abschätzung begnügen müssen.

Bei der Übernahme der obigen Statistik für das Öldampfzählohr müssen nämlich noch einige andere Gesichtspunkte in Betracht gezogen werden.

Erstens einmal kann es sein, daß Photonen oder Ionen aus einer Lawine an der Wand Sekundärelektronen auslösen, die eine, sich der alten überlagernde, neue Lawine zünden. Zunächst vermutet man, daß solche Sekundärlawinen, da sie Einzelereignissen geringer Zahl entspringen, das Spektrum sehr verbreitern. Die genaue Durchrechnung⁸ unter der plausiblen Annahme, daß die Zahl der Sekundärelektronen poisson-verteilt ist mit einem Mittelwert proportional zur Zahl der in der Lawine befindlichen Elektronen, zeigt jedoch, daß solche Ereignisse nur den Mittelwert der Verteilung erhöhen, ihre Form aber völlig unverändert lassen.

Zweitens sind die Voraussetzungen für die Berechnung von $p(n)$ deshalb noch etwas unrealistisch, weil darin alle primär gebildeten Ladungsträger an der Kathode starten müssen, während sie doch in Wirklichkeit über den Weg des Einschußions verteilt

sind. Daß diese Verteilung unbekannt ist, bringt es mit sich, daß bei dem Vergleich von theoretischen und experimentellen Spektren die Aussagen über die Zahl der primären Paare nicht sehr genau sein können. Eine Abschätzung⁸ zeigt, daß man in den folgenden 3 Extremfällen Spektren mit gleicher relativer Streuung erhält:

1. \bar{s} Primärpaare starten direkt an der Kathode,
2. 1,1 \bar{s} Primärpaare sind homogen über die erste Elektronenionisierungsweglänge verteilt,
3. auf jeder Ionisierungsweglänge zwischen Kathode und Anode sind 0,5 \bar{s} Primärpaare homogen verteilt.

Das bedeutet also, daß das bei einem Vergleich von theoretischen und experimentellen Spektren gefundene \bar{s} ungefähr die Zahl der innerhalb der ersten Ionisierungsweglänge (3–4 mm) produzierten Primärpaare darstellt, auf deren wirkliche Verteilung über diese Strecke es nicht allzu sehr ankommt. In dieser groben Abschätzung gehen dann natürlich auch weitere kleine Fehler auf, die man dadurch macht, daß man Schwankungen in der Primäronenverteilung oder Spektrenverbreiterung durch den Rauschegel des Vorverstärkers vernachlässigt.

Wie Abb. 8 zeigt, stimmen die gemessenen Spektren trotzdem recht gut mit den berechneten überein, wenn \bar{s} entsprechend gewählt wird. Für die in der Abb. 8 eingetragene Argon-Kurve erhält man $\bar{s} = 15$. Im allgemeinen sind die gemessenen Spektren bei

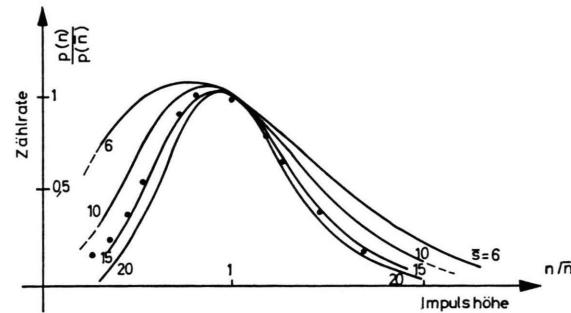


Abb. 8. Berechnete Impulshöhenspektren für verschiedene Primärionisation. s mittlere Primärelektronenzahl,
● für 2,9 kV Argonionen gemessenes Spektrum.

den kleinen Impulsen etwas erhöht, was wohl auf Verunreinigungen (besonders bei Luft) zurückgeführt werden muß.

Die auf diese Weise bestimmten Primärpaarzahlen liegen für He, Ne, A und Luft von 2 bis 3 keV

¹⁰ S. C. CURRAN et al., Phil. Mag. **40**, 2, 929 [1949].

¹¹ A. LANSIART u. J. P. MORUCCI, J. Phys. Radium **23**, 102a [1962].

zwischen 10 und 20. Wird als Verstärkungsfaktor (eigentlich vom Ort der Primäronisation abhängig) die Vervielfachung eines an der Kathode erzeugten Paars definiert, dann ergibt sich aus der Impulshöhe und Berücksichtigung, daß nur etwa 60% des Maximalimpulses gemessen werden, bei $U_z = 550$ V und $T = 160^\circ\text{C}$ ein Verstärkungsfaktor zwischen 3000 und 4000.

4. Verwendbarkeit des Öldampfzählrohres

Nachdem die ursprüngliche Hoffnung, eine sehr große Zahl von primären Ladungspaaren verstärken zu können, also nicht ganz erfüllt worden ist, stellt sich die Frage, ob und wann das Öldampfzählrohr mehr leistet als die üblichen Multiplier. Zu ihrer Beantwortung wurde ein SEV (Typ R C A C 70131) genau derselben Untersuchung von Ansprechwahrscheinlichkeit und Empfindlichkeit unterzogen wie das Zählrohr. Der Nulleffekt konnte bis zu 3 Imp./min herabgedrückt werden, was etwa auch den besten Werten im Zählrohr entspricht. Die Impulshöhenspektren zeigten deutlich ausgeprägte Maxima (ähnlich den Messungen von MARCHAND¹²), aus denen die Ausbeute an der ersten Dynode und an

Hand der Arbeiten von SCHACKERT¹³ die Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt wurde.

Für 2,9 kV A-Ionen z. B., die vom Multiplier noch mit 2,2 kV nachbeschleunigt werden, erhält man Ansprechwahrscheinlichkeiten von nur rund 90%, bei He noch weniger, also wesentlich kleinere Werte als mit dem Öldampfzähler. Auch die Reproduzierbarkeit der Multiplierspektren ließ, besonders nach Einlaß von Krypton und Xenon in die Ionenquelle, zu wünschen übrig. Andererseits zeichnet sich der SEV durch eine Reihe praktischer Vorteile aus (sofortige Betriebsbereitschaft, großer Verstärkungsfaktor, große Eintrittsfenster, keine Vakuumverschlechterung), deretwegen man ihn i. allg. dem offenen Zählrohr doch vorziehen wird. Nur, wenn besonderer Wert auf Genauigkeit oder Vermeidung von Massendiskriminierung gelegt wird – möglichst in Verbindung mit thermischen Ionenquellen, um Störlinien durch das Öl zu vermeiden, und bei Registrierung von Ionen mit kleinem Atomgewicht – kann das Öldampfzählrohr unter Umständen wesentlich mehr leisten als ein Multiplier.

Herrn Prof. Dr. H. HINTENBERGER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine Unterstützung bei ihrer Durchführung.

¹² P. MARCHAND u. C. PAQUET, Rev. Sci. Instr. **37**, 1702 [1966].

¹³ P. SCHACKERT, Z. Phys. **197**, 32 [1966].