

Elektronenröhren-Spektrograph zur Messung von Ionisationskammerimpulsen

Autor(en): **Maeder, D.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **20 (1947)**

Heft II

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111794>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Elektronenröhren-Spektrograph zur Messung von Ionisationskammerimpulsen

von D. Maeder (Zürich).

(24. XII. 1946.)

§ 1. Einleitung.

Die Untersuchung der Energietönung von Kernprozessen mittels Ionisationskammer und Proportionalverstärker erfordert bei der üblichen Impulsregistrierung mit dem Schleifenoszillographen eine Grösseneinteilung und Auszählung der einzelnen Impulse. Diese zeitraubende Arbeit kann grundsätzlich durch eine geeignete Registriermethode automatisch ausgeführt werden, z. B. durch Verwendung getrennter Zählwerke, deren jedes auf einen anderen Energiebereich anspricht. Für eine derartige „Vielkanalregistrierung“ geeignete Selektor-¹⁾ oder auch Diskriminator-²⁾schaltungen sind zwar bekannt, doch scheint sich die Methode wegen des erheblichen apparativen Aufwandes bisher nicht eingeführt zu haben.

Um als Messergebnis direkt die Grössenverteilung der Impulse zu erhalten, hat der Verfasser eine kontinuierlich analysierende Registriermethode entwickelt, bei der die Impulssummation pro Energieintervall photographisch erfolgt. Abgesehen vom Wegfall der Auszählarbeit bietet die kontinuierliche Zerlegung auch grundsätzliche Vorteile für die Beobachtung einer schwachen Feinstruktur, wie in § 2 angedeutet wird. Die endgültige Apparatur wurde ferner mit einer automatischen Sperrung versehen, die einander überlagernde Impulse praktisch von der Messung ausschliesst. Der Impulsspektrograph liefert in einem Arbeitsgang direkt eine Intensitäts-Energiekurve und zeichnet sich gegenüber anderen Methoden durch verhältnismässig geringen Aufwand aus.

§ 2. Die Grösse der Auszählintervalle.

Wir betrachten ein durch die Dichtefunktion

$$W(E) = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \delta E \rightarrow 0}} \frac{1}{N} \cdot \frac{\delta n}{\delta E} \quad (1)$$

charakterisiertes Spektrum, wobei δn die dem Energieintervall E , $E + \delta E$ zugehörigen, $N = \Sigma \delta n$ die Gesamtzahl beobachteter Im-

pulse bedeuten. $W(E) dE$ stellt also die Wahrscheinlichkeit dafür dar, dass ein Impuls in das Intervall $E, E + dE$ fällt. Bei der Wahl endlicher Auszählintervalle ΔE wird man die entsprechenden Impulszahlen Δn den Intervallmitten zuordnen; der hierdurch begangene Fehler in E lässt sich leicht als Fehler in W ausdrücken:

$$\Delta_E W = \left(\frac{\Delta E}{2}\right)^2 \cdot \frac{W'''}{3!} + \left(\frac{\Delta E}{2}\right)^4 \frac{W''''}{5!} + \dots \quad (2)$$

Einer beliebigen Verkleinerung von $\Delta_E W$ steht die mit abnehmendem ΔE wachsende statistische Schwankung von Δn im Wege. Das auf W umgerechnete mittlere Schwankungsquadrat lautet:

$$\overline{\Delta_n W^2} = \frac{\overline{\Delta n}}{\Delta E^2 \cdot N^2} \approx \frac{W}{\Delta E \cdot N}. \quad (3)$$

Aus (2) und (3) folgt bei gegebenem Spektrum und gegebener Gesamtimpulszahl N eine optimale Intervallbreite

$$\Delta E_{\text{opt}} \approx \sqrt[5]{144 \frac{W}{W''^2 N}}, \quad (4)$$

für welche das totale mittlere Fehlerquadrat $\Delta_E W^2 + \overline{\Delta_n W^2}$ einen Minimalwert annimmt. Unter Berücksichtigung des Untergrundes $\overline{\Delta E_u^2}$ der Energiemessung lautet jener:

$$\overline{\Delta W_{\text{min}}^2} \approx \frac{5}{4} \frac{W}{\Delta E_{\text{opt}} \cdot N} + W'^2 \overline{\Delta E_u^2} \quad (5)$$

(dabei sind W'''' und höhere Ableitungen vernachlässigt).

Bei der Anwendung von (4) und (5) auf eine schwache, dem allgemeinen Verlauf des Spektrums überlagerte Feinstruktur lassen sich leicht Fälle angeben, in denen ΔE_{opt} mit dem Abstand E_m benachbarter Maxima vergleichbar, $\sqrt{\overline{\Delta W_{\text{min}}^2}}$ jedoch kleiner als die W -Amplitude wird. Hinsichtlich der Unsicherheit in W lässt sich diese Struktur auflösen; bezüglich E erhebt sich die zusätzliche Forderung, dass auf das Intervall E_m eine genügende Anzahl „Messpunkte“ verteilt sein muss.

Für die Untersuchung einer schwachen Feinstruktur ist daher die Methode der überlagerten Auszählintervalle einer Auszählung nach aneinander anschliessenden Intervallen vorzuziehen. Der kontinuierlich analysierende Impulsspektrograph erfüllt diese Forderung, vorausgesetzt, dass entweder die Unschärfe δE der Registrierung von der Grössenordnung ΔE_{opt} ist, oder dass die Ergebnisse nachträglich entsprechend verbreitert werden, falls δE merklich $< \Delta E_{\text{opt}}$.

§ 3. Grundsätzliche Arbeitsweise.

Das Eintreffen eines Eingangsimpulses löst 3 aneinander anschließende Kippvorgänge mit den charakteristischen Zeitdauern τ_L (= Ladedauer), τ_M (= Messdauer), τ_E (= Entladedauer) aus. Die hierzu verwendeten 3 Elektronenrelais $R I$, $R II$, $R III$ (siehe

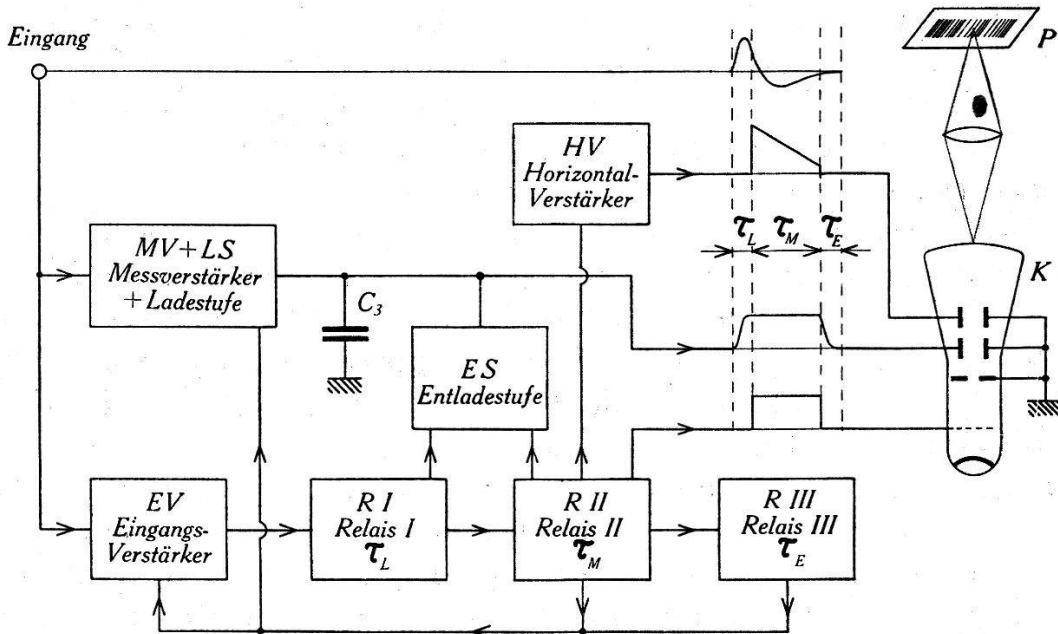


Fig. 1.

Blockschema des Impulsspektrographen.

Fig. 1) steuern zugleich die übrigen Bestandteile der Apparatur nach folgendem Programm:

1. Der Eingangsverstärker EV wird während τ_M und τ_E gesperrt. Das Ansprechen des Eingangsrelais $R I$ ist also nur vom Ruhezustand aus möglich.
2. Der Messverstärker MV mit der Ladestufe LS wird wie EV gesteuert, die Messkapazität C_3 kann daher nur während des Ruhezustandes und während τ_L aufgeladen werden.
3. Die Entladestufe ES ist im Ruhezustand und während τ_E leitend, während τ_L und τ_M gesperrt. Die Vertikalablenkung des Kathodenstrahlloszillographen K bleibt somit während τ_M konstant und geht während τ_E in ihre Ruhelage zurück; andererseits werden vom Untergrund herrührende Vertikalablenkungen während des Ruhezustandes fortwährend „gelöscht“.
4. Der Horizontalverstärker HV liefert während τ_M eine einmalige sägezahnförmige Ablenkspannung.
5. Das Gitter der Kathodenstrahlröhre K wird während τ_M in der Nähe ihres Kathodenpotentials gehalten, für die übrige Zeit stark negativ gemacht.

Man wählt τ_L etwas grösser als die Anstiegsdauer der Eingangsimpulse, τ_M ungefähr gleich der Abklingdauer, und τ_E möglichst kurz. Für die Registrierung wird somit die gesamte Zeit ausgenützt, während welcher der Proportionalverstärker infolge der Abklingvorgänge verfälschte Impulse liefern würde (die seltene Überlagerung zweier Impulse innerhalb τ_L kann selbstverständlich nicht verhindert werden). Die — je nach Grösse der Eingangsimpulse — in verschiedener Höhe auf dem Bildschirm von K aufblitzenden horizontalen Linien werden durch die photographische Platte P summiert, so dass die Stosszahl/Energieintervall in eine entsprechende Schwärzung übergeht (siehe § 4, d)).

Unter Verzicht auf die automatische Eingangssperrung und die unabhängige Wahl von τ_L , τ_M , τ_E wurde zunächst ein einfaches Versuchsgerät mit nur 6 Röhren gebaut, in welchem die drei Zeiten τ_L , τ_M , τ_E durch eine einzige Kippstufe erzeugt wurden*). Die Ladestufe war so ausgebildet, dass eine in weitem Bereich dem Zeitintegral der Eingangsspannung proportionale Vertikalablenkung entstand. Mittels dieser Apparatur und eines normalen Kathodenstrahloszillographen wurde die Frequenzabhängigkeit der photographischen Summation regelmässiger Impulse von etwa 1 Hz bis zu über 100 Hz untersucht und die grundsätzliche Brauchbarkeit der Methode festgestellt.

§ 4. Vollausgebauter Impulsspektrograph.

Die für die physikalische Anstalt der Universität Basel gebaute Apparatur ist mit sämtlichen in § 3 genannten Funktionen ausgestattet. Die vielfachen Verkoppelungen stellen besondere schaltungstechnische Anforderungen an die verwendeten Kippschaltungen; deren Prinzipschemata werden unter b) und c) angegeben und kurz erläutert.

a) *Vertikalablenkung.* Mit Rücksicht auf die einheitliche Form der vom Proportionalverstärker des Instituts gelieferten Ausgangsimpulse wurde die Ladestufe so gestaltet, dass die Vertikalablenkung nicht vom Zeitintegral, sondern im wesentlichen vom Spitzenwert**) der Eingangsspannung abhängt. Die hierzu verwendete

*) Die dort verwendete Kippschaltung besteht zur Hauptsache aus einer Pentode und einem Transformator und führt nach dem Ansprechen eine einmalige Vollschwingung aus. τ_L ergibt sich aus einer einstellbaren Vorspannung; τ_M und τ_E entsprechen je einer Halbschwingung, weshalb bei dem vereinfachten Gerät $\tau_E \ll \tau_M$ nicht erfüllt war.

**) Mit einem integrierenden Impulsspektrographen und entsprechend geänderter Verstärkeranlage liesse sich grundsätzlich eine wesentlich höhere Zeitauflösung als mit dem vorhandenen, ballistisch arbeitenden Verstärker erreichen.

Kathodenfolgestufe T_3 (siehe Fig. 2) wird vom Messverstärker T_1 aus mit der Spannung V_{G3} gesteuert. Die Theorie der rein kapazitiv belasteten Kathodenfolgestufe sei im folgenden kurz angedeutet:

Idealisiert man das Kennlinienfeld von T_3 durch die Beziehung

$$i_A = \frac{V_A + g V_G}{R_i} \quad \text{für} \quad -\frac{V_A}{g} \leq V_G \leq 0 \quad (6)$$

wobei

$$V_A = V_+ - V_{C3}; \quad V_G = V_{G3} - V_{C3}$$

g = Verstärkungsfaktor, R_i = Innenwiderstand

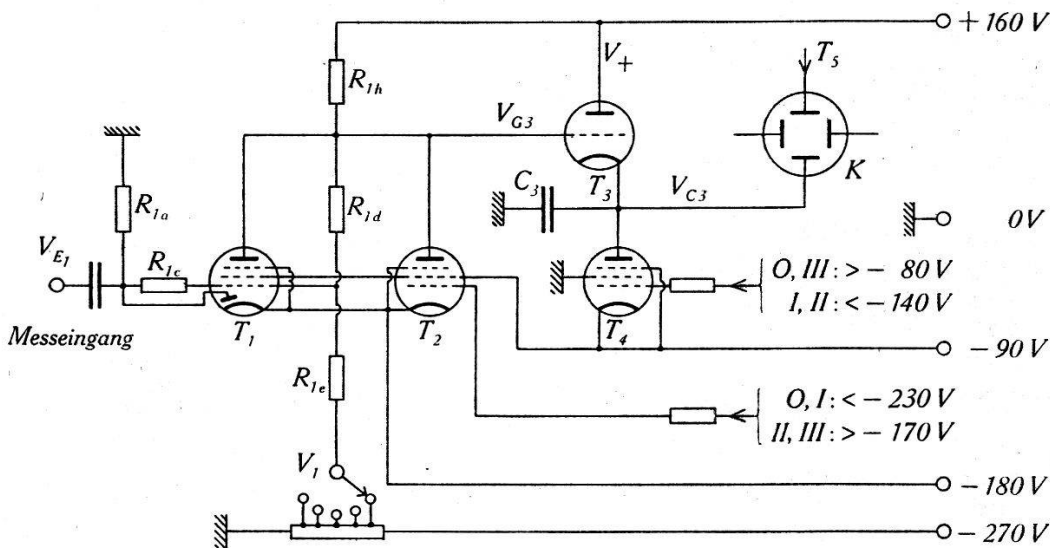


Fig. 2.

Schaltung der Vertikalablenkung.

0 = Ausgangszustand, I = Ladedauer, II = Messdauer, III = Entladedauer.

so ergibt sich für Steuerimpulse von der Form

$$V_{G3} = V_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) e^{-\frac{t}{\tau_2}} + V_{G3}^{(0)} \quad (7)$$

unter den Voraussetzungen, dass

1. während des ganzen Ladevorganges $-\frac{V_A}{g} \leq V_G \leq 0$ bleibt und

2. $(1+g) \frac{\tau_1}{\tau_i} = m \gg 1$ ($\tau_i = R_i C_3$) gilt,

ein linearer Zusammenhang zwischen der Spitzenspannung der Impulse

$$V_{G3\max} = V_0 \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \left(\frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \right)^{\frac{\tau_1}{\tau_2}} + V_{G3}^{(0)} \quad (8)$$

und derjenigen der C_3 -Aufladung durch T_3 , nämlich

$$V_{C_{3\max}} = \alpha (V_{C_{3\max}} - V_{G_3}^{(0)}) \cdot \left[1 + \frac{\tau_i \beta^{m-1 - \frac{\tau_1}{\tau_2}}}{(1+g)\tau_2 - \tau_i} \right] + V_{C_3}^{(0)} \beta^m + \frac{V_+ + gV_{G_3}^{(0)}}{1+g} (1 - \beta^m), \quad (9)$$

wobei

$$\alpha = \frac{g\tau_2}{(1+g)\tau_2 - \tau_i} \left[\frac{(1+g)\tau_1\tau_2 - \tau_i(\tau_1 + \tau_2)}{(1+g)\tau_1\tau_2 - \tau_i\tau_1} \right]^{\frac{\tau_1}{\tau_2}}$$

$$\beta = \frac{(1+g)\tau_1\tau_2 - \tau_i(\tau_1 + \tau_2)}{[(1+g)\tau_2 - \tau_i](\tau_1 + \tau_2)} < 1 \quad (\tau_2 \gtrsim \tau_1).$$

Wegen $\beta^m \ll 1$ folgt aus (9)

$$V_{C_{3\max}} \approx \alpha (V_{C_{3\max}} - V_{G_3}^{(0)}) + \frac{V_+ + gV_{G_3}^{(0)}}{1+g}. \quad (10)$$

Infolge unvollkommener Erfüllung obiger Annahmen (insbesondere von (6)) entstehen bei der praktischen Ausführung gewisse Linearitätsabweichungen; um diese gegenüber den nutzbaren Ausschlägen klein zu machen, wird für Präzisionsmessungen die Verstärkung von T_1 (festgelegt und linearisiert durch R_{1c} , R_{1d} , R_{1e}) so hoch gewählt, dass zur Aussteuerung der Vertikalablenkung ein Teilausschnitt des Spektrums genügt (etwa 25%). Durch geeignete Einstellung der Vorspannung V_1 lässt sich dann jede gewünschte Stelle des Spektrums vergrößert in die Schirmmitte verschieben.

Die Sperrröhre T_2 und die Entladungsröhre T_4 werden von den Elektronenrelais II und III, bzw. I und II (siehe unten) nach dem in § 3 angegebenen Programm gesteuert. Eine in Fig. 2 nicht eingezeichnete Umkehröhre T_5 zum symmetrischen Betrieb der Oszillographen-Vertikalplatten ist mit frequenzunabhängigem, wesentlich kapazitivem Spannungsteiler an- und gegengekoppelt.

b) *Eingangsrelais*. Die Reizschwelle der im Blockschema mit „Relais I“ bezeichneten Kippschaltung muss dem jeweiligen Untergrund angepasst werden können, unabhängig von der Vorspannung V_1 des Messverstärkers (siehe oben). Daher ist für die Ansprechimpulse eine separate Eingangsstufe T_0 erforderlich; um diese während τ_M , τ_E unempfindlich zu machen (analog T_1 , jedoch ohne Parallelröhre), wird ihr Bremsgitter von den Relais II und III gesteuert*).

*) Für den Ansprech-Eingang sind infolgedessen positive Impulse erforderlich; am Proportionalverstärker des Instituts sind Impulse beider Vorzeichen verfügbar.

Andererseits soll das Ansprechen so frühzeitig erfolgen, dass für die C_3 -Aufladung (siehe oben) möglichst die ganze Anstiegsdauer des Impulses zur Verfügung steht; ferner muss die Dauer τ_L des gekippten Zustandes vom weiteren zeitlichen Verlauf $V_{E_0}(t)$ des Eingangsimpulses unabhängig sein. Die in Fig. 3 (unter Weglassung einiger Einzelheiten) dargestellte Schaltung erfüllt diese Forderungen, wenn man $C_{0a} R_{0a} \gg \tau_L \gg C_7 R_{7a}$, $R_{6b} \ll R_{6a}$, $R_{7c} \ll R_{6a}$ wählt und T_0 nahe dem unteren Ende der Charakteristik arbeiten lässt. Insbesondere können sich die Abklingvorgänge von V_{E_0} über eine Zeitdauer bis zu $\tau_L + \tau_M + \tau_E$ erstrecken, ohne τ_L zu beeinflussen oder neue Kippvorgänge zu verursachen (die Wiederherstellung des geringen Ruhestromes in T_0 am Ende von τ_E mittels des kombinierten Relais II und III erfolgt soweit verlangsamt, dass Selbsterregung ausgeschlossen ist).

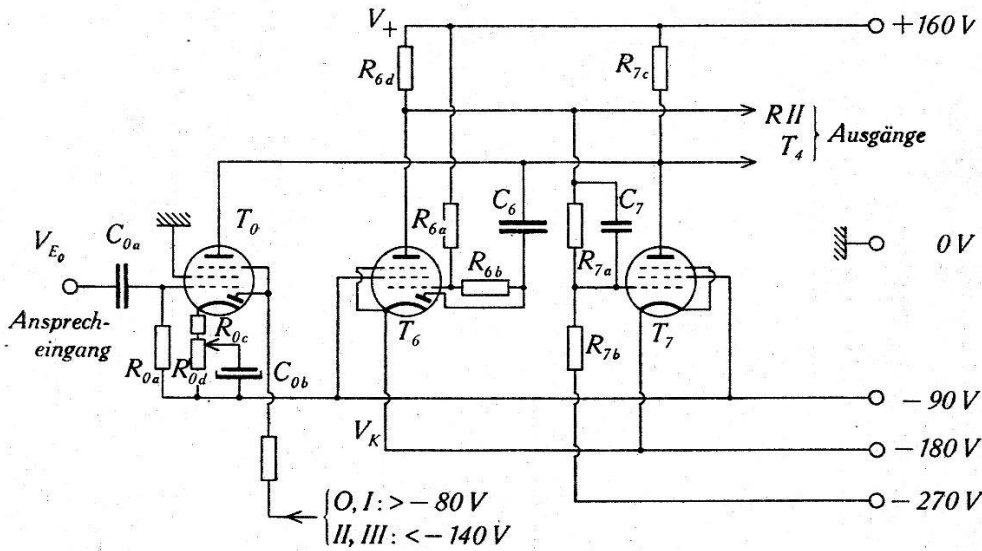


Fig. 3.

Prinzipschema des Eingangsrelais.

Die Einleitung des Kippvorganges erfordert, dass

$$\frac{dV_{E_0}}{dt} \geq \left(\frac{dV_{E_0}}{dt} \right)_{\min} \approx \frac{1}{C_6 R_{6a}} \frac{V_+ - V_k}{\mu_0} \quad (11)$$

$(\mu_0 = \text{Verstärkung von } T_0)$

Da nun τ_L nur von $C_6 R_{6a}$ abhängt, so erkennt man, dass

$$\tau_L \cdot \left(\frac{dV_{E_0}}{dt} \right)_{\min} = V_{E_0 \min}^* \approx \frac{\text{konst}}{\mu_0};$$

dies bedeutet, dass die Apparatur jeweils kurz nach Beginn ($t = 0$) aller derjenigen Impulse anspricht, deren lineare Extrapolation für $t = \tau_L$ auf eine Spannung $V_{E_0}^* \geq V_{E_0 \min}^*$ führt, wobei $V_{E_0 \min}^*$ von der

speziellen Wahl von τ_L bzw. $C_6 R_{6a}$ unabhängig ist. Die bei richtiger Anpassung von τ_L an die Anstiegsdauer kurz vor $t = \tau_L$ entstehende Impuls-Spitzenspannung wird zwar $< V_{E_0}^*$ bleiben, bei festgehaltener Impulsform jenem Wert aber proportional sein. Die Empfindlichkeitseinstellung mittels R_{0d} lässt sich dann direkt in Spitzenspannungen eichen, unabhängig von τ_L und ohne jeweilige Anpassung von $C_{0a} R_{0a}$ an τ_L .

c) *Kombiniertes Relais II und III.* Im Blockscheina (Fig. 1) sind zwei voneinander unabhängige Kippschaltungen R II und R III als Steuerorgane für die Eingangssperrung, die Horizontalablenkung, die Helligkeitssteuerung und die Entladung der Messkapazität angegeben. Durch geeignete Verkopplung dieser beiden Relais lässt sich erreichen, dass während der Sperrzeiten τ_M , τ_E eintreffende

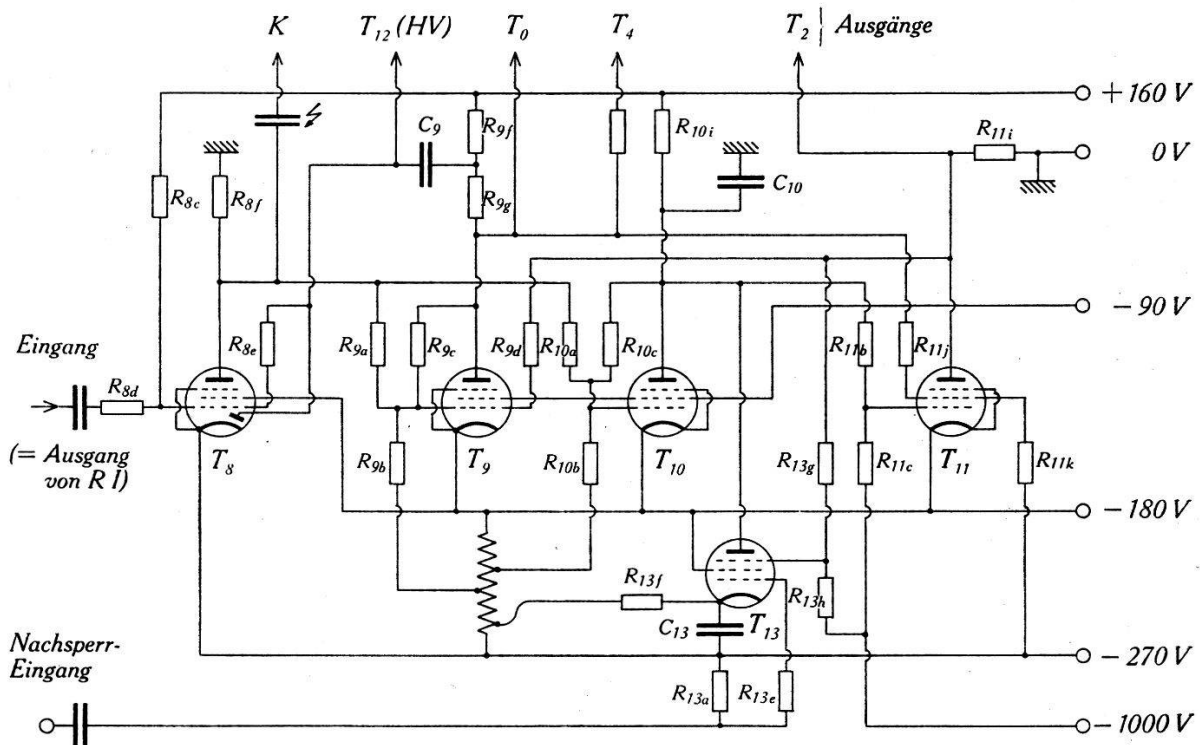


Fig. 4.

Kombiniertes Relais II+III.

Eingangsimpulse die Zeit τ_E um einen von der Impulshöhe abhängigen Betrag verlängern. Damit ist sichergestellt, dass nur solche Impulse gemessen werden, bei deren Beginn die vorangegangenen Impulse praktisch abgeklungen sind. In der nach Fig. 4 ausgeführten kombinierten Schaltung bilden T_8 und T_9 (in ähnlicher Weise wie T_6 , T_7) einen vorgespannten Multivibrator mit der Eigenzeit τ_M , nach welcher T_8 wieder in den leitenden Zustand zurückkippt. Um die von C_9 aus gesteuerte Horizontalablenkung zeitlich hin-

reichend linear zu machen, ist das Verhältnis $R_{9f}: R_{9g}$ so gewählt, dass $\tau_M \sim 0,1 \cdot C_9 \cdot R_{8c}$ (wobei R_{9f} und $R_{8c} \ll R_{8c}$). Das Zurückkippen von T_9 vollzieht sich in zwei Teilsprüngen, die um die Zeit τ_E auseinanderliegen; nach Ablauf von $\tau_M + \tau_E$ erfolgt die Wiederherstellung des Ruhezustandes von T_9 (gesperrt) und T_{11} (leitend). Sowohl die τ_E bestimmende Aufladung von C_{10} mittels T_{10} (während τ_M) als auch der Zwischenzustand von T_9 (während τ_E) sind durch gleichstrommässige Gegenkopplungen $R_{10a, b, c}$ bzw. $R_{9a, b, c, d}$ stabilisiert. Die Abnahme der Steuerspannungen für die eingangs erwähnten Vorgänge ist im Schema durch Hinweise auf die betreffenden Röhren angedeutet (T_{12} = Verstärker für die Horizontalablenkung).

Durch zusätzliche Aufladung von C_{10} kann τ_E verlängert werden. Die Eingangsröhre T_{13} für diese Sperrzeitverlängerung wird mittels ihres durch T_{11} gesteuerten Bremsgitters nur während der Zeiten $\tau_M + \tau_E$ auf Eingangsimpulse empfindlich gemacht. R_{13f} und C_{13} sind so gewählt ($C_{13} \approx 10 C_{10}$), dass die C_{10} -Aufladung durch T_{13} annähernd proportional der Spitzhöhe des Eingangsimpulses wird.

d) *Optischer Teil.* Die Oszillographenröhre von 9 cm Schirmdurchmesser, eine Spezialoptik von der Lichtstärke 1:1,3*) und eine Führung für Plattenkassetten sind mit dem übrigen Teil der Apparatur zusammengebaut. Eine quer zum Spektrum verschiebbare streifenförmige Blende ermöglicht die Unterscheidung zwischen dem untersuchten Spektrum und den jeweils auf die gleiche Platte aufgenommenen Eichimpulsen. Aus so erhaltenen Aufnahmen lässt sich der zu einem Intensitätsextremum gehörige Energiewert direkt ablesen.

Die Auswertung der Aufnahmen zum quantitativen Intensitätsvergleich geschieht grundsätzlich nach den bekannten Methoden der photographischen Spektralphotometrie³⁾, deren Anwendung wesentlich erleichtert wird durch die Tatsache, dass im vorliegenden Falle das gesamte „Spektrum“ durch Licht einheitlicher Zusammensetzung registriert wird. Ein vor dem Oszillographenschirm befestigtes Stufenfilter bewirkt, dass das auf der photographischen Platte entstehende Spektrum in mehrere Längsstreifen geteilt ist, die sich durch Intensitätsschwächungen voneinander unterscheiden. Aus Schwärzungsmessungen lassen sich dann die gesuchten Intensitätsverhältnisse in bekannter Weise graphisch interpolieren. Dabei

*) Die hohe Lichtstärke ermöglicht die Verwendung einer wenig empfindlichen, dafür aber sehr steil arbeitenden photographischen Platte (siehe unten). Eine Beschreibung des Objektivs erscheint demnächst an anderer Stelle.

ist aber zu beachten, dass quer zum Spektrum die Intensität (infolge des Stufenfilters), längs des Spektrums jedoch die totale Belichtungsdauer (infolge der verschiedenen Impulszahlen) variiert. Wie JONES in einem zusammenfassenden Artikel⁴⁾ feststellt, lassen sich weder die Abweichungen vom photographischen Reziprozitätsgesetz, noch die Auswirkungen der Intermittenzeffekte in allgemeingültiger Form explizit darstellen. Innerhalb des hier benützten, relativ engen Intensitätsbereiches kann man jedoch mit einem dem SCHWARZSCHILD'schen⁵⁾ analogen Ansatz

$$\begin{aligned} \text{Schwärzung } S &= S(F \cdot n^q) \text{ für } \tau_M = \text{konst.} & (12) \\ (F &= \text{Filterdurchlässigkeit, } n = \text{Anzahl der Belichtungen,} \\ \tau_M &= \text{Messdauer pro Impuls)} \end{aligned}$$

auskommen, in welchem q ausser den obgenannten Effekten auch die Nachleucht- und Ermüdungseigenschaften des Oszillographenschirms angenähert berücksichtigt. q wird aus Intensitätseichungen mit verschiedenen Impulszahlen n bestimmt und hängt wenig von F , etwas stärker von der Impulsfrequenz ab (siehe § 5). Für genaue Intensitätsmessungen müssen daher die Frequenzen der Eichimpulse den betreffenden Impulszahlen proportional gewählt werden (gleiche Betriebsdauer für jede Intensitätsstufe).

Ersetzt man das Stufenfilter durch ein kontinuierliches, exponentiell verlaufendes Keilfilter ($F = e^{-\frac{x}{d}}$), so sind die Kurven konstanter Schwärzung von der Form

$$\log n = \frac{x}{qd} + \text{konst.} \quad (13)$$

Bei Verwendung von Platten mit extrem steiler Gradation erhält man daher ein scharf begrenztes geschwärztes Gebiet, dessen Umrandung unmittelbar die gesuchte Intensitätskurve (1) aus § 2 darstellt. Die Energieskala ist nach (10) praktisch linear, die Intensitätsskala gemäss (13) annähernd logarithmisch ($q \approx \text{konst.}$).

§ 5. Eichung und vorläufige Ergebnisse.

Die Linearität des Energiemaßstabes, d. h. die Proportionalität zwischen Impulsamplitude und Vertikalablenkung wurde sowohl mit dem BALDINGER'schen Testgerät⁶⁾, als auch mit der aus Ionisationskammer, Proportionalverstärker und speziellem Eichgerät⁷⁾ bestehenden Gesamtanordnung geprüft, wobei sich, abgesehen von einer Nullpunktskorrektur, maximale Linearitätsabweichungen von 2% ergaben. Eine allfällige Linienverbreiterung bei Variation der

Frequenz von Impulsen konstanter Amplitude war zwischen 0,6 und 15 Hz nicht nachweisbar. Dies wurde durch Aufnahme von statistisch aufeinanderfolgenden Impulsen bestätigt: die Halbwertsbreite des Intensitätsmaximums von Po- α -Teilchen (5,40 MeV⁸) ergab sich zu 0,13 MeV, also von der Grössenordnung des Untergrundes.

Die Intensitätseichung hängt wesentlich von dem in § 4 erwähnten Keilfilter ab. Mangels geeigneter käuflicher Filter wurde ein absorbierender Flüssigkeitskeil auf einen photographischen Film kopiert, wobei ein auf gleiche Weise hergestellter Korrekturkeil zur

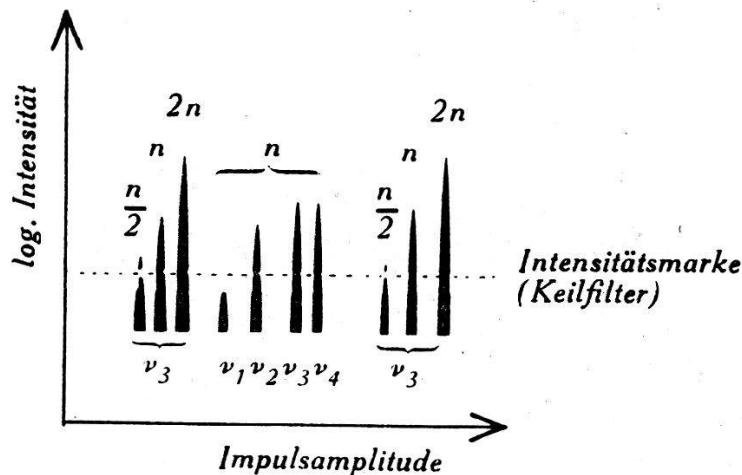


Fig. 5.

Eichaufnahme mit 10 verschiedenen Impulsamplituden von verschiedenen Impulszahlen und -frequenzen.

Linearisierung des Schwärzungsanstieges diene. Aus einer Serie derartiger, mit verschiedenen Belichtungszeiten erhaltenen Filter wurde eines mit einigermaßen linearem Schwärzungsanstieg von $s = 0,2$ (bei $x = 0$ mm) auf $s = 2,1$ (bei $x = 35$ mm) ausgesucht*) und vor dem Oszillographenschirm des Impulsspektrographen befestigt. Der relative Intensitätsbereich des Impulsspektrographen betrug somit $\text{num } \log 1,9 = 80:1$.

Fig. 5 zeigt den Einfluss stark variabler Impulsfrequenz auf die photographische Impulszahlmessung. Die mit $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$ bezeichneten Linien wurden durch je n Impulse von den Frequenzen 0,3; 2,3; 8,5; 30 Hz erzeugt. Zum Vergleich sind auf die gleiche Platte noch 2 Gruppen von je $\frac{n}{2}, n, 2n$ Impulsen bei der konstanten Frequenz $\nu_3 = 8,5$ Hz aufgenommen. Die relativ geringe Abhängigkeit der Schwärzung von ν wird durch den Ansatz (12) brauchbar wieder-

*) Herrn Prof. Dr. F. BÜRKI vom Photogr. Institut der Universität Basel danke ich herzlich für die Benützung seines Densographen.

gegeben, wenn man Impulszahlen und Schwärzungen auf gleiche Betriebsdauern umrechnet (siehe § 4, d)). Im benützten Frequenzbereich ergibt sich $q \approx 1,1$.

Die Gleichmässigkeit des benützten Keilfilters und des Oszillographenschirms wurde durch Aufnahmen mit gleichmässiger, konti-

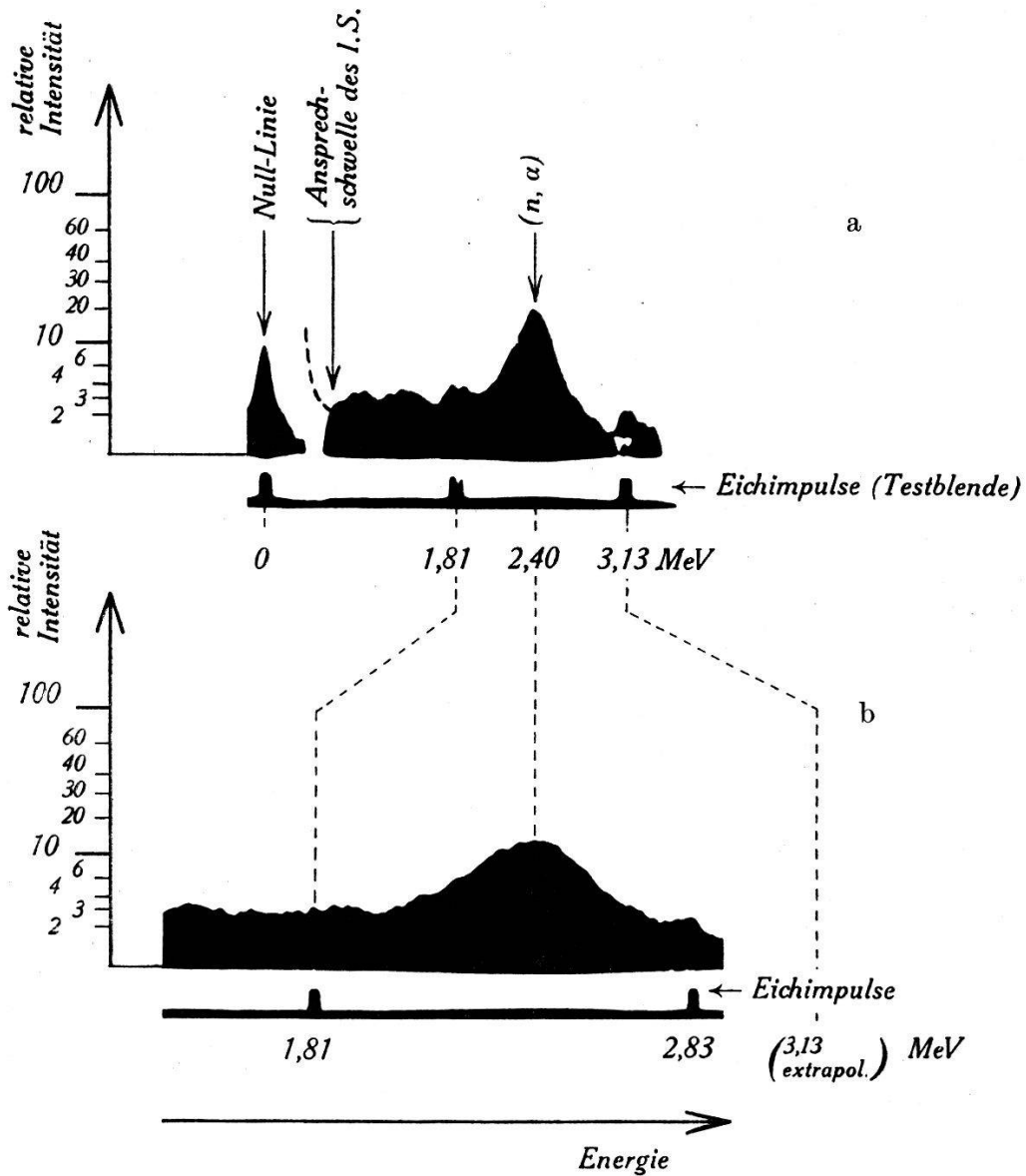


Fig. 6a und 6b.

Stickstoffreaktionen mit schnellen Neutronen.

a) Gesamtspektrum;

b) elektrisch vergrösserter Ausschnitt.

nuierlicher Schirmausleuchtung geprüft, wobei sich gewisse Korrekturen ergaben. Bei Benützung der eigens hierzu gebauten Entwicklungsmaschine und genauer Einhaltung aller die Entwicklung beeinflussenden Bedingungen können selbst die auf *verschiedenen*

Platten (der gleichen Fabrikserie) registrierten Intensitäten auf 10...20% genau miteinander verglichen werden. Auf Einzelheiten des Entwicklungs- und Kopierprozesses soll in einer ausführlicheren Arbeit eingegangen werden.

Zur weiteren Prüfung wurden die bekannten Stickstoffreaktionen⁹⁾ mit der neuen Apparatur aufgenommen. Fig. 6a zeigt das mit schnellen Neutronen (2,9 MeV) entstehende Gesamtspektrum der (n, α) -Reaktion, Fig. 6b einen nach § 4, a) elektrisch vergrösserten Teilausschnitt davon. Die Gesamtzahl registrierter Stösse be-

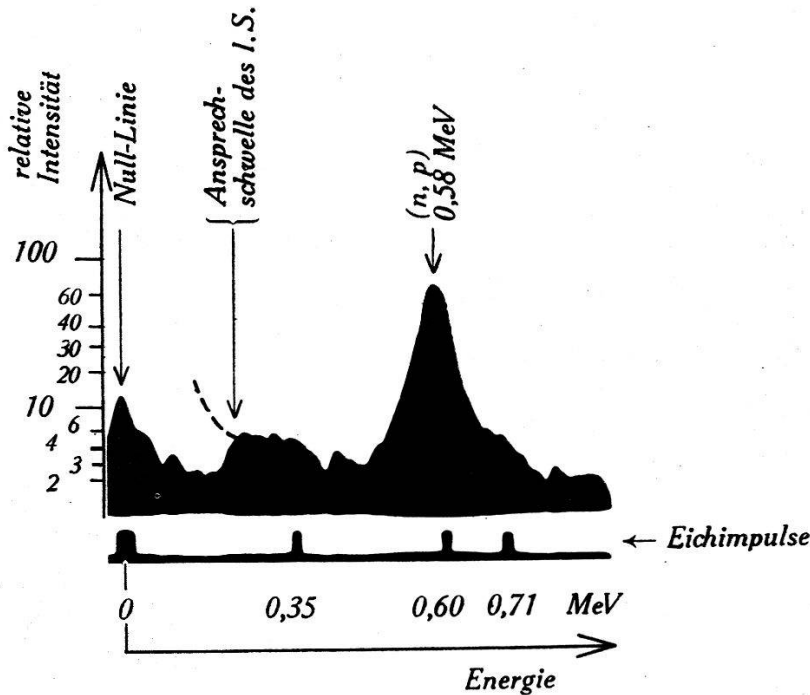


Fig. 7.

Stickstoffreaktionen mit langsamen Neutronen.

trägt für diese beiden Aufnahmen 6000 bzw. 12000. Die Anzahl Eichimpulse war bei der Aufnahme Fig. 6a zu gross gewählt, so dass diese auch im Spektrum deutlich hervortreten; in Fig. 6b ist diese Überlagerung viel schwächer. Das mit langsamen Neutronen erhaltene Gesamtspektrum der (n, p) -Reaktion ist in Fig. 7 wiedergegeben, in welcher 2400 Impulse registriert sind. Die Umrandungen der geschwärtzten Gebiete stimmen innerhalb der statistischen Schwankungen und der Fehler des Keilfilters mit den durch Auszählen gefundenen Verteilungskurven⁹⁾ überein. Insbesondere lässt sich die Lage der Maxima gut reproduzieren, wobei die früher gemessenen Energietönungen der Stickstoffreaktionen bestätigt werden.

Eine genauere Beschreibung der Aufnahme, Eichung und Auswertung derartiger Spektrogramme erscheint in einer späteren

Arbeit im Zusammenhang mit den Anwendungen des Impulsspektrographen.

Herrn Prof. Dr. P. HUBER und seinen Mitarbeitern danke ich für die bereitwillige Aufnahme und Förderung des Projektes. Insbesondere bin ich Herrn Dr. E. BALDINGER für die freundliche Überlassung seines Eichimpulsgenerators und Herrn A. STEBLER für die Mithilfe bei der Neuaufnahme der N-Reaktionen zu Dank verpflichtet. Der Kommission zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danke ich für die Gewährung finanzieller Unterstützung.

Literaturverzeichnis.

- 1) ROBERTS, Rev. Sci. Inst. **11**, 44 (1940).
 - 2) LEWIS, Electrical counting, Cambridge University Press 1942.
 - 3) Z. B. Handbuch d. Physik **19**, Kap. XXIII, Springer, Berlin 1928.
 - 4) In FORSYTHE, Measurement of Radiant Energy, Kap. VIII. McGraw-Hill Book Comp., New York 1937.
 - 5) SCHWARZSCHILD, Astrophys. Journ. **11**, 89 (1900).
 - 6) BALDINGER, H.P.A. **19**, 202 (1946).
 - 7) BALDINGER, HAELG, HUBER und STEBLER, H.P.A. **19**, 423 (1946).
 - 8) MATTAUCH-FLUEGGE, Kernphysikalische Tabellen, Springer, Berlin 1942.
 - 9) BALDINGER und HUBER, H.P.A. **12**, 281; **330** (1939); HUBER, HUBER und SCHERRER, H.P.A. **13**, 209 (1940); H.P.A. **13**, 212 (1940); HUBER, H.P.A. **14**, 163 (1941).
-