

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 38 (1965)

**Heft:** III

**Artikel:** Halbleiterdetektoren als Zähler für ein magnetisches Beta-Spektrometer

**Autor:** Walthard, B. / Schellenberg, L. / Huber, O.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113597>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 14.03.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Halbleiterdetektoren als Zähler für ein magnetisches Beta-Spektrometer

von **B. Walthard, L. Schellenberg** und **O. Huber**

Physikalisches Institut, Universität Freiburg (Schweiz)

(6. I. 65)

*Abstract:* Some general properties of commercially available Si-detectors are discussed. The problem of optimal preamplifiers in order to obtain best coincidence-resolution is then considered. With the assumption of exponential rise of the detector-pulse the optimal time-constants of the amplifier were found to be 2 to 10 times longer than that of the detector. Finally some coincidence-arrangements are described.

### 1. Einführung

Die grossen Fortschritte der letzten Jahre in der Herstellung von Halbleiterdetektoren für geladene Teilchen und Gamma-Strahlung haben es ermöglicht, die bisher verwendeten Zähler erfolgreich zu ergänzen oder zu ersetzen. Es wurde auch über Messungen berichtet, insbesondere auf dem Gebiete der Gamma-Spektroskopie, die mit den vorher üblichen Methoden nicht möglich waren<sup>1)2)</sup>.

Bei dem in Fribourg gebauten doppelt-fokussierenden Beta-Spektrometer<sup>3)4)5)</sup> gelangten bisher zur Registrierung der Elektronen ausschliesslich Geiger- oder Proportionalzählrohre zur Anwendung<sup>6)7)8)</sup>. Es scheint daher sinnvoll, zu untersuchen, unter welchen Umständen und für welche Experimente es vorteilhaft ist, die Zählrohre durch Halbleiterdetektoren zu ersetzen. Die vorliegende Arbeit soll dazu einen Beitrag leisten. Es sollen dabei auch die notwendigen elektronischen Hilfsmittel besprochen werden, besonders im Hinblick auf Koinzidenzexperimente mit dem Spektrometer.

Wir beschränken uns im folgenden auf Detektoren mit Silizium als Grundmaterial, die den grossen Vorteil haben, dass damit bei Raumtemperatur gearbeitet werden kann. Da bei den beschriebenen Anwendungen nur Elektronen registriert werden sollen, ist dies gerechtfertigt.

### 2. Eigenschaften von Si-Detektoren, Anwendung als Integralzähler

Die bis heute bekannten Halbleiterdetektoren werden üblicherweise nach der Art der Erzeugung ihrer aktiven Feldzone in zwei Hauptgruppen eingeteilt.

Bei den zuerst bekannten Junction-Dioden ist die Feldstärke inhomogen und erreicht ihr Maximum in der Nähe des  $p$ - $n$ -Überganges. Die Breite  $w$  der Feldzone und somit auch die Kapazität  $C$  der Diode sind abhängig vom spezifischen Widerstand  $\rho$

des Basismaterials und der angelegten Spannung  $U_D$ . Es gelten dafür die bekannten Näherungsformeln  $w \sim (\rho \cdot U_D)^{1/2}$  und  $C \sim A/(\rho \cdot U_D)^{1/2}$  ( $A$  = Fläche der Diode). Ebenso ist der Sperrstrom stark von  $U_D$  abhängig. Unsere Untersuchungen wurden mit 3 Junction-Typen der RCA-Victor (Canada) durchgeführt. Diese weisen verschieden grosse Oberflächen ( $5 \text{ mm}^2$  und  $20 \text{ mm}^2$ ), sowie unterschiedlichen spezifischen Widerstand des  $p$ -Grundmaterials auf ( $10^3 \Omega \text{ cm}$  und  $10^4 \Omega \text{ cm}$ ). Die Breite der Feldzone beträgt maximal  $0,6 \text{ mm}$ , die Fensterdicke wird für diese Typen mit  $2 \mu$  angegeben.

Die Gruppe der Li-diffundierten (LID) Detektoren zeichnet sich durch weitgehende Unabhängigkeit der Feldzonenbreite von der angelegten Spannung aus. Die Feldstärke, gegeben durch  $U_D/w$ , ist über die ganze Feldzone praktisch konstant, Kapazität und Sperrstrom der Zähler sind wenig von  $U_D$  abhängig. Für unsere Untersuchungen stand eine von der Solid-State-Radiations (Calif.) hergestellte Type zur Verfügung. Bei einer Oberfläche von  $25 \text{ mm}^2$  wird die Breite der Feldzone mit  $1 \text{ mm}$  und die Fensterdicke mit  $25 \mu$  spezifiziert.

Die beiden genannten Arten werden heute auch als Surface-Barrier-Typen hergestellt und weisen damit bedeutend geringere Breite der toten Zone, also dünnere «Fenster», auf. Für die Registrierung von Elektronen im Bereich von  $100 \text{ keV}$  bis  $1 \text{ MeV}$  bringen diese Zähler aber keine entscheidenden Verbesserungen.

### 2.1 Energieauflösung, Spannungsabhängigkeit

Zur Bestimmung ihrer Charakteristiken wurden die Detektoren in ein evakuierbares Gehäuse eingebaut. Die Versuche wurden bei  $7^\circ \text{C}$  in Luft, sowie auch, entsprechend den Bedingungen im magnetischen Spektrometer, im Vakuum durchgeführt. Die hochdotierte  $n$ -Seite der Dioden wurde an Masse gelegt, was entsprechend ihrer Konstruktion eine einfache Wärmeübertragung gestattet und zudem die kapazitätsärmste Anordnung ist. Der Anschluss der  $p$ -Seite wurde möglichst kurz zum Eingang des Vorverstärkers geführt und über  $10 \text{ M}\Omega$  an die negative Arbeitsspannung gelegt; die entstehenden Ladungstösse sind somit positiv.

Als Vorverstärker wurden mehrere ladungsempfindliche Schaltungen gebaut und ausgemessen. Von den verschiedenen in der Eingangsstufe benützten Röhrentypen E88CC, 417A, 7586 Nuistor und E83F ergab die letztere in Triodenbetrieb bei allen Detektoren das beste Energieauflösungsvermögen, in Übereinstimmung mit <sup>9)</sup> und <sup>10)</sup>. Die in <sup>11)</sup> mit gutem Resultat verwendete japanische Type 6R-H2 stand uns nicht zur Verfügung.

Der verwendete Verstärker (Figur 1) ist stufenweise gegengekoppelt, wodurch ein sehr stabiles Verhalten erreicht wird. Eine Kaskodenschaltung mit Bootstrap-Rückkopplung bildet die erste Stufe. Sie bewirkt mit der Miller-Gegenkopplung die Ladungsempfindlichkeit und hat eine scheinbare Eingangskapazität von etwa  $500 \text{ pF}$ . Die zweite Stufe ist in der Kathodenleitung gegengekoppelt und steuert die niederohmige Ausgangsstufe (White-Kathodenfolger) aus. Die günstigen Zeitkonstanten des Verstärkers wurden für alle Detektoren experimentell zu etwa  $0,6 \mu\text{s}$  bestimmt\*). Die Registrierung der Amplitudenspektren erfolgte mit einem direkt vom Vorverstärker angesteuerten 256-Kanal-Analysator (RCL).

\*) Auf die Optimierung der Vorverstärker wird in Abschnitt 3 näher eingegangen.





Bemerkenswert ist die starke Spannungsabhängigkeit der Energieauflösung beim Li-diffundierten Zähler, wogegen sie für die hochohmige Junction-Diode von 400 V bis 200 V nahezu konstant bleibt. Dafür nimmt bei dieser die Ansprechwahrscheinlichkeit in der Totalabsorptionsspitze viel stärker ab. Im allgemeinen werden die günstigsten Werte durchwegs bei der höchsten zulässigen Betriebsspannung erreicht.

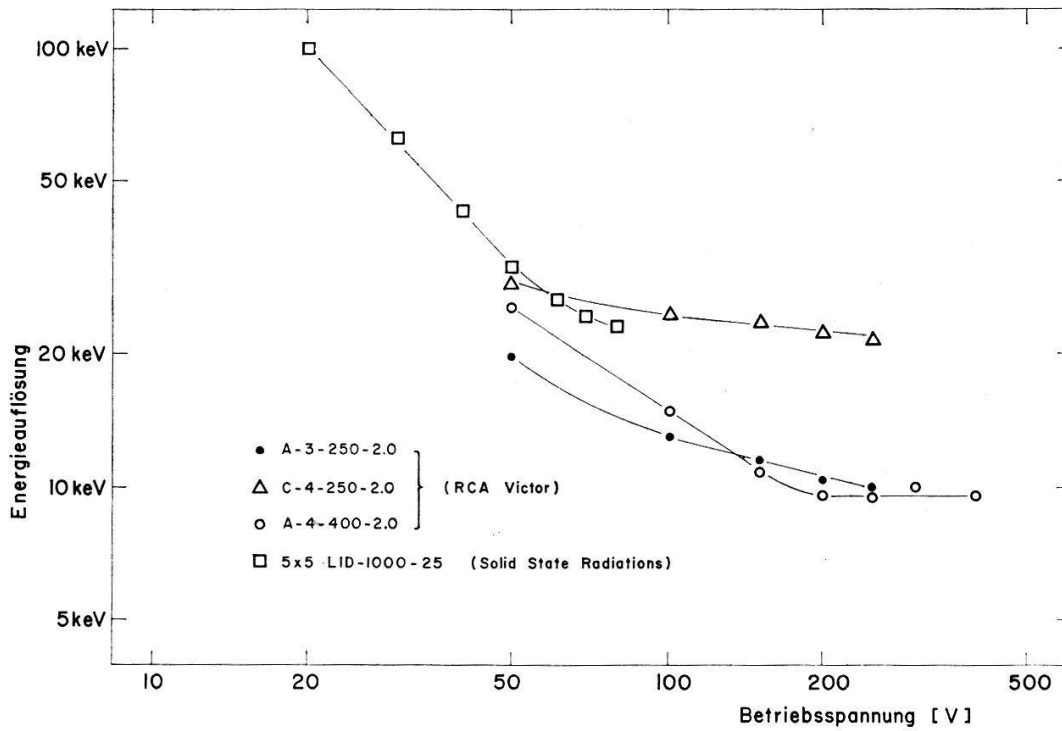


Fig. 3  
Energieauflösung bei verschiedenen Betriebsspannungen, Cs<sup>137</sup>

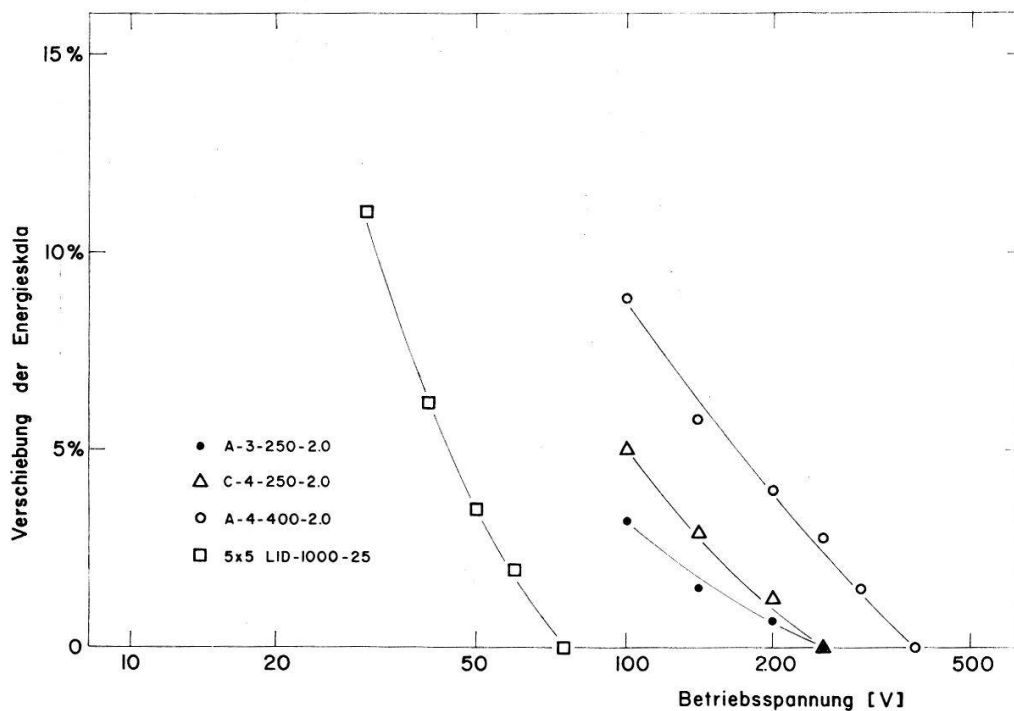


Fig. 4  
Verschiebung der Energieskala, bezogen auf den Wert bei maximaler Betriebsspannung, Cs<sup>137</sup> K-Linie

Der Vollständigkeit halber wurden die Messungen noch mit verschiedenen Quellstärken, sowie bei verschiedenen Abständen zum Detektor wiederholt. Wie schon BOSCH *et al.*<sup>12)</sup> gefunden haben, werden dadurch weder Energieeichung noch -auflösung beeinflusst. Hingegen wurde nach längerem Betrieb im Vakuum das Energieauflösungsvermögen des Li-diffundierten Detektors etwas besser, von 22 keV auf 19 keV. Die Junction-Dioden behielten im Vakuum ihre Eigenschaften unverändert.

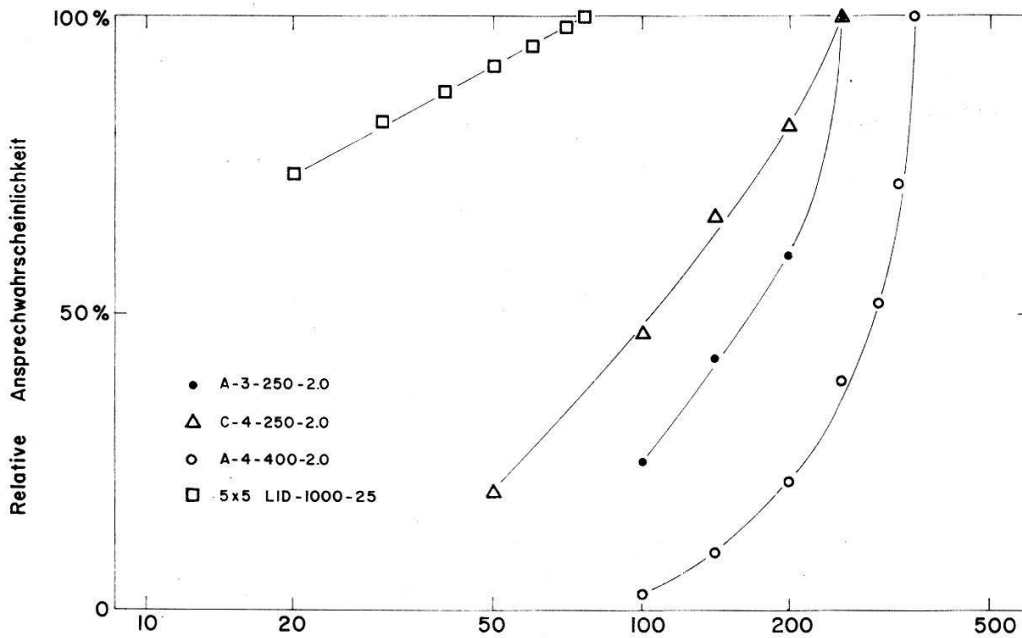


Fig. 5

Relative Ansprechwahrscheinlichkeit in der Totalabsorptionsspitze, bezogen auf den Wert bei maximaler Betriebsspannung

## 2.2 Gamma-Empfindlichkeit, Nulleffekt

Zur Messung der Empfindlichkeit auf Gamma-Strahlung wurden die Zähler mit einer 1 cm starken Plexiglasplatte gegen Elektronen abgeschirmt. Figuren 6 und 7 zeigen deutlich, wie gering die Ansprechwahrscheinlichkeit für Gamma-Strahlung ist, verglichen mit jener für Beta-Teilchen. Beim Li-diffundierten Zähler, der seiner grösseren Feldzonenbreite entsprechend mehr Gamma-Stöße registriert als die Junction-Dioden, ist zudem die Photospitze der 661,6-keV-Linie aufgetreten. Aus der Differenz der Energie-Eichungen der Konversions- und der Gamma-Linien, sie beträgt bei dieser Energie 27 keV, bestimmt sich die Fensterdicke des Zählers zu 75  $\mu$ , also wesentlich mehr, als vom Hersteller spezifiziert.

Um die Halbleiterdetektoren als Integralzähler im magnetischen Spektrometer verwenden zu können, wurden diese, versehen mit der üblichen Spaltblende<sup>5)</sup>, anstelle der Zählrohre im Spektrometer montiert. Eine gedrängt aufgebaute, mit Nuvisitor-Trioden bestückte Variante des Vorverstärkers nach Figur 1 wurde in unmittelbarer Nähe des Detektors, jedoch in einer unter Atmosphärendruck stehenden Messinghülse angebracht\*). Die ganze Konstruktion wurde wiederum mit einer Kühlwasserschleife auf etwa 7°C gekühlt.

\*) Die etwas geringere Energieauflösung dieser Verstärkervariante – 13 keV statt 9,5 keV mit der RCA-Diode A-4-400-2.0 – ist hier belanglos.

Mit dieser Anordnung wurde zunächst der Nulleffekt der einzelnen Zähler in Abhängigkeit vom Diskriminatorpegel gemessen (Figur 8). Die starke Energieabhängigkeit erklärt sich aus der Tatsache, dass der Nulleffekt nur sehr wenig von einfallenden Strahlungsquanten herrührt, sondern in erster Linie vom Rauschen von Detektor und Vorverstärker. Da es nicht immer möglich ist, Systeme mit hochempfindlichen Eingangsverstärkern völlig frei von Erdschleifen aufzubauen, können auch bei völli-

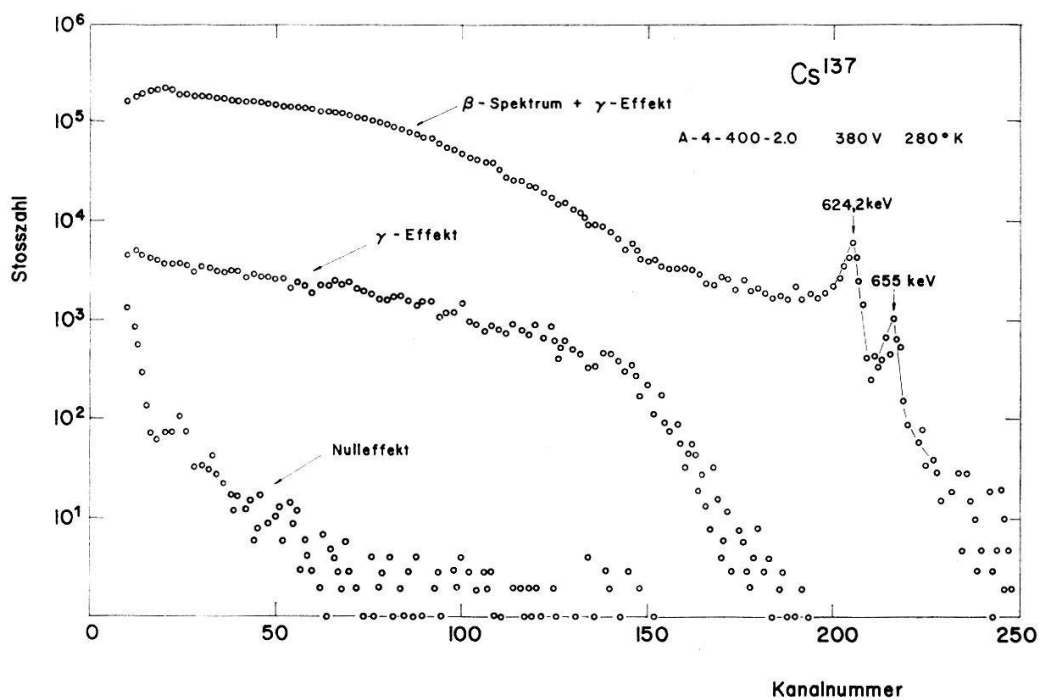


Fig. 6

Junction-Diode: Gamma-Empfindlichkeit und Nulleffekt

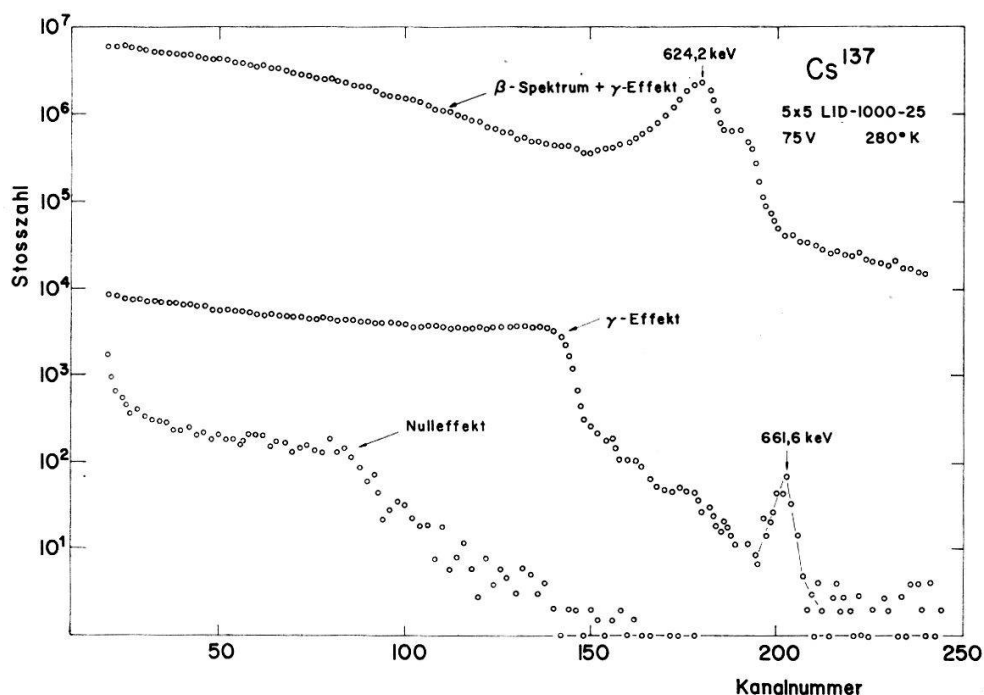


Fig. 7

Li-diffundierter Detektor: Gamma-Empfindlichkeit und Nulleffekt

ger Abschirmung der gesamten Elektronik Störimpulse aufgefangen werden. Sowohl diese Störungen als auch das Rauschen können selbst bei relativ hoher Diskriminatoreinstellung der nachgeschalteten Zählvorrichtungen als kurze Pakete mit sehr vielen Einzelstößen registriert werden.

Es ist daher zweckmässig, besonders wenn schwache Intensitäten gemessen werden sollen, zur Registrierung Diskriminatoren bzw. Impulszähleinheiten mit einer gewissen Totzeit zu verwenden, und diese in der Dauer der Messung zu kompensieren. Dadurch wird von derartigen kurzen Störimpulspaketen jeweils nur der erste Stoss registriert. Figur 8 zeigt die teilweise recht erheblichen Unterschiede im Nulleffekt bei 1  $\mu$ s und 14  $\mu$ s Totzeit.

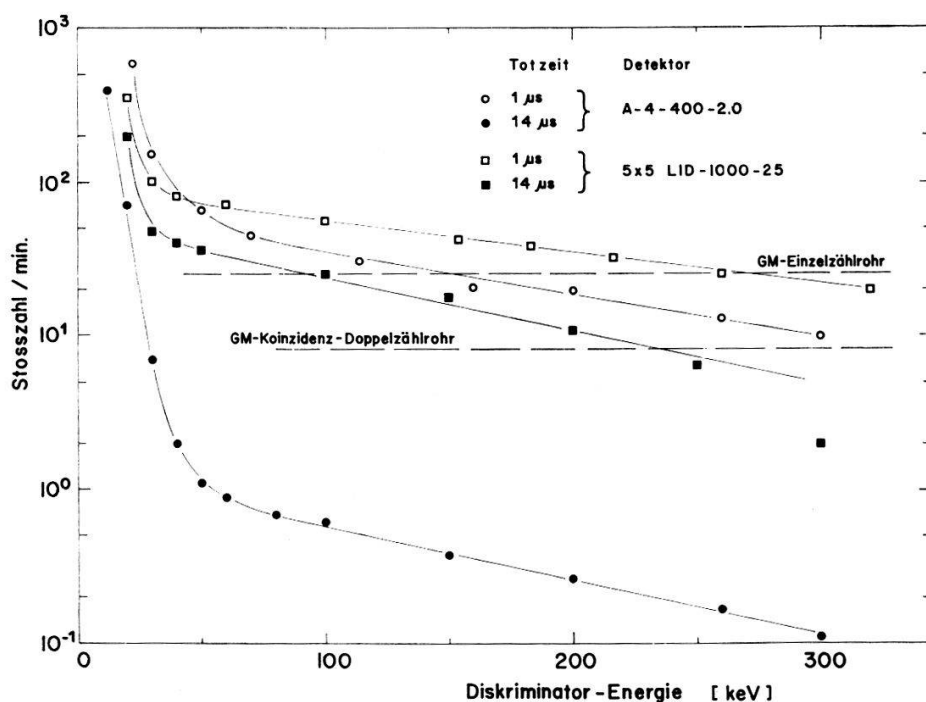


Fig. 8  
Nulleffekt der Integralzähler

### 2.3 Ansprechwahrscheinlichkeit

Die beiden Betriebsarten im magnetischen Spektrometer stellen verschiedene Anforderungen an die Detektoren hinsichtlich ihrer Ansprechwahrscheinlichkeit. Vom Proportionalzähler auf der Quellenseite wird möglichst getreue Wiedergabe des Beta- oder Gamma-Spektrums gewünscht, während vom Integralzähler nur verlangt wird, dass im ganzen Energiebereich für jedes einfallende Beta-Teilchen ein Ladungsstoss von einer gewissen Mindestgrösse abgegeben werde.

Zur Ermittlung der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Proportionalzählers kann, wegen der verlangten Energieauflösung nur die Summe der darin total absorbierten Teilchen berücksichtigt werden, was der Fläche der entsprechenden Spitze im Amplitudenspektrum entspricht. Für die Zählwahrscheinlichkeit der beiden Detektoren mit den grössten Feldzonenbreiten wurde mit Hilfe der Spektren von  $\text{Ir}^{192}$  (Figur 9),  $\text{Cs}^{137}$  und  $\text{Bi}^{207}$  eine Abschätzung vorgenommen. Dies erfolgte durch Auswertung der Flächen der verschiedenen Konversionslinien und durch Vergleich mit den bekannten Intensitäten (Figuren 10a, b). Obwohl die Feldzonen dieser Detektoren 0,6 bzw. 1 mm

breit sind, entsprechend Reichweiten von 400-keV- bzw. 600-keV-Elektronen, ist bereits für niedrigere Energien die Ansprechwahrscheinlichkeit stark energieabhängig.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit als Integralzähler wurde unter Verwendung der gleichen Quellen durch Vergleich der Stosszahlen mit jenen eines GM-Zählers nach <sup>6)</sup> im Spektrometer selbst ermittelt (Figur 10c). Für Energien > 600 keV strebt das

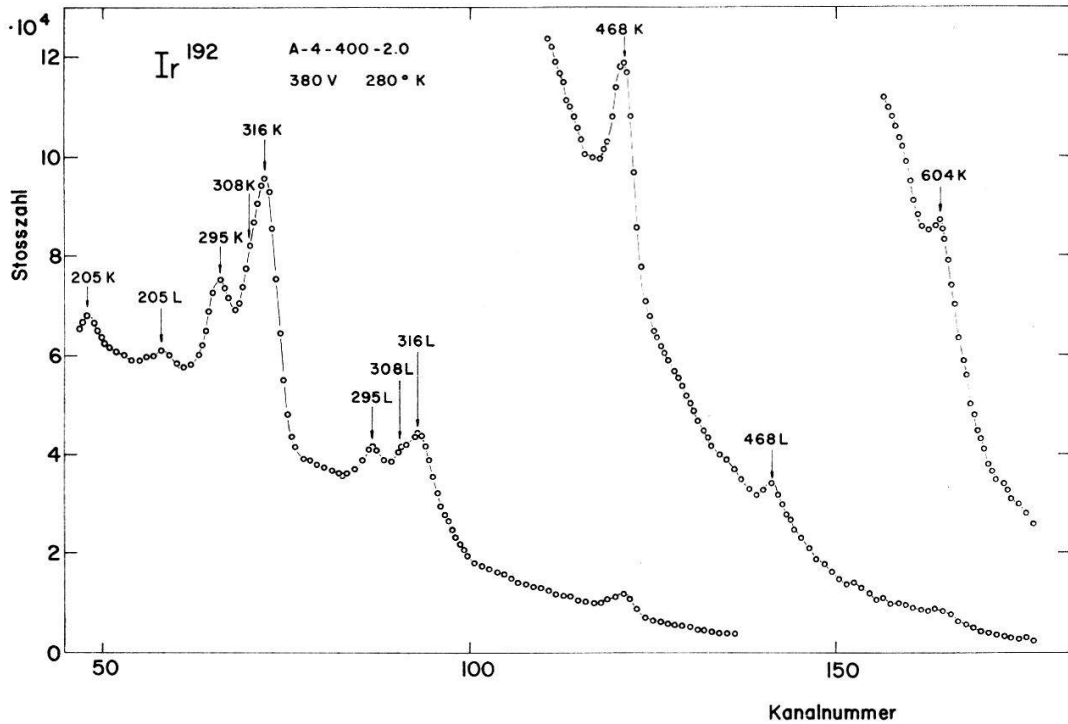


Fig. 9  
Beta-Spektrum von Ir<sup>192</sup>

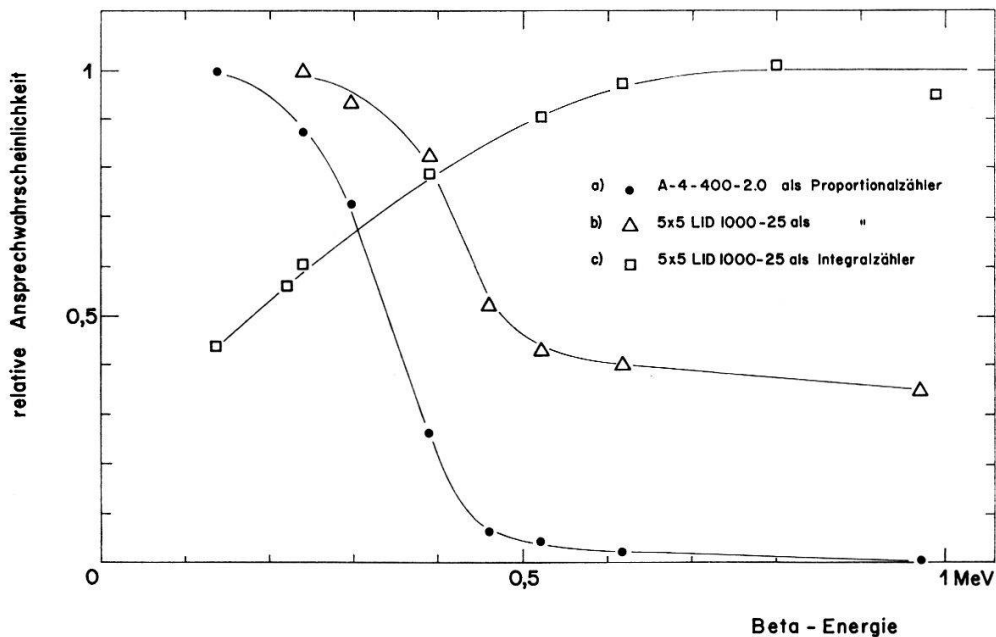


Fig. 10  
a), b) Relative Ansprechwahrscheinlichkeit der Halbleiterdetektoren als Proportionalzähler, bezogen auf den Wert bei 132 keV bzw. 238 keV  
c) Verhältnis der Stosszahlen von Li-diffundiertem Detektor (als Integralzähler) und Geigerzählrohr

Verhältnis der auf gleiche Fensterflächen bezogenen Stosszahlen gegen 1, was dem Auftreten einer  $dE/dx$ -Spitze bei etwa 480 keV zuzuschreiben ist<sup>13)</sup>. Der Abfall nach kleinen Energien wird durch Verluste von Stößen am Diskriminator bewirkt, die durch unvollständige Ladungssammlung, Ausstreuen der Teilchen aus der empfindlichen Feldzone, sowie deren teilweise Absorption im Fenster, nicht die volle Grösse erreicht haben. Die günstigste Diskriminatoreinstellung erwies sich bei 80 keV, da dies den besten Kompromiss zwischen kleinem Nulleffekt und guter Zählwahrscheinlichkeit ergibt. Ein ähnlicher Verlauf wurde in <sup>14)</sup> unter Verwendung eines Oberflächen-Sperrschicht-Zählers gemessen, wobei aber durch stärkere Kühlung und damit ermöglichter tiefer Diskriminatoreinstellung der flache Bereich bis 100 keV ausgedehnt werden konnte.

Schliesslich wurde noch, bei Bestrahlung der Integralzähler mit monoenergetischen Elektronen, die Abhängigkeit der Zählraten von der angelegten Detektorspannung untersucht. Für alle Detektoren erwiesen sich dabei die Stosszahlen im ganzen Energiebereich bei Senkung der Spannung bis auf 1/5 des Betriebswertes als konstant.

### 3. Si-Detektoren als Koinzidenzzähler

#### 3.1 Impulsanstiegszeit, Breitbandverstärker

Der Anstiegszeit der Ladungs- bzw. Spannungsimpulse an den Anschlüssen der Detektoren fällt für Koinzidenz-Experimente besondere Bedeutung zu. Verschiedene Autoren<sup>15)16)17)</sup> haben gezeigt, dass bei den Junction-Dioden  $U = U_0[1 - \exp(-t/T)]$  eine gute Approximation für den Impulsanstieg ist. Dieser wird hier hauptsächlich durch die Zeitkonstanten der Schaltung bestimmt. Die Anstiegszeit (10% bis 90%) beträgt daher  $T_A \approx 2,2 T$ . In <sup>1)</sup> wird dafür auch die Näherungsformel  $T_A \approx 10^{-12} \cdot \rho$  angegeben ( $\rho$  in  $\Omega$  cm).  $T_A$  ist also unabhängig von der Detektorspannung  $U_D$ . Ein Nomogramm zur genauen Bestimmung von  $T_A$  ist in <sup>15)</sup> enthalten.

Bei den Li-diffundierten Detektoren dagegen sind der Ladungsanstieg  $Q = e \mu U_D t/w^2$ , und somit auch der Spannungsanstieg zeitlich linear ( $\mu$  ist die Beweglichkeit der Ladungsträger). Die Anstiegszeit wird hier jedoch in erster Linie wegen der grossen  $w$ -Werte durch die Sammelzeit (Transit-Time) der Ladungsträger  $T_T = w^2/\mu U_D$  bestimmt. Bei Raumtemperatur und 75 V Betriebsspannung hat danach  $T_T$  für LID-Dioden die Grössenordnung 100 ns.

#### Messanordnung

Wegen der Kleinheit der Signale werden für die Ermittlung der Anstiegszeit schnelle Verstärker benötigt. In <sup>18)19)20)</sup> wurden transistorisierte Breitbandverstärker ausführlich behandelt. Da ein solcher Verstärker aber auch für Koinzidenz-Experimente benützt werden soll, ist hier als Eingangsstufe, wegen des stärkeren Rauschens der Transistoren, eine Röhrenschaltung günstiger. Figur 11 zeigt das Schema des gesamten Verstärkers.

Die erste Kaskodenstufe mit 2 Nuvistor-Trioden ist in der Kathodenleitung stark gegengekoppelt und für maximale obere Grenzfrequenz kompensiert. Sie hat bei 3,5facher Verstärkung eine Anstiegszeit von 5 ns. Die nachfolgenden 3 Stufen sind

abwechslungsweise mit je 2 *pnp*- und *nnp*-Transistoren ebenfalls in Kaskodenschaltung aufgebaut. Die Stufen haben ein Gain-Anstiegszeit-Verhältnis von 0,95/ns, die Stufenverstärkung ist ebenfalls auf 3,5 eingestellt. Der günstige Arbeitspunkt der Transistoren ( $I_C = 8 \text{ mA}$ ,  $U_{CE} = 4,5 \text{ V}$ ) wird durch die starke Gleichstrom-Gegenkopplung in der Emittlerleitung stabilisiert. Bei der Kompensation für optimale Anstiegszeit wird 10% Überschwingen zugelassen. Die Anstiegszeit des ganzen Verstärkers beträgt 8 ns bei 150facher Verstärkung. Der Ausgang ist mit  $50 \Omega$  zu belasten.

Oszillographisch wurden damit folgende Anstiegszeiten der einzelnen Detektoren bestimmt:

Detektor	$\rho$	$T_A$
A-3-250-2.0	$10^3 \Omega \text{ cm}$	10 ns
C-4-250-2.0	$10^4 \Omega \text{ cm}$	20 ns
A-4-400-2.0		
$5 \times 5\text{-LID-1000-25}$	Li-diff.	200 ns

Die gefundenen Werte für die Junction-Dioden sind gegenüber der angegebenen Näherungsformel etwas zu gross, was in erster Linie den Eingangskapazitäten des Verstärkers zuzuschreiben ist. Die relativ grosse Anstiegszeit des Li-diffundierten Detektors stimmt mit den in <sup>1)</sup> angegebenen Werten gut überein und dürfte dessen Verwendung in Koinzidenz-Experimenten, besonders für kleine Beta-Energien, erheblich erschweren.

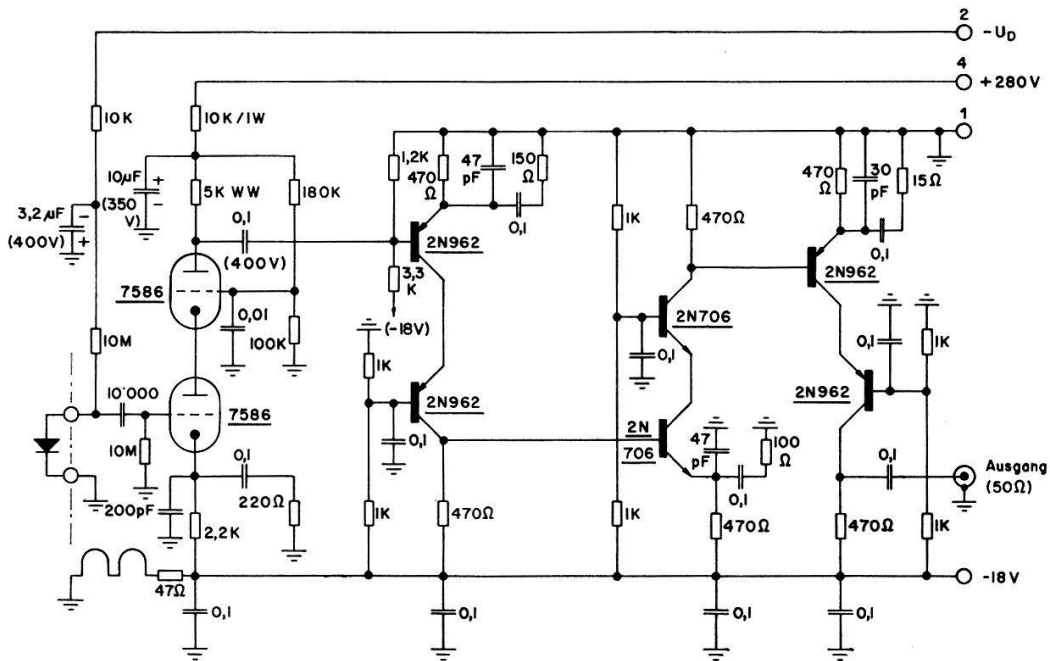


Fig. 11  
Breitbandverstärker  $v = 150$ ,  $T_A = 8 \text{ ns}$



### 3.2 Koinzidenz-Auflösungsvermögen, Optimierung der Verstärker

Wegen des kleinen Produkts der Raumwinkel bei Koinzidenz-Anordnungen im magnetischen Spektrometer (Größenordnung  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$ ) einerseits, und wegen der Tatsache, dass andererseits die Messzeiten nicht beliebig lange ausgedehnt werden können, ist man gezwungen, für solche Experimente möglichst starke Quellen zu verwenden. Starke Quellen bedingen aber, um ein brauchbares Verhältnis von wahren zu zufälligen Koinzidenzen zu liefern, eine hohe Zeitauflösung der Koinzidenz-Anordnung.

Das Auflösungsvermögen  $\tau$  einer Koinzidenz-Anordnung wird bestimmt durch jenes der Koinzidenz-Stufe selbst (Intrinsic-Auflösung),  $\tau_0$ , als auch durch die zeitliche Schwankung  $\tau_{Ri}$  der korrelierten Koinzidenz-Signale. Es gilt dafür die Beziehung  $\tau^2 = \tau_0^2 + \tau_{R_1}^2 + \tau_{R_2}^2$ , wenn 2 Koinzidenz-Zähler vorgesehen werden. Unter der Annahme, dass die zeitliche Schwankung  $\tau_R$  vor allem durch das Rauschen des Zählers und der nachfolgenden Verstärker verursacht werde, gilt dafür die folgende Beziehung:

$$\tau_R = \frac{U_R}{dU/dt} \quad (1)$$

$U_R$  ist der Effektivwert der Rauschspannung und  $dU/dt$  der Anstieg des Zählerimpulses an einem Diskriminator. Sowohl  $U_R$  als auch  $dU/dt$  sind vom Zähler und von der Bandbreite des verwendeten Verstärkers abhängig. Es besteht somit ein Optimierungsproblem, das demjenigen für maximales Signal-Rausch-Verhältnis

$$\frac{S}{R} = \frac{U_m}{U_R} \quad (2)$$

ähnlich ist.

Verschiedene Autoren <sup>10)21)22)</sup> haben gezeigt, dass als Rauschquellen in erster Linie die frequenzunabhängigen («weissen») Anteile, nämlich das Sperrstrom-Rauschen des Halbleiterzählers, das Gitterstrom-Rauschen der ersten Verstärkerstufe sowie deren Schrotrauschen berücksichtigt werden müssen. Der Beitrag des Flicker-Rauschens, herrührend von Effekten der Halbleiteroberfläche und der Kathode der Eingangsröhre, ist im allgemeinen kleiner und hat  $1/f$ -Charakteristik. Er ist daher wenig von den Zeitkonstanten des Verstärkers abhängig<sup>21)</sup> und wird im folgenden vernachlässigt.

Das Rauschspannungsquadrat pro Hz Bandbreite, bezogen auf den Eingang des Verstärkers, kann demnach wie folgt angegeben werden:

$$\frac{du_R^2}{df} = 4 k T_0 R_{\dot{a}q} + \frac{2 e I_L}{\omega^2 C^2} \quad (3)$$

$I_L$  sei die Summe der Ströme und  $C$  jene der Kapazitäten im Gitterkreis,  $T_0$  die absolute Temperatur und  $R_{\dot{a}q}$  der äquivalente Rauschwiderstand der Eingangsröhre, der sich bei Trioden auch mit der Steilheit  $S$  zu  $R_{\dot{a}q} = 2,5/S$  angeben lässt. Gleichung (3) hat also die Form

$$\frac{du_R^2}{df} = a^2 + \frac{g^2}{\omega^2}, \quad \text{wobei} \quad a^2 = \frac{10 k T_0}{S} \quad \text{und} \quad g^2 = \frac{2 e I_L}{C^2}$$

bedeuten, oder schliesslich

$$\frac{du_R^2}{df} = a^2 \left( 1 + \frac{1}{V^2 \omega^2} \right), \quad (3a)$$

wo  $V = a/g$  das Verhältnis der Rauschanteile von Anoden- und Gitterkreis ist und die Dimension einer Zeitkonstanten hat. Für die vorhandenen Detektoren und Verstärker hat  $V$  die Größenordnung  $0,1 \dots 0,5 \mu\text{s}$ . Das Eingangssignal wird, wie schon in 3.1 erwähnt, mit

$$U = U_0 [1 - \exp(-t/T_1)] \quad (4)$$

in erster Näherung beschrieben, so dass wir uns auf diese Impulsform beschränken wollen.

### *RC-RC-Verstärker*

Der *RC-RC-Verstärker* ist in der Literatur hinsichtlich günstigem  $S/R$ -Verhältnis sehr ausführlich behandelt. Dabei wird aber meistens der Eingangsimpuls als unendlich steil (Heaviside-Sprung) angenommen<sup>23</sup>). Trotz dieser Einschränkung ist das Ergebnis, dass Integrations- bzw. Differentiations-Zeitkonstanten  $T_2 = T_3 = V$  (vergleiche (3a)) gewählt werden sollen, ausserordentlich wertvoll. GILLESPIE<sup>21</sup>) hat das Problem unter der Annahme eines zeitlich linear ansteigenden Detektorimpulses behandelt. Auch in diesem Fall ist für alle Rauschbeiträge  $T_2 = T_3$  optimal. Die Frage, wie  $T_2$  und  $T_3$  für minimales  $\tau_R$  gewählt werden sollen, bleibt aber hier offen.

Die normierte Übertragungsfunktion des *RC-RC-Verstärkers* lautet

$$G(s) = \frac{T_3 s}{(1 + T_2 s)(1 + T_3 s)}, \quad (5)$$

womit unter Berücksichtigung von (4) der Ausgangsimpuls in der Laplace-transformierten Form

$$\frac{U(s)}{U_0} = \frac{T_3}{(1 + T_1 s)(1 + T_2 s)(1 + T_3 s)} \quad (6)$$

und dessen zeitliche Ableitung

$$\frac{dU}{dt}(s) \frac{1}{U_0} = \frac{T_3 s}{(1 + T_1 s)(1 + T_2 s)(1 + T_3 s)} \quad (7)$$

angeschrieben werden können. Die Bestimmungsgleichungen für die Zeiten  $t_m$ , da der Ausgangsimpuls seinen Höchstwert  $U_m$  erreicht, sowie für  $t_s$ , wo  $dU/dt$  maximal wird, lauten somit im Bildbereich

$$\frac{s}{(1 + T_1 s)(1 + T_2 s)(1 + T_3 s)} = 0 \quad \text{für } t_m, \quad (8)$$

bzw.

$$\frac{s^2}{(1 + T_1 s)(1 + T_2 s)(1 + T_3 s)} = 0 \quad \text{für } t_s. \quad (9)$$

Der quadratische Mittelwert der Rauschspannung am Ausgang des Verstärkers berechnet sich zu

$$U_R^2 = \int_0^\infty \frac{du_R^2}{df} |G(\omega)|^2 d\omega.$$

Nach Einsetzen von (3a) und (5) erhält man

$$U_R^2 = \frac{a^2}{2\pi} \int_0^\infty \left(1 + \frac{1}{V^2 \omega^2}\right) \frac{T_3^2 \omega^2}{(1 + T_2^2 \omega^2)(1 + T_3^2 \omega^2)} d\omega$$

und nach durchgeführter Integration

$$U_R = T_3 \frac{a}{2V} \sqrt{\frac{T_2 T_3 + V^2}{T_2 T_3 (T_2 + T_3)}}.$$

Ohne die Gleichungen (6) und (7) auszuwerten, erkennt man sofort, dass die Verhältnisse (1) und (2), sowie auch die Bestimmungsgleichungen (8) und (9) symmetrisch sind in bezug auf die Zeitkonstanten  $T_2$  und  $T_3$ .

In <sup>23)</sup> wird gezeigt, dass für den Spezialfall  $T_1 = 0$  wegen dieser Symmetrie das Maximum des  $S/R$ -Verhältnisses auf der Geraden  $T_3 = T_2$  zu suchen ist. Dies gilt aus dem gleichen Grunde auch für das Minimum von  $\tau_R$ ; man erhält somit

$$U_R = \frac{a}{2\sqrt{2}V} \sqrt{\frac{T_2^2 + V^2}{T_2}}, \quad (10)$$

$U_m = U_0/e$  für den Maximalwert des Ausgangsimpulses ( $e = 2,718\dots$ ) und  $dU_s/dt = U_0/T_2$  für dessen grössten Anstieg.

Durch Einsetzen in (2) findet man daraus die bekannte Beziehung  $T_{2opt} = V$ . Es sei aber darauf hingewiesen, dass das realisierbare Maximum von  $S/R$  nicht immer bei  $T_3 = T_2$  liegen muss: Ist  $V$  sehr klein, so dass die Anstiegszeitkonstante des Verstärkers beispielsweise  $T_2 = 2V$  gewählt werden muss, so liegt das Optimum für die differenzierende Zeitkonstante bei  $T_3 \approx T_2/2 = V$ , wie man durch graphische Auswertung verifizieren kann.

Für minimales  $\tau_R$  nach Gleichung (1) liefert aber der Spezialfall kein brauchbares Resultat. Man findet  $T_{2opt} = 0$ , was natürlich nicht realisierbar ist. Für den allgemeinen Fall  $T_1 \neq 0$  bleiben aber die Symmetrie-Eigenschaften der Gleichungen (1), (2), (8) und (9) unverändert und man darf deshalb auch hier zur Ermittlung der Optima  $T_3 = T_2$  setzen.

(8) und (9) erhalten damit im Zeitbereich die Form

$$\mathcal{Q}^{(-1)} \left[ \frac{s}{(1 + T_1 s)(1 + T_2 s)^2} \right] = \frac{-T_2^2 \exp\left(\frac{-t_m}{T_1}\right) + [T_2^2 + (T_1 - T_2)t_m] \exp\left(\frac{-t_m}{T_2}\right)}{T_2^2(T_1 - T_2)^2} = 0,$$

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}^{(-1)} \left[ \frac{s^2}{(1 + T_1 s)(1 + T_2 s)^2} \right] \\ = \frac{T_2^2 \exp\left(\frac{-t_s}{T_1}\right) + [T_1 T_2(T_1 - 2T_2) - (T_1 - T_2)T_1 t_s] \exp\left(\frac{-t_s}{T_2}\right)}{T_1 T_2^2(T_1 - T_2)^2} = 0. \end{aligned}$$

Setzt man ferner  $T_2 = x T_1$ , so ergibt sich nach einiger Umformung

$$\left(1 + \frac{1-x}{x^2} \cdot \frac{t_m}{T_1}\right) \exp\left(\frac{x-1}{x} \cdot \frac{t_m}{T_1}\right) = 1, \quad (11)$$

$$\left(\frac{1-x}{x^3} \cdot \frac{t_s}{T_1} - \frac{1-2x}{x^2}\right) \exp\left(\frac{x-1}{x} \cdot \frac{t_s}{T_1}\right) = 1. \quad (12)$$

Die Auswertung dieser transzendenten Ausdrücke ist nur numerisch möglich. Die Zusammenhänge  $t_m/T_1(x)$  und  $t_s/T_1(x)$  sind in Figur 12 dargestellt.

Die Gleichungen (6) und (7) lauten im Zeitbereich nach der Substitution  $T_2 = x T_1$

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{x \exp\left(\frac{-t_m}{T_1}\right) - \left[x + (1-x) \frac{t_m}{T_1}\right] \exp\left(\frac{-t_m}{x T_1}\right)}{(1-x)^2}, \quad (13)$$

$$\frac{dU_s}{dt} \frac{T_1}{U_0} = \frac{-x^2 \exp\left(\frac{-t_s}{T_1}\right) + \left[x^2 + (1-x) \frac{t_s}{T_1}\right] \exp\left(\frac{-t_s}{x T_1}\right)}{x(1-x)^2}. \quad (14)$$

Setzt man die Werte  $t_m/T_1$  und  $t_s/T_1$  aus Figur 12 in (13) und (14) ein, so findet man den in Figur 13 aufgetragenen Verlauf dieser beiden Funktionen.

Setzt man ferner in Gleichung (10) die Substitution  $T_2 = \rho V$  ein, so erhält man für die Rauschspannung

$$U_R = \frac{a}{2\sqrt{2V}} \sqrt{\rho + 1/\rho}. \quad (15)$$

Der Verlauf  $U_R \cdot 2\sqrt{2V}/a$  ist in Funktion von  $\rho$  in Figur 14 aufgetragen.

Zu jedem vorgegebenen festgehaltenen Wertepaar  $T_1$  und  $V$ , somit auch zu jedem Verhältnis  $q = T_1/V$ , gilt nun die eindeutige Zuordnung  $\rho = q x$ . Damit können für verschiedene  $q$  die Quotienten  $\tau_R$  und  $S/R$  in Abhängigkeit von  $x$  gebildet und deren Extrema gesucht werden. Die zugehörigen optimalen  $x$ -Werte bestimmen die gesuchten Zeitkonstanten  $T_2 = T_3$  (Figur 15).

Bemerkenswert ist dabei der Grenzfall  $T_1/V = 0$ , der dem schon erwähnten Spezialfall entspricht. Für minimales  $\tau_R$  strebt nunmehr das Verhältnis  $T_2/T_1$  dem

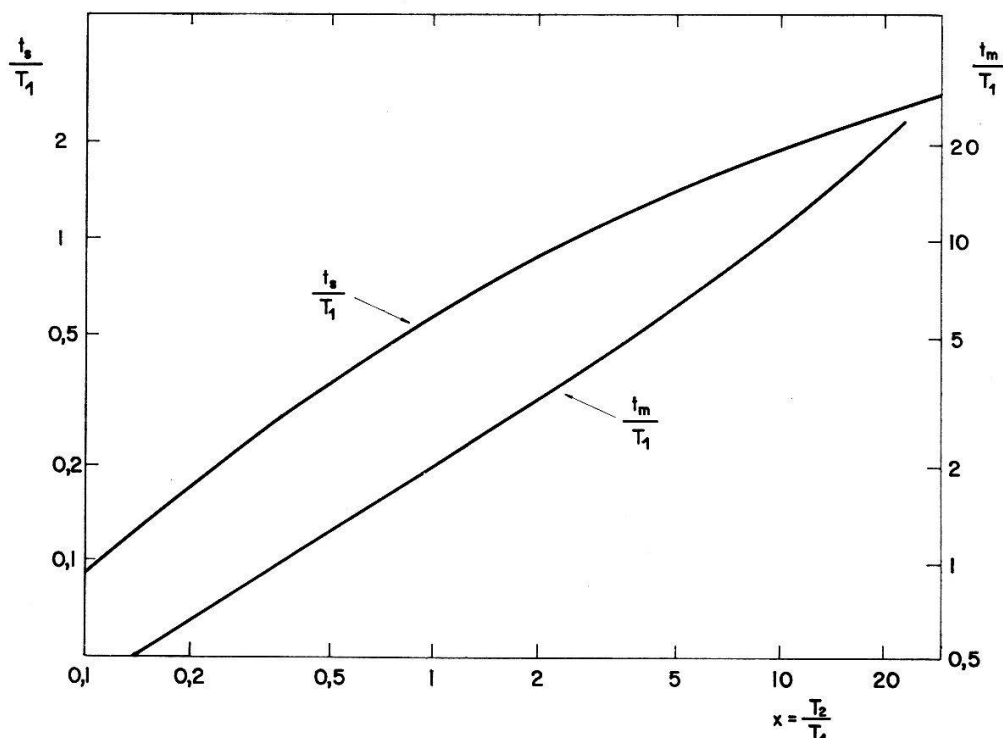


Fig. 12  
Verlauf der Funktionen (11) und (12)

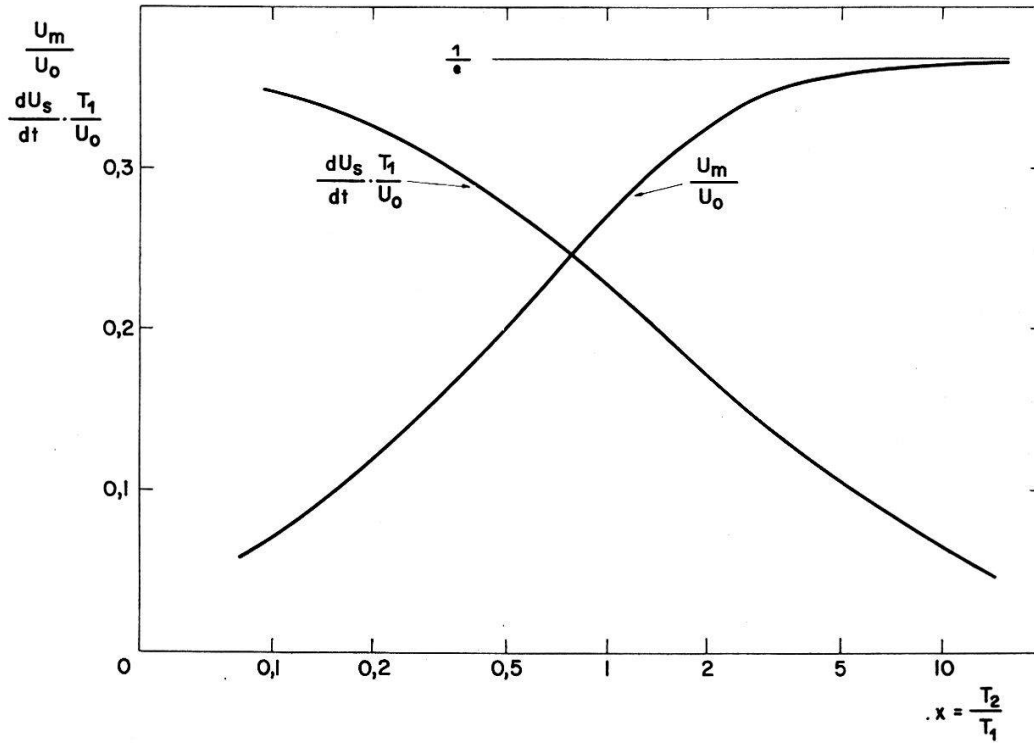


Fig. 13  
Maximalwert und maximaler Anstieg des Ausgangssignals

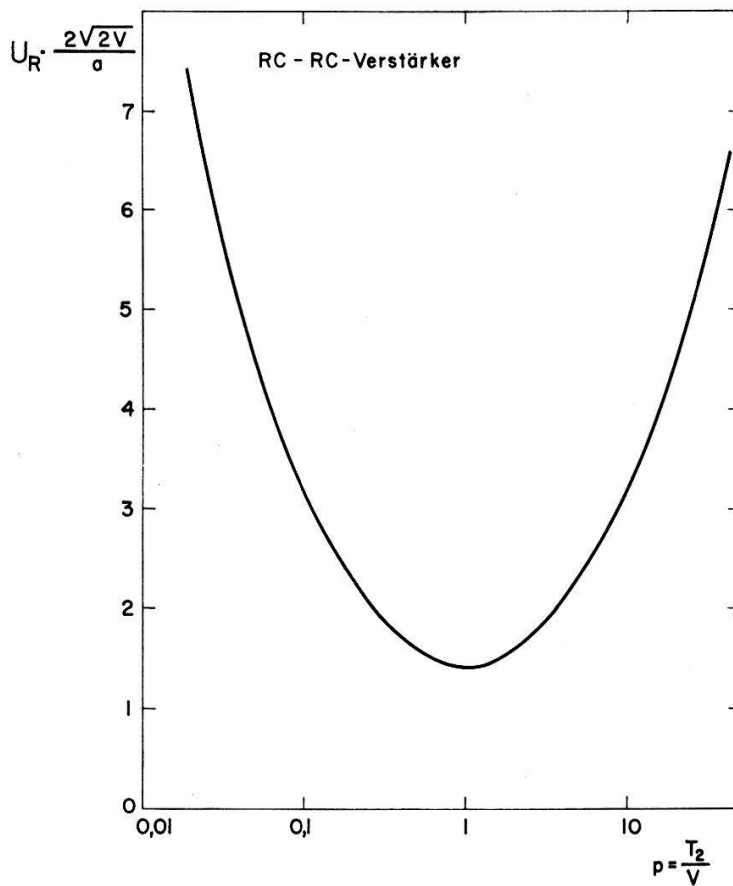


Fig. 14  
Rauschspannung am Verstärkerausgang

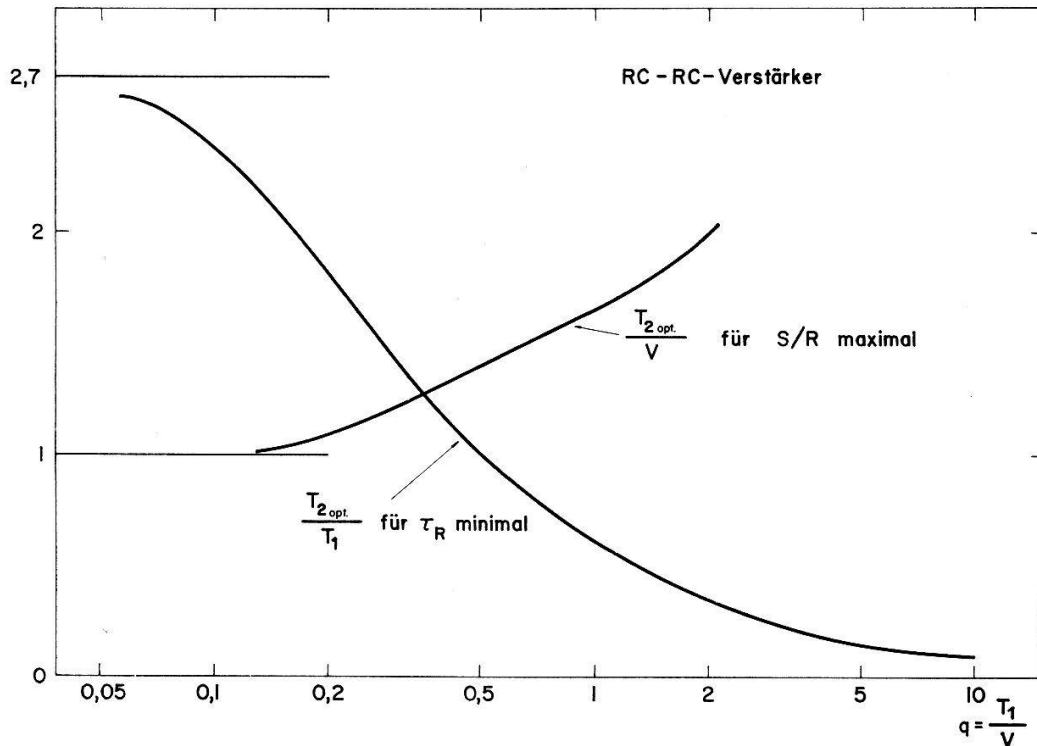


Fig. 15  
Optimale Zeitkonstanten

Wert 2,7 zu. Dies bedeutet, dass bei schnellen Detektoren, bzw. bei kleinen Rauschanteilen im Gitterkreis, der optimale RC-RC-Verstärker bis zu 2,7mal langsamer sein muss, als der Anstieg des Zählerimpulses. Bei grossen Werten von  $q$ , was in der Praxis kaum vorkommen wird, strebt  $T_2$  für minimales  $\tau_R$  gegen den Wert  $V$ .

### Verstärker mit «Delay-Line-Clipping»

In <sup>21)</sup> und <sup>24)</sup> wurde gezeigt, dass Verstärker mit einfachem Delay-Line-Clipping ein um 26% besseres S/R-Verhältnis liefern, als optimale RC-RC-Verstärker. FAIRSTEIN<sup>10)</sup> hat die Beiträge der beiden Rauschanteile zu S/R für die einzelnen Schaltungsvarianten mit mehreren verschiedenen Zeitkonstanten zusammengestellt. Wir können uns deshalb auf die Optimierung hinsichtlich minimalem «Time-Jitter»  $\tau_R$  beschränken.

Mit der Annahme, dass nur Rauschen im Anodenkreis vorliege, hat WAHL<sup>25)</sup> gezeigt, dass die optimale Integrationszeitkonstante  $T_2 = T_1$  ist (vergleiche (4)), falls ausserdem die Clipping-Zeit  $2T_D \gg T_2$  gewählt wird. Allgemein muss man aber für  $2T_D = yT_2$  beliebige Werte zulassen und zudem auch hier den Einfluss beider Rauschanteile in der allgemeinen Form nach (3a) ansetzen.

Das Signal am Verstärkerausgang erreicht seinen stärksten Anstieg zur Zeit  $t_s = T_1 (x \ln x)/(x - 1)$ , und es wird

$$\frac{dU_s}{dt} = \frac{U_0}{T_1} \cdot \frac{x^{x/1-x} - x^{1/1-x}}{1 - x} \quad (16)$$

solange  $2 T_D = x y T_1 \geq t_s$  ist. Da wir nun  $y$  beliebig zulassen wollen, wird sich bei festem  $x$  der Zeitpunkt  $t_s$  nach kleineren Werten  $t'_s$  verschieben, sobald  $x y < t_s/T_1$  wird. Für diese Fälle muss  $t'_s$  somit auf dem Impulsanstieg nach Beginn der Wirkung der kurzgeschlossenen Laufzeitkette gesucht werden. Für die Zeit nach  $2 T_D$  kann das Signal, bezogen auf den ursprünglichen Zeitnullpunkt, angegeben werden mit

$$U(t) = U_v(t) - U_v(t - 2 T_D)$$

oder

$$U\left(\frac{t}{T_1}\right) = U_v\left(\frac{t}{T_1}\right) - U_v\left(\frac{t}{T_1} - x y\right),$$

wobei  $U_v(t)$  den Spannungsverlauf vor der Delay-Line-Wirkung bedeutet. In analoger Weise lassen sich auch die zeitlichen Ableitungen anschreiben. Insbesondere ist dann

$$\frac{d^2 U\left(\frac{t_s''}{T_1}\right)}{dt^2} = \frac{U_0}{T_1^2} \left[ \frac{\exp\left(-\frac{t_s''}{x T_1}\right) - x \exp\left(-\frac{t_s''}{T_1}\right)}{x(1-x)} - \frac{\exp\left[-\frac{1}{x}\left(\frac{t_s''}{T_1} - x y\right)\right] - x \exp\left[-\left(\frac{t_s''}{T_1} - x y\right)\right]}{x(1-x)} \right] = 0$$

zu setzen für  $t = t_s''^*$ ). Dieser Ausdruck lässt sich auf die Form

$$\frac{e^y - 1}{x} = \exp\left(\frac{t_s''}{T_1} \frac{1-x}{x} + x y\right) - \exp\left(\frac{t_s''}{T_1} \frac{1-x}{x}\right)$$

bringen und schliesslich durch Logarithmierung nach

$$\frac{t_s''}{T_1} = \frac{x}{1-x} [\ln(e^y - 1) - \ln(e^{xy} - 1) - \ln x] \quad (17)$$

auflösen. Gleichung (17) ist eindeutig und liefert als Lösung nur den Zeitpunkt für den grössten Impulsabfall. Die gesuchte erste Lösung  $t_s$  für den grössten Anstieg kann also nicht in die Zeit  $2 T_D < t < \infty$  fallen. Andererseits kann nach Voraussetzung nicht  $t_s < 2 T_D$  sein, und es muss somit gelten  $t_s = 2 T_D = x y T_1$ .

$dU_s/dt$  bestimmt sich in diesem Falle zu

$$\frac{dU_s}{dt} = \frac{U_0}{T_1} \frac{e^{-xy} - e^{-y}}{1-x} \quad (18)$$

und bei  $x = 1$ :

$$\frac{dU_s}{dt} = \frac{U_0}{T_1} y e^{-y}.$$

Die Zusammenhänge (16) und (18), die für einfaches und doppeltes Delay-Line-Clipping gelten, sind in Figur 16 als Kurvenschar mit dem Parameter  $y$  aufgetragen.

\*)  $t_s''$  soll andeuten, dass darin 2 Lösungen enthalten sind, nämlich maximaler Anstieg und Abfall des Signals.



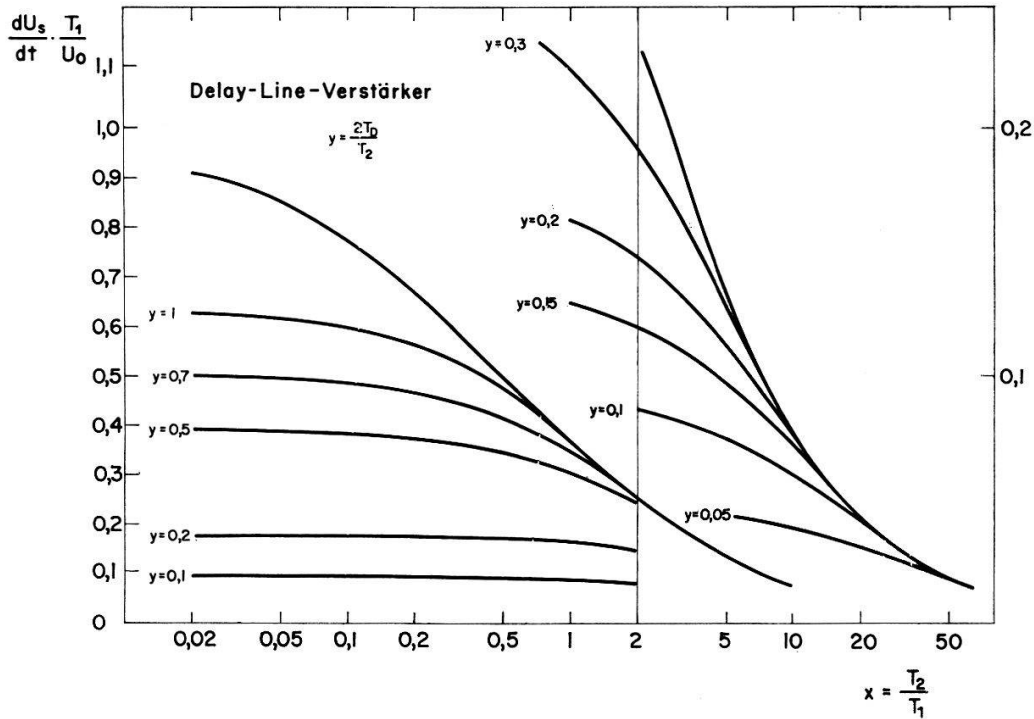


Fig. 16  
Maximaler Impulsanstieg am Verstärkerausgang

Die Ermittlung der Rauschspannung hingegen ist für die beiden Verstärkerarten getrennt durchzuführen. Man findet für die einfache Laufzeitkette  $|G_1(s)| = 2 \sin(T_D \omega)$ , so dass sich die Rauschspannung des damit versehenen Verstärkers mit

$$U_R^2 = a^2 \int_0^\infty \left(1 + \frac{1}{V^2 \omega^2}\right) \frac{4 \sin^2(T_D \omega)}{1 + T_2^2 \omega^2} df$$

anschreiben lässt. Nach durchgeführter Integration ergibt sich

$$U_R^2 = \frac{a^2}{2} \frac{(V^2 - T_2^2) \left[1 - \exp\left(-\frac{2 T_D}{T_2}\right)\right] + 2 T_D T_2}{T_2 V^2},$$

oder mit den schon verwendeten Substitutionen  $2 T_D = y T_2$  und  $T_2 = \rho V$

$$U_R = \frac{a}{\sqrt{2} V} \sqrt{(y - 1 + e^{-y}) \rho + (1 - e^{-y}) 1/\rho}. \tag{19}$$

Beim Verstärker mit doppelter Laufzeitkette bestimmt sich das Rauschspannungsquadrat zu

$$U_R^2 = a^2 \int_0^\infty \left(1 + \frac{1}{V^2 \omega^2}\right) \frac{16 \sin^4(T_D \omega)}{1 + T_2^2 \omega^2} df$$

oder nach Integration

$$U_R^2 = \frac{a^2}{2} \frac{(V^2 - T_2^2) \left[3 - 4 \exp\left(-\frac{2 T_D}{T_2}\right) + \exp\left(-\frac{4 T_D}{T_2}\right)\right] + 4 T_D T_2}{T_2 V^2},$$

oder schliesslich in der zur Gleichung (19) analogen Schreibweise

$$U_R = \frac{a}{\sqrt{2V}} \sqrt{(2y - 3 + 4e^{-y} - e^{-2y})p + (3 - 4e^{-y} + e^{-2y})1/p}. \quad (20)$$

Die Kurvenscharen nach (19) und (20) sind in Figur 17a und 17b für einige  $y$ -Werte aufgetragen.

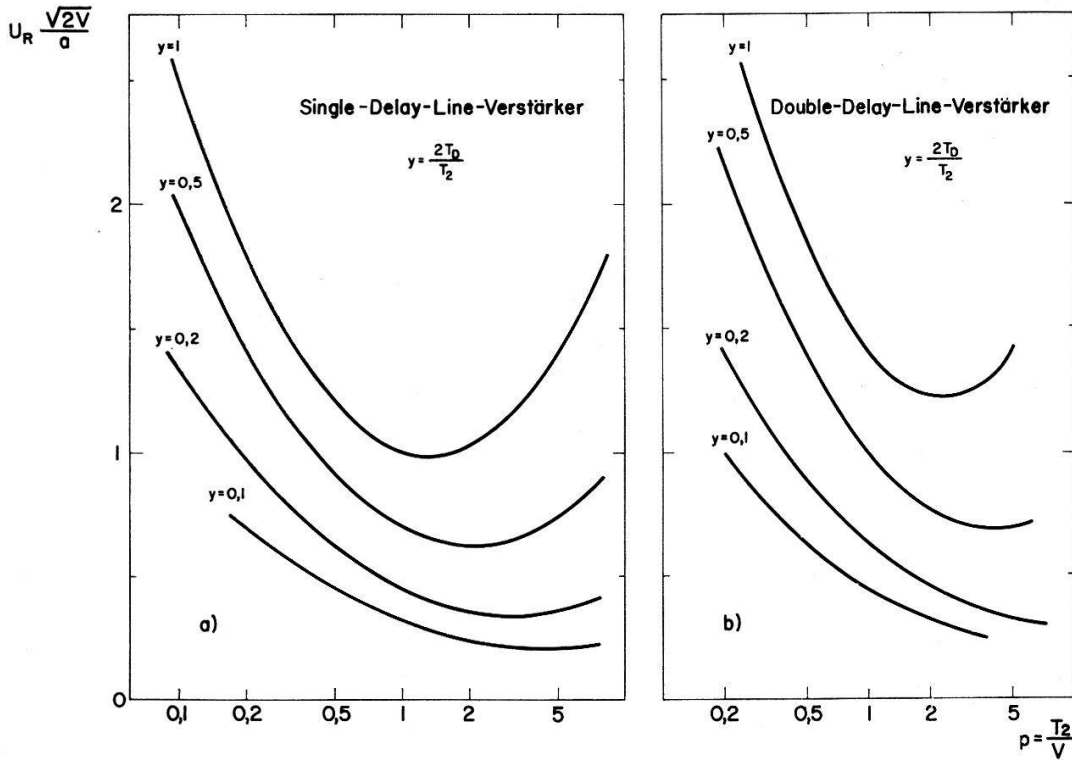


Fig. 17  
Rauschspannung

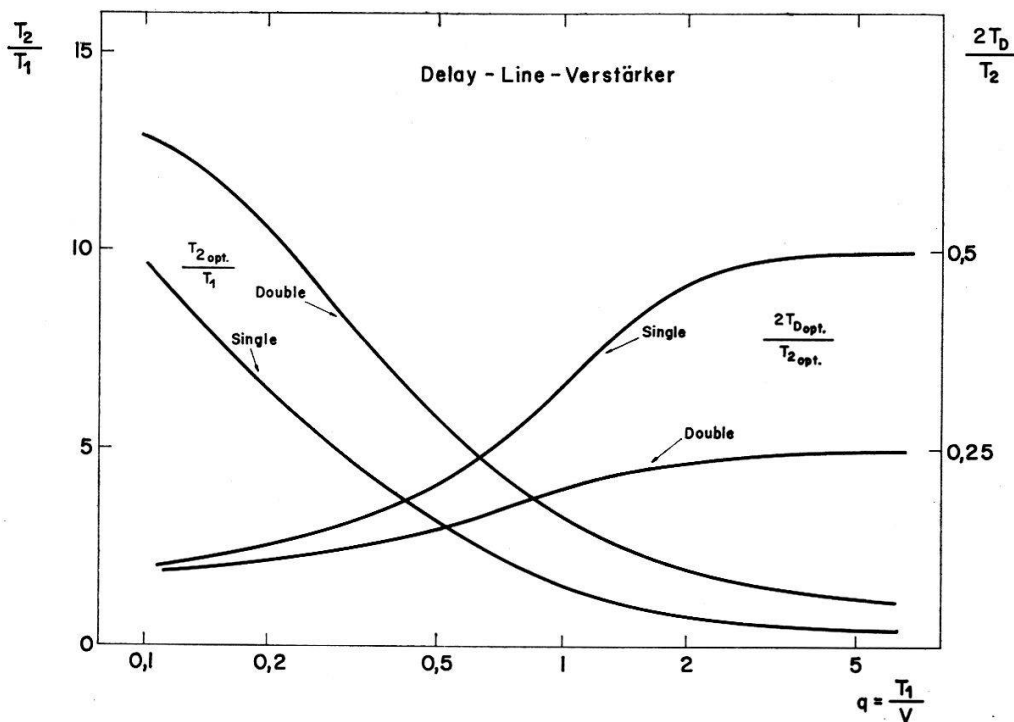


Fig. 18  
Optimale Zeitkonstanten

Durch analoges Vorgehen wie beim RC-RC-Verstärker lässt sich nun zu jedem vorgegebenen und festgehaltenen Verhältnis  $q = T_1/V$  graphisch oder numerisch das optimale Wertepaar  $x$  und  $y$  bestimmen (Figur 18).

Auffallend sind hier die grossen Werte des optimalen  $T_2/T_1$ -Verhältnisses für schnelle Detektoren, sowie die zugehörigen kleinen  $y$ -Werte. Diese stehen im starken Gegensatz zu jenen für gutes S/R-Verhältnis; die dadurch sehr tief liegende optimale Diskrimination wird daher wegen des Rauschpegels nicht immer realisiert werden

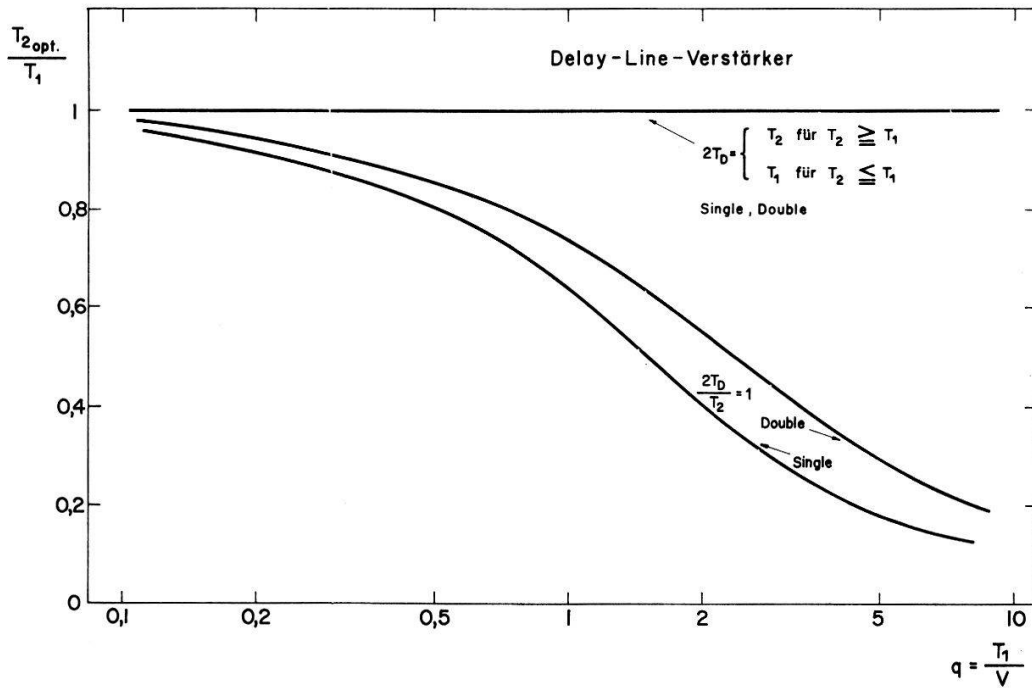


Fig. 19  
Optimale Zeitkonstanten  $T_2$  mit Nebenbedingungen

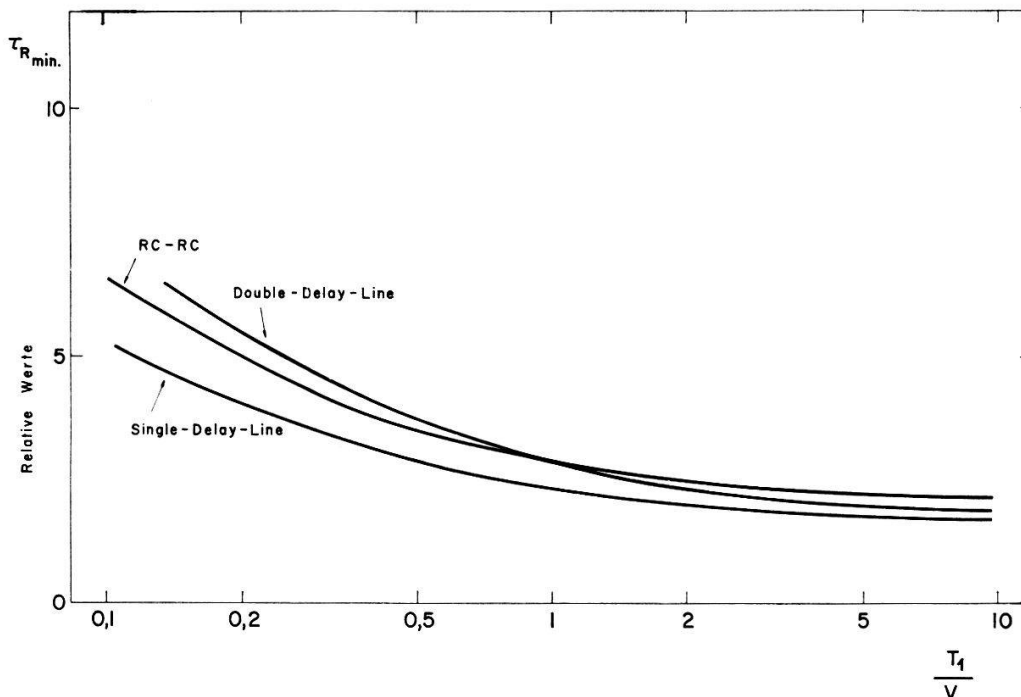


Fig. 20  
Minimaler Time-Jitter

können. Man ist in solchen Fällen gezwungen, die Clipping-Zeit grösser zu wählen, zum Beispiel  $2 T_D = T_2$ . Setzt man diese Nebenbedingung in der Form  $y = 1$  in die Gleichungen (18), (19) und (20) ein, so lassen sich wiederum für verschiedene vorgegebene  $q = T_1/V$  die  $\tau_R$ -Verhältnisse minimalisieren und die zugehörigen optimalen  $x = T_2/T_1$  finden (Figur 19).

Man erkennt, dass nunmehr die optimalen  $x$ -Werte viel kleiner sind, das heisst, dass damit Verstärker mit bedeutend kleineren Anstiegszeiten notwendig werden.

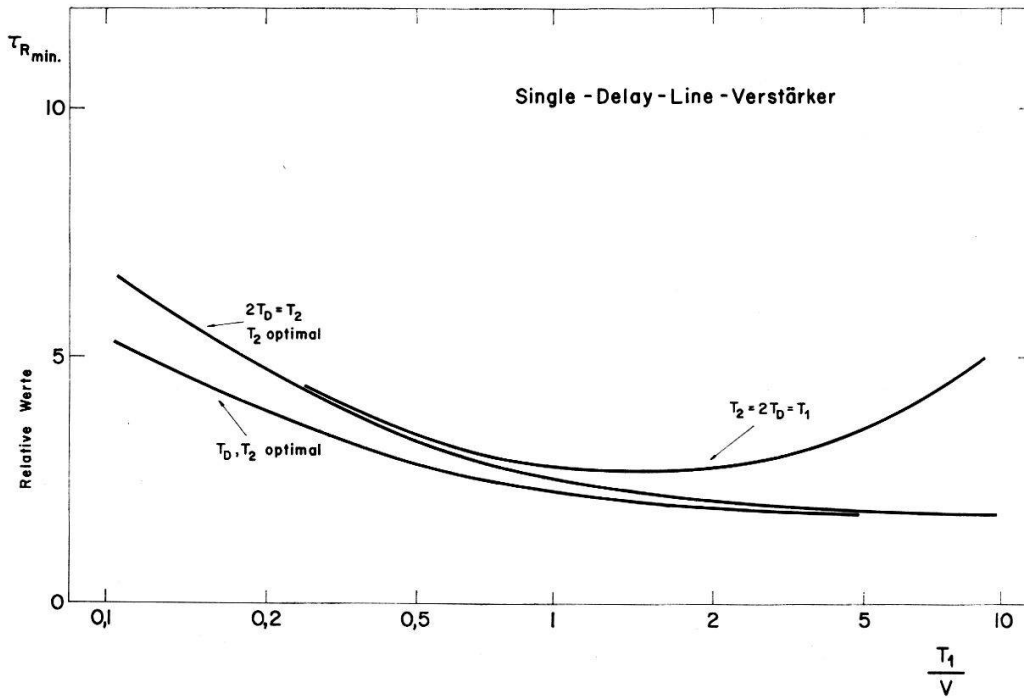


Fig. 21  
Minimaler Time-Jitter

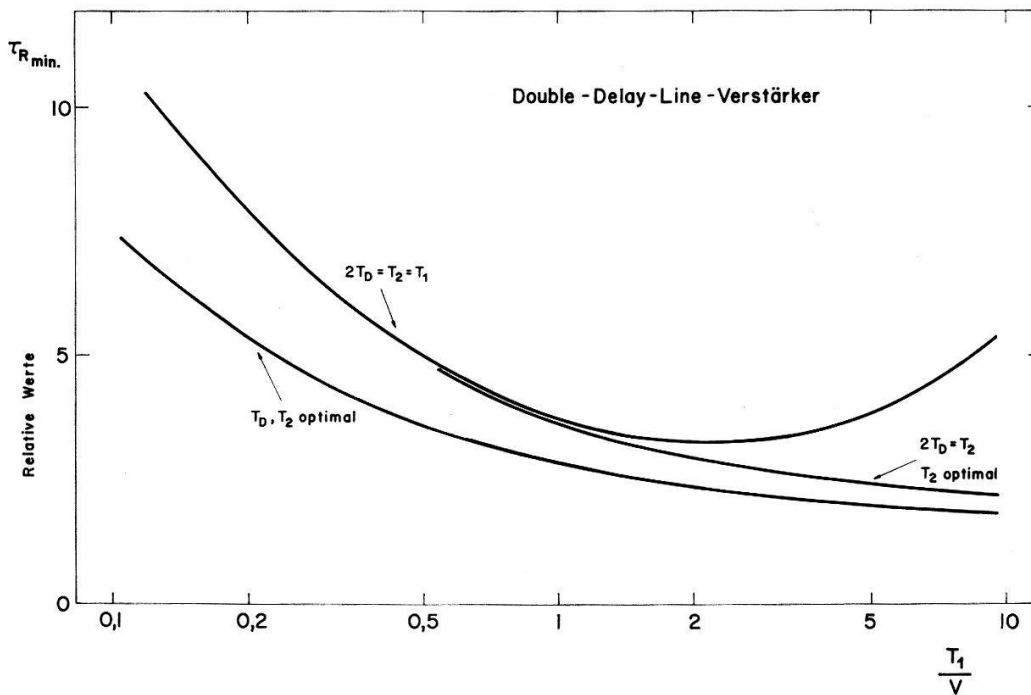


Fig. 22  
Minimaler Time-Jitter

Besonders einfach wird der Verlauf der Optimierungskurve, wenn man vorschreibt, dass  $2 T_D = T_2$  für  $T_2 > T_1$  und  $2 T_D = T_1$  für  $T_2 < T_1$  ist. Für alle  $q$ -Verhältnisse ist nun  $x = 1$  und somit  $T_2 = 2 T_D = T_1$  zu wählen. Diese Optimierung ist damit unabhängig von der Rauschverteilung des Detektors und nur dessen Anstiegszeit bestimmt die Zeitkonstanten des Verstärkers.

Ein Vergleich der minimalen  $\tau_R$ -Werte der 3 behandelten Verstärkerarten (Figur 20) zeigt, dass der optimale Single-Delay-Line-Verstärker für alle  $q$ -Verhältnisse überlegen ist. Trotzdem wird man oft das Double-Delay-Line-Clipping vorziehen, weil damit unter Verwendung des Zero-Crossing auch bei schlechten  $S/R$ -Verhältnissen noch die günstigste Diskrimination realisiert werden kann.

In Figur 21 und 22 sind schliesslich noch die relativen  $\tau_R$ -Werte für die drei genannten Optimierungsmöglichkeiten zusammengestellt.

### 3.3 Koinzidenz-Anordnungen

Die für die Koinzidenz-Messungen grundsätzlich verwendete Anordnung ist in Figur 23a schematisch wiedergegeben. Auf der Quellenseite wurden als Detektor (Zähler II), wegen der notwendigen Energieauflösung, NaI-Szintillatoren oder Halbleiterdioden verwendet. Als Zähler I wurden, neben den bisher als Einzelzähler verwendeten Zählrohren, die Halbleiterdetektoren auf ihre Eignung als Koinzidenzzähler geprüft. Die gewählte Anordnung besteht aus einer normalen Fast-Slow-Schaltung in Verbindung mit einem Vielkanal-Analysator. Die Zeitauflösung der langsamen Koinzidenzschaltung, sowie jene der Gate-Schaltung sind fest auf  $1 \mu\text{s}$  eingestellt. Wegen der stark unterschiedlichen Eigenschaften der genannten Zähler, sowie auch wegen der Abhängigkeit deren Zeitauflösung  $\tau_Z$  von der Energie der einfallenden Strahlung (vergleiche Gleichungen (14), (16) und (18)), muss die schnelle Koinzidenzschaltung eine in weiten Grenzen variable Zeitauflösung  $\tau_0$  aufweisen. Durch jeweilige Anpassung von  $\tau_0$  an  $\tau_Z$  – zum Beispiel  $\tau_0 = \tau_Z$  – erreicht man einen günstigen Kompromiss zwischen dem Verhältnis von wahren und zufälligen Koinzidenzen einer-

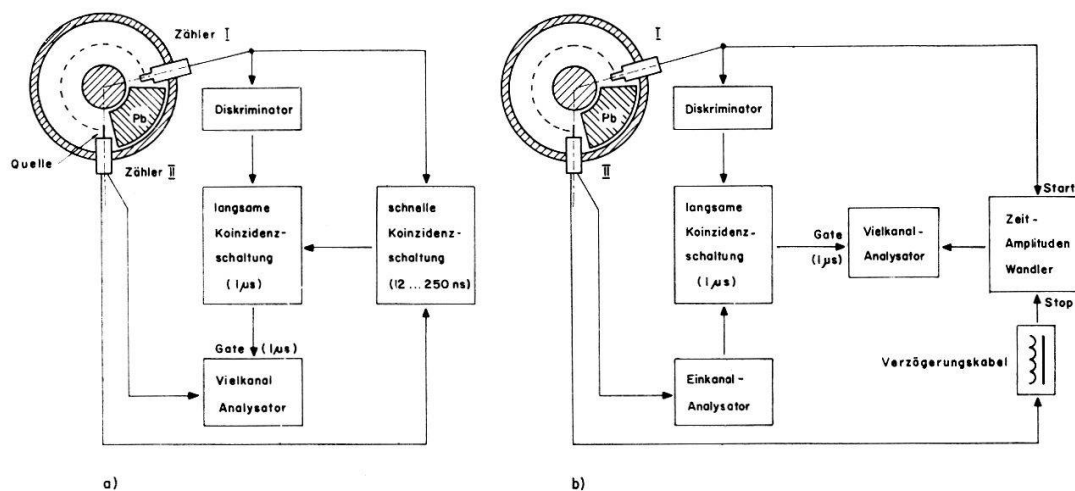


Fig. 23

Prinzipischemata der Koinzidenz-Anordnungen

a) normale Fast-Slow-Schaltung, b) mit Zeit-Pulshöhen-Wandler

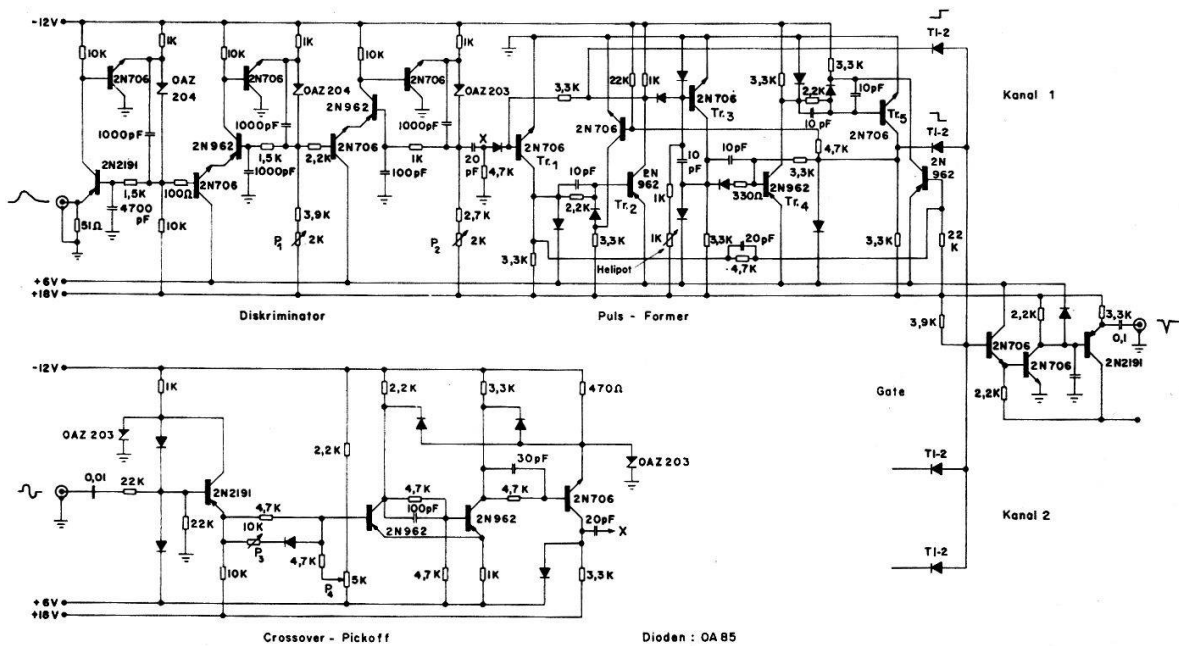


Fig. 24

Schnelle Koinzidenzschaltung,  $\tau_0 = 12 \dots 250$  ns, Eingangsstufe mit normalem Diskriminator oder Crossover-Pickoff

seits und den Koinzidenzverlusten andererseits. Im folgenden sollen 2 Schaltungsvarianten kurz erläutert werden, die kontinuierliche Variation von  $\tau_0$  erlauben\*).

Die Schaltung in Figur 24 arbeitet nach dem Bothe-Prinzip, dem die multiplikative Mischung von Einheitsimpulsen zu Grunde liegt. Als And-Gate werden hier pro Kanal 2 schnelle kapazitätsarme Si-Dioden vom Typ TI-2 benützt. Die Erzeugung der Einheitsimpulse erfolgt an der Torschaltung selbst durch Einspeisen zweier entgegengesetzt gepolter, gegenseitig verzögerter Spannungsimpulse in den Koinzidenz-Kanal. Diese werden ihrerseits von 2 Kippstufen (Tr 1, Tr 2 und Tr 4, Tr 5) geliefert. Die Kippstufen bestehen je aus 2 Komplementär-Transistoren (2N706 und 2N962) und haben bei 6 V Impulshöhe eine Einschaltzeit von 5 ns. Da nur die Einschaltflanken zur Bildung der Einheitsimpulse benützt werden, können diese auf eine minimale Halbwertsdauer von 6 ns gebracht werden. Das Verzögerungsglied zwischen den beiden Kippstufen besteht aus einer Miller-Stufe (Tr 3). Die Verzögerung kann durch Verändern eines Widerstandes (Helipot) von 2 bis 250 ns variiert werden. Die an sich nicht monostabilen Kippstufen schalten sich durch Hilfskreise gegenseitig wieder ab. Ihre eigene Impulsdauer wird dadurch nur 20 ns länger als jene des gebildeten Einheitsimpulses, ihre Totzeit beträgt etwa 10 ns. Die beste Auflösungszeit der Anordnung ist 12 ns, die längste 250 ns.

Als Diskriminator werden 3 übersteuerte Transistorstufen in Basisschaltung mit nachfolgendem RC-Differenzglied verwendet. Die einzelnen Stufen sind stark DC-gegenggekoppelt, was direkte Verbindung untereinander ermöglicht. Dies ist notwendig, damit keine störenden Overloading-Effekte auftreten können. Der Ansprechpegel kann mit dem Potentiometer P 2 eingestellt werden. Die Eingangsempfindlichkeit des Diskriminators beträgt 10 mV.

\*) Unter der Zeitaufösung  $\tau$  wird im folgenden die Halbwertsbreite (FWHM) der Auflösungskurve einer Koinzidenzschaltung bzw. der zeitlichen Verteilungskurve der Ladungsstöße eines Zählers verstanden.

Verwendet man einen Double-Delay-Line-Verstärker, so wird mit Vorteil der Nulldurchgang des Ausgangssignals als Trigger für den schnellen Koinzidenzzweig benützt. Anstelle des Diskriminators ist dann der Crossover-Pickoff (Figur 24 unten) vorzuschalten. Mit P 3 und P 4 werden die beiden Trigger-Punkte (Schwellenwert über dem Rauschpegel und Nulldurchgang) optimal eingestellt.

Sollen mittels verzögerter Koinzidenzen die Lebenszeiten von angeregten Zuständen bestimmt werden, so eignet sich besser eine Messanordnung nach Figur 23b. Die schnelle Koinzidenzschaltung ist hier ersetzt durch einen Zeit-Amplituden-Wandler mit anschliessendem Vielkanal- (oder Einkanal-)Analysator. Damit ist aber zudem auf sehr einfache Weise die Bestimmung der Koinzidenzauflösungsvermögen der einzelnen Zähler möglich. Auch alle übrigen Koinzidenz-Experimente können mit dieser Anordnung in wesentlich vereinfachter Weise durchgeführt werden, weil damit die zeitraubende Bestimmung der günstigen Verzögerung in den Zuleitungen wegfällt. Ausserdem sind mit einem Time-to-Pulse-Hight-Converter (TPC) ohne überaus grossen Aufwand in der Schaltungstechnik ausserordentlich kurze Koinzidenz-Auflösungszeiten realisierbar<sup>25)26)</sup>. Als Nachteil einer Koinzidenzschaltung mit TPC ist immerhin zu erwähnen, dass die Folgefrequenz der Start-Impulse ohne besondere Massnahmen nicht zu hoch sein darf, insbesondere wenn diese von einem relativ langsamen Vielkanal-Analysator verarbeitet werden müssen. Zudem sollten die Intervalle zwischen den Stop-Impulsen im Mittel nicht kleiner sein als deren zeitliche Streuung. Die Schaltung des verwendeten TPC ist in Figur 25 wiedergegeben.

Nach den Eingangverstärkern (Tr 1 und Tr 2) folgen pro Kanal 2 übersteuerte Transistorstufen (Tr 3 und Tr 4) mit anschliessendem RC-Differenzglied als Diskriminator. Tr 5 und Tr 6 bilden einen komplementären Pulsformer mit steiler Anstiegsflanke, dessen Signal von der folgenden Stufe (Tr 7) zu einem Einheits-Stromstoss verarbeitet wird. Als Mischstufe und Zeitintegrator dient eine Miller-Schaltung (Tr 8). Schliesslich folgen Pulsverlängerer und Ausgangsverstärker für 50  $\Omega$  Belastung

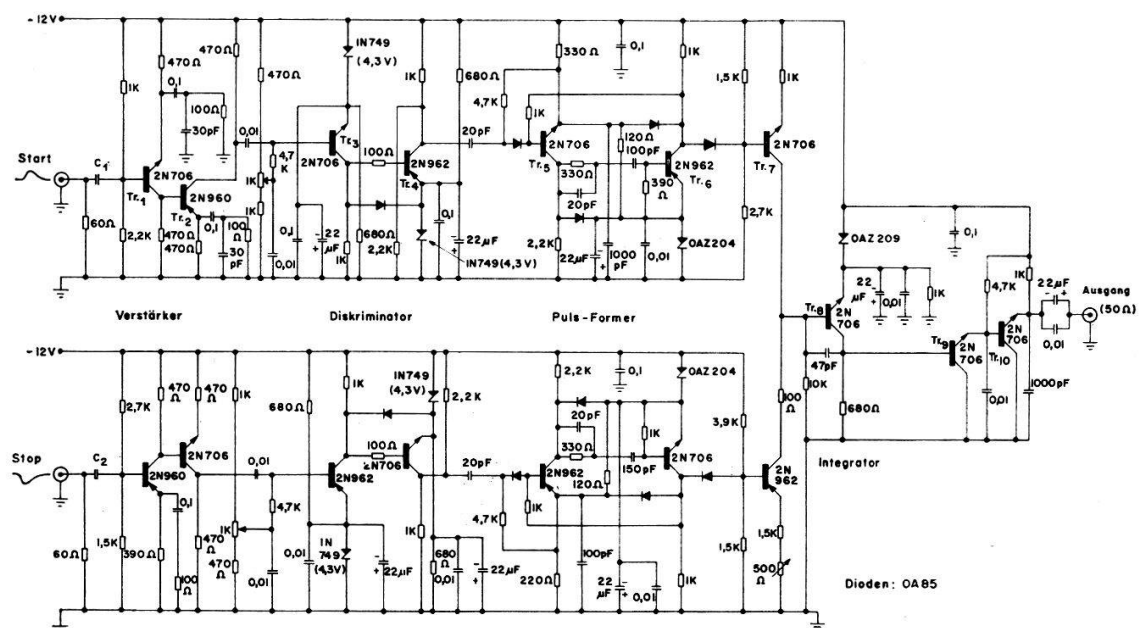


Fig. 25  
Zeit-Amplituden-Wandler (TPC)



(Tr 9 und Tr 10). Auch diese Schaltung enthält nur die mittelschnellen Transistoren 2N706 und 2N962.

Die Intrinsic-Auflösung wurde mit einem Pulsgenerator (1 V, Anstiegszeit 50 ns) und mit Verzögerungskabeln bekannter Laufzeit gemessen. Die Grenze von 20 ps (Figur 26a) wird vor allem durch die thermische Instabilität der Schaltelemente bestimmt. Der lineare Bereich der Schaltung kann durch Auswechseln der Miller-Kapazität von Tr 8 und Variation der Pulsformer-Zeiten in weiten Grenzen vom Nanosekunden- in den Millisekunden-Bereich verändert werden. Ihre Totzeit hängt, wie schon erwähnt, in erster Linie vom nachgeschalteten Amplituden-Analysator ab. Jene des Zeitintegrators und der Pulsformer beider Kanäle beträgt 30 ns. Es ist selbstverständlich, dass das hohe Koinzidenz-Auflösungsvermögen von den vorhandenen Detektoren bei weitem nicht erreicht wird und damit nicht ausgenutzt werden kann.

In Figur 27 sind schliesslich noch die Zusatzschaltungen für die Detektoren auf der Quellenseite gezeigt. Der NaI-Szintillator als Gammadetektor ist mit einem 40 cm langen Plexiglas-Lichtleiter optisch mit der ausserhalb des Magnetfeldes montierten Photo-Multiplier-Röhre (153AVP) verbunden. Das lineare Signal wird von der Anode über einen Emitefolger (2N2191) abgenommen. Die letzte Dynode

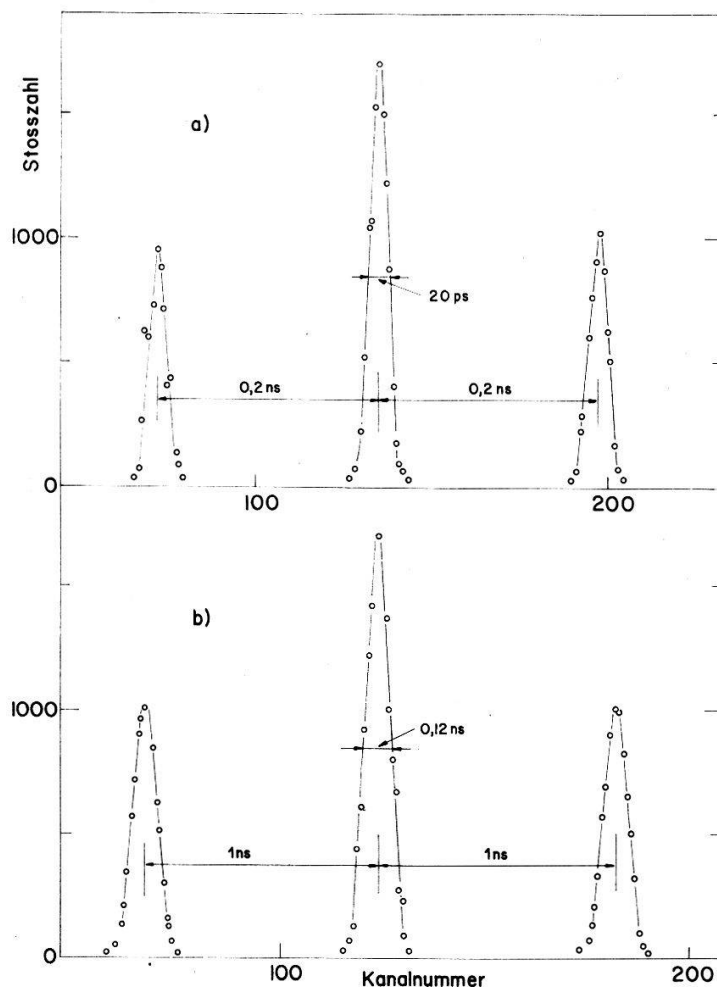


Fig. 26

- a) Grenze der Zeitauflösung des TPC,  
 b) Beitrag des TPC zur Auflösungszeit in Beta-Gamma-Koinzidenz-Experimenten

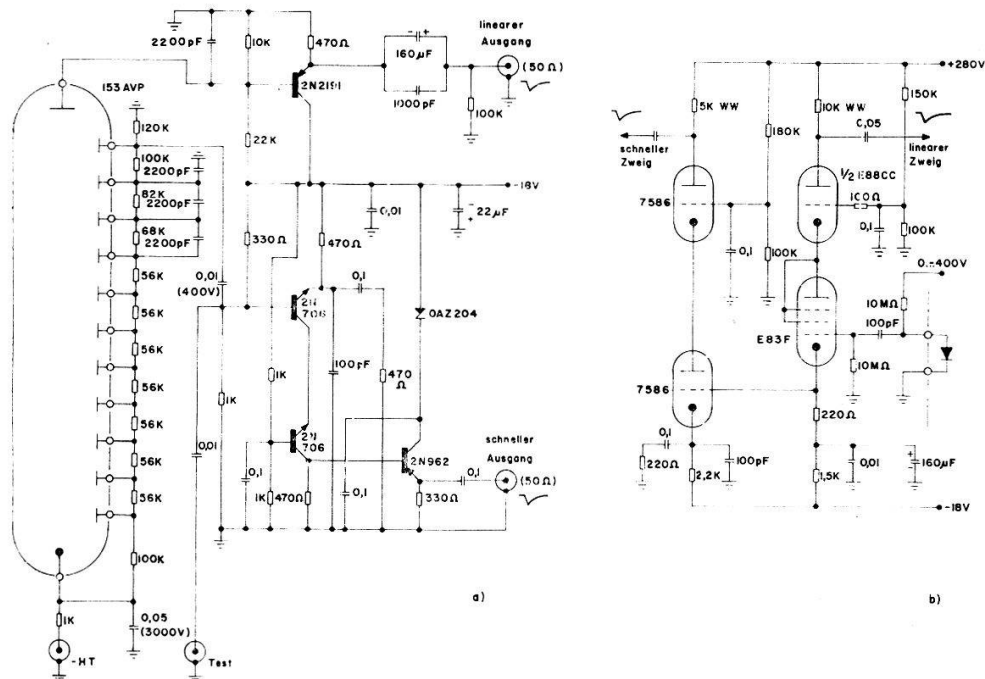


Fig. 27

Fast-Slow-Vorverstärker

a) zum Gamma-Szintillations-Zähler, b) zum Beta-Proportional-Zähler

liefert das schnelle Koinzidenz-Signal, welches mit einer Kaskodenstufe verstärkt über einen Emiteffolger auf das 50- $\Omega$ -Kabel gegeben wird.

Für Beta-Beta-Experimente kann als Zähler II bei der Quelle ein Halbleiterdetektor montiert werden. Der lineare Vorverstärker von Figur 1 ist grundsätzlich beibehalten worden (Figur 27b), unter Verzicht auf die Ladungsempfindlichkeit. Die Ankopplung des schnellen Zweiges erfolgt an der Kathode der Eingangsröhre; das Koinzidenz-Signal wird mit einer Schaltung nach Figur 11 weiterverstärkt.

### 3.4 Vergleichsmessungen

Zur Bestimmung der Zeitauflösung der verschiedenen verfügbaren Detektoren wurde eine Beta-Gamma-Anordnung nach Figur 23b benützt. Als Quellen dienen  $\text{Ir}^{192}$  bzw.  $\text{Bi}^{207}$  mit den Gamma-Kaskaden 468 keV–316 keV bzw. 1064 keV–570 keV. Die Prüfung des Szintillations-Zählers erfolgte mit 2 identischen  $1\frac{1}{2}'' \times 2''$ -NaI-Szintillatoren in einer Gamma-Gamma-Koinzidenz-Anordnung sowie 2 Photo-Multiplier-Röhren der Type 153AVP. Die Vorverstärker der Szintillations-Zähler und der Halbleiterdetektoren wurden mit RC-RC-Gliedern optimiert, da diese die einfachste Variation und Reproduzierbarkeit der Zeitkonstanten gestatten. Figur 28a zeigt ein typisches Amplituden-Spektrum des TPC mit einer hochohmigen Junction-Diode als Beta-Zähler. Der Beitrag des TPC zur Auflösungszeit beträgt in dieser Anordnung 0,12 ns (Figur 26b).

Die Beiträge zur Koinzidenz-Auflösungszeit der einzelnen Detektoren wurden für verschiedene Energien gemessen, die Ergebnisse sind in Figur 28b zusammengestellt. Die Werte, die mit dem Szintillations-Zähler erreicht wurden, sind bedeutend geringer, als nach dem vom Hersteller der verwendeten Multiplier-Röhre spezifizierten Time-Spread von 6 ns erwartet wurde. Man erkennt auch sogleich die starke Unterlegenheit

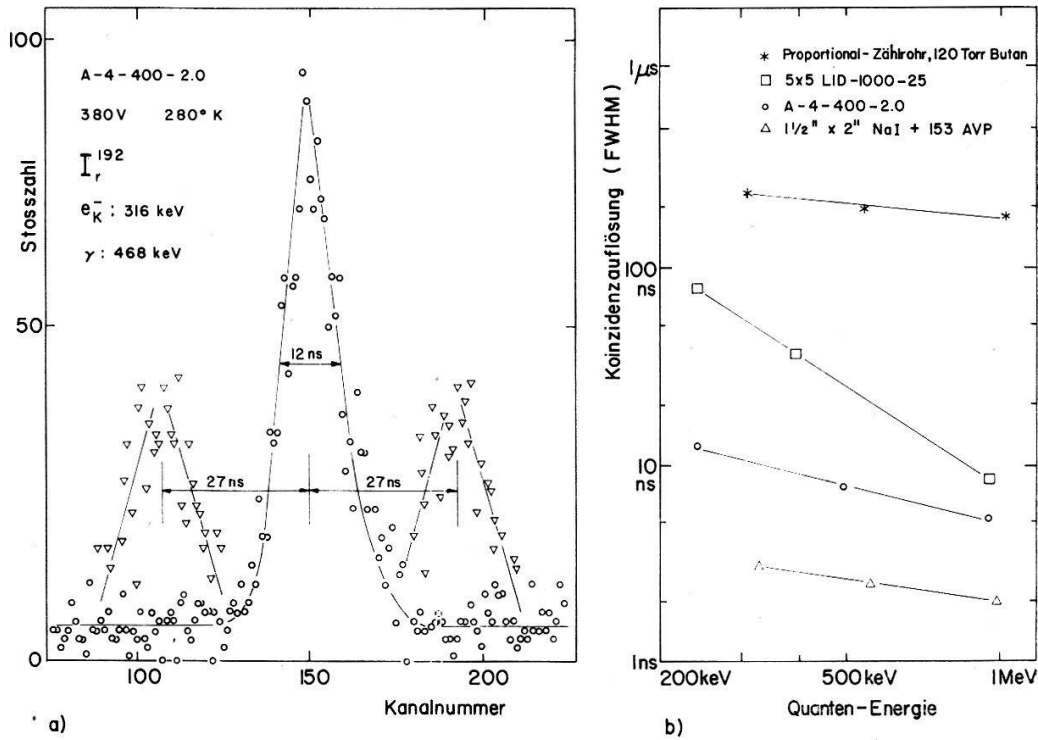


Fig. 28

- a) Zeitliche Verteilung der  $e^-$ -Gamma-Koinzidenzstöße, gemessen mit der Anordnung nach Fig. 23b, Eichung durch Kabel mit bekannter Laufzeit  
 b) Koinzidenz-Auflösungsvermögen verschiedener Detektoren

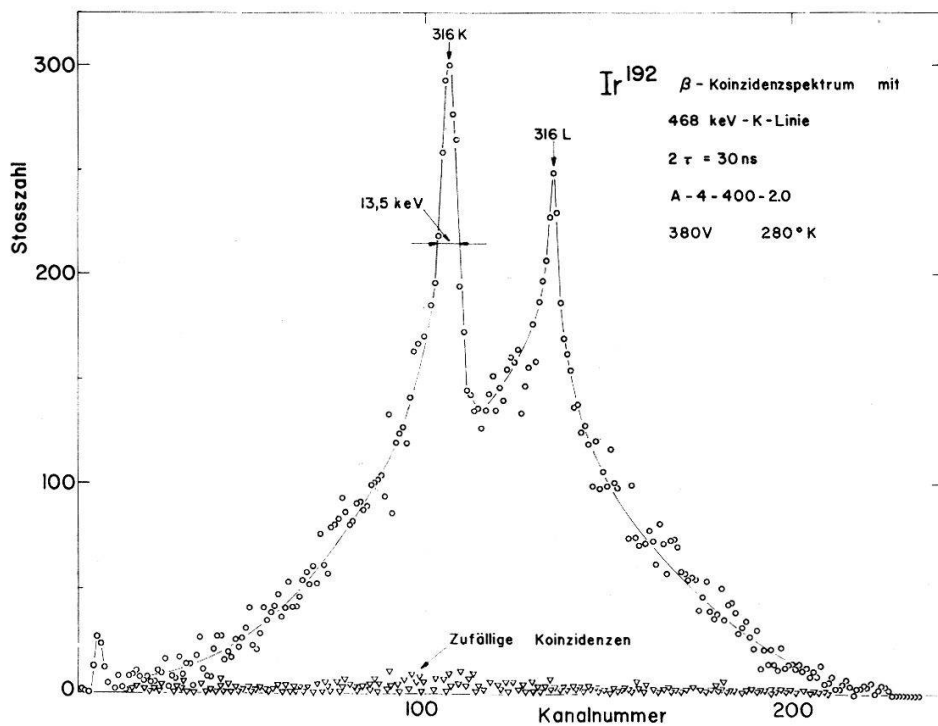


Fig. 29

$e^-$ -Beta-Koinzidenz-Spektrum von  $Ir^{192}$ , aufgenommen mit 2 Halbleiterdetektoren

des Li-diffundierten Detektors mit 1 mm Feldzonenbreite, gegenüber der Junction-Diode. Die relativ grossen Werte sind in erster Linie der langen Anstiegszeit der Ladungsstösse (vergleiche 3.1), bewirkt durch die Transit-Time der Ladungsträger, zuzuschreiben.

Für das Butan-Proportional-Zählrohr musste, wegen der grossen Unterschiede in der Amplitudenverteilung der abgegebenen Spannungsstösse <sup>8)</sup>, ein Verstärker mit Double-Delay-Line-Clipping sowie ein Zero-Crossing-Diskriminator verwendet werden. Das trotz dieser Massnahmen nur mittelmässige Auflösungsvermögen von rund 0,2  $\mu$ s, rührt hier nun vor allem von der stark unterschiedlichen Laufzeit der Ladungsträger her und wird die Verwendung dieses Zählers in vielen Fällen verunmöglichen.

Schliesslich wurde noch die Möglichkeit untersucht, eine hochohmige Junction-Diode mit dem Vorverstärker nach Figur 27b als Proportional-Zähler zu verwenden. Als Integralzähler im Spektrometer diene dazu der Li-diffundierte Detektor. Figur 29 zeigt ein mit diesen Zählern in der Anordnung nach Figur 23a aufgenommenes  $e^-$ -Beta-Koinzidenz-Spektrum. Die Auflösungszeit der schnellen Koinzidenzschaltung betrug 30 ns, was dem vom Li-diffundierten Detektor bei 390 keV erreichten Wert entspricht.

### Diskussion der Ergebnisse

Die in Abschnitt 2 zusammengestellten Eigenschaften von Halbleiterzählern haben gezeigt, dass es durchaus möglich ist, diese als Integralzähler in magnetischen Spektrometern einzusetzen. Zur vollständigen Ausnützung des normalerweise benützten Raumwinkelbereichs sind dazu allerdings Detektoren mit einer Fläche von  $5 \times 25 \text{ mm}^2$  notwendig. Schon bei Raumtemperatur verhalten sich Halbleiter günstiger als die Zählrohre, bezüglich Empfindlichkeit auf Gamma-Strahlung, Stabilität der Betriebseigenschaften sowie besonders in bezug auf das Koinzidenz-Auflösungsvermögen. Wegen der Kleinheit der abgegebenen Signale erweist sich dazu aber eine sorgfältige Anpassung der Verstärker an das jeweils bestehende Rauschspektrum und an die Impulsanstiegszeit als notwendig. Die Behandlung dieses Optimierungsproblems führt zur wertvollen Erkenntnis, dass bei schnellen Detektoren die Anstiegszeit des optimalen Verstärkers, je nach Art der untern Frequenzbandbegrenzung, 2- bis 10mal grösser sein soll als jene des Detektors. Dies gestattet in vielen Fällen in Eingangsstufen die Verwendung der etwas langsameren Röhrenschaltungen, was sich um so mehr rechtfertigt, als deren geringes Stromrauschen im Gitterkreis seinerseits wiederum ein Tieferlegen des Frequenzbandes ermöglicht. Es ist selbstverständlich, dass sich durch Kühlung der Detektoren, wegen der grösseren Beweglichkeit der Ladungsträger (kürzere Anstiegszeit) und des geringern Rauschens, das Koinzidenz-Auflösungsvermögen, aber auch der Nulleffekt und die Ansprechwahrscheinlichkeit bei kleinen Energien, noch erheblich verbessern lassen. Dies erfordert aber bei dem in Frage stehenden Eisenspektrometer wegen der Platzverhältnisse einigen konstruktiven Aufwand. Benötigt man jedoch bei Raumtemperatur eine hohe Zeitauflösung, so wird man mit einem Beta-Detektor unter Verwendung von Plastic-Szintillatoren und der schnellen Multiplier-Röhren 56AVP oder 70045A bessere Resultate erreichen als mit einem Si-Halbleiter.

Für die Proportionalzähler auf der Quellenseite gelten im Wesentlichen die gleichen Überlegungen. Die im Messbereich 0 bis 2 MeV gewünschte energieunabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit erfordert aber Detektoren mit Feldzonenbreiten von

mindestens 5 mm. Dabei wird man die Impulsanstiegszeit wiederum nur durch Kühlung in brauchbaren Grenzen halten können. Sind Energie-Auflösungsvermögen und Stabilität eines Szintillationszählers genügend, so wird man damit bei Raumtemperatur auch hier im allgemeinen bessere Resultate erreichen.

Wir danken Herrn Prof. Dr. E. BALDINGER für seine Anregungen, sowie dem Schweiz. Nationalfonds für die Bereitstellung der finanziellen Mittel.

### Literaturverzeichnis

- 1) J. W. MAYER, Proceedings of the International Symposium on Nuclear Electronics, Paris, 129 (1964).
- 2) A. S. TAVENDALE, G. T. EVAN, Nucl. Instr. and Meth. 25, 185 (1964).
- 3) H. WILD, O. HUBER, Helv. Phys. Acta 30, 3 (1957).
- 4) O. HUBER, L. SCHELLENBERG, H. WILD, Helv. Phys. Acta 33, 535 (1960).
- 5) T. Y. CHEN, O. HUBER, J. KERN, L. SCHELLENBERG, B. WALTHARD, H. WILD, Nucl. Instr. and Meth. 29, 181 (1964).
- 6) J. KERN, O. HUBER, Helv. Phys. Acta 33, 27 (1960).
- 7) J. KERN, Nucl. Instr. and Meth. 13, 50 (1961).
- 8) J. KERN, Nucl. Instr. and Meth. 27, 18 (1964).
- 9) C. COTTINI, E. GATTI, G. GIANELLI, G. ROZZI, Il Nuovo Cimento 3, 473 (1956).
- 10) E. FAIRSTEIN, IRE Trans. NS-9, 129 (1962).
- 11) S. TAKEDA, Nucl. Instr. and Meth. 27, 269 (1964).
- 12) H. E. BOSCH, F. KRMPOTIC, A. PLASTINO, Nucl. Instr. and Meth. 23, 79 (1963).
- 13) D. BROMLEY, IRE Trans. NS-9, 125 (1962).
- 14) L. LANGER, E. SPEJEWSKI, D. WORTMAN, Physical Review 135/3B, 581 (1964).
- 15) P. A. TOVE, K. FALK, Nucl. Instr. and Meth. 12, 278 (1961).
- 16) H. M. MANN, J. W. HASLETT, G. P. LIETZ, IRE Trans. NS-8, 151 (1961).
- 17) C. T. RAYMO, J. W. MAYER, IRE Trans. NS-8, 157 (1961).
- 18) A. LAVAITTE, Proceedings of the International Symposium on Nuclear Electronics, Paris, 761 (1964).
- 19) E. VERWEIJ, Nucl. Instr. and Meth. 24, 39 (1963).
- 20) E. BALDINGER, A. SIMMEN, Zeitschr. für angew. Math. u. Phys. 15, 71 (1964).
- 21) A. B. GILLESPIE, *Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers* (Pergamon Press 1953).
- 22) F. GOULDING, W. HANSEN, Nucl. Instr. and Meth. 12, 249 (1961).
- 23) E. BALDINGER, W. HAEBERLI, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 27, 248 (1953).
- 24) K. HALBACH, Helv. Phys. Acta 26, 65 (1953).
- 25) H. WAHL, Nucl. Instr. and Meth. 25, 247 (1964).
- 26) H. JUNG, M. BRÜLLMANN, D. MEIER, Hel. Phys. Acta 37, 601 (1964).