

Tabelle 6

Elektronenbeweglichkeiten in flüssigen Edelgasen bei elektrischen Feldstärken von 10^4 V/m [BR 79]

Flüssigkeit	Temperatur (K)	μ_e (m^2/Vs)
L Ar	85	0.047
L Kr	117	0.18
L Xe	163	0.22

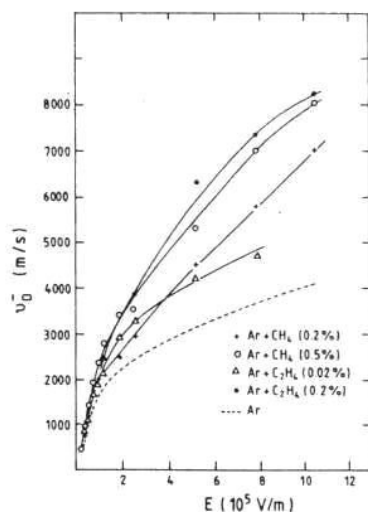


Fig.2.9:

Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in Flüssigargon und Ar/CH₄-Gemischen [SH 75].

Die Beweglichkeit der Ionen dagegen ist sehr klein. Sie beträgt für L Ar bei elektrischen Feldstärken von $E = 2.4 - 18.7$ MV/m lediglich $\mu_I = 2.8 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{Vs}$ [WI 57]. Der Anstieg der durch die Ionenbewegung auf den Kondensatorplatten influenzierten Ladung ist also so langsam, daß er für den Nachweis von einzelnen Teilchen nicht verwendbar ist.

Betrachten wir nur die Elektronenkomponente in der Ionisationskammer, indem wir mit einem RC-Glied differenzieren, so daß $RC \ll t_I$ klein gegen die Ionendriftzeit t_I ist, so erhält man für die auf den Kondensatorplatten influenzierte Ladung als Funktion der Zeit durch Differenzieren des Energiesatzes

$$d\left(\frac{Q^2}{2C}\right) = q(t) E_z dz = q(t) E_z v_D^- dt \quad (2.17)$$

wobei $q(t)$ die zum Zeitpunkt t zwischen den Platten vorhandene Ladung und v_D^- die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist. Verläuft die ionisierende Spur zum Zeitpunkt $t = 0$ parallel zu den Platten bei $z = z_0$, so ist die Ladungsdichte (s.Fig.2.1):

$$\rho(z, t) = -Ne \delta(z - (z_0 - v_D^- t)) \quad (2.18)$$

und wir haben die in Kap.2.1 diskutierten Verhältnisse (Fall I). Bei der Verwendung von Flüssig-Argon-Zählern als Kalorimeter haben wir dagegen eine ionisierende Spur orthogonal zu den Platten. Dann gilt (Fall II):

$$\rho(z, t) = \begin{cases} -\frac{Ne}{d} & \text{für } 0 < z < d - v_D^- t \\ 0 & \text{für } z > d - v_D^- t \end{cases} \quad (2.19)$$

Die Ladung zwischen den Platten ist in den beiden Fällen:

Fall I:

$$q(t) = -Ne \int \delta(z - (z_0 - v_D^- t)) dz = \begin{cases} -Ne & \text{für } t < t_0 = z_0/v_D^- \\ 0 & \text{für } t > t_0 \end{cases}$$

Fall II:

$$q(t) = \begin{cases} -\frac{Ne}{d} (d - v_D^- t) & \text{für } t < t_d = d/v_D^- \\ 0 & \text{für } t > t_d \end{cases}$$

Der Energiesatz gibt dann:

$$\begin{aligned}\frac{2Q_0 dQ}{2C} &= E_{zD} v_D^- (-Ne) dt & (\text{Fall I}) & \text{für } t < t_0 \\ &= E_{zD} v_D^- \left(-\frac{Ne}{d} (d - v_D^- t)\right) dt & (\text{Fall II}) & \text{für } t < t_d\end{aligned}$$

und durch Integrieren

Fall I:

$$\begin{aligned}dQ &= -\frac{CE_z}{Q_0} v_D^- Ne dt \\ &= -Ne dt/t_d\end{aligned}$$

$$Q(t) - Q_0 = \begin{cases} -Ne t/t_d & \text{für } 0 < t < t_0 \\ -Ne z_0/d & \text{für } t > t_0 \end{cases} \quad (2.20)$$

Fall II:

$$\begin{aligned}dQ &= -\frac{CE_z}{Q_0} v_D^- Ne (1 - (v_D^-/d)t) dt \\ Q(t) - Q_0 &= \begin{cases} -Ne (t/t_d - 1/2(t/t_d)^2) & \text{für } 0 < t < t_d \\ -Ne/2 & \text{für } t > t_d \end{cases} \quad (2.21)\end{aligned}$$

Für Flüssig-Argon-Zähler mit einem Plattenabstand d erhalten wir also für Fall II durch Differenzieren einen Stromimpuls

$$i(t) = -Ne \frac{1}{t_d} (1 - t/t_d) \quad \text{für } t < t_d$$

wobei für $d = 2 \text{ mm}$ und $v_- = 4 \times 10^3 \text{ m/s}$ das Zeitintervall $t_d = d/v_D^- \approx 0.5 \mu\text{s}$ beträgt. Solche Flüssig-Argon-Zähler werden vorwiegend als total absorbierende Kalorimeter für elektromagnetische oder hadronische Schauer verwendet (s. Kap. 6.1 und 6.2).

2.5 Halbleiterzähler

Halbleiterzähler arbeiten wie Festkörperionisationskammern. Ein geladenes Teilchen - im Falle des Photonen-Nachweises ein Photoelektron - erzeugt auf seinem Weg durch einen Kristall Elektron-Loch-Paare. Der Kristall befindet sich zwischen zwei Elektroden, die ein elektrisches Feld erzeugen. Beim Ionisationsprozess in Halbleitern erhalten die Elektronen durch Stöße des geladenen Teilchens Anregungsenergien bis zu 20 keV. Dabei werden sie aus Valenzbändern in das Leitfähigkeitsband gehoben und hinterlassen im Valenzband je ein Loch. Bei sekundären Prozessen geben die Elektronen dann ihre Energie allmählich durch Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) und durch Anregung von Gitterschwingungen (Phononen) ab. Zurück bleibt entlang der Bahn des primären geladenen Teilchens ein Plasmaschlauch mit hoher Konzentration von Elektronen und Löchern ($10^{15} - 10^{17}/\text{cm}^3$). Gelingt es, die Elektronen auf der Anode zu sammeln, bevor sie mit Löchern kombinieren, so erhält man dort eine Ladungsmenge, mit der das primäre Teilchen nachgewiesen und die durch Ionisation freigesetzte Energie gemessen werden kann. Um ein Elektron-Loch-Paar in Silizium (Germanium) zu erzeugen, wird nur 3.6 eV (2.8 eV) Ionisationsenergie benötigt gegenüber 20 bis 40 eV in Gasen. In Szintillationszählern sind sogar 400 bis 1000 eV nötig, um über den optischen Szintillationsprozess ein Photoelektron in der Photokathode auszulösen.

Als Material für solche Festkörperzähler dienen hochreine Halbleiter-Einkristalle aus Silizium oder Germanium. Diese Halbleiter werden als Dioden in Sperrichtung betrieben, um im Kristall hohe elektrische Feldstärken zur Sammlung der Elektronen zu erzeugen. Praktische Verwendung haben drei Typen von Halbleiterdetektoren gefunden: Dioden mit p-n Übergang, mit Oberflächensperrschicht und mit p-i-n-Struktur.

Ein p-n-Übergang in Halbleitern ist die Grenzschicht zwischen einer mit p-Störstellen (Elektronen-Akzeptoren) dotierten Zone mit Löcher-Leitung und einer mit n-Störstellen (Elektronen-Donatoren) dotierten Zone mit Elektronenleitung [SH 50, BU 60]. Ein unsymmetrischer p-n-Übergang besteht dann aus schwach p-dotiertem Material, das von einer Oberfläche her mit einer dünnen, aber stark

dotierten n-Schicht versehen wurde. An der Grenzfläche zwischen den verschiedenen Dotierungen bildet sich eine Ladungs-Doppelschicht aus. Durch die sich daraus ergebende Potentialdifferenz entsteht ein Ladungsträgerstrom, der zu einer Verarmung der Grenzschicht an freien Ladungsträgern führt ("Verarmungszone", "Sperrschicht"). Diese n-p-Schicht verhält sich wie eine Diode. Im Bändermodell des Halbleiters entsteht die Potentialdifferenz und die Verformung des Valenz- und Leitfähigkeitsbandes dadurch, daß im n-dotierten Halbleiter das Fermi-Niveau höher liegt als beim p-dotierten. Da das Fermi-Niveau in der zusammengefügte p- und n-Schicht gleich sein muß, verschieben sich die Bänder (Fig. 2.10). Legt man eine äußere Spannung in Sperrrichtung an, d.h. negative Spannung an die p-Schicht, so vergrößert sich die Tiefe der Verarmungszone (s. Fig. 2.10). Da die an die Sperrschicht angrenzenden Zonen des Kristalls höhere Leitfähigkeit als diese haben, fällt der größte Teil der angelegten Spannung über der Sperrschicht ab. Die Feldstärke ist also dort am größten und reicht aus, um den überwiegenden Teil der freien Elektronen aus der Sperrschicht abzusaugen, bevor diese rekombinieren können. Die Sammelzeiten t_s betragen für eine Dicke $d = 100 \mu\text{m}$ der Sperrschicht, eine Elektronenbeweglichkeit $\mu \approx 10^3 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ und eine mittlere elektrische Feldstärke $E = 10^3 \text{ V/cm}$:

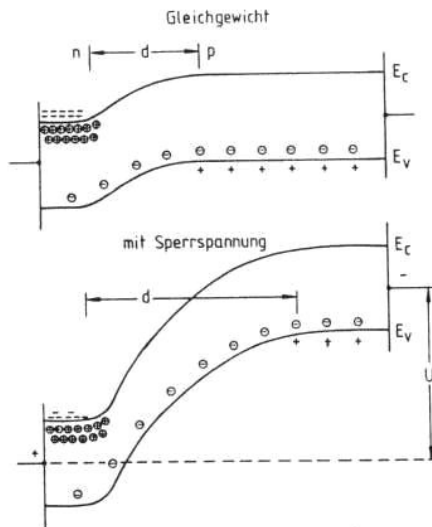


Fig. 2.10:
Bandstruktur eines unsymmetrischen p-n-Übergangs; d Dicke der Verarmungszone, E_c untere Grenze des Leitungsbandes, E_v obere Grenze des Valenzbandes, U Sperrspannung, nach [BR 61].

$$t_s = d/(\mu E) \sim 10^{-8} \text{ s.}$$

(2.22)

Eine Sperrschicht kann auch durch einen Metall-Halbleiter-Kontakt erzeugt werden. Gebräuchlich sind Zähler, bei denen auf einen n-dotierten Silizium-Einkristall eine Goldschicht aufgedampft wird. Zählflächen bis zu 10 cm^2 bei einer Sperrschichtdicke von $50 \mu\text{m}$ oder Flächen von 1 cm^2 bis 2 mm Dicke sind herstellbar. Für die beiden erwähnten Zählertypen hängt die Dicke der Sperrschicht in folgender Weise von der angelegten Sperrspannung U und dem spezifischen Widerstand ρ eines Silizium-Kristalls ab:

$$\begin{aligned} d &= 0.309 \sqrt{U \cdot \rho_p} & \text{für p-dotiertes Si} \\ &= 0.505 \sqrt{U \cdot \rho_n} & \text{für n-dotiertes Si} \end{aligned} \quad \begin{cases} d \text{ in } \mu\text{m} \\ U \text{ in V} \\ \rho \text{ in } \Omega \text{ cm} \end{cases} \quad (2.23)$$

Die Gleichungen können als leicht ablesbares Diagramm dargestellt werden, wie Fig. 2.11 [BL 60] zeigt.

Besonders dicke Verarmungszone können dadurch gewonnen werden, daß man zwischen einer n- und einer p-dotierten Zone im Halbleiterkristall eine Schicht erzeugt, in der die Störstellen vollständig durch Eindriften von Ionen der entgegengesetzten Elektronenaffinität kompensiert werden. Als Ausgangsmaterial verwendet man z.B. mit Bor dotiertes p-Silizium mit spezifischem Widerstand von 100 bis $1000 \Omega\text{cm}$. Dann werden Lithiumionen (Donatoren) von einer Oberfläche des Kristalls her eindiffundiert. An dieser Oberfläche bildet sich dadurch eine n-Schicht, und in einem Zwischengebiet kann der Diffusionsprozess so gesteuert werden, daß die Anzahl der Li-Ionen gerade gleich derjenigen der B-Ionen wird, wodurch der spezifische Widerstand in dieser Verarmungszone auf $3 \times 10^5 \Omega\text{cm}$ ansteigt. Dies ist der Wert des spezifischen Widerstandes für Eigenleitung des Silizium ohne Störstellen, weshalb die Schicht i-Schicht ("intrinsic conductivity", Eigenleitung) genannt wird. Bei einer angelegten äußeren Sperrspannung wird diese gesamte Verarmungszone zur Sperrschicht. Auf diese Weise sind Sperrschichten mit bis zu 5 mm Dicke herstellbar.

Betrachten wir das Reichweitendiagramm Fig. 2.12, so ergibt sich daß mit solchen Zählern α -Teilchen mit Energien bis zu 200 MeV und

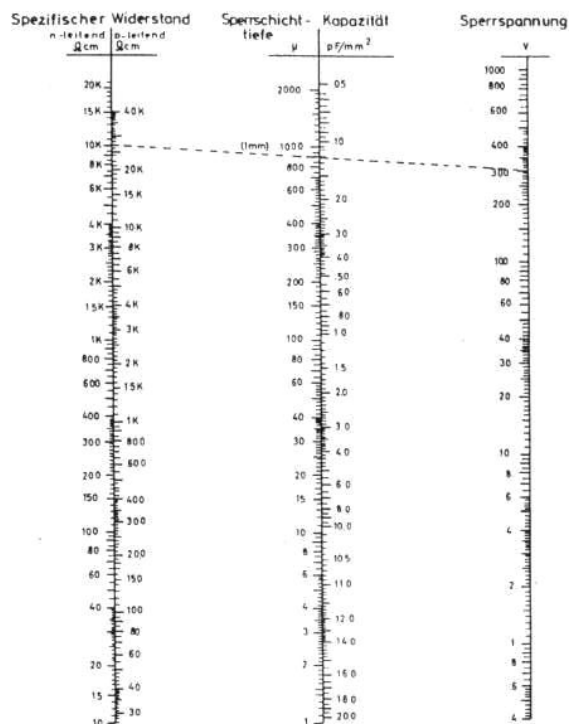


Fig.2.11: Diagramm zur Berechnung der Dicke der Sperrschicht in einem Si-Halbleiterzähler als Funktion der Sperrspannung und des spezifischen Widerstands [BL 60].

Elektronen mit Energien bis zu 2 MeV in der Sperrschicht absorbiert werden können, d.h. daß die gesammelte Ladung in diesem Energiebereich zur Energie E_0 des einfallenden Teilchens proportional ist.

In diesem Bereich ist die Energieauflösung der Halbleiterzähler besser als die anderer Detektoren. Die Anzahl n der freigesetzten Elektron-Loch-Paare ist $n = E_0/W_1$ mit $W_1 = 3.6$ eV (2.8 eV) für Si(Ge). Die statistische Schwankung dieser Zahl ist \sqrt{n} . Diese wird hier sogar noch durch den sog. Fano-Effekt reduziert, so daß $\sigma_n = \sqrt{nF}$ mit dem Fano-Faktor $F \approx 0.15$ in Si und $F \approx 0.4$ in Ge. Die relative Energieauflösung ist dann

$$\sigma(E)/E_0 = \sqrt{F W_1/E_0} \quad (2.24)$$

Für einen Germanium-Zähler erwartet man also als bestmögliche Energieauflösung für ein Photon der Energie $E_0 = 8$ MeV: $\sigma(E)/E_0 = 4 \times 10^{-4}$ und für ein Photon mit $E_0 = 122$ keV: $\sigma(E)/E_0 = 3 \times 10^{-3}$. Tatsächlich sind bei diesen beiden Energien Auflösungen von 5.4×10^{-4} bzw. 7.1×10^{-3} gemessen worden, also Werte, die nahe an die prinzipiell erreichbaren herankommen.

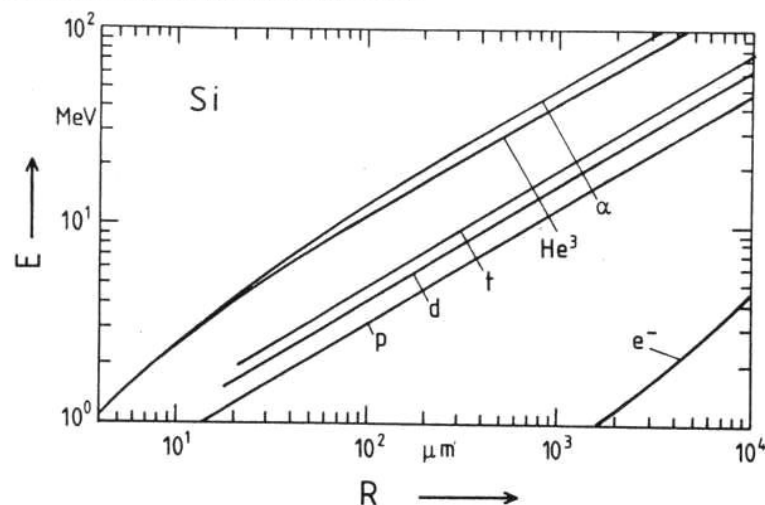


Fig.2.12: Reichweite R verschiedener geladener Teilchen in Silizium als Funktion ihrer kinetischen Energie E (nach [RI 54]).

Tabelle 8
Eigenschaften von Ortsdetektoren

Kammertyp	Ortsauflösung in μm	Totzeit in ms	Empf.zeit in ns	Auslese- zeit in μs	Vorteile
	normal/speziell				
Proportional	700 100	--	50	10 ... 10^2	Zeitauflösung
Drift	200 50	--	500	10 ... 10^2	Ortsauflösung
Blasen	100 8	10^2	10^6	10^4	Analyse komplizierter Ereignisse
Streamer	300 30	10	10^3	10^4	Ereignisse mit vielen Spuren
Flash	4000 2000	10	10^3	10^3	Preis
Funken	200 100	2 - 10	10^3	10^4	Einfacher Aufbau

4. Zeitmessung

4.1 Photomultiplier

Eines der gebräuchlichsten Instrumente zur Registrierung des Zeitpunktes eines Teilchendurchgangs ist der Photomultiplier (PM) oder Sekundärelektronenvervielfacher (SEV). Sichtbares Licht aus einem Szintillator (Kap.4.2) löst durch Photoeffekt Elektronen aus einer Alkali-Metall-Photokathode heraus. Für Kathoden aus einem Gemisch von zwei Alkalimetallen (Cs-K mit Sb, "Bialkali-Kathoden") erreicht die Quantenausbeute, d.h. die Anzahl von ausgelösten Photoelektronen pro 100 einfallende Photonen, einen Wert von 25 % bei einer Wellenlänge des Lichts von ca. 400 nm (Fig.4.1). Verschiedene Anordnungen von Elektroden zur Fokussierung und Beschleunigung der Photoelektronen werden in industriell hergestellten Photomultipliern verwendet. Die Elektronen treffen dann auf die erste "Dynode", eine Elektrode aus Material mit hohem Sekundäremissionskoeffizienten, wie z.B. BeO oder Mg-O-Cs. Die Emission von 3-5 Sekundärelektronen pro einfallendem Elektron bei 100-200 eV kinetischer Energie ist erreichbar. Für eine Anordnung von 14 solcher aufeinanderfolgender Dynoden mit jeweils ca. 150-200 V Potentialdifferenz zwischen den Dynoden kann eine Vervielfachung der Elektronenzahl auf 10^8 erreicht werden. Diese Ladung von 2×10^{-11} Cb kommt während 5 ns an der Anode an, und an einem Arbeitswiderstand von 50 Ω ergibt dies einen Spannungsimpuls von ca. 200 mV. Die Anstiegszeit dieses Impulses ist ca. 2 ns, die gesamte Laufzeit im Photomultiplier von der Kathode zur Anode ca. 40 ns.

Die Variation der Laufzeiten im Photomultiplier ("jitter") ist hauptsächlich durch die unterschiedliche Flugzeit der Photoelektronen von der Kathode zur ersten Dynode verursacht. Dabei gibt es zwei Effekte, nämlich die Variation der Geschwindigkeit der Photoelektronen beim Austritt aus der Kathode und die unterschiedlichen Wegstrecken von dem Emissionspunkt auf der Photokathode zur ersten Dynode. Das Spektrum der kinetischen Energien der Photoelektronen aus einer mit Licht der Wellenlänge 400-430 nm bestrahlten Bialkali-Kathode reicht von 0 bis 1.8 eV, wobei der häufigste Wert 1.2 eV ist [NA 70]. Bei einer elektrischen Feldstärke von $E = 150$ V/cm beträgt die Differenz δ_1 der Laufzeiten eines ursprünglich

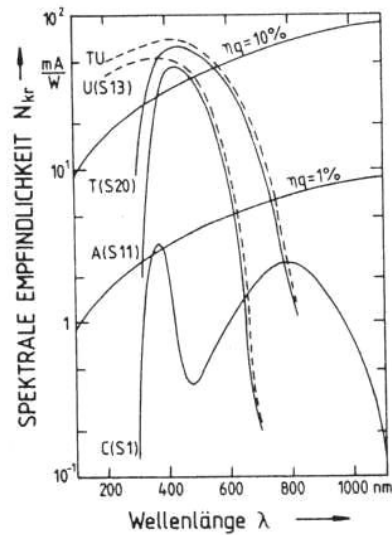


Fig.4.1:
Spektrale Empfindlichkeit N_{kr} (mA/W) und Quantenausbeute η_q (%) von Photokathoden als Funktion der Wellenlänge λ ; Röhren vom TU- und U-Typ haben Quarzfenster, andere Glasfenster [VA 70].

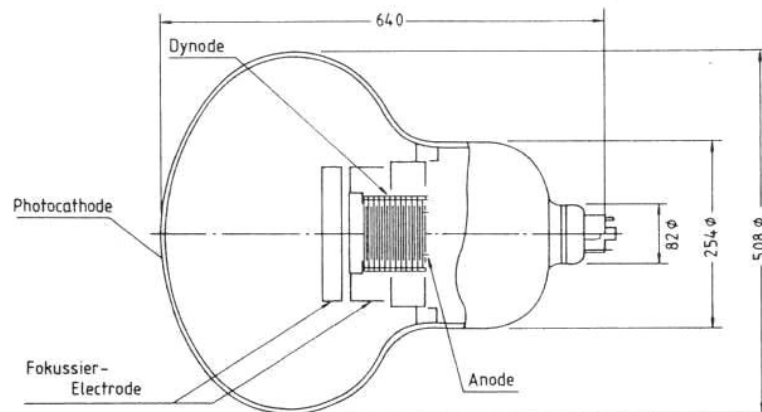


Fig.4.2: Schnittzeichnung des Photomultipliers R 1449 mit Photokathode des Durchmessers 508 mm [KU 83].

ruhenden und eines mit der kinetischen Energie $T_k = 1.2$ eV emittierten Photoelektrons $\delta_1 = (2m T_k)^{1/2} / (eE) \approx 0.2$ ns. Der Beitrag δ_2 des zweiten Effekts zum Jitter aufgrund der verschiedenen Wegstrecken von der Kathode zur ersten Dynode hängt wesentlich vom Durchmesser der Kathode ab. Für einen Durchmesser von 44 mm ist $\delta_2 = 0.25$ ns bzw. 0.7 ns für die Röhrentypen XP 2020 bzw. XP 2232 [PH 78]. Dieser Beitrag zur Schwankung der Laufzeit begrenzt im wesentlichen die Zeitauflösung von Photomultipliern.

Die Durchmesser von ebenene Kathoden liegen bei Photomultipliern im Bereich von 5 - 125 mm, die größten Abmessungen hat eine Röhre (Hamamatsu R 1449) mit gekrümmter Photokathode des Durchmessers 508 mm (Fig.4.2,4.3). Sie wurde für Experimente zur Suche nach dem Zerfall des Protons entwickelt [KU 83]. Diese Röhre hat eine Bialkali-Kathode mit dem Maximum der Quantenausbeute bei 420 nm und eine Verstärkung von 10^7 bei 2000 V Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode. Die Anstiegszeit der Anodenpulse ist $\tau_R = 18$ ns, die Schwankung der Laufzeit für Impulse, die auf Emission eines Photoelektrons beruhen, beträgt $\tau_s = 7$ ns. Tabelle 9 enthält einige Meßdaten über die Zeitauflösung von neuentwickelten Photomultipliern, die durch Laufzeitschwankungen verursacht ist.

Stark verringert werden diese Laufzeitschwankungen in einem alternativen Typ von Elektronenvervielfachern, dem Mikrokanal-Multiplier (Fig.4.4). Dieses Gerät besteht aus einer Anordnung von $10^4 - 10^7$ parallelen Kanälen des Durchmessers 10 bis 100 μ m, deren Längen 40 bis 100 mal größer sind als die Durchmesser. Die Kanäle sind Löcher in einer Bleiglasplatte. Durch geeignete Elektroden wird im Kanal ein longitudinales elektrisches Feld erzeugt, das die Photoelektronen beschleunigt. Sekundärelektronen werden beim Auftreffen der Elektronen auf die Wand des Kanals emittiert. Die Schwankung der Laufzeit kann auf 0.1 ns reduziert werden [LE 78b, LE 83]. Die Kenndaten von zwei Mikrokanalmultipliern sind in Tabelle 9 angegeben. Die Röhre ITT F 4129 hat eine Photokathode mit der spektralen Empfindlichkeit vom Typ S20 und drei Mikrokanalplatten mit Kanälen des Durchmessers 12 μ m und der Länge 500 μ m, die hintereinander angeordnet sind. Zwischen Photokathode und erster Mikrokanalplatte ist ein 7 nm dicker Film aus Aluminium angebracht, um das Eindringen von positiven Ionen in die Photokathode zu verhindern.

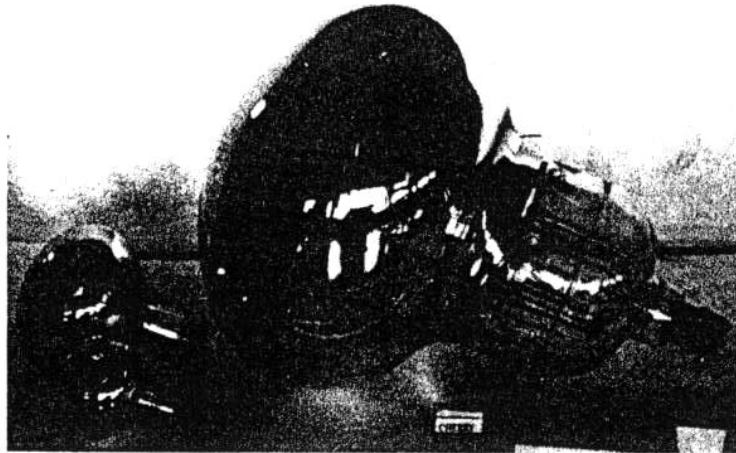


Fig.4.3: Bild des Photomultipliers R 1449 [KU 83].

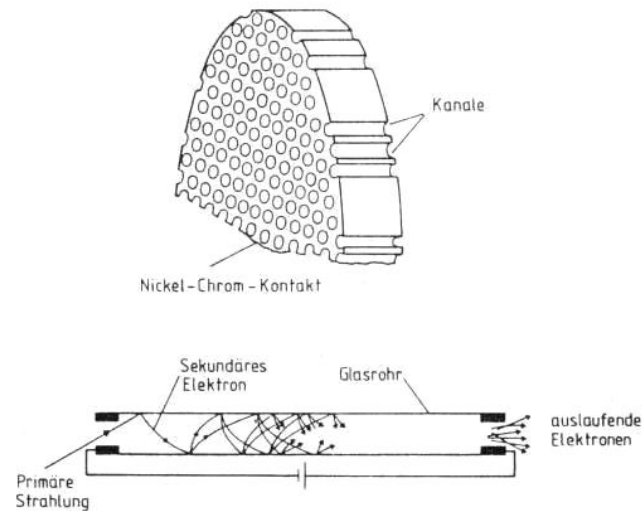


Fig.4.4: Prinzip eines Mikrokanal-Multipliers [DH 77].

Ohne diesen Film ist die Lebensdauer solcher Photomultiplier durch die Zerstörung der Photokathode begrenzt.

Ein anderer Typ von Mikrokanalmultipliern (Hamamatsu R 1564 U) besitzt zwei Mikrokanalplatten in Serie. Auch hier ist die Photokathode durch einen 13 nm dicken Al-Film vor Zerstörung durch positive Ionen geschützt.

Tabelle 9

Kenndaten von neuentwickelten Photomultipliern und Mikrokanal-Multipliern

	Amperex XP 2020	RCA 8854	Hamamatsu R 647-O1	ITT F 4129	Hamamatsu R 1564U
Verstärkung	$> 3 \times 10^7$	3.5×10^8	$> 10^6$	1.6×10^6	5×10^5
Hochspannung Anode-Kathode (V)	2200	2500	1000		
Mikrokanal Spannung (V)				2500	3400
Anstiegszeit τ_R (ns)	1.5	3.2	2	0.35	0.27
Elektronen- laufzeit τ_T (ns)	28	70	31.5	2.5	0.58
Laufzeitschwankung (HWB) für ein Photoelektron τ_s (ns)	0.51	1.55	1.2	0.20	0.09
Laufzeitschwankung (HWB) für viele Photoelektronen τ'_s (ns)	0.12		0.40	0.10	
Anzahl Photoelektronen bei Messung τ'_s	2500		100	800	
Quantenausbeute (%)	26	27	28	20	15
Photokathoden- durchmesser (mm)	44	114	9	18	18
Dynodenmaterial	Cu Be	GaP/BeO			

4.2 Szintillatoren

Ein Szintillationszähler hat zwei Funktionen: er konvertiert die durch das ionisierende Teilchen verursachte Anregung eines Festkörpers in sichtbares Licht und leitet dieses Licht einer Photokathode zu. Der Mechanismus der Szintillation [BI 64] ist vollständig verschieden für anorganische Kristall-Szintillatoren einerseits und für organische Szintillatoren andererseits, die als Kristalle, Flüssigkeiten oder polymerisierte Festkörper verwendet werden.

Anorganische Szintillatoren sind Kristalle, die mit Aktivator-Zentren (Farbzentren) dotiert sind. Das Energie-Niveauschema ist dann das in Fig.4.5 gezeigte. Ionisierende Teilchen erzeugen in diesem Festkörper freie Elektronen, freie Löcher und Exzitonen (Elektron-Loch-Paare). Diese Anregungszustände wandern im Gitter, bis sie auf ein Aktivator-Zentrum A treffen. Dieses wird in einen angeregten Zustand A^* versetzt, der unter Emission von sichtbarem Licht in den Grundzustand A zerfallen kann. Die Abklingzeit des Szintillationslichtes ist durch die Lebensdauer des instabilen Zustandes A^* gegeben, sie hängt von der Temperatur T wie $\exp(-E_1/kT)$ ab, wobei E_1 die Anregungsenergie von A^* ist. Typische Daten für solche Szintillatoren sind in Tabelle 10 angegeben. Dabei ist als Lichtausbeute die Anzahl der Photonen pro Energieverlust des ionisierenden Teilchens bezeichnet.

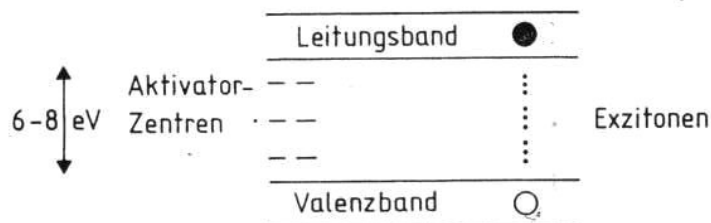


Fig.4.5: Bandstruktur in anorganischen Kristallen

Tabelle 10

Eigenschaften anorganischer Szintillatoren

Szintillator	NaJ(Tl)	LiJ(Eu)	CsJ(Tl)	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	Ba F_2	
Dichte(g/cm^3)	3.67	4.06	4.51	7.13	4.9	
Schmelzpunkt($^{\circ}\text{C}$)	650	450	620			
Abklingzeit(μs)	0.23	1.3	1.0	0.35	0.62	6×10^{-4}
λ_{max} (Emission) (nm)	410	470	550	480	310	225
Ausbeute (Photonen/MeV)	4×10^4	1.4×10^4	1.1×10^4	2.8×10^3	6.5×10^3	2×10^3
Strahlungslänge X_0 (cm)	2.59			1.12	2.1	
Brechungsindex n	1.85			2.15	1.56	
$(dE/dx)_{\text{min}}$ (MeV/cm)	4.8			8	6	

Im Gegensatz zu diesen Kristall-Szintillatoren haben organische Szintillatoren sehr kurze Abklingzeiten des Szintillationslichtes, und zwar im Bereich von Nanosekunden. Der Mechanismus der Szintillation ist hier kein Effekt des Gitters, sondern er beruht auf der Anregung von Molekülzuständen in einem primären Fluoreszenzstoff, die beim Zerfall UV-Licht emittieren. Da die Absorptionslänge dieses UV-Lichts in den meisten durchsichtigen organischen Materialien sehr kurz ist (einige mm), gelingt die Extraktion eines Lichtsignals nur dadurch, daß ein zweites fluoreszierendes Material beige-mischt wird, in dem das UV-Licht in sichtbares Licht umgewandelt wird ("Wellenlängen-Schieber"). Dieser zweite Fluoreszenzstoff wird so ausgewählt, daß seine Absorption an die Wellenlänge des emittierenden primären Szintillators und seine Emission an den Wellenlängenbereich der Empfindlichkeit der Photokathode angepaßt ist. Die beiden aktiven Komponenten des Szintillators werden entweder in einer organischen Flüssigkeit gelöst oder mit dem Monomer einer zu polymerisierenden Substanz vermischt. Die Polymerisierung kann dann in jeder für praktische Anwendungen gewünschten Form erfolgen. Die häufigste Form sind Platten, wobei Dicken von 0.5 bis 30 mm und

Flächen bis zu $2 \times 2 \text{ m}^2$ herstellbar sind. Als Kenngrößen für die Qualität eines Szintillators dienen die Lichtausbeute und charakteristische Länge der Selbstabsorption im Szintillator.

In Tabelle 11 sind die chemischen Strukturen, die Wellenlängen maximaler Emission und die Abklingzeiten für einige primäre Fluoreszenzstoffe und zwei Wellenlängenschieber angegeben [BE 71]. Als Grundmaterial für Plastik-Szintillatoren dienen Polymere aus aromatischen Verbindungen (Poly-Styrol (PST), Poly-Vinyltoluol (PVT)) oder aus alifatischen Stoffen (Acryl-Glas, Plexiglas, PMMA). Die aromatischen Szintillatoren ergeben eine etwa zweimal größere Lichtausbeute als alifatische, jedoch sind alifatische billiger und mechanisch viel leichter zu bearbeiten.

Tabelle 11

Organische Fluoreszenzstoffe und Wellenlängenschieber

Primärer Fluoreszenz-stoff	Struktur	λ_{max} Emission (nm)	Abklingzeit (ns)	Ausbeute/Ausbeute (NaJ)
Naphtalen	<chem>c1ccc2ccccc2c1</chem>	348	96	0.12
Anthracen	<chem>c1ccc2cc3ccccc3cc2c1</chem>	440	30	0.5
p-Terphenyl	<chem>c1ccc(cc1)-c2ccccc2-c3ccccc3</chem>	440	5	0.25
PBD	<chem>c1ccc(cc1)-c2cc3ccccc3oc2c1</chem>	360	1.2	
Wellenlängenschieber				
POPOP	<chem>c1ccc(cc1)-c2cc3ccccc3oc2c1-c4cc5ccccc5oc4c1</chem>	420	1.6	
bis-MSB	<chem>Cc1ccc(cc1)/C=C/c2ccccc2/C=C/c3ccccc3C</chem>	420	1.2	

Plastikszintillatoren werden vielfach in großen Kalorimetern eingesetzt (Kap. 6.2), und zwar in Form von langen (m) und dünnen (mm) Streifen. Es ist dann wichtig, eine möglichst uniforme Lichtausbeute über die ganze Länge des Szintillators zu erreichen, auch wenn das Licht nur an einem Ende des Streifens von einer Photokathode registriert wird. Die beobachtete Abschwächung des Szintillationslichts durch Selbstabsorption findet hauptsächlich am kurzwelligen Ende des Emissionsspektrums statt. Fig.4.6 zeigt dies für einen Szintillator mit POPOP als Wellenlängenschieber. Man kann also eine gleichförmigere Lichtausbeute über die Länge des Szintillators erhalten, wenn der kurzwellige Teil des POPOP-Emissionsspektrums durch ein Gelbfilter vor der Photokathode entfernt wird. Der Effekt eines solchen Filters bei $\lambda = 430 \text{ nm}$ ist in Fig.4.6 gezeigt: die Lichtausbeute an dem der Photokathode zugewandten Ende des Szintillators wird stark reduziert, diejenige am fernen Ende kaum.

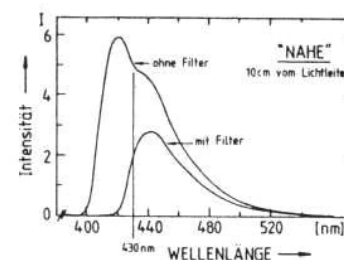
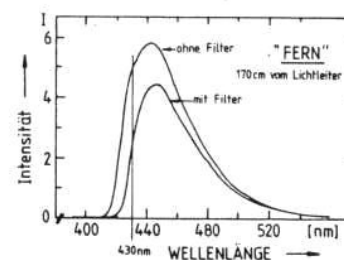


Fig.4.6:

Wellenlängenspektrum am nahen und fernen Ende eines organischen Szintillators der Abmessungen $1800 \times 150 \times 5 \text{ mm}^3$ (Typ Plexiglas 1922) mit und ohne Gelbfilter vor der Photokathode. Die Intensität ist in beliebigen Einheiten angegeben [KL 82].



Natürlich reduziert die Verwendung eines Filters die insgesamt registrierte Lichtausbeute, und je nach den experimentellen Bedingungen wird man mehr Wert auf eine große Abschwächungslänge oder auf die Lichtausbeute legen. Auf die Optimierung der Absorptionslänge abgestellt ist z.B. ein neuentwickelter Szintillator [KL 82], bei dem 3 % Naphtalen, 1 % PBD und 0.01 % bis-MSB in Plexiglas gelöst sind. Abschwächungskurven für einen Szintillator der Abmessungen $1800 \times 150 \times 5 \text{ mm}^3$ sind in Fig.4.7 gezeigt. Die Abschwächungslänge bei Benutzung des Gelbfilters und bei geschwärztem fernen Ende des Szintillators beträgt $\lambda_{\text{abs}} = 210 \text{ cm}$, und die Lichtausbeute in 160 cm Entfernung von der Photokathode ist um 20 % höher als bei dem Typ Plexiglas 1921 (1 % Naphtalen, 1 % PBD, 0.01 % POPOP). Der Szintillator wird in einem Neutrino-Detektor verwendet. Fig.4.8 zeigt eine Häufigkeitsverteilung der Abschwächungslänge λ_{abs} für ca. 6000 Streifen aus diesem Material. Diese gibt Aufschluß über die Reproduzierbarkeit der Materialeigenschaften bei der Massenproduktion von Plexiglasszintillatoren.

Zwei neue Typen von Plastik-Szintillatoren wurden für Experimente am Proton-Antiproton-Collider des CERN entwickelt [BO 81]:

- a) der Typ KSTI aus extrudiertem Polystyrol; er gibt 80-100 % der Lichtausbeute des PVT-Szintillators NE 110, hat eine Abschwächungslänge von 80 cm für Platten des Querschnitts $3 \times 200 \text{ mm}^2$ und eine Abklingzeit von 3 ns; wie bei anderen aromatischen Polymeren ist eine sorgfältige Behandlung der Oberflächen erforderlich;
- b) der Typ Altustipe auf der Basis von Acrylglas (PMMA) mit ähnlichen Eigenschaften wie Plexipop, d.h. 20-50 % der Lichtausbeute von NE 110 und Abschwächungslängen von 1.0-1.5 m.

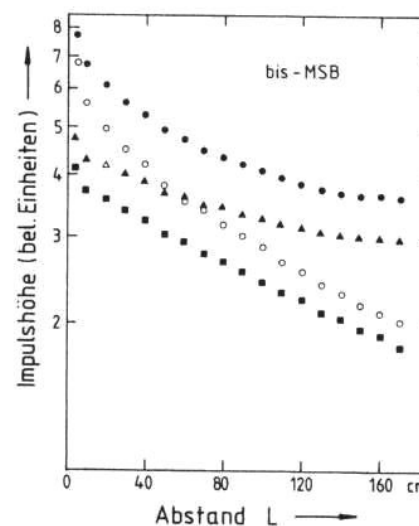


Fig.4.7:

Abschwächungskurven in einem Plastiksintillator der Abmessungen $1800 \times 150 \times 5 \text{ mm}^3$. L ist der Abstand des ionisierenden Teilchens von dem dem Photomultiplier zugewandten Ende des Szintillators. Schwarze Punkte: Meßpunkte ohne Filter, fernes Ende des Szintillators reflektierend; offene Kreise: ohne Filter, Ende schwarz; Dreiecke: mit Gelbfilter bei 430 nm, Ende reflektierend; Vierecke: mit Gelbfilter, Ende schwarz [KL 82].

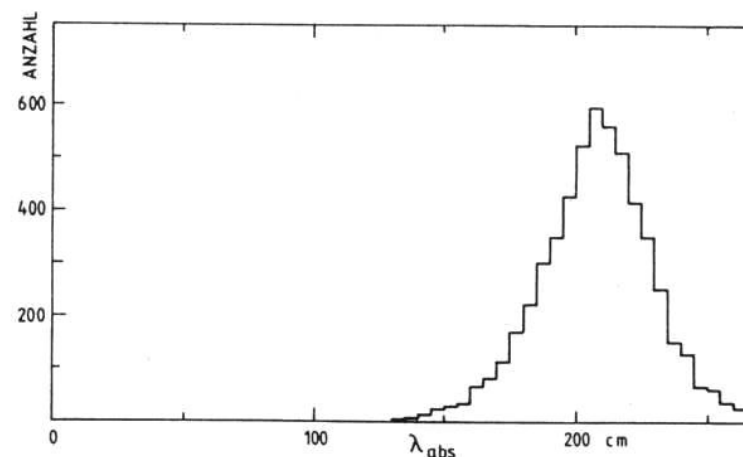


Fig.4.8: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Absorptionslänge λ_{abs} für eine Großproduktion von etwa 6000 Szintillatorstreifen des Querschnitts $150 \times 5 \text{ mm}^2$. Die Varianz der Verteilung beträgt $\sigma = 18 \text{ cm}$, der Mittelwert 210 cm.