

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON

**DESY**

DESY A 2.99  
Juni 1963  
E 6 - Ra/mg. -

UNTERSUCHUNGEN AN PHOTOMULTIPLIERN MIT  
OPTISCHEN IMPULSEN

J. Rathje

Summary:

A test-apparatus has been developed for measuring the characteristics of photomultipliers in the nanosecond range. With periodical light-pulses ( $1/2$  nsec rise- and falltime, 2 nsec pulse width at half maximum) the spread of transit time with respect to the illumination point on the photocathode, the total transit time, the risetime of the output signal and the gain can be measured as a function of parameters like high voltage or electrode-voltages. The output pulses are displayed on a Tektronix Sampling oscilloscope, Type 661. Different photo-multipliers can be tested, and it is possible to find out the most qualified photo-multiplier for a specified application. As an example the measurements made with a Philips 56AVP are described.

1. - Wirkungsweise des Szintillationszählers

Die Form des Ausgangsimpulses eines Szintillationszählers hängt ab von der Abklingzeit des Kristalls, von den Laufzeitstreuungen im Photomultiplier und von der Zeitkonstante des Anodenkreises. Um die hohen Teilchenzahlen der DESY-Maschine möglichst gut auszunutzen und um bestmögliche Genauigkeit bei Zeitmessungen zu erzielen, ist es notwendig, diese drei Grössen möglichst klein zu halten. Bei Verwendung von organischen Szintillatoren mit Abklingzeiten bis herab zu 3 nsec und sehr schneller Photomultiplier mit Laufzeitdifferenzen kleiner als 1 nsec kommt noch ein vierter Effekt hinzu, der die Impulsform beeinflusst, nämlich das induktive und kapazitive Verhalten der Dynoden und Anode und ihrer Zuleitungen im Photomultiplier sowie die Verdrängung des Spannungsleiters. Dieser Effekt wird im Abschnitt 3.1 näher erläutert.

Die einzelnen Vorgänge im Szintillationszähler vom Eindringen des Teilchens in den Kristall bis zum Erscheinen des Spannungsimpulses am Ausgang des Multipliers sind etwa die folgenden:

### 1.1 - Szintillator

Geladene Teilchen geben längs ihrer Bahn einen Teil ihrer Energie an die Moleküle ab, die dadurch auf ein höheres Energieniveau gehoben, bzw. ionisiert werden. Bei  $\gamma$ -Quanten geschieht dies auf dem Wege über Photo- und Comptoneffekt, bei Energien grösser als 1,02 MeV auch durch Paarbildung, und zum Nachweis von Neutronen dienen die bei Kernumwandlungen gebildeten Teilchen bzw. bei wasserstoffhaltigen Substanzen die Rückstossprotonen.

Bei der Rückkehr in den Grundzustand wird die aufgenommene Energie in Form von Lichtstrahlung abgegeben. Die Emission der Photonen als Funktion der Zeit folgt einem Wahrscheinlichkeitsgesetz:

$$dn = \frac{N_0}{T_s} e^{-\frac{t}{T_s}} dt \quad (1)$$

Darin bedeuten:  $dn$  die Zahl der im Zeitintervall  $dt$  emittierten Photonen,  $N_0$ , die Gesamtzahl der pro Teilchen gebildeten Photonen,  $T_s$  ist die Zeit, in der alle Photonen bis auf den  $\frac{1}{e}$ -ten Teil vom Szintillator emittiert werden, und heisst die Abklingzeit des Kristalls. Das Emissionsspektrum und die Abklingzeit sind nur vom Material des Kristalls abhängige Grössen, während die Ausbeute, d.h. die Zahl der Photonen als Funktion der Teilchenenergie auch von der Art der Teilchen abhängig ist. Im allgemeinen eignet sich ein Szintillator nur für bestimmte Teilchen.

### 1.2 - Die Photokathode

Die vom Szintillator emittierten Photonen gelangen direkt oder über einen Lichtleiter auf die Photokathode des Multipliers, wo sie durch Photoeffekt Elektronen freisetzen. Dieser Prozess ist rein statistisch, und die mittlere Anzahl der Photonen, die notwendig ist, um ein Photoelek-

tron zu erzeugen, lässt sich aus der Kathodenempfindlichkeit  $S_k$  bestimmen:

$$\alpha = \frac{e}{S_k \cdot E_{ph}}$$

Dabei bedeuten  $e$  die Elementarladung und  $E_{ph}$  die Energie eines Photons ( $E_{ph} = h \frac{c}{\lambda}$ )

Für  $\lambda = 4200 \text{ \AA}$  und  $S_k = 50 \frac{\text{mA}}{\text{W}}$  ergibt sich  $\alpha = 6,7$ , das bedeutet, im Mittel wird durch etwa 7 Photonen ein Photoelektron ausgelöst.

Hierbei ist noch die spektrale Empfindlichkeit, d.h. die Abhängigkeit von der Wellenlänge der Photonen zu berücksichtigen. Die hauptsächlich verwendeten Kathoden bestehen aus SbCs (entspricht der amerikanischen S11 Klassifizierung und der Philips-Bezeichnung AVP). Das Empfindlichkeitsmaximum liegt hier bei  $4200 \text{ \AA}$ . Die Ionisierungsarbeit beträgt beim Cs  $1,8 \text{ eV}$ , ein Photon besitzt bei  $4200 \text{ \AA}$  eine Energie von  $3 \text{ eV}$ , so dass das Elektron eine kinetische Energie von  $1,2 \text{ eV}$  mitnimmt. Hierdurch ist die obere Wellenlängengrenze bestimmt, die untere wird festgelegt durch die Durchlässigkeit des Glases. Durch Verwendung von Quarzglas lässt sich die Kathodenempfindlichkeit in UV-Richtung erweitern.

Näherungsweise kann man bei grosser Photonenzahl pro Teilchen annehmen, dass die Emission der Photoelektronen dem gleichen Gesetz wie (1) folgt, wenn man  $N_o$  durch  $N_1 = \frac{1}{\alpha} N_o$  ersetzt:

$$dn = \frac{N_1}{T_s} e \frac{t}{T_s} dt \quad (2)$$

hier bedeuten  $dn$  die Zahl der im Zeitintervall  $dt$  emittierten Elektronen und  $N_1$  die Gesamtzahl der pro Teilchen emittierten Photoelektronen.

### 1.3 - Der Kathodenraum

Durch das elektronenoptische System im Kathodenraum werden die von der Kathode emittierten Elektronen so beschleunigt, dass sie möglichst alle den aktiven Teil der ersten Dynode treffen und dort Sekundärelektronen auslösen. Aus der Geometrie des Kathodenraums ergibt sich, dass, besonders bei ebenen Kathodenflächen, die Laufwege von den verschiedenen Punkten der Kathode bis zur ersten Dynode unterschiedliche Länge besitzen. Weiterhin verlassen die Elektronen die Kathode mit unterschiedlichen Energien und Richtungen, so dass an der ersten Dynode ein zeitlich verbreiteter Impuls erscheint, wenn man die Kathode mit einem beliebig kurzen Lichtimpuls beleuchtet. Durch Verwendung von Zusatzelektroden im Kathodenraum erreicht man ein möglichst homogenes Beschleunigungsfeld und eine Fokussierung der Elektronenbahnen möglichst auf den gleichen Punkt der ersten Dynode, um damit die Laufzeitdifferenzen zwischen der ersten und zweiten Dynode und weiter zwischen den folgenden klein zu halten. (Abb. 1).

Die F- und D-Elektroden beeinflussen nicht nur die Laufzeiteigenschaften im Kathodenraum, sondern auch die Ausgangsamplitude dadurch, dass einmal die aktive Fläche der Kathode vom Potential der Fokussierungselektrode abhängt, zum anderen dadurch, dass die Zahl der Elektronen, die den aktiven Teil der ersten Dynode treffen, vom Potential der Beschleunigungselektrode bestimmt wird.

### 1.4 - Der Vervielfacher

Ebenso wie der Photoeffekt ist auch der Sekundäremissionseffekt ein statistischer Prozess, und zwar folgt die Zahl der von einer Dynode emittierten Elektronen pro Primärelektron einer Poisson-Verteilung:

$$W(m) = \frac{\delta^m e^{-\delta}}{m!} \quad (3)$$

Dabei ist  $W(m)$  die Wahrscheinlichkeit, dass  $m$  Elektronen emittiert werden und  $\delta$  der mittlere Sekundäremissionseffekt. Für  $\delta = 3,8$  (etwa bei einem 14-stufigen Multiplier mit einer Verstärkung von  $10^8$ ), ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abb. 2 aufgetragen. Diese Schwankungen von  $m$  sind neben der Schwankung der Photoelektronenzahl verantwortlich für die statistischen Schwankungen der Ansgangsamplitude, wobei sich dieser Effekt hauptsächlich in den ersten Stufen auswirkt, da der relative mittlere Fehler von  $m$  wegen der Proportionalität zu  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  in den letzten Stufen klein wird ( $N$  Elektronenzahl).

Die Zeit, die von der Auslösung eines Photoelektrons an der Kathode bis zum Erscheinen des Maximums der Elektronenlawine an der Anode vergeht, bezeichnen wir als Gesamtlaufzeit  $T$ . Diese Laufzeit ist nicht für alle Elektronen gleich, sondern schwankt wegen der unterschiedlichen Länge der Laufwege im Vervielfachersystem um den Mittelwert  $T$ , so dass an der Anode ein zeitlich verbreiteter Impuls erscheint, dessen Halbwertsbreite wir als Laufzeitstreuung  $T_m$  bezeichnen. Um die Laufzeitstreuungen möglichst klein zu halten, wird bei allen schnellen Multipliern die lineare Anordnung mit fokussierenden Dynoden, zum Teil auch mit besonderen Fokussierungsstäben, benutzt.

Der Stromverlauf an der Anode, für einen Impuls, der durch ein Photoelektron hervorgerufen wird, folgt mit genügender Genauigkeit einer Gaussverteilung: [1]

$$i(t) = \frac{\beta \cdot e}{\sqrt{\pi} T_m} e^{-\left(\frac{t - T}{T_m}\right)^2} \quad (4)$$

$\beta$  ist der Verstärkungsfaktor des Multipliers, d. h. die Zahl der Elektronen, die pro Photoelektron die Anode erreichen. Der Faktor vor der Exponentialfunktion ergibt sich aus der Forderung:

$$\int_{-\infty}^{\infty} i(t) dt = \beta \cdot e$$

Werden bei einem Szintillationsprozess mehrere Photoelektronen gleichzeitig emittiert, so ergibt sich der Anodenstromimpuls durch die Überlagerung solcher "Einzelelektronenimpulse" nach Gleichung (4). Bei genügend grosser Photoelektronenzahl lässt sich der Anodenstromimpuls durch die Verknüpfung der Gleichungen (2) und (4) ausdrücken:

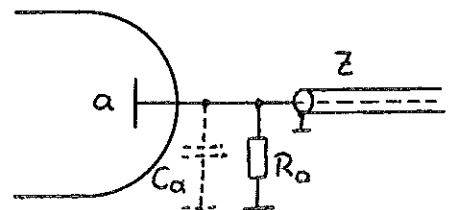
$$\begin{aligned} i(t) &= \int_0^t \frac{\beta \cdot e}{\sqrt{\pi} \cdot T_m} e^{-\left(\frac{t-t'-T}{T_m}\right)^2} \cdot \frac{N_0}{\alpha \cdot T_s} \cdot e^{-\frac{t'}{T_s}} dt' \\ &= \frac{N_0 \cdot \beta \cdot e}{\sqrt{\pi} \cdot \alpha \cdot T_m T_s} e^{\left(-\frac{t-T}{T_s} + \frac{T_m^2}{4T_s^2}\right)} \int_0^t e^{-\left[\frac{t'}{T_m} - \left(\frac{t-T}{T_m} - \frac{T_m}{2T_s}\right)\right]^2} dt' \\ i(t) &= \frac{N_0 \cdot \beta \cdot e}{\alpha \cdot 2 T_s} e^{\left(-\frac{t-T}{T_s} + \frac{T_m^2}{4T_s^2}\right)} \left[ \phi\left(\frac{t-T}{T_m} - \frac{T_m}{2T_s}\right) + \phi\left(\frac{T}{T_m} + \frac{T_m}{2T_s}\right) \right] \quad (5) \end{aligned}$$

wobei  $\phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^x e^{-x^2} dx$  die Gauss'sche Fehlerfunktion ist.

### 1.5 - Der Anodenkreis

Der Anodenimpuls wird über den Arbeitswiderstand  $R_a$  in einen negativen Spannungsimpuls  $u(t)$  umgewandelt. Der Anodenstrom  $i(t)$  teilt sich auf in einen Strom über die Anodenkapazität  $C_a$  und über den Widerstand  $R_a$ :

$$\begin{aligned} i(t) &= i_c + i_{R_a} \\ &= C_a \cdot \frac{du}{dt} + \frac{u}{R_a} \end{aligned}$$



Daraus ergibt sich eine Differentialgleichung für  $u(t)$ :

$$\frac{du(t)}{dt} + \frac{1}{T_a} \cdot u(t) = \frac{1}{C_a} \cdot i(t) \quad (6)$$

$$\text{mit } T_a = R_a \cdot C_a$$

$T_a$  ist die Anodenkreiszeitkonstante, d.h. die Zeit, in der sich eine Kapazität  $C_a$  über einen Widerstand  $R_a$  auf das  $\frac{1}{e}$ -fache ihrer Spannung entlädt.

Wenn also die Stromverteilung  $i(t)$  bekannt ist, ergibt sich aus (6) die Form des Spannungsimpulses. Dieser Spannungsimpuls wird bei Nanosekundenimpulsen von Plastiksintillatoren im allgemeinen direkt über ein Koaxialkabel zur Elektronik weitergeleitet. Dann wirkt das parallel zu  $R_a$  liegende Kabel (Wellenwiderstand  $Z$ ) in Bezug auf die Zeitkonstante wie ein parallel zu  $R_a$  liegender Widerstand  $Z$ , vorausgesetzt, die Laufzeit im Kabel ist grösser als die Dauer des Spannungsimpulses.

Für die Zeitkonstante  $T_a$  ergibt sich also:

$$T_a = C_a \cdot R \text{ mit } \frac{1}{R} = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{Z}$$
$$T_a = C_a \cdot \frac{R_a \cdot Z}{R_a + Z} \quad (7)$$

Bei Verwendung von  $50 \Omega$  Koaxialkabel ergibt sich also ein  $R$  von maximal  $50 \Omega$  (für  $R_a \gg Z$ ) und damit eine maximale Zeitkonstante  $T_a = 50 \Omega \cdot C_a$ . Für kleinere  $R_a$  wird  $T_a$  kleiner, allerdings auch die Signalamplitude.

Für manche Zwecke kann gleichzeitig ein positiver Ausgangsimpuls aus dem Multiplier günstig sein. Dieser kann z. B. von der letzten Dynode  $D_n$  über einen Koppelkondensator abgenommen werden, da die letzte



Dynode auf einem Potential von einigen 100 V liegt. Das Amplitudenverhältnis der Stromimpulse Anode zu Dynode ergibt sich zu:

$$\frac{i_A}{i_{D_n}} = \frac{\delta_n}{\delta_n - 1}$$

wobei  $\delta_n$  der Sekundäremissionskoeffizient der letzten Dynode ist.

### 1.6 - Theoretische Impulsformen

Die Abb. 3a und b zeigen den Verlauf des Anodenstromimpulses in Abhängigkeit von  $T_s$  und  $T_m$  nach Gleichung (5). In diesen Kurven ist angenommen, dass:

$$\phi \left[ \frac{T}{T_m} + \frac{T_m}{2T_s} \right] \approx 1 \text{ ist.}$$

Abb. 3a zeigt die Abhängigkeit von  $T_s$  bei konst.  $T_m$ . Die Kurve  $\frac{T_m}{T_s} = \infty$  d. h.  $T_s = 0$  zeigt den Stromverlauf von Impulsen, die von einzelnen Photoelektronen hervorgerufen sind, also den Verlauf nach Gleichung (4). Gestrichelt eingetragen sind die Werte für:

	NaJ(Tl)	NaJ(gekühl.)	Plastik
mit $T_s$	= 200	10	3 nsec
$\frac{T_m}{T_s}$	= 0,01	0,2	0,6

für einen Multiplier mit  $T_m = 2$  nsec.

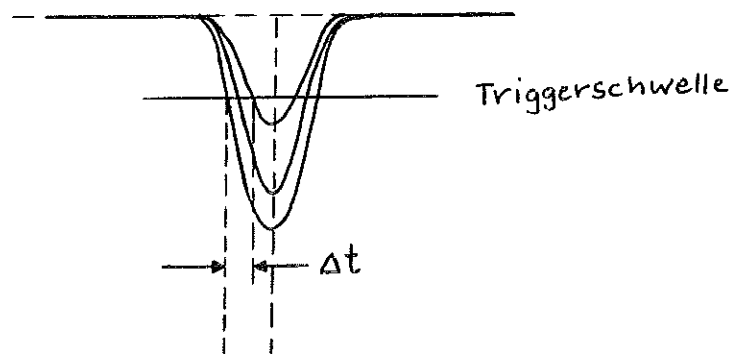
Abb. 3b zeigt den Stromverlauf in Abhängigkeit von  $T_m$  bei konst.  $T_s$ . Hier sind gestrichelt eingetragen die Kurven für zwei Multiplier mit  $T_m = 2$  (etwa RCA 6810-A) und  $T_m = 6$  nsec (etwa 53 AVP) mit  $T_s = 10$  nsec (NaJ) und  $\frac{T_m}{T_s} = 0,2$  bzw.  $0,6$ . Die Kurve  $\frac{T_m}{T_s} = 0$  zeigt den Stromverlauf für einen idealen Multiplier mit  $T_m = 0$ .

Abb. 3c zeigt den Einfluss der Anodenkreiszeitkonstante  $T_a$  auf die Form des Spannungsimpulses. [2]. Gleichzeitig erkennt man auch die Abhängigkeit der Impulsamplitude. Die Laufzeitstreuungen sind hier nicht berücksichtigt.

Um die Impulsformen besser vergleichen zu können, ist in Abb. 3d der Verstärkungsfaktor jeweils so gewählt, dass die Impulsamplitude const. bleibt.

### 1.7 - Das zeitliche Auflösungsvermögen

Bei Verwendung von Szintillationszählern für schnelle Koinzidenzen und andere Zeitmess-Schaltungen interessiert die Frage nach der Genauigkeit der Zeitmessung. Im allgemeinen wird durch den Photomultiplier - impuls ein Diskriminatorimpuls ausgelöst, wobei der Diskriminator auf eine bestimmte Triggerschwelle eingestellt wird. Durch die unterschiedlichen Impulsamplituden ergibt sich nach nebenstehender Abbildung eine mittlere zeitliche Schwankung des Triggerzeitpunktes  $\Delta t$ .



$\Delta t$  ist abhängig von der zu erwartenden Schwankung der Signalamplitude. Für den Fall, dass die Amplitudenschwankung nur durch die statistischen Effekte im Multiplier verursacht werden, wenn also die Teilchenenergie konstant ist, ergibt sich der mittlere Fehler des Triggerzeitpunktes nach

folgender Gleichung: [3]

$$\Delta t^2 \approx \frac{QT_s^2}{N_1^2} \left( 1 + \frac{2(Q+1)}{N_1} \right) \quad (8)$$

Q ist die Anzahl der Photoelektronen, auf die die Triggerschwelle eingestellt ist.

Für verschiedene Impulsamplituden, verursacht durch verschiedene Teilchenenergien, ergibt sich aus der obigen Gleichung, dass  $\Delta t$  ungefähr maximal gleich der Anstiegszeit des Signals ist.

Man benötigt also zur Bestimmung der mittleren Schwankung des Triggerzeitpunktes die Kenntnis der Impulsanstiegszeit, die von der Kristallabklingzeit  $T_s$ , von der Anodenkreiszeitkonstanten  $T_a$  und für kleine  $T_s$  auch von den Laufzeitstreuungen im Multiplier sowie vom induktiven und kapazitiven Verhalten der Zuleitungen abhängig ist.

## 2. - Der Prüfstand

Zum Testen von Photomultipliern ist eine gepulste Lichtquelle notwendig, die folgende Forderungen erfüllt: [4]

- a) Die Lichtpulse müssen kleinere Anstiegszeit und Impulsbreite besitzen, als die zu erwartenden Ausgangsimpulse der schnellsten Photomultiplier,
- b) Sie müssen periodisch sein, um die Ausgangsimpulse auf einem Sampling-Oszillographen beobachten zu können,
- c) Es muss eine ausreichende Intensität zur Verfügung stehen, um zur Bestimmung der Linearität die Multiplier bei verschiedenen Impulsamplituden testen zu können.

Die Abb. 4 zeigt das Blockschaltbild des Prüfstandes.

### 2.1 - Der Impulsgenerator

Der Impulsgenerator liefert durch ein Quecksilberrelais positive Rechteckimpulse mit je  $1/2$  nsec Anstiegs- und Fallzeit, die Amplitude ist von 0 - 2000 V variabel und an einem Instrument ablesbar. Die Impulsbreite wird durch die Länge eines Ladekabels bestimmt. Die Impulsfrequenz ist 50 Hz, die Ausgangsimpedanz  $50 \Omega$ . Die Lichtpulser werden mit Impulsen von 2 nsec Halbwertsbreite angesteuert, kürzere Impulse können aus mechanischen Gründen nicht hergestellt werden. Die Form des Impulses zeigt die Abb. 5. Der Generator liefert ein Triggersignal mit ungefähr 1 % der Signalamplitude, zum externen Triggern des Oszillographen.

### 2.2. - Der Lichtpulser

Im Lichtpulser wird durch feldemittierte Elektronen in Wasserstoff von  $1/2$  atm Druck eine Gasentladung erzeugt. Die Elektronen sind ein Wolframdraht und ein Dielektrikum, in diesem Fall Bariumtitanat, mit einer Dielektrizitätskonstante grösser als 4000.

Der Wolframdraht ist geerdet und ein positiver Impuls gelangt auf das Bariumtitanat. Dies führt dazu, dass durch die hohe Feldstärke aus dem Wolfram Elektronen emittiert werden, die eine Lawinentladung herbeiführen. Der Gasdruck ist so gewählt, dass die Lawine schnell gestoppt wird, wenn der Spannungsimpuls vorbei ist. Die Zündspannung der Entladung liegt bei 400 V. Der Time-jitter beträgt 0,2 nsec, der Amplitudenjitter 5-20 %, je höher die Impulsamplitude, je niedriger ist der Amplitudenjitter.

Die Lichtpulse sollen laut Herstellerangaben die gleiche Impulsform wie der elektrische Impuls besitzen. Sie liefern mehr als 20 000 Photonen

pro Puls bei 1275 V in einem Raumwinkel von  $1/6$  ster. Abb. 6 zeigt die Abhängigkeit der Photonenzahl als Funktion der Impulsamplitude, der Punkt A kennzeichnet die Photonenzahl, durch die in einem  $2''$  Photomultiplier in  $6-1/2''$  Abstand 5000 Photoelektronen erzeugt werden. Die Abb. 7 zeigt das Emissionsspektrum der Lichtpulser.

Mit Hilfe einer Lochblende wird auf der Photokathode ein Lichtpunkt von ca.  $0,8 \text{ mm } \emptyset$  erzeugt. Geplant ist der Einbau eines kontinuierlichen Abschwächers mit Hilfe zweier Polarisationsfilter, um den Linearitätsbereich des Multipliersbestimmen zu können.

### 2.3 - Das Prüfgehäuse

Das Prüfgehäuse (Abb. 8) besteht aus einem unteren Zylinder A, der den Lichtpulser und die Gewindestange enthält, einem Zwischenrohr B, in das der Einsatz C eingesetzt wird, der die Fassung, eine Pertinaxplatte zur Montage des Spannungsteilers und eine Deckplatte für die Aufnahme der Hochspannungs- und Signalbuchsen enthält. Wegen der unterschiedlichen Sockelanschlüsse und Spannungsteiler ist für jeden Multiplier ein besonderer Einsatz notwendig. Durch die Abstufungen bei D und E wird erreicht, dass der Raum unterhalb der Platte, in der die Fassung befestigt ist, lichtdicht ist, wenn um den Sockel des Multipliers ein Streifen Scotchtape gewickelt wird. So können Einsatz und Zwischenrohr schnell gewechselt werden, und da der Raum oberhalb der Fassung offen sein kann, können bei Verwendung eines kürzeren Zwischenrohres Messungen direkt am Spannungsteiler ausgeführt werden bzw. irgendwelche Spezialschaltungen getestet werden.

Der Spannungsteiler (Abb. 9) entspricht etwa dem DESY-Norm-Spannungsteiler, erweitert um einen positiven Signalausgang von der 14. Dynode. Der Koppelkondensator ( $1,5 \text{ nF}$ ) muss eventuell für längere Impulse vergrößert werden.

## 2.4 - Impulsauswertung

Anoden- und Dynodensignal werden über Koaxialkabel direkt auf den Eingang des Sampling-Oszillographen gegeben, der eine Eingangsimpedanz von  $50 \Omega$  besitzt. Wir verwenden  $50 \Omega$  Koaxialkabel vom Typ RG-8/U und RG-58/U mit einer Laufzeit von etwa 5 nsec/m. (2/3 Lichtgeschwindigkeit).

Das Triggersignal geht über einen 10 : 1 Abschwächer auf den EXTERNAL-Triggereingang des Oszillographen. Damit ist der Triggerzeitpunkt festgelegt und die Verschiebung des Signals auf der Zeitachse bei Änderung der Laufzeit im Multiplier kann direkt abgelesen bzw. photographisch festgehalten werden. Das Triggersignal kann durch ein internes Laufzeitglied im Oszillographen kontinuierlich bis zu 100 nsec verzögert werden, um die Laufzeiten in den Kabeln auszugleichen. Dieses Laufzeitglied muss natürlich während einer Messung konstant bleiben, und zur Bestimmung von absoluten Laufzeiten muss der Oszillograph vorher mit Hilfe eines festen Delays von ca. 40 nsec geeicht werden.

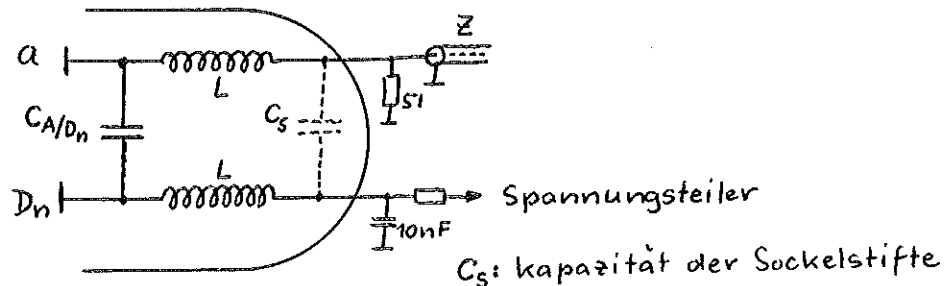
## 3. - Messergebnisse an einem 56 AVP Photomultiplier

### 3.1 - Ausgangsimpulsform

Die Abbildungen 10 zeigen Anoden- und Dynodenimpulse. Bei c) und d) ist die Kathode punktförmig in der Mitte beleuchtet, während bei a) und b) der Lichtimpuls die gesamte Kathodenfläche traf. Die Anodenimpulse besitzen eine Anstiegszeit von 2 nsec, die Dynodenimpulse 1,8 nsec. Aus der Differenz der Halbwertsbreiten der Impulse (Anoden 3,6 u. 4,6, Dynoden: 3,4 u. 4,0 nsec) wird der Einfluss der Laufzeitstreuungen der Photoelektronen deutlich.

Die Art des Nachimpulses erkennt man in der Abb. 11. Der Impuls tritt als gedämpfte Schwingung mit einer Schwingungsdauer von 6 nsec auf, das

entspricht einer Frequenz von 167 MHz. Für diese Schwingung ergibt sich folgende Erklärung: Die Induktivitäten der Zuleitungen im Multiplier von der letzten Dynode und der Anode zu den Sockelstiften bilden zusammen mit der Kapazität Anode/Dynode 14 einen Schwingkreis folgender Form:



Die letzte Dynode ist durch einen 10nF Kondensator abgeblockt, liegt also HF-mässig an Masse. (Wechselstromwiderstand bei 167 MHz ca.  $0,1 \Omega$ ). Die Kapazität  $C_{a/D_{14}}$  beträgt laut Herstellerangaben 7pF, daraus ergibt sich für die Induktivitäten L ein Wert von  $\sim 0,13 \mu\text{H}$ . Dieser Wert erscheint zu hoch, aber die obige Ersatzschaltung ist eine grobe Annäherung, da der Einfluss der vorhergehenden Dynoden und der Sockelstifte nicht berücksichtigt wurde.

Diese Impulse ergaben sich bei kürzester Verbindung zwischen den Fassungskontakten und dem Kabel und Widerstand bzw. Kondensator. Einen Anodenimpuls, bei dem die Zuleitungen um einige Zentimeter verlängert wurden, zeigt die Abb. 12. Durch die vergrösserten Induktivitäten ergab sich eine Verringerung der Schwingungsfrequenz (ca. 140 MHz) bei kleinerer Dämpfung ( $\sim e^{-\frac{R}{2L}}$ )

Diese Erklärung lässt weiterhin den Schluss zu, dass die Anstiegszeit des Multiplierimpulses bei diesem schnellen Typ nicht mehr durch die Laufzeitstreuungen bestimmt wird, sondern durch die Eigenfrequenz des

Schwingkreises aufgezwungen wird. Da die Laufzeitdifferenzen im Vervielfachersystem aus geometrischen Gründen sehr viel kleiner sind als die im Kathodenraum, lässt sich auch eine Anstiegszeit von 2 nsec für Impulse, bei denen die Kathode punktförmig beleuchtet ist, durch die Laufzeitschwankungen im Vervielfachersystem nicht erklären.

Eine Änderung des  $51 \Omega$  Arbeitswiderstandes durch  $1 k\Omega$ , dadurch ändert sich der Gesamtwiderstand von 25 auf  $50 \Omega$ , ergibt erwartungsgemäss eine Verringerung der Dämpfung, aber auch eine geringfügige Verschlechterung der Anstiegszeit ( $\sim 2,1$  nsec). Dieser grössere Arbeitswiderstand liefert natürlich auch die doppelte Impulsamplitude, bzw. die gleiche Amplitude bei niedrigerer Betriebsspannung (Abb. 13).

Die Abb. 14 zeigt einen Dunkelstromimpuls. Dunkelstromimpulse werden hauptsächlich von einzelnen thermisch emittierten Elektronen aus der Kathode erzeugt, da aber der Sekundäremissionskoeffizient der einzelnen Dynoden statistischen Streuungen unterworfen ist, ergibt sich eine statistische Schwankung der Impulsamplitude.

Die Abb. 15 zeigen Impulse, die durch  $\gamma$ -Quanten aus einem  $Cs^{134}$ -Präparat und einem Plastikkristall als Szintillator entstanden sind. Mit Hilfe einer technischen Einrichtung des Sampling-Oszillographen, "Smoothing", wird die Amplitudendifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden "Samples" begrenzt, man erhält also eine mittlere Impulsform, da die Impulse sowohl in der Amplitude als auch in der zeitlichen Aufeinanderfolge statistisch verteilt sind. Aus dieser und der vorhergehenden Abb., die in allen Parametern mit der Abb. 10 übereinstimmen, erkennt man die gleiche Schwingungsform der Impulse.



### 3.2 - Die totale Laufzeit

Die Abb. 16 zeigt die Gesamtlaufzeit als Funktion der Betriebsspannung  $U_B$  für zwei verschiedene Multiplier. Die Kathode wurde punktförmig in der Mitte beleuchtet. Die Angaben F29 D70 kennzeichnen die Einstellungen der Potentiometer für die Fokussier- und Beschleunigungselektrode, und zwar in % vom linken Ende der  $1\text{ M}\Omega$  Potentiometer in Abb. 9 aus gerechnet. Bei diesen Werten wird die maximale Fläche der Kathode ausgenutzt, bei anderen Einstellungen der Fokussierungselektrode ändert sich die Gesamtlaufzeit für Photoelektronen aus der Kathodenmitte um maximal 2-3 nsec.

### 3.3. - Die Laufzeitstreuung im Kathodenraum

Die Änderung der Laufzeit bei verschiedenen Beleuchtungspunkten auf der Kathode zeigt die Abb. 17. Sie zeigt zwei Impulse, wobei der erste durch punktförmige Beleuchtung in der Mitte, der zweite durch Beleuchtung am Rand (Radius  $r = 20\text{ mm}$ ) entstanden ist. Die Laufzeitdifferenz beträgt 1 nsec. Die Kurven in Abb. 18 zeigen die gemessene Laufzeitdifferenz als Funktion von  $r$ . Die grösseren Laufzeitdifferenzen bei Bewegungen des Lichtpunktes senkrecht zum Dynodensystem erklären sich dadurch, dass in diesem Fall die Laufzeitstreuungen im Raum 1. Dynode - 2. Dynode aus Symmetriegründen zusätzlich hinzukommen.

### 3.4. - Einfluss der Elektrodenpotentiale

Die Abb. 19 zeigt den Einfluss des Potentials der Fokussierungselektrode auf die Überführung der Elektronen von der Kathode zur ersten Dynode. Aufgetragen ist die Signalamplitude als Funktion des Potentials der Fokussierungselektrode bei verschiedenen Entfernungen des Beleuchtungspunktes vom Zentrum. Es zeigt sich, dass durch dieses Potential die aktive Fläche der Kathode beeinflusst wird, wodurch sich nach Abb. 10 zwar

nicht die Anstiegszeit, wohl aber die Impulsbreite beeinflussen lässt. Damit ändert sich auch die Impulsamplitude und zur maximalen Ausnutzung der Photoelektronenzahl muss das Potential der Fokussierungselektrode ziemlich genau justiert werden, dessen optimaler Wert nach Abb. 18 bei verschiedenen Multipliern durchaus unterschiedlich sein kann.

Der Einfluss der Beschleunigungselektrode D ist weniger kritisch. Ihre optimale Einstellung liegt bei 70 - 80 %, bei niedrigeren Werten nimmt die Amplitude ab, bei höheren Wert wird sie geringfügig grösser, aber gleichzeitig wächst die Impulsbreite.

### 3.5 - Zeitliche Aufeinanderfolge zweier Impulse

Mit Hilfe zweier Lichtpulser, die beide durch den gleichen Generatorimpuls angesteuert werden, kann man die maximale Impulsfolgefrequenz eines Multipliers bestimmen. Der elektrische Impuls gelangt über ein Koaxial-T-Stück an die Lichtpulser, und durch Änderung der Länge einer Zuleitung kann der Abstand der Impulse variiert werden. Das Ergebnis zeigt die Abb. 20. Es zeigt sich ein Amplitudenverlust des zweiten Impulses als Funktion des Abstandes zum ersten, und es ergibt sich hieraus eine maximale Folgefrequenz von 100 - 200 MHz, je nachdem, ob die Auswertung der Impulse analog oder digital erfolgen soll.

### 3.6 - Folgerungen

An Hand dieser Ergebnisse zeigt sich, dass bei dem z. Zt. schnellsten Photomultiplier 56AVP das zeitliche Auflösungsvermögen nicht mehr von den Laufzeitstreuungen begrenzt wird, sondern vom elektrischen Verhalten des mechanischen Aufbaus, insbesondere der Zuleitungen von Anode und letzter Dynode. Von Interesse ist daher ein demnächst von Philips lieferbarer Photomultiplier XP 1020, bei dem neben weiterer Verbesserung der elektronenoptischen Eigenschaften die Anode als Koaxial-

ausgang ausgebildet ist. Erste Exemplare zur Prüfung sollen wir ca. im August erhalten. Der Multiplier soll wahrscheinlich wahlweise mit  $50\Omega$  oder  $100\Omega$  Impedanz lieferbar sein. An vorläufigen Daten ist bekannt: S11-Kathode mit 42 mm Durchmesser, 12 Stufen, max. Spannung 3500 V, Verstärkung  $> 10^8$ . Laufzeitdifferenz Kathodenmitte-Kathodenrand 0,3 nsec. Anstiegszeit des Anodenimpulses  $< 1,5$  nsec, Gesamtlaufzeit 25 nsec. Über die bei uns gemessenen Eigenschaften wird in einem Nachtrag berichtet werden. [5]

### 3.7 - Weitere Messungen

An weiteren Photomultipliern sind bis jetzt getestet worden: Philips 53 AVP, RCA 7746 und Telefunken CAV 70.

Der 53 AVP ist überall dort zu verwenden, wo geringere Ansprüche an das zeitliche Auflösungsvermögen und die Verstärkung gestellt werden. Die Laufzeitstreuungen im Kathodenraum zeigt die Abb. 21, Abb. 22 zeigt einen Anodenimpuls (punktförmige Kathodenbeleuchtung). Die Verstärkung ist um einen Faktor 10-20 kleiner als beim 56 AVP.

Der RCA 7746 ist ein 10-stufiger Multiplier mit sphärischer Kathodenfläche. Er liefert Impulse mit einer Anstiegszeit von 2 nsec und relativ grosser Fallzeit von 4 - 6 nsec. Die Laufzeitstreuungen betragen max. 1 nsec.

Weiterhin wurde getestet der Telefunken-Multiplier CAV 70(XP 1070), der im Vervielfachersystem den Dumont-Multipliern entspricht. Einen Anodenimpuls zeigt die Abb. 23. Für diesen Impuls wurde die gesamte Kathodenfläche (63 mm Durchmesser) mit unabgeschwächtem Lichtimpuls beleuchtet. Wegen der geringen Kathodenempfindlichkeit bzw. Verstärkung war die punktförmige Beleuchtung und damit die Messung der Laufzeitdifferenzen nicht möglich. Die Anstiegszeit von 10 nsec ist zurückzu-

führen auf die elektronenoptischen Eigenschaften des Kathodenraums und des Vervielfachersystems (Kästchen-Dynoden).

#### 4. - Schluss

Die vorstehenden Ausführungen boten einen Überblick über die Messmöglichkeiten des Prüfstandes. Es ist geplant, dass alle bei DESY verwendeten Photomultiplier hier getestet und mit einem Prüfprotokoll versehen werden. Das Gehäuse eignet sich für alle Multiplier bis maximal 110 mm Kathodendurchmesser (58 AVP), ein grösseres Gehäuse für Multiplier bis zu 200 mm Kathodendurchmesser (57 AVP, 60 AVP) befindet sich zur Zeit in der Entwicklung.

Mit Hilfe eines Splitting-transformers, der den elektrischen Impuls auf 4 Ausgänge mit jeweils halber Amplitude verteilt, lassen sich spezielle Zähleranordnungen testen. Maximal können bei Verwendung von vier weiteren Splitting-transformers 16 Lichtpulser durch einen Generatorimpuls angesteuert werden.

Das Koinzidenzauflösungsvermögen lässt sich mit Hilfe eines elektronischen Tricks, der "Nulldurchgangsmethode", weiter verbessern, auf die hier nur hingewiesen werden soll [7]. Eine sehr schnell Zweifachkoinzidenz mit Hilfe dieser Methode gehört zum Elektronik-Standard-Programm und befindet sich zur Zeit in der Entwicklung.

Einer Anregung zufolge, nach der die Feldverteilung in der Umgebung der ersten Dynode abhängig ist vom Potential der dritten, ist der Bau eines speziellen Spannungsteilereinsatzes geplant, bei dem sämtliche Dynodenspannungen variiert werden können, um die optimale Spannungsverteilung für den jeweiligen Zweck, beste Linearität oder maximale Verstärkung, zu bestimmen. [6]

Diese Arbeit wurde ausgeführt im Auftrag der DESY-Experimente-Gruppe E 6.

Literatur:

- 1.) Lewis, Wells: Millimicrosecond Pulse Techniques,
- 2.) Valvo: Technische Informationen für die Industrie,  
Sonderdruck: Fotovervielfacher.
- 3.) Post, Schiff: Statistical Limitations on the resolving time of a  
Scintillation Counter, Phys.Rev. 80 (1950) p. 1113,
- 4.) Verns, Cox: A triggered nanosecond lightsource,  
Nucl.Instr. a Meth. 12 (1961) p. 32-38,
- 5.) Pietri: Progress in Photomultiplier Tubes for Scintillation Counting  
and Nuclear Physics, IRE Transactions NS.-9(1962) Nr. 3  
p. 62 - 72,
- 6.) Belle ttini, Bemporand, Cerri: Determination of the optimum working  
conditions of Photomultipliers, Nucl.Instr. a. Meth. 21 (1963),  
page 106 - 112,
- 7.) Bjerke, Verns, Nunamaker: Pulse shaping and Standardizing of  
Photomultiplier Signals for Optimum Timing Information  
using Tunnel Diodes, Nucl.Instr. a. Meth. 15 (1962) p. 249 - 267,
- 8.) Acta Electronica, Vol 5, Janvier 1961, Nr. 1,
- 9.) Morton: The Scintillation Counter, Nucl. Electronics I (1959),
- 10) Crassi, Svelto: Theory of time resolution in scintillation counters,  
Nucl. Instr. a. Meth. 4 (1959) p. 189 - 201,
- 11) Tanasescu: Pulse Shape in Scintillation Counters,  
IRE-Transactions NS-7 (1960) Nr. 2-3 p. 39-44,
- 12) Dormont: Random effects of Transit Times and Secondary Emission  
Multiplications in a Multiplier Phototube, Philips Res. Repts.  
17 (1962) p. 79 - 94.

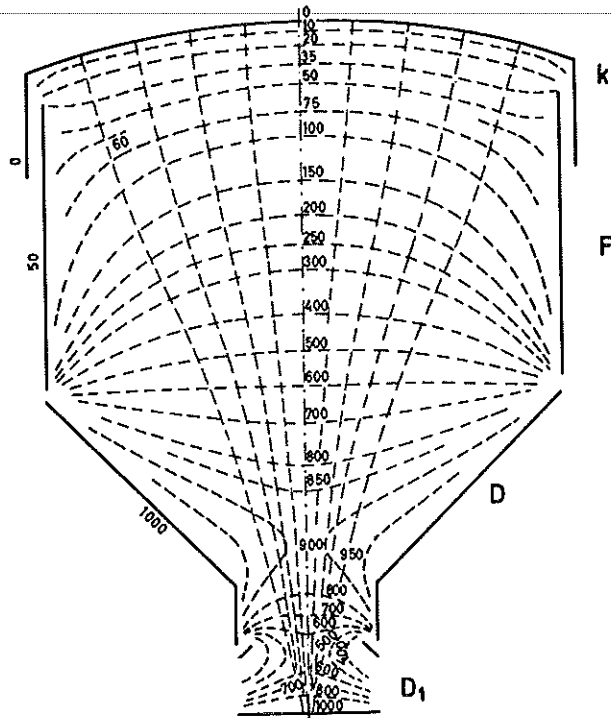


Abb.: 1 Kathodenraum des Multipliers 56 AVP

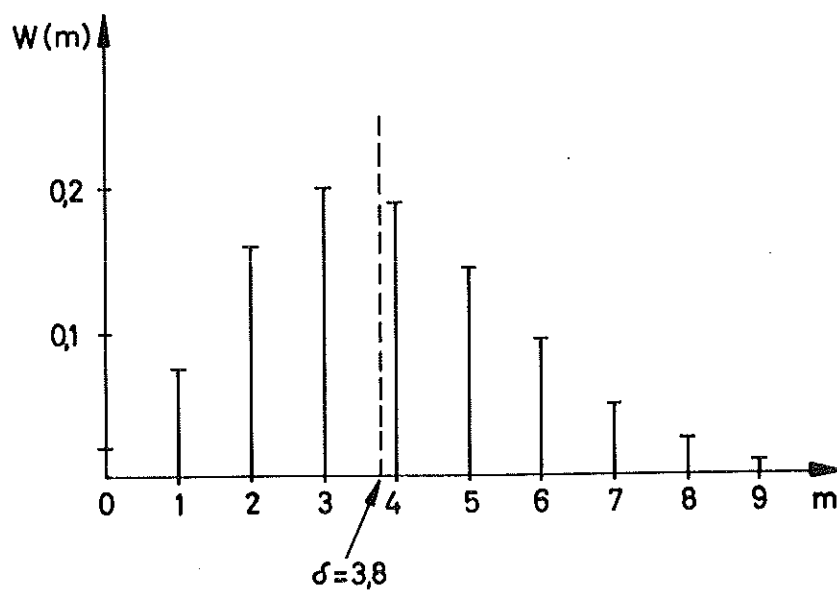


Abb.: 2 Wahrscheinlichkeit für Sekundäremission von  $m$  Elektronen durch ein Primärelektron (Poisson - Verteilung)

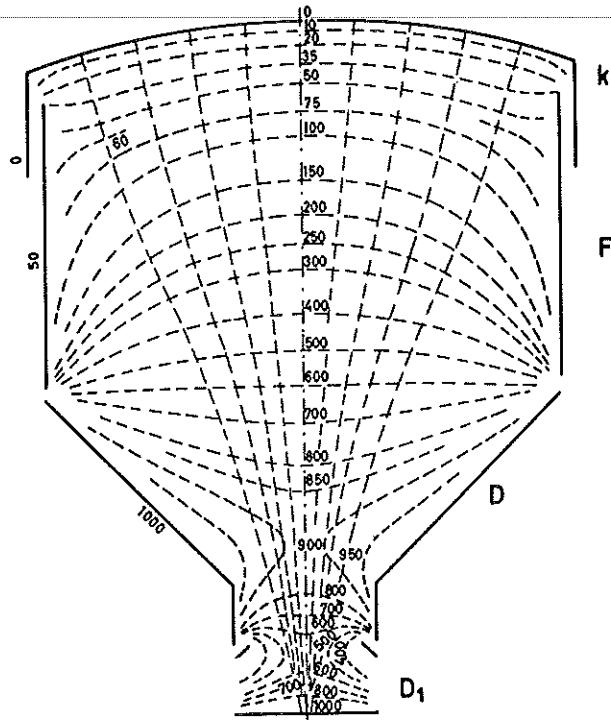


Abb.: 1 Kathodenraum des Multipliers 56 AVP

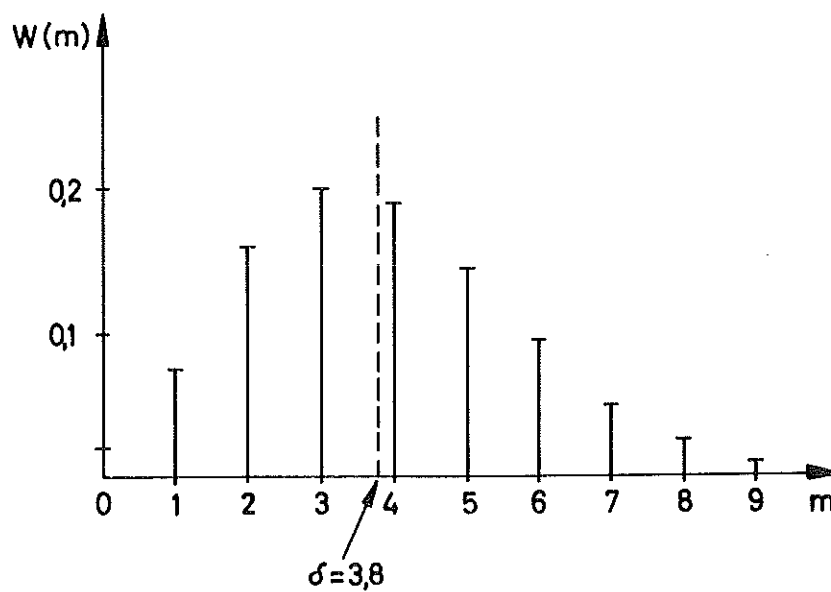
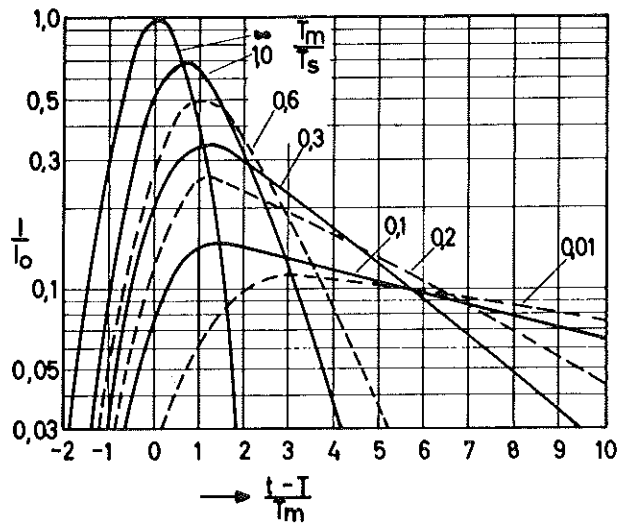
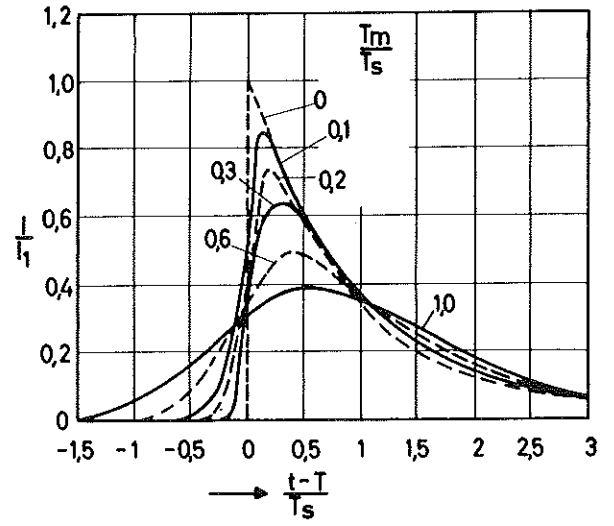


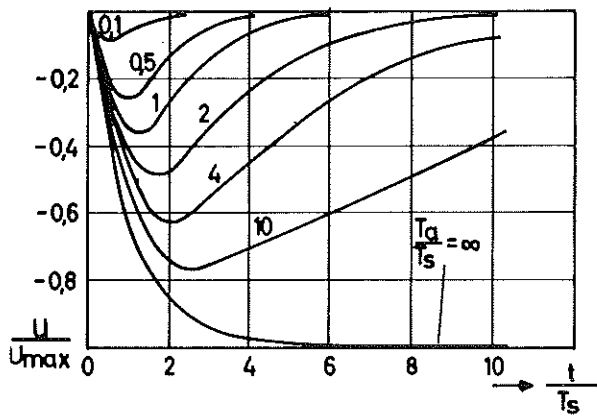
Abb.: 2 Wahrscheinlichkeit für Sekundäremission von m Elektronen durch ein Primärelektron (Poisson - Verteilung)



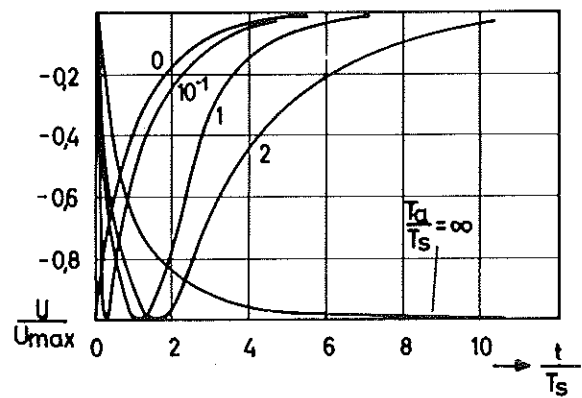
a)  $T_m$  const.  $i_0 = \frac{N_1 \cdot \beta \cdot e}{V_T \cdot T_m}$



b)  $T_s$  const.  $i_1 = \frac{N_1 \cdot \beta \cdot e}{T_s}$



c)  $\beta$  const.



d) Amplitude const.

Abb.: 3 Impulsformen in Abhängigkeit von den Parametern  $T_s$ ,  $T_m$ ,  $T_a$ .



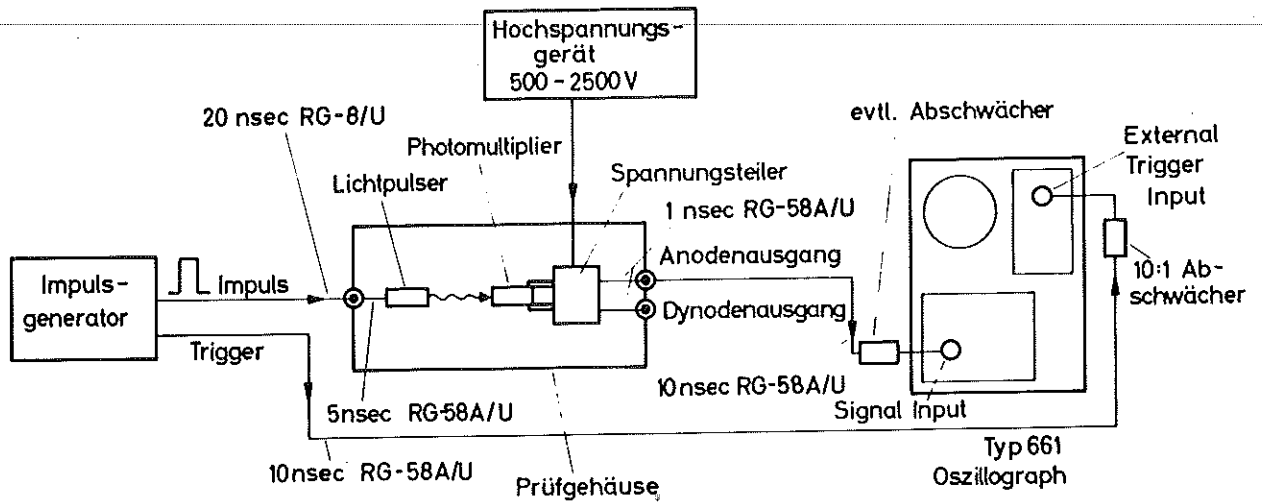
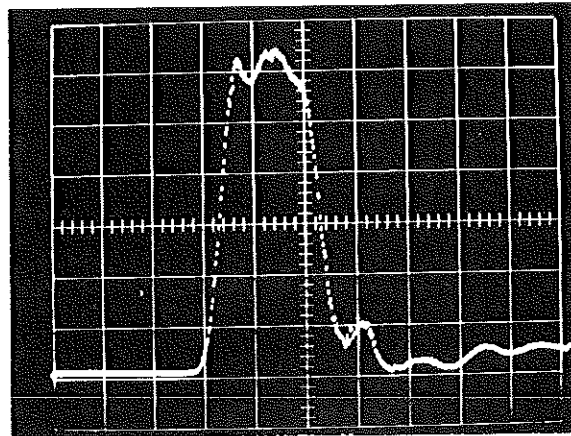


Abb.: 4 Blockschaltbild Prüfstand



hor.: 1 nsec/cm vert.: 200 V/cm

Abb.: 5 Ausgangsimpuls des Generators

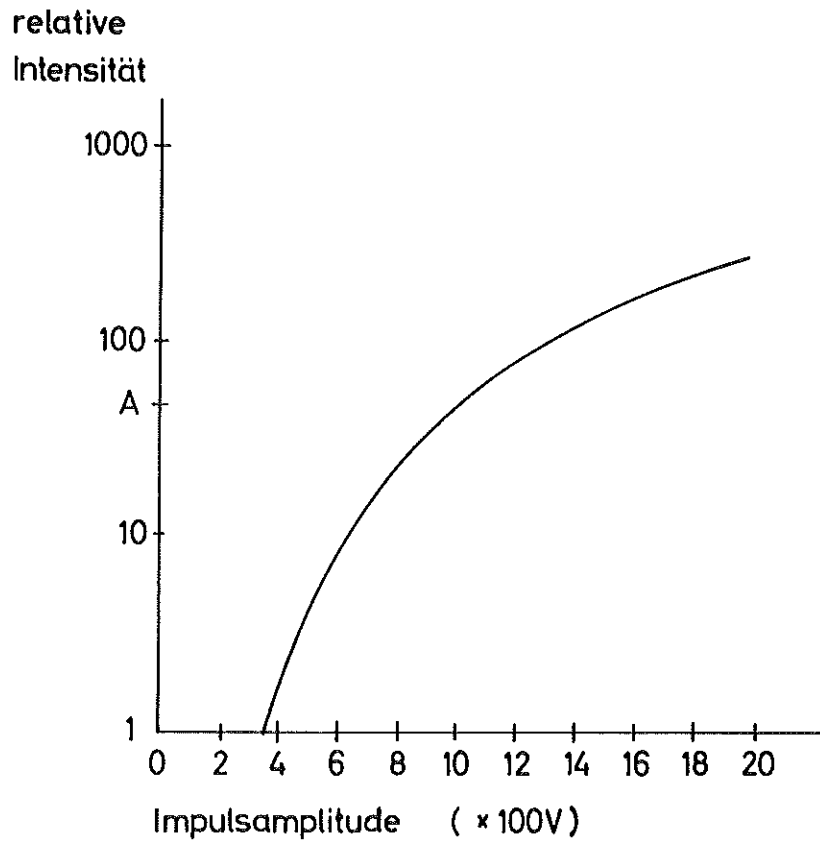


Abb.: 6 Relative Photonenanzahl als Funktion der Spannung

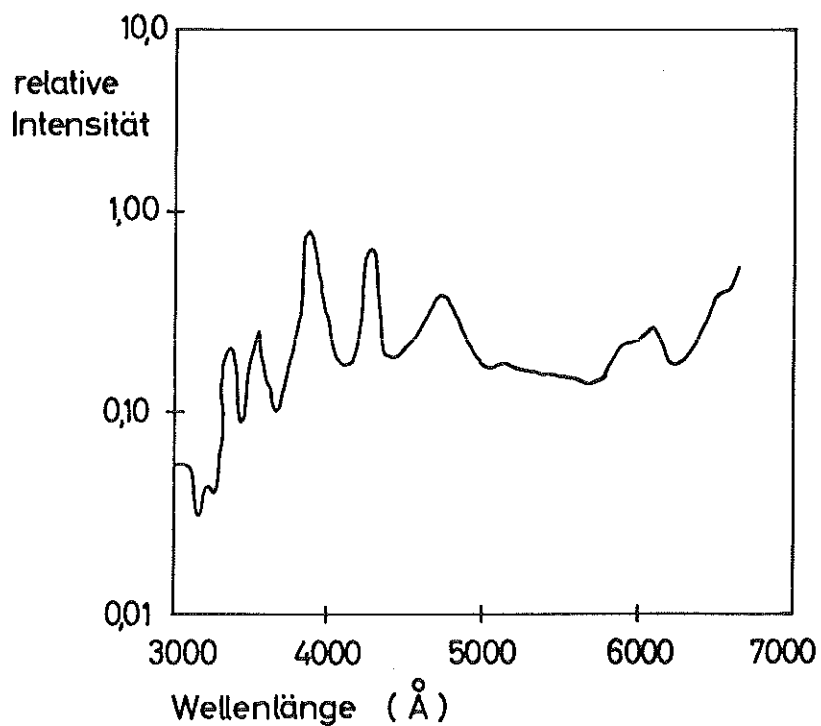


Abb.: 7 Emissionsspektrum

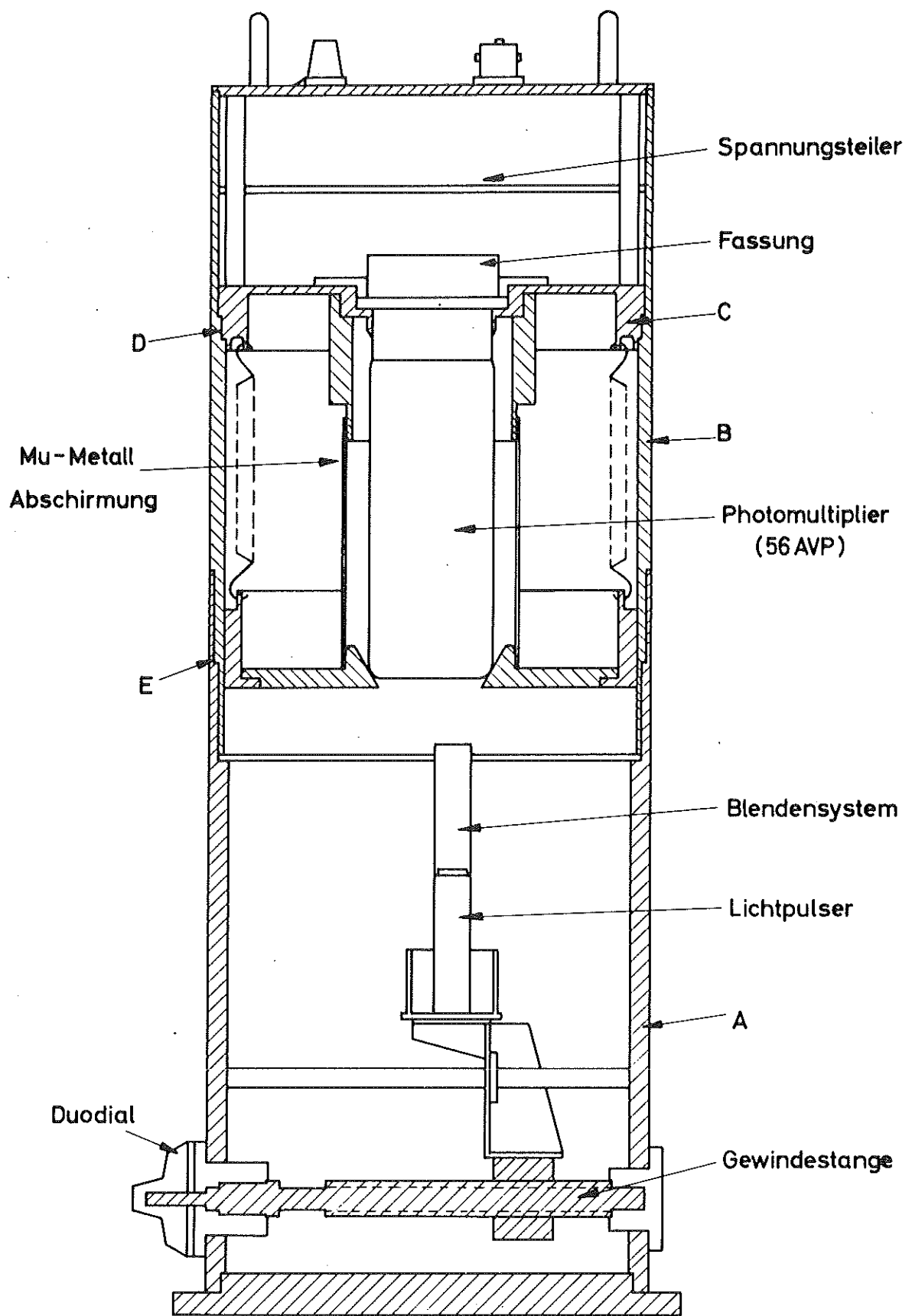
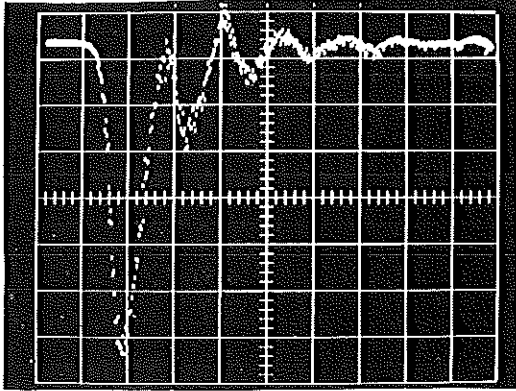


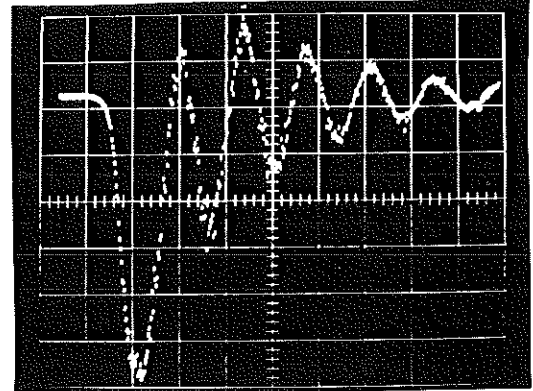
Abb.: 8 Prüfgehäuse





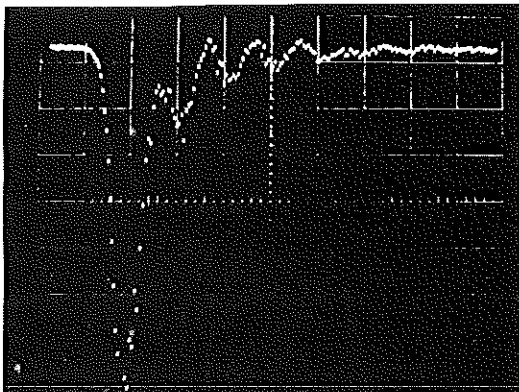
hor.: 5 nsec/cm vert.: 2 V/cm

Abb.: 11 Anodenimpuls



hor.: 5 nsec/cm vert.: 2 V/cm

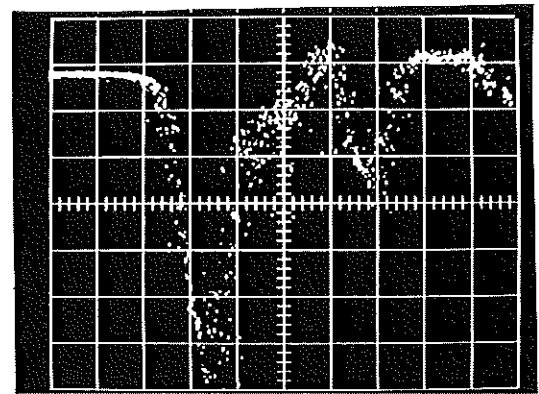
Abb.: 12 Anodenimpuls bei verlängerten  $\alpha$ - und  $D_{14}$ -Zuleitungen



hor.: 5 nsec/cm vert.: 2 V/cm

Abb.: 13 Anodenimpuls

$U_B = 2050 \text{ V}$ ,  $R_a = 1 \text{ k}\Omega$



hor.: 2 nsec/cm vert.: 50 mV/cm

Abb.: 14 Dunkelstromimpuls

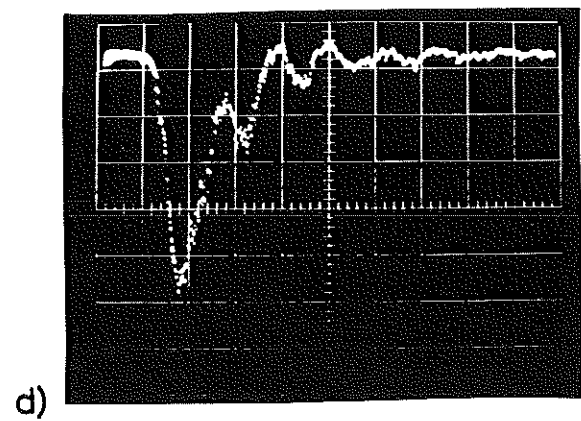
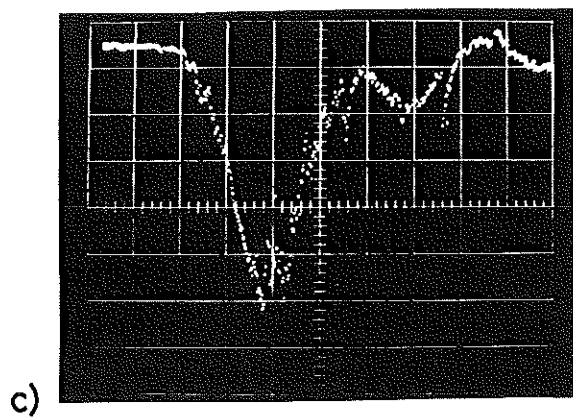
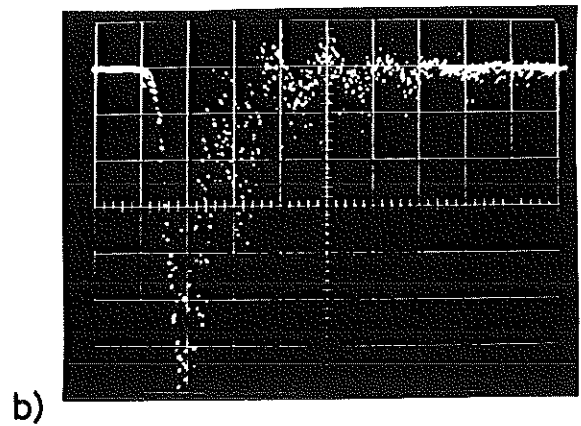
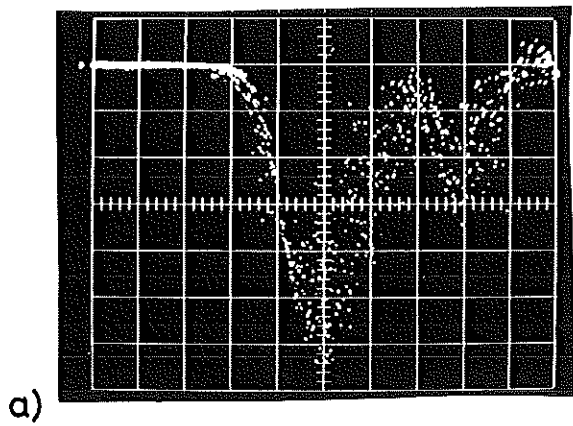


Abb.: 15 Ausgangsimpulse

$\text{Cs}^{134}$  - Präparat und Plastik - Kristall ( 38 mm  $\phi$  x 25 mm )  $U_B = 2300$  V

vert.: 2 V/cm

ohne smoothing : a) 2 nsec/cm

b) 5 nsec/cm

mit smoothing : c) 2 nsec/cm

d) 5 nsec/cm

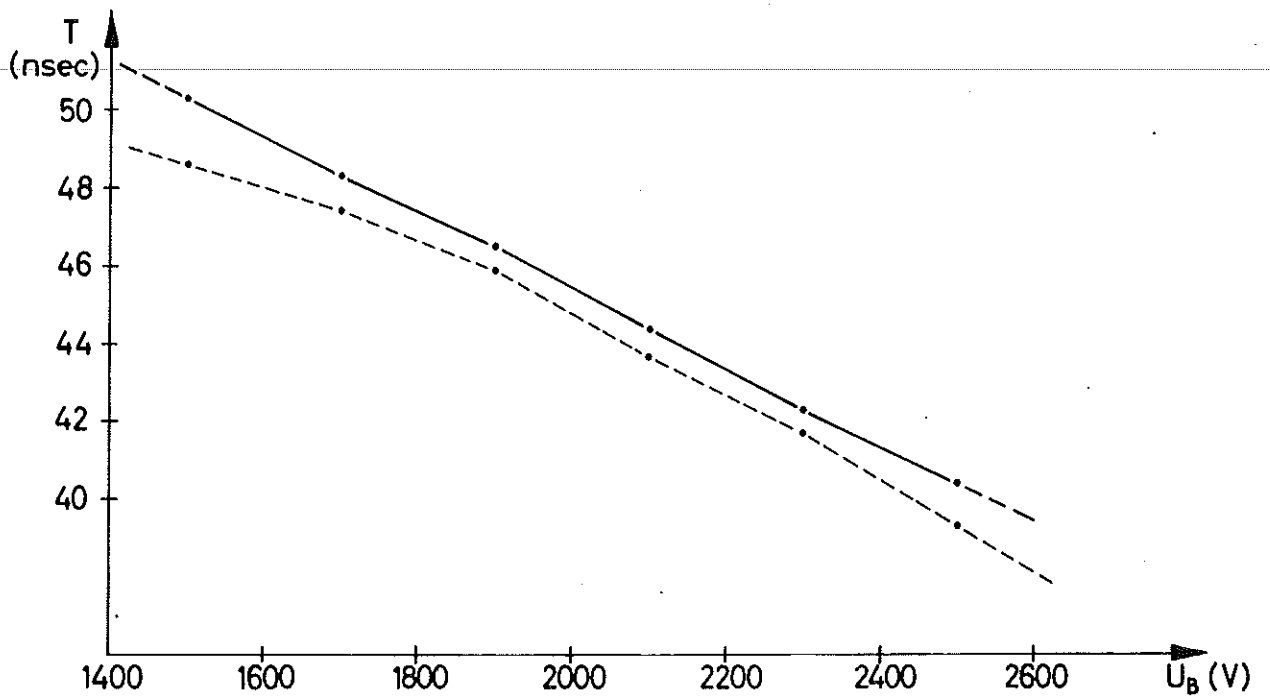
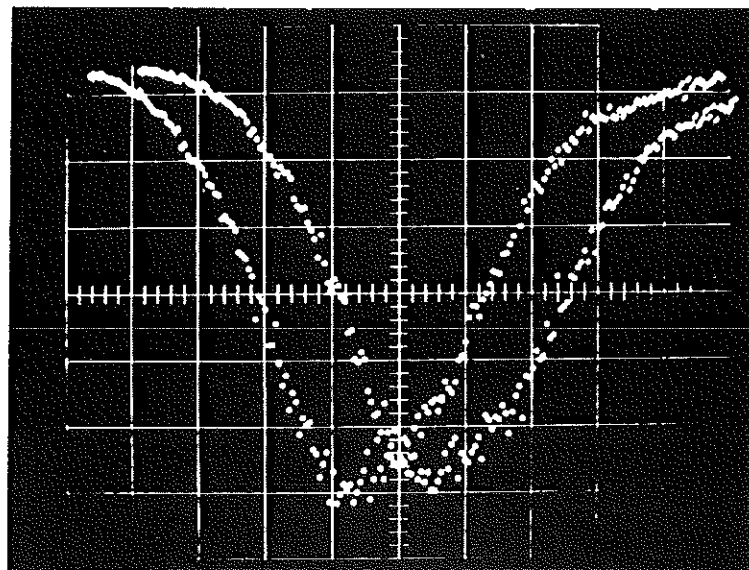


Abb.: 16 Gesamtlaufzeit  $T$  in Abhängigkeit von  $U_B$   
 Philips 56 AVP ——— Multiplier Nr. B 4538  
 F29 D 70 - - - - - Multiplier Nr. B 8262



hor: 1nsec/cm vert: 1V/cm

Abb.: 17 Messung der Laufzeitdifferenzen

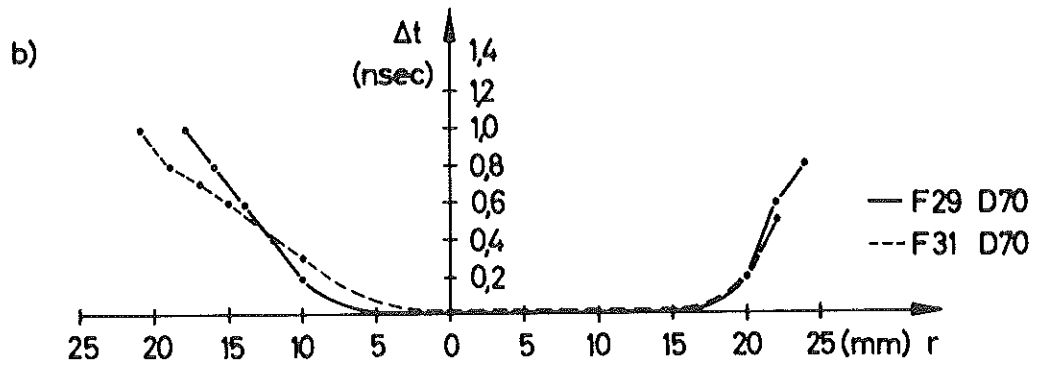
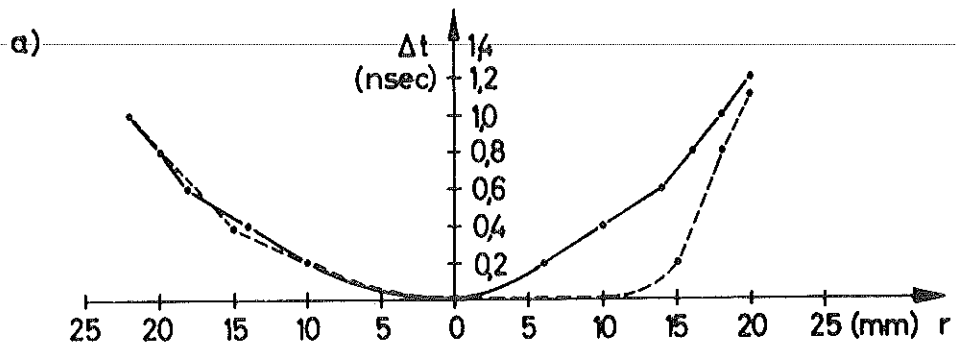


Abb.: 18 Laufzeitdifferenz in Abhängigkeit vom Kathodenradius  $r$

a)  $r \perp$  Dynodenrichtung  
b)  $r \parallel$  Dynodenrichtung

$U_B = 2500V$

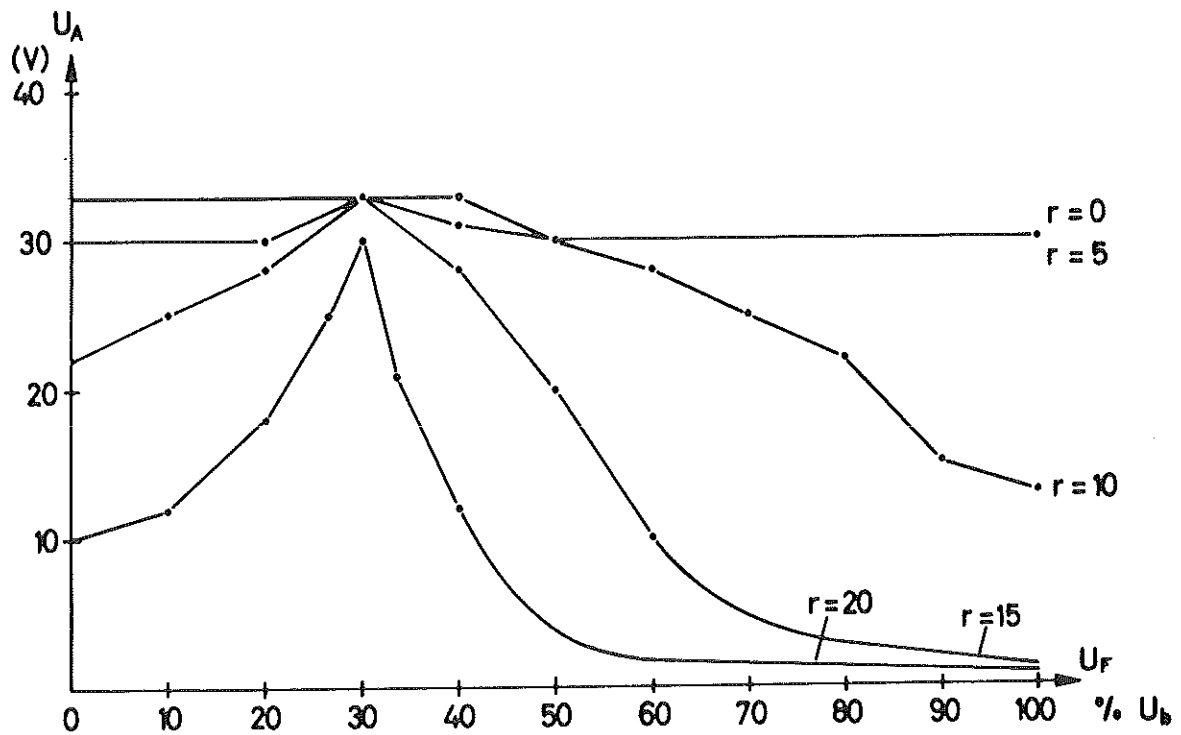
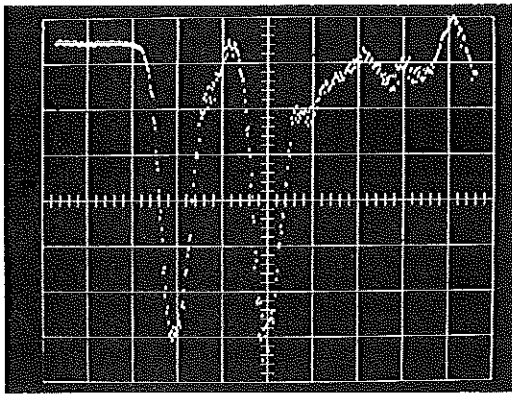
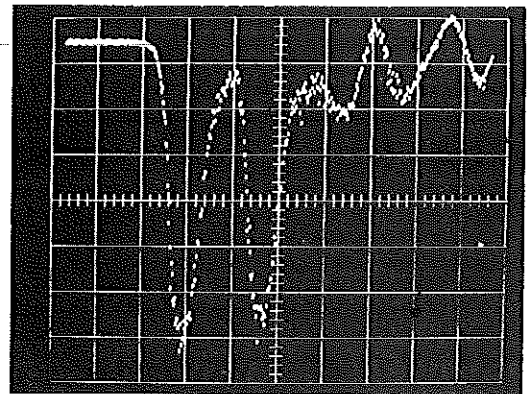


Abb.: 19 Signalamplitude in Abhängigkeit vom Potential der Focussier -  
elektrode F bei verschiedenen Abständen  $r$  des Lichtpunktes von der  
Kathodenmitte.

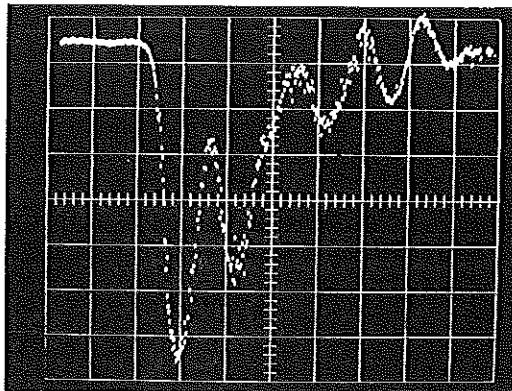




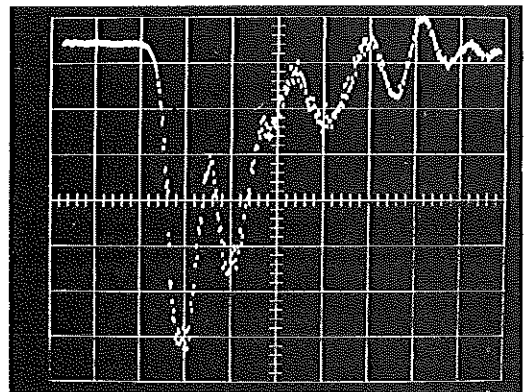
d = 10



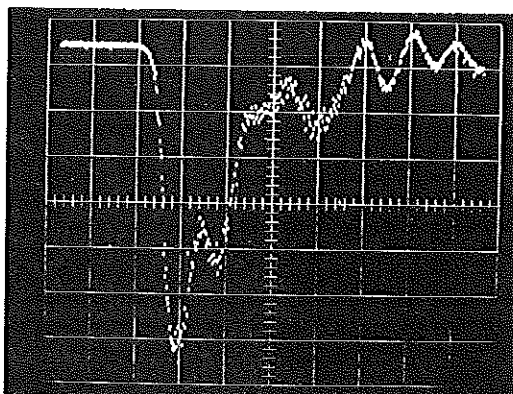
d = 8



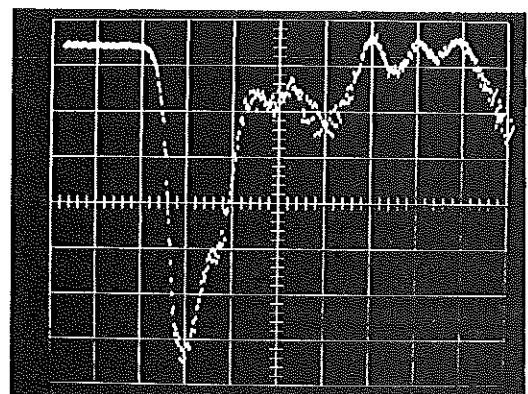
d = 6



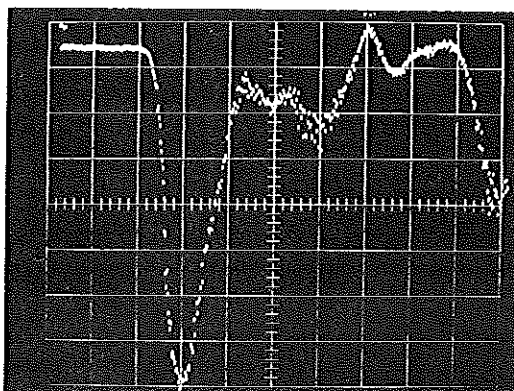
d = 5



d = 4



d = 3



d = 2

Abb.: 20 Aufeinanderfolge  
zweier Impulse mit Ab-  
stand  $d$  nsec.

$U_B = 2300$  V

hor.: 5 nsec/cm    vert.: 1V/cm

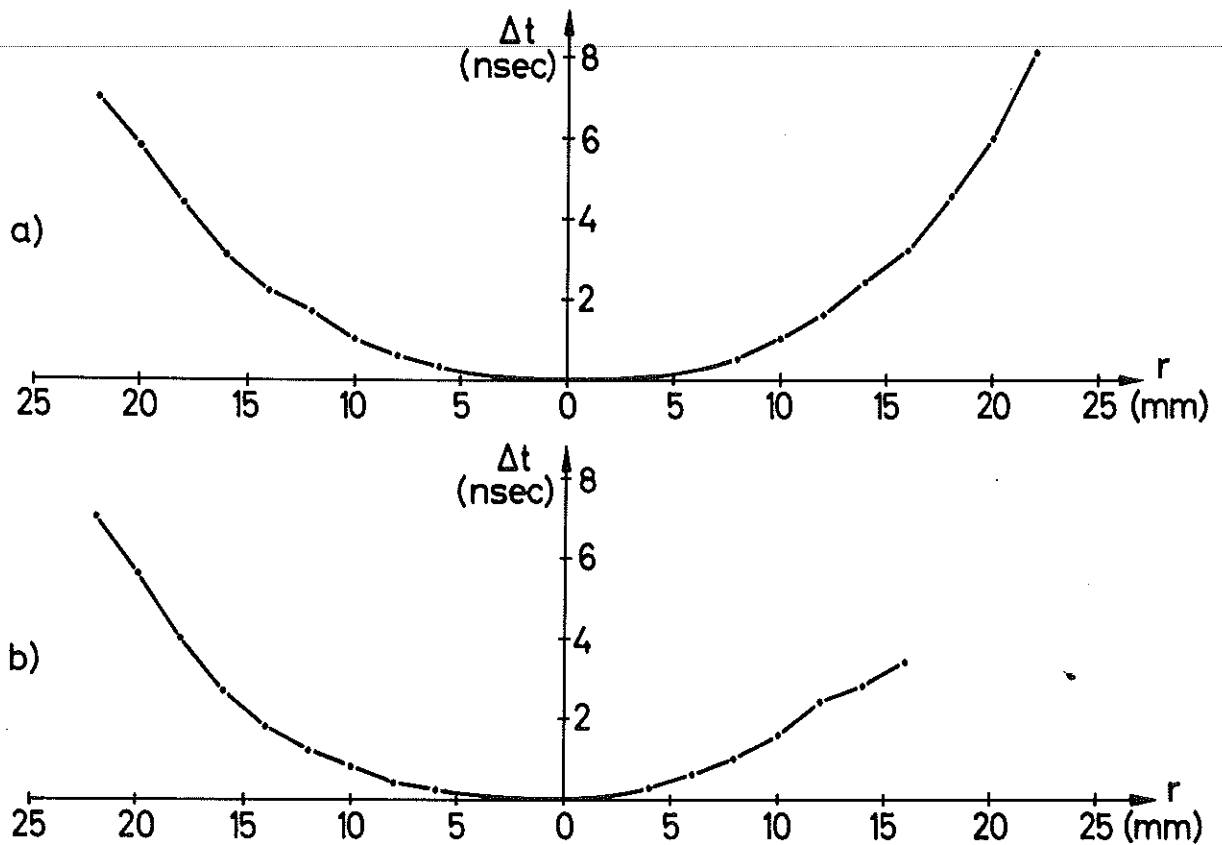
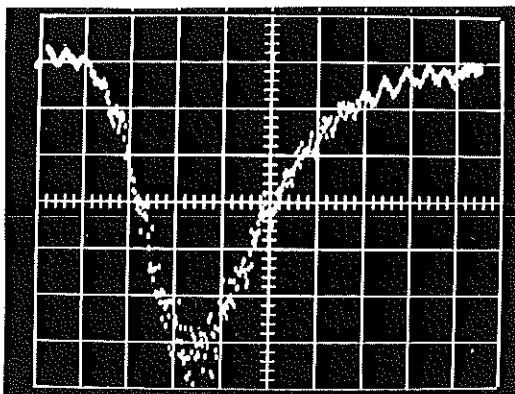
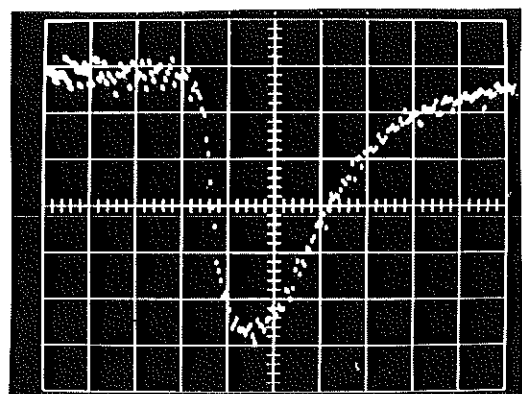


Abb.: 21 Laufzeitdifferenz in Abhängigkeit vom Kathoden -  
 a)  $r \perp$  Dynodenrichtungen Philips 53 AVP radius  $r$   
 b)  $r \parallel$  Dynodenrichtung  $U_B = 1800$  V



hor.: 2 nsec/cm vert.: 200 mV/cm  
 Abb.: 22 Anodenimpuls 53AVP  
 $U_B = 1800$  V



hor.: 20 nsec/cm vert.: 50 mV/cm  
 Abb.: 23 Anodenimpuls Tele-  
 funken CAV 70 (XP 1070)  
 $U_B = 1380$  V

