

N4

1183

Untersuchungen zur Zeit- und  
Energieauflösung und zum  
Rauschverhalten der Module für das  
elektromagnetische  
Rückwärts-Kalorimeter des HERA  
H1-Detektors

Bibliothek der  
Physikalischen Institute  
Jungiusstraße 9, D-2000 Hamburg 36

Experimentelle Physik-Diplomarbeit  
am I. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Hans-Peter Kasselmann

5. Mai 1990

Ich habe den Weg zur Wissenschaft gemacht wie Hunde, die mit ihren Herren spazieren-  
gehen, hundertmal dasselbe vorwärts und rückwärts, und als ich ankam war ich müde.

Georg Christoph Lichtenberg

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Der H1-Detektor . . . . .	3
1.2	Das BEMC . . . . .	4
1.3	Aufgabenstellung . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>8</b>
2.1	Grundlagen elektromagnetischer Schauer . . . . .	8
2.2	Aufbau und Funktion der Komponenten eines Kalorimetermoduls . . . . .	11
2.2.1	Organische Szintillatoren . . . . .	14
2.2.2	Die Ausleseelektronik . . . . .	17
2.2.3	Photodioden-Vorverstärker-Rauschen . . . . .	21
2.2.4	Energieauflösung der Kalorimetermodule . . . . .	25
2.3	Elektronische Zeitmessung . . . . .	25
2.3.1	Shapeverstärker . . . . .	27
2.3.2	Zeitdiskriminatoren . . . . .	30
2.4	Der H1-Trigger . . . . .	35
2.4.1	Der Level 1-Kalorimeter-Trigger . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Vorversuche</b>	<b>40</b>
3.1	Messungen der Zeitauflösung . . . . .	40
3.1.1	Die $^{22}\text{Na}$ -Quelle . . . . .	40
3.1.2	Der Meßaufbau . . . . .	41
3.1.3	Auswertung der Messungen . . . . .	43
3.1.4	Ergebnisse der Messungen . . . . .	44
3.2	Messungen des Elektronik-Rauschens und der Diskriminatorschwellen . . . . .	49
3.2.1	Der Meßaufbau . . . . .	49
3.2.2	Auswertung und Ergebnisse der Messungen . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Messungen am DESY-Teststrahl</b>	<b>57</b>
4.1	I. Teststrahl-Meßzeit . . . . .	57
4.1.1	Der Meßaufbau . . . . .	57
4.1.2	Auswertung der Messungen . . . . .	60
4.1.3	Ergebnisse der Messungen . . . . .	60
4.2	II. Teststrahl-Meßzeit . . . . .	67
4.2.1	Der Meßaufbau . . . . .	67
4.2.2	Auswertung der Messungen . . . . .	68
4.2.3	Ergebnisse der Messungen . . . . .	69
4.3	III. Teststrahl-Meßzeit . . . . .	75
4.3.1	Der Meßaufbau . . . . .	76
4.3.2	Auswertung der Messungen . . . . .	77

4.3.3	Ergebnisse der Messungen . . . . .	77
5	Zusammenfassung	94
A	Kinematisch relevanter Bereich des BEMC	96
B	Wechselwirkungen von Elektronen bzw. Positronen und $\gamma$ -Quanten mit Materie	98
B.1	Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen mit Materie . . . . .	98
B.2	Wechselwirkungen von $\gamma$ -Quanten mit Materie . . . . .	101
C	Aufbau eines Kalorimetermoduls	105
D	Photodioden- und Photomultiplierdaten	106
E	Uni- und bipolare Pulsformen der Shapeverstärker	108
F	Shaper der LAr-Trigger-Elektronik	110
G	Ortsabhängigkeiten des Photomultiplier-Moduls	112
H	Vorverstärker-Rauschmessungen	115
I	Oszilloskop-Photographien der Vorverstärker- und Shaper-Signale	118
	Abbildungsverzeichnis	121
	Tabellenverzeichnis	124
	Literaturverzeichnis	125

# Kapitel 1

## Einleitung

Ende 1990 wird in Hamburg-Bahrenfeld der Speicherring **HERA** (**H**adronen-**E**lektronen-**R**ing-**A**nlage) fertiggestellt und die Experimentierphase an den beiden Großdetektoren **H1** (Halle Nord) und **ZEUS** (Halle Süd) beginnen.

In HERA werden Elektronen und Protonen gegeneinander in Teilchen-“Paketen” (‘Bunches’) beschleunigt.

Die Maximalenergie beträgt dabei 30 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen. Im Wechselwirkungspunkt (Vertex) der Detektoren kommt es mit einer Frequenz von 10.4 MHz, d.h. alle 96 ns, zu einer Kollision der Teilchenpakete (‘Bunchcrossing’).

Eine Energie im Schwerpunktsystem bis 314 GeV und ein maximaler Viererimpulsübertrag von ca.  $10^5 \text{ GeV}^2$  werden damit erreicht und stehen z.B. für die Produktion neuer Teilchen zur Verfügung.

Das I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg ist am H1-Projekt u.a. mit dem Bau eines elektromagnetischen Rückwärts-Kalorimeters (**BEMC**)<sup>1</sup> beteiligt. Im Rahmen dieser Beteiligung sind die Untersuchungen dieser Arbeit entstanden.

### 1.1 Der H1-Detektor

Ein Schnittbild des H1-Detektors ist in Abb. 1.1 dargestellt.

Der H1-Detektor ist asymmetrisch um den Vertex angeordnet, d.h. auf der Protonenaustrittsseite aus der Wechselwirkungszone mit größeren Kalorimetern ausgestattet, da der Schwerpunkt sich im Laborsystem in Richtung des auslaufenden Protonenstrahls bewegt. In unmittelbarer Umgebung des Vertex befindet sich der Innendetektor mit den gasgefüllten Detektorkammern, die die Spuren geladener Teilchen messen. Dies dient der Vertexbestimmung und -kontrolle und unterstützt die Teilchenidentifikation. Durch die Krümmung der Teilchenspur im axialen Magnetfeld wird das Vorzeichen der Ladung bestimmt.

Bei etwas größerem Abstand zum Vertex folgen die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter mit denen die Energie der Teilchen bestimmen wird. Das Hauptkalorimeter ist ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter), dessen elektromagnetischer Teil mit Blei- und dessen hadronischer Teil mit Stahl-Absorberplatten ausgerüstet ist. Das gesamte LAr-Kalorimeter wird bei ca. 80 K betrieben und befindet sich in einem Kryostaten.

Das zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaute LAr-Kalorimeter wird durch zwei “warme” Kalorimeter ergänzt, die sich an der Strahleintritts- bzw. an der Strahlaustrittsseite befinden. In Vorwärtsrichtung<sup>2</sup>, also an der Protonenaustrittsseite steht das Plug-Kalorimeter, ein hadronisches Kalorimeter, das mit Kupfer als Absorber und

<sup>1</sup>BEMC ist die Abkürzung für ‘Backward ElectroMagnetic Calorimeter’.

<sup>2</sup>HERA-Konvention: Protonenrichtung entspricht 0°.

Silizium als aktives AuslesemEDIUM arbeitet. Im rückwärtigen Bereich wird die Elektronenenergie mit dem oben erwähnten BEMC gemessen.

Außerhalb des LAr-Kalorimeter befindet sich die supraleitende Magnetspule, die im Innenbereich des Detektors das homogene, axiale Magnetfeld von 1.2 T erzeugt. Der Feldrückfluß erfolgt durch ein Eisenjoch, das mit Streamer-Röhren durchsetzt ist und damit zusätzlich als grobes Kalorimeter dient, daß ebenfalls das LAr-Kalorimeter unterstützt.<sup>3</sup>

Um das Eisenjoch sind schließlich noch Muonenkammern angeordnet.

## 1.2 Das BEMC

Im Rückwärtsbereich des H1-Detektors gelegen, bietet das BEMC die Möglichkeit, die Strukturfunktion des Protons im Bereich kleiner  $x$ - und  $Q^2$ -Werte<sup>4</sup> zu messen, die bisher experimentell nicht zugänglich waren.

Der Winkelbereich, den das BEMC überdeckt, liegt zwischen  $150.6^\circ$  und  $175.6^\circ$ .<sup>5</sup>

Das BEMC ist ein Samplingkalorimeter, das aus 88 Einzelmodulen besteht. Es gibt 56 Quadrat-Module und 32 Module mit Trapez- oder Dreieckform.

Alle Module besitzen eine abwechselnde Schichtung aus je 50 Blei- und Szintillator-Platten von 2.5 mm bzw. 4 mm Dicke und werden über Wellenlängenschieber mit Photodioden und Vorverstärkern ausgelesen.

Die Vorderfront des BEMC liegt 144 cm und die Rückfront ca. 189 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Innen wird es durch das Strahlrohr begrenzt und durch einen Innen- und Außenträgerring gehalten (siehe Abb. 1.2). Die Aufgabe des BEMC ist die Bestimmung der Energie der Elektronen, die in den Rückwärtsbereich gestreut werden, wobei die Anforderungen an den Detektor bei einer Energieauflösung kleiner 15% im unteren Energiebereich und einer möglichst gute Homogenität der Energiebestimmung ( $\leq 1\%$ ) über den gesamten Detektor, das heißt insbesondere auch über benachbarte Module, liegen (siehe [Fel85, Fel87]).

Vor das BEMC in Richtung des Vertex ist eine ortsempfindliche Proportionalkammer angebracht, die eine genaue Orstinformation der Elektronen, die in den Detektor gelangen, ermöglichen soll.

## 1.3 Aufgabenstellung

Neben dem Energiesignal soll das BEMC für den Trigger des H1-Detektors auch ein schnelles Zeitsignal ( $\leq 96$  ns) liefern, das eine eindeutige Zuordnung der gemessenen Energiesignale zu einem 'Bunchcrossing' ermöglicht.<sup>6</sup>

Da das BEMC mit Photodioden und Vorverstärkern anstelle der sonst gebräuchlichen Photomultiplier ausgelesen wird, ist über die erreichbaren Zeitaufösungen bisher wenig bekannt.

In der vorliegenden Arbeit sollte – zunächst in Vorversuchen unter Verwendung der Photodioden als Halbleiterzähler mit  $\gamma$ -Präparaten und anschließend in Elektronen-Teststrahl-

<sup>3</sup>Es wird auch als instrumentiertes Eisen oder als 'Tail Catcher' bezeichnet.

<sup>4</sup>Dies sind die kinematischen Variablen der Elektron-Proton-Streuung (siehe Anhang A).

<sup>5</sup>Es ist aber zu erwarten, daß das BEMC eine gute Homogenität der gemessenen Signale nur in dem eingeschränkten Winkelbereich zwischen  $154^\circ$  und  $175^\circ$  aufweist, da hier ein vollständiger Schauereinschluß gewährleistet ist (siehe [Pep89]).

<sup>6</sup>Es ist vorgesehen für die gesamte Folgeelektronik, d.h. sowohl für den Energiezweig als auch für den Triggerzweig des BEMC, die LAr-Elektronik zu übernehmen. Dies betrifft einen  $2.1\mu\text{s}$  Shapeverstärker für den Energiezweig und zwei Bipolar-Shapeverstärker mit Shapekonstanten von 0.1 bzw.  $0.2\mu\text{s}$  für den Triggerzweig.

messungen bei DESY – untersucht werden, welche Zeitaufösungen mit der Kombination Photodiode/Vorverstärker erreichbar sind und von welchen Faktoren die Zeitaufösungen bestimmt werden.

Insbesondere sollte ein direkter Vergleich der Verwendung von Photodioden- und Photomultiplerauslese für die BEMC-Kalorimetermodule durchgeführt werden.

Da sich schnell zeigte, daß die gemessenen Zeitaufösungen von der Signalhöhe (ca. 4000-5000 Elektronen pro GeV und Photodiode) und vom Rauschverhalten der Elektronik abhängen, wurden auch umfangreiche Rauschmessungen durchgeführt und die Beziehung zwischen Zeitaufösung, Elektronenenergie und Rauschparameter untersucht.

Darüberhinaus wurde die Energieaufösung von verschiedenen Kalorimetermodulen gemessen und der in diesen Messungen ermittelte Rauschterm mit den Rauschmessungen an den Photodioden verglichen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich nun wie folgt:

- In **Kapitel 2** werden die zum Verständnis der Arbeit wichtigen Grundlagen – die Schauerentwicklung in elektromagnetischen Kalorimetern, der Aufbau und die Funktion der Komponenten der Kalorimetermodule, die Grundprinzipien der elektronischen Zeitmessung und die Funktionsweise des H1-Triggers – dargestellt.
- **Kapitel 3** beschreibt die Voruntersuchungen, mit Photodioden und  $\gamma$ -Präparaten in Rausch- und Koinzidenzmessungen.
- In **Kapitel 4** werden die drei durchgeführten DESY-Teststrahlmessungen beschrieben, bei denen unterschiedlichen Modulkonfigurationen verwendet wurden.
- **Kapitel 5** enthält schließlich eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Arbeit.

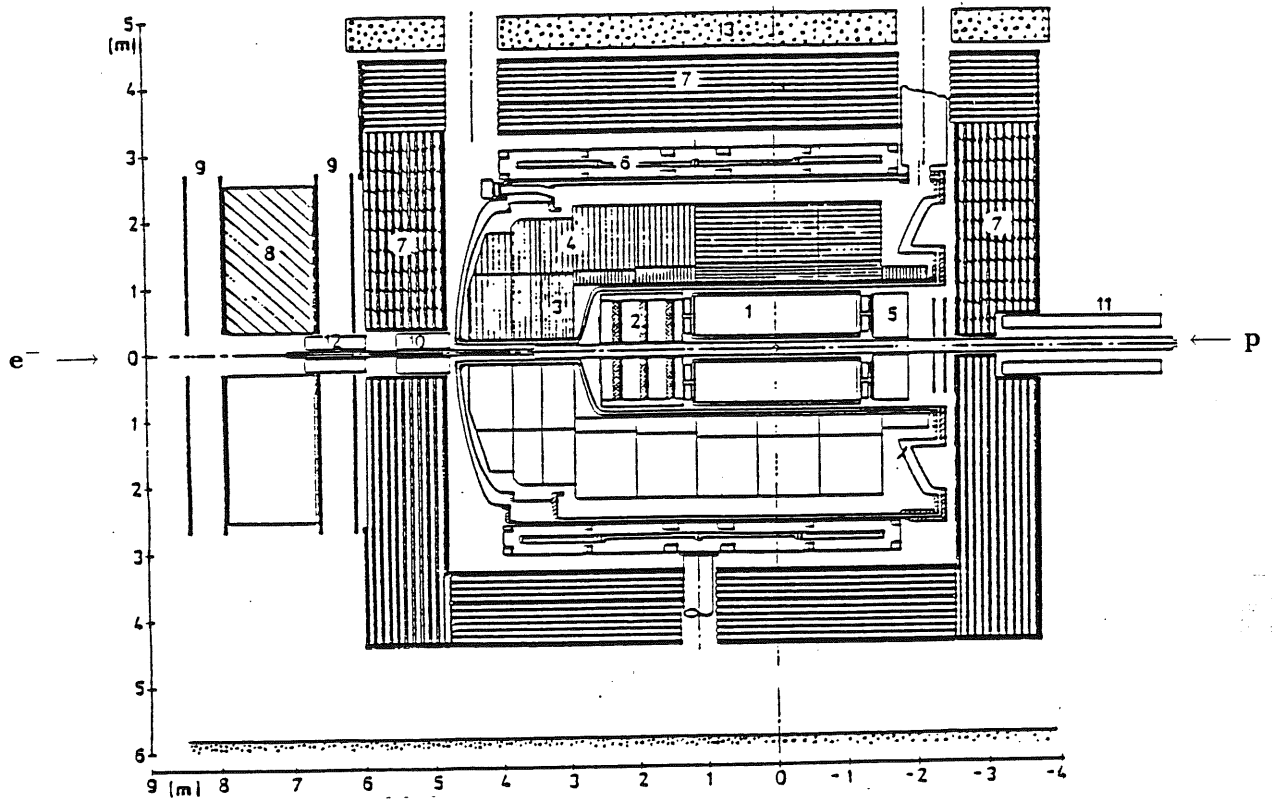


Abb. 1.1: Gesamtansicht des H1-Detektors – Schnittbild

- 1) Innendetektor
- 2) Spurkammern
- 3) Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
- 4) Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
- 5) Elektromagnetisches Rückwärts-Kalorimeter (BEMC)
- 6) Magnetspule
- 7) Eisenjoch mit Streamer-Röhren
- 8) Muon-Toroid-Magnet
- 9) Muonkammern
- 10) Plug-Kalorimeter
- 11) Ausgleichsspule
- 12) HERA-Quadrupol
- 13) Beton



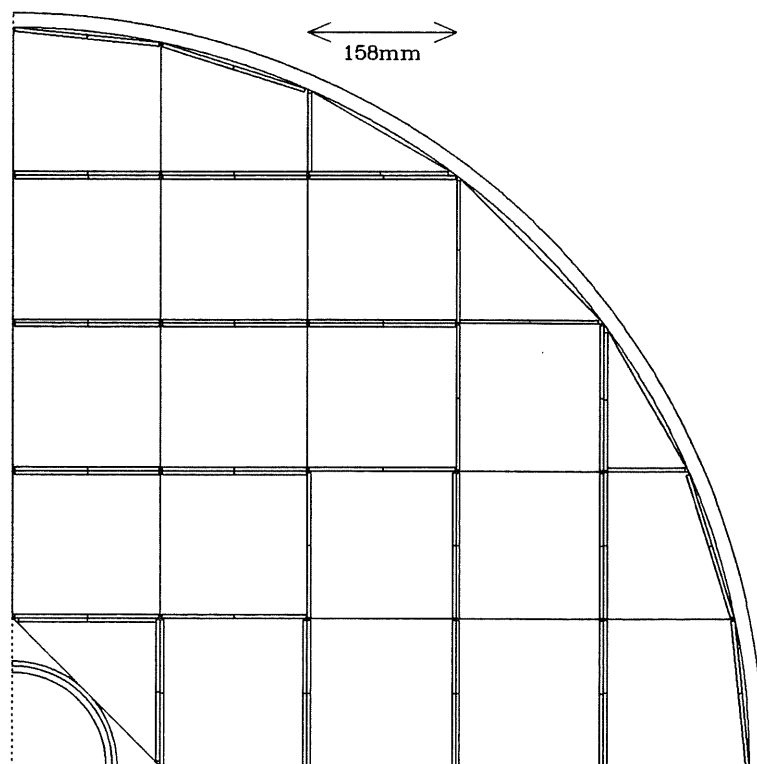


Abb. 1.2: Rechter oberer Quadrant des BEMC aus der Elektronen-Richtung gesehen. Die Trägerring-Segmente, das Strahlrohr und die Anordnung der Wellenlängenschieber für die Energiemessung der Elektronen sind angedeutet. Die Wellenlängenschieber sind so positioniert, daß die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Elektronen möglichst nicht parallel zu den Breitseiten der Wellenlängenschieber auf die Module treffen. Die im Kalorimeter aufgrund der Wellenlängenschieber auftretenden Löcher ('Cracks') werden so minimiert.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Grundlagen elektromagnetischer Schauer

Zum Verständnis der Signalentstehung im BEMC sollen im folgenden die wichtigsten Fakten über elektromagnetische Schauer dargestellt werden.

Die Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen bzw.  $\gamma$ -Quanten mit Materie, die wiederum die Grundlage der Prozesse in elektromagnetischen Schauern sind, werden in Anhang B beschrieben.

Elektromagnetische Schauer treten auf, wenn hochenergetische Elektronen der Energie  $E$  in Materie eintreten.<sup>1</sup> Das Elektron wird im Absorbermaterial abgebremst und verliert Energie in Form von Bremsstrahlung. Die emittierten Bremsstrahlungsquanten erzeugen im Material Elektron-Positron-Paare, die wiederum  $\gamma$ -Quanten emittieren. Dieser Prozeß setzt sich kaskadenartig fort und die Anzahl der am Schauer beteiligten Teilchen wird größer bis die Energie der Elektronen und Positronen auf eine kritische Energie  $E_k \approx 550 \text{ MeV}/Z$  (siehe Anhang B) abgefallen ist. Dann überwiegen die Ionisationsverluste im Material und die Bremsstrahlungsverluste gehen zurück. Der Schauer kommt zum Stillstand.

Setzt man die Strahlungslänge  $X_0$  gleich der Konversionslänge  $X_D$  (siehe Anhang B) und eine gleichmäßige Energieverteilung auf die Sekundärteilchen voraus, so kann man folgende vereinfachende Annahme machen: Das Elektron emittiert nach einer Strahlungslänge ein  $\gamma$ -Quant, das wiederum nach einer Strahlungslänge in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt. Die Teilchenzahl verdoppelt sich mit jeder Strahlungslänge, die der Schauer in den Absorber eindringt. Die Anzahl  $N$  der Teilchen in der Tiefe  $x$  ist dann

$$N \simeq 2^{x/X_0} \quad . \quad (2.1)$$

Für die mittlere Energie  $\bar{E}$  folgt

$$\bar{E} = \frac{E}{N} = E 2^{-x/X_0} \quad . \quad (2.2)$$

Der Schauer erreicht seine maximale Teilchenzahl nach  $t_{max}$  Strahlungslängen, wenn gilt:  $\bar{E}(t_{max}) = E_k$ .

Hier gibt es  $2^{t_{max}}$  Teilchen mit  $\bar{E} = E/2^{t_{max}}$ . Für  $t_{max}$  gilt dann:

$$t_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_k}\right)}{\ln 2} \quad (2.3)$$

Die Teilchenzahl nimmt dann wieder ab und die Energie wird durch Ionisationsverluste an den Absorber abgegeben. Die entscheidenden Größen sind also:  $X_0$  für die Ausbildung

<sup>1</sup>Das gleiche gilt auch für Positronen und energiereiche  $\gamma$ -Quanten als Primärteilchen.

<i>Material</i>	<i>Z</i>	<i>A</i> (g)	$\rho$ (gcm <sup>-3</sup> )	<i>X</i> <sub>0</sub> (cm)	<i>X</i> <sub>0</sub> (gcm <sup>-2</sup> )	<i>E</i> <sub>k</sub> (MeV)	<i>R</i> <sub>M</sub> (cm)
Al	13	26.98	2.70	8.90	24.01	39.3	3.69
Pb	82	207.19	11.35	0.56	6.37	7.2	1.63
Polystyrol	6	12.00	1.03	42.40	43.8	87.0	10.2
38.5% Pb, 61.5% SCSN-38	28	67.66	5.00	1.43	7.15	8.9	3.38

Tab. 2.1: Materialkonstanten

Die Mischung von 38.5% Pb und 61.5% SCSN-38 Volumenprozent entspricht der Zusammensetzung einer Samplingschicht der Testmodule. SCSN-38 ist ein Plastikszintillator auf Polystyrolbasis (siehe Kap. 2.2.1). (nach [Mun88])

des Schauers und  $E_k$  für das Absterben des Schauers.

In Tab. 2.1 sind einige wichtige Materialkonstanten aufgeführt [Mun88].

Die totale Spurlänge  $T$  ist die Strecke, die die Elektronen des Schauers im Absorber zurückgelegt haben. Für  $T$  gilt:

$$T = 2^{t_{max}} X_0 \sim E \quad (2.4)$$

$T$  ist also direkt proportional zur Energie des Primärteilchens.

Nach [Ama81] erhält man die Näherungsformeln:

$$X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z} \left( \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) \quad \left( \frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 20\%, 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.5)$$

$$E_k \simeq \frac{550}{Z} \text{ (MeV)} \quad \left( \frac{\Delta E_k}{E_k} \leq \pm 10\%, 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.6)$$

Für Elektronen bzw. Positronen als Primärteilchen liegt das Schauermaximum  $t_{max}$  nach [Ama81] bei

$$t_{max} \simeq \ln \frac{E}{E_k} - 1.1 \quad (2.7)$$

und die ebenfalls in Strahlungslängen gemessene Weglänge  $t_{med}$ , bei der  $\frac{E}{2}$  deponiert worden ist, bei

$$t_{med} \simeq t_{max} + 1.5 = \ln \frac{E}{E_k} + 0.4 \quad (2.8)$$

Für  $\gamma$ -Quanten als Primärteilchen folgen die Formeln:

$$t_{max} \simeq \ln \frac{E}{E_k} - 0.3 \quad (2.9)$$

$$t_{med} = \ln \frac{E}{E_k} + 1.2 \quad (2.10)$$

Für Energien bis maximal 100 GeV gilt, daß 98% des Schauers in einer Absorbiertiefe von ca. 2.6  $t_{med}$  eingeschlossen sind [Ama81]. Dies ist ein wichtiges Maß für die Auslegung der Länge eines Kalorimeters, das einen möglichst vollständigen Schauereinschluß garantieren soll.

Für das Testmodul mit Elektronen einer Maximalenergie von 32 GeV (siehe Anhang A)

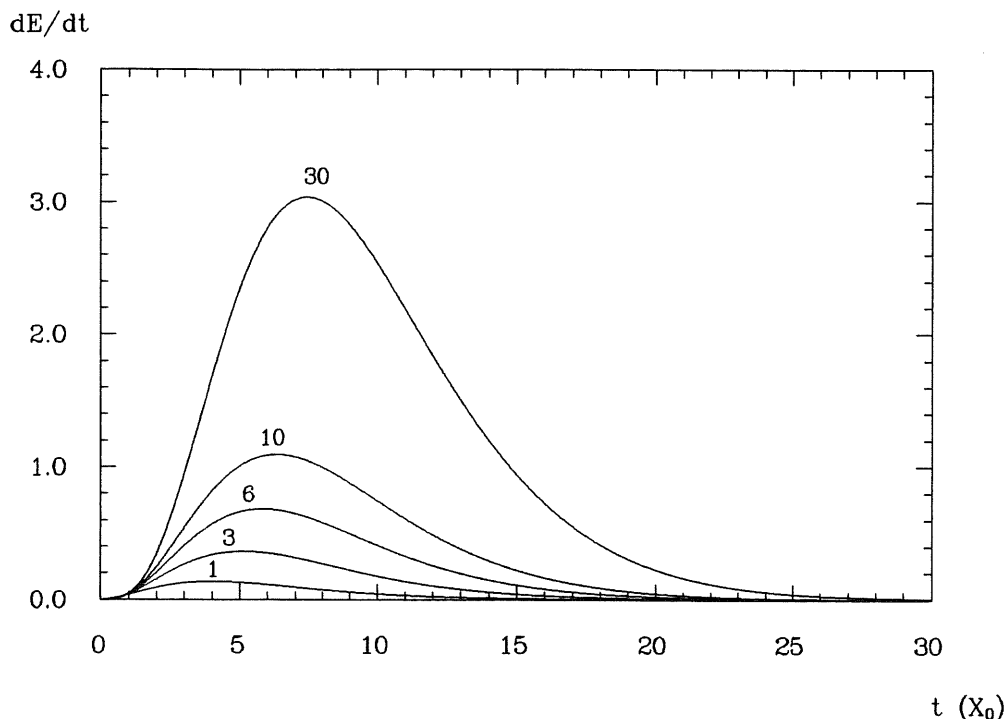


Abb. 2.1: Schauerprofile von 1, 3, 6, 10 und 30 GeV Elektronen in Blei  
 Dargestellt sind nach Gl. 2.11 mit  $\alpha = \beta t_{max}$  und  $\beta \simeq 0.5$ , sowie  $t_{max} \simeq \ln \frac{E}{E_k} - 1.1$  berechnete Schauerprofile für 1, 3, 6, 10 und 30 GeV Elektronen in einem homogenen Blei-Absorber.

als Primärteilchen folgt, daß 98% des Schauers bei einer Modullänge von  $22.3 X_0$  eingeschlossen sind.

Für die Energieverteilung im Schauer gilt nach [Lon75] die Parametrisierung

$$\frac{dE}{dt} = E \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha \exp(-\beta t) \quad (2.11)$$

mit  $t = \frac{x}{X_0}$ .<sup>2</sup>

$\alpha$  und  $\beta$  sind energieabhängige Parameter für die  $\alpha = t_{max}\beta$  und  $\beta \simeq 0.5$  gilt.<sup>3</sup>

In Abb. 2.1 sind nach Gl. 2.11 berechnete Schauerprofile von 1, 3, 6, 10 und 30 GeV Elektronen in Blei dargestellt.

Für die Beschreibung der lateralen Aufweitung des Schauers im Absorber<sup>4</sup> wird der Molière-Radius  $R_M$  als Parameter eingeführt. Nach [Ama81] gilt:

$$R_M \simeq 7 \frac{A}{Z} \left( \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) = 7 \frac{A}{Z} \frac{1}{\rho} \text{ (cm)} \quad \left( \frac{\Delta R_M}{R_M} \leq \pm 10\%, 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.12)$$

In  $1 R_M$  sind ca. 90% des Schauers eingeschlossen.<sup>5</sup>

<sup>2</sup>Eine etwas andere Parametrisierung ist in [Gri87] zu finden:  $\frac{dE}{dx} = E \frac{x^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} \exp(-x)$  mit  $x = \beta \frac{s-s_0}{X_0}$ , wobei  $s - s_0$  die Schauertiefe und  $X_0$  die Strahlungslänge (jeweils in cm) ist. Für  $\alpha$  und  $\beta$  folgt dann:  $\alpha = 2.314 + 0.549 \ln E$ ,  $\beta = 0.404 + 0.015 \ln E$ .

<sup>3</sup>Für die Gammafunktion gilt mit  $x > 0$ , reell:  $\Gamma(x) \equiv \int_0^\infty \exp(-t)t^{x-1} dt$  sowie  $x\Gamma(x) = \Gamma(x+1)$ ,  $\Gamma(1) = 1$ . Der Vorfaktor in Gleichung 2.11 dient dann der Normierung:  $\int_0^\infty t^\alpha \exp(-\beta t) dt = \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\beta^{\alpha+1}} \rightarrow \int_0^\infty dE = E$ .

<sup>4</sup>Die laterale Aufweitung des Schauers wird durch Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen am Kernfeld hervorgerufen.

<sup>5</sup> $2 R_M \simeq 95\%$  und  $3 R_M \simeq 98\%$  Einschluß.

## 2.2 Aufbau und Funktion der Komponenten eines Kalorimetermoduls

Das Charakteristische der für die Untersuchungen verwendeten quadratischen Kalorimetermodule besteht in:

- der Samplingstruktur aus 2.5 mm Blei (passives Material) und 4 mm Plastiksintillator SCSN-38 (aktives Material)
- der Lichtauslese und -weiterleitung durch Wellenlängenschieber (Y-7)
- der elektronische Signalaufnahme und Weiterverarbeitung mit Photodioden und Vorverstärkern

Die Schaulerausbildung findet wegen der starken Abhängigkeit von der Ordnungszahl  $Z$  im wesentlichen im Blei ( $Z=82$ ) statt (siehe Anhang B).

Es wurden zwei verschiedene Konfigurationen untersucht.

- **Alte Konfiguration:** Die Auslese des Lichts erfolgt durch vier seitlich angeordnete, schmale Wellenlängenschieber des Typs Y-7 (3 cm breit, 3 mm dick), die eine Länge von ca. 36 cm haben, d.h. über die gesamte Modullänge gehen.

Die Blei- bzw. Szintillator-Platten haben die Maße  $153 \times 153 \text{ mm}^2$  und die Aussparungen für die Wellenlängenschieber sind  $32 \text{ mm} \times 3.4 \text{ mm}$  groß.

Die Wellenlängenschieber sind asymmetrisch auf jeder Seite angeordnet, wobei die Abstände der Nuten von den Außenkanten der Platten 24 mm bzw. 97 mm betragen (siehe Abb. 4.11 a) in Kap. 4.2).

Die Module bestehen aus insgesamt 50 Blei- und 50 Szintillator-Platten, wobei die erste Platte eine Blei-Platte ist. Zwischen den Blei- und Szintillator-Platten liegt weißes Papier (Stärke ca. 0.2 mm), das das Licht in den Szintillator zurückreflektiert und damit die Lichtausbeute verbessert.

Die Halterung der Platten besteht aus vier Gewindestangen (Durchmesser der Bohrung 4 mm), die durch das gesamte Modul gehen und an den Enden vor und hinter dem Modul an je eine 8 mm starke Aluminium-Platten angeschraubt sind.

Die Gesamtstrahlungslänge des Kalorimetermoduls beträgt ca.  $22.9 X_0$ .

Anzahl	Material	Gesamt- $X_0$
50	2.5 mm Pb	22.32
50	4 mm SCSN-38	0.47
1	8 mm Al	0.09
		$\bar{\Sigma} = 22.88$

An der rückseitigen Aluminium-Platte ist das Kupfergehäuse für die Elektronik befestigt. Es enthält ein 'Motherboard' mit 4 Vorverstärkern der Firma SILENA (Nachbauten von bei der GSI in Darmstadt entwickelten Vorverstärkern), sowie die elektronischen Anschlüsse für Spannungsversorgung, Testpulseingang und Signalausgang.

- **Neue Konfiguration:** Der grundlegende Aufbau einer Samplingschicht mit 2.5 mm Blei, 0.2 mm Papier, 4 mm SCSN-38 und nochmals 0.2 mm Papier, entspricht dem der alten Konfiguration. Im Unterschied zu dieser erfolgt hier die Auslese aber durch vier 7.8 cm breite Wellenlängenschieber, die ebenfalls über die ganze Modullänge gehen. Jeweils zwei Wellenlängenschieber liegen nebeneinander, so daß die gesamte Breite des Moduls abgedeckt wird. Die beiden Wellenlängenschieber-Paare liegen

auf gegenüberliegenden Modulseiten. Neben diesen Wellenlängenschiebern (elektromagnetische WLS) befinden sich an den noch freien Seiten der Kalorimetermodule zwei kurze Wellenlängenschieber (hadronische WLS) der doppelten Breite, die die hinteren 35 SCSN-38- und 34 Blei-Platten abdecken. Die hadronischen Wellenlängenschieber dienen der Elektron-Pion-Separation [Lip90]. Aufgrund dieser Anordnung der Wellenlängenschieber haben die ersten 15 Blei- und Szintillator-Platten eine rechteckige Form (Maße:  $157.1 \times 150.5 \text{ mm}^2$ ) und die nachfolgenden Einheiten eine quadratische Form (Maße:  $150.5 \times 150.5 \text{ mm}^2$ ). Das Kalorimetermodul beginnt mit einer SCSN-38-Platte.

Die Halterung des Moduls ist ebenfalls modifiziert. Die Halterungsstangen wurden entfernt. Das Modul wurde stattdessen in einen Stahlkasten mit 0.2 mm Wanddicke mit Aluminium-Platten an Vorder- und Rückseite eingebaut. Diese Halterung ist vorteilhafter, da hier keine Inhomogenitäten im Material auftreten, die insbesondere die Homogenität der Energiesignale über der Fläche eines Moduls verschlechtern (siehe z.B. [Pep89]).

Die elektronische Weiterverarbeitung der Photodioden-Signale erfolgt in 6 im MPI in München entwickelten Vorverstärkern, die von der Firma VITROHM nachgebaut wurden. . 4 der 6 Vorverstärker dienen zur Auslese der elektromagnetischen WLS, auf deren hintere Stirnseite mittig je eine Photodiode aufgeklebt ist.<sup>6</sup>

Die beiden verbleibenden Vorverstärker sind an die Photodioden der hadronischen WLS angeschlossen. Auf den 15.7 cm breiten hadronischen WLS sind am Ende zwei Photodioden aufgeklebt, die parallel ausgelesen werden.

Die elektromagnetischen WLS decken ca.  $22.4 X_0$  und die hadronischen WLS decken ca.  $15.5 X_0$  ab.

Elektromagnetische WLS			Hadronische WLS		
Anzahl	Material	Gesamt- $X_0$	Anzahl	Material	Gesamt- $X_0$
49	2.5 mm Pb	21.88	34	2.5 mm Pb	15.18
50	4 mm SCSN-38	0.47	35	4 mm SCSN-38	0.33
$\Sigma = 22.35$			$\Sigma = 15.51$		

Die Gesamtstrahlungslänge des Moduls beträgt, wenn man die 18 mm Front-Aluminium-Platte mit  $0.2 X_0$  berücksichtigt,  $22.55 X_0$ .

Für beide Modul-Konfigurationen ist ein 98%iger Schauereinschluß für die Maximalenergie der Elektronen gegeben (siehe Kap. 2.1). Die Wellenlängenschieber sind am Ende zur Modulmitte hin gebogen, um direkte Treffer der Photodioden, deren Bahnen im Wellenlängenschieber verlaufen, zu vermeiden.

Die Optimierung der Lichtausbeute erfordert eine gute Rückstreuung des austretenden Lichtes in die Wellenlängenschieber. Daher wurden die Stirnkanten der Wellenlängenschieber bei dem Modul der alten Konfiguration mit weißer  $\text{TiO}_2$ -Farbe bemalt und bei der neuen Konfiguration mit weißem Reflektorpapier belegt. Außerdem wurden bei beiden Konfigurationen die Außenseite der Wellenlängenschieber, d.h. die den Szintillatorplatten abgewandte Seite, ebenfalls mit weißem Papier belegt.

Um den optischen Kontakt zwischen Wellenlängenschieber und Szintillator zu verhindern – eine Totalreflexion im Wellenlängenschieber wäre sonst nicht möglich – wurden die Wellenlängenschieber mit einem  $300 \mu\text{m}$  Nylonfaden umwickelt.

Die Module beider Konfigurationen sind an der Außenseite zunächst mit weißem Papier umhüllt, um die Reflexion an den Außenkanten der Szintillatorplatten zu erhöhen.

<sup>6</sup>Photodiode: Typ S2575 der Firma HAMAMATSU mit einer sensitiven Fläche von  $3 \times 0.34 \text{ cm}^2$ , Kleber: RTV 615 der Firma GENERAL ELECTRIC für die alte Konfiguration und Stycast 1264 A&B Zweikomponenten-Kleber der Firma GRACE für die neue Konfiguration.

Sie werden dann mit schwarzer, lichtundurchlässiger Folie belegt und mit Schrumpffolie überzogen, wodurch die Position der Wellenlängenschieber fixiert und das Modul lichtdicht umhüllt wird.

Bei den Modulen beider Konfigurationen konnte durch einen Testpuls-Eingang ein definiertes Testpulsersignal gleichzeitig auf alle Vorverstärker gegeben werden.

Die endgültige Konfiguration der Kalorimetermodule ist nochmals in zwei Punkten gegenüber der neuen Konfiguration verändert worden. Um die Homogenität der Signale zu verbessern werden hier die Reflektorpapiere der Szintillatorplatten und der elektromagnetischen Wellenlängenschieber mit Abschattungen versehen [Eis90].

Außerdem sind die hadronischen Wellenlängenschieber verkürzt worden und decken nur noch 14 Blei- und 15 SCSN-38-Platten ab. Die Verkürzung war notwendig, um 'Cracks', d.h. Bereiche mit wenig Absorbermaterial, zu reduzieren.

Abb. C.1 in Anhang C zeigt den schematischen Aufbau eines Moduls der neuen Konfiguration als Schnittbild (Längs- und Querschnitt).

Für die II. Meßzeit am DESY-Teststrahl wurde ein Spezial-Modul gebaut, das eine Abwandlung der alten Konfiguration ist. Bei diesem Modul sollte das gesamte Licht, das durch die Wellenlängenschieber ausgelesen wird, mit nur einem Detektor (Photomultiplier bzw. zwei parallel geschaltete Photodioden und ein Vorverstärker) registriert werden. Um dies zu ermöglichen, mußten die vier Wellenlängenschieber<sup>7</sup> im hinteren Bereich so zur Mitte hin gebogen werden, daß ihre Stirnkanten eine rechteckige Fläche ( $3 \times 0.8 \text{ cm}^2$ ) bilden, auf die der Photomultiplier aufgesetzt bzw. die Photodioden aufgeklebt werden konnten.<sup>8</sup>

Um einen stabilen Aufbau zu gewährleisten, wurden die gebogenen Wellenlängenschieber am hinteren Ende parallel zusammengeführt und mit dem optischen Zweikomponenten-Kleber verklebt.

Für den hinteren Teil der Wellenlängenschieber wurde ein lichtdichter Kasten gebaut, der an der hinteren Aluminium-Platte befestigt werden konnte. An den Kasten wurde eine Aluminium-Röhre angeschraubt, in der der Photomultiplier (durch eine Führung unterstützt) eingebaut und mit einer Stahlfeder auf die Stirnfläche der Wellenlängenschieber gedrückt wurde. Der Spannungsteiler des Photomultipliers<sup>9</sup> war z.T. direkt auf dem Photomultiplier-Sockel und z.T. auf einer gesonderten Platine außerhalb der Aluminium-Röhre aufgelötet. Die Spannungsversorgung erfolgte über ein Flachbandkabel und die Ausgangssignale konnten über eine eigene Anschlußbuchse abgegriffen werden.

Für die Messungen mit den Photodioden<sup>10</sup> wurden diese mit dem optischen Kleber nebeneinander auf die Stirnseite der Wellenlängenschieber aufgeklebt.

Der Kasten um die Wellenlängenschieber wurde schließlich noch lichtdicht mit schwarzer Folie umklebt.

Alle Messungen mit dem Spezial-Modul wurden zusammen mit den in [Fin89] beschriebenen Untersuchungen durchgeführt. Weitere Details zum Aufbau dieses Moduls und zur Halterung des Photomultipliers finden sich in [Fin89].

<sup>7</sup>Im Unterschied zur alten Konfiguration war der Wellenlängenschieber nur 2 mm dick und ca. 50 cm lang.

<sup>8</sup>Das Biegen der Wellenlängenschieber wurde in der DESY-Plastikwerkstatt durchgeführt.

<sup>9</sup>Es wurde ein 8-stufiger Photomultiplier mit Transmissionsdynoden vom Typ HAMAMATSU R2182 verwendet. Der Spannungsteiler ist im Anhang D in Abb. D.1 dargestellt.

<sup>10</sup>Hier wurden quadratische Photodioden vom Typ HAMAMATSU 1790-02 verwendet, die eine sensitive Fläche von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  haben und somit ca. 67% der Stirnfläche der zusammengefassten Wellenlängenschieber abdecken. Es sollte mit dieser Anordnung möglichst viel Licht – bei gleicher Berücksichtigung der einzelnen Wellenlängenschieber – ausgelesen werden.

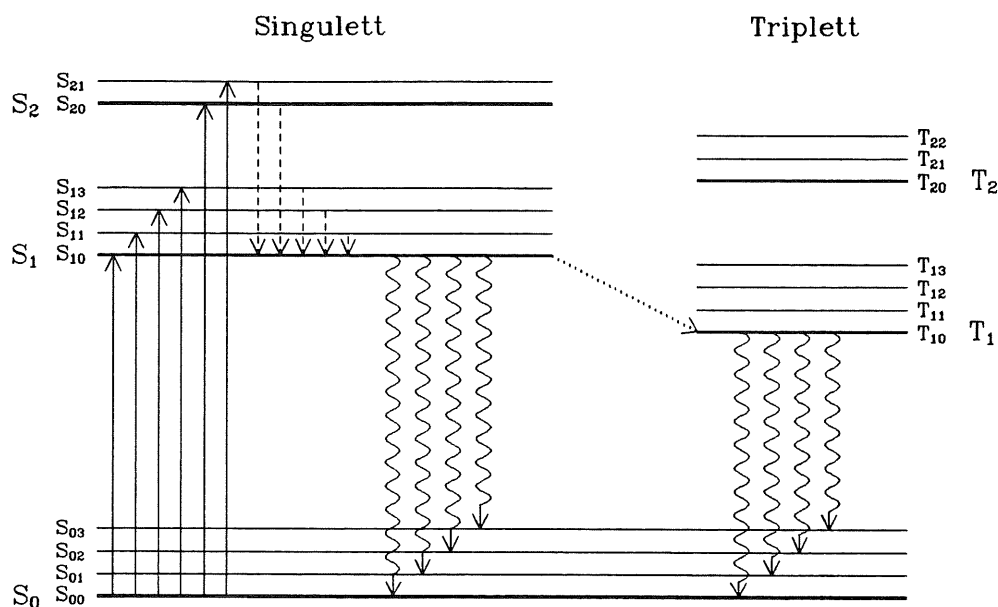


Abb. 2.2: Energieschema eines organischen Szintillators

Die Anregungsübergänge sind als durchgezogene Pfeile, strahlungslose Übergänge als gestrichelte Pfeile und Fluoreszenz- bzw. Phosphoreszenz-Übergänge als Wellenlinien dargestellt.

(nach [Kno79])

### 2.2.1 Organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren gehören zur Gruppe der aromatischen Kohlenwasserstoffe, die Benzol-Ringstrukturen enthalten. Die Äquivalenz der sechs Kohlenstoffbindungen und die  $\pi$ -Elektronenstruktur der Doppelbindungen in den Benzolringen bilden die Grundlage für die Szintillationseigenschaften dieser Stoffe.

Das typische Energieschema eines organischen Szintillators zeigt Abb. 2.2.

Es besteht aus den Singulett-Zuständen (Spin 0)  $S_0, S_1, S_2 \dots$  und den Triplet-Zuständen (Spin 1)  $T_1, T_2 \dots$ . Der Abstand zwischen den Energieniveaus  $S_0$  und  $S_1$  liegt in der Größenordnung von 2 – 4 eV. Den Anregungsniveaus sind äquidistante Schwingungsniveaus überlagert. Für  $S_0$  sind dies die Niveaus  $S_{01}, S_{02} \dots$ , mit einem Niveauabstand von ca. 100 meV. Bei Raumtemperatur ( $\approx 25$  meV) sind nahezu alle Moleküle im Grundzustand  $S_{00}$ .

Ein geladenes Teilchen, das den Szintillator durchquert, führt zur Anregung von Molekülen in höhere Singulett-Zustände bzw. in deren Schwingungsniveaus. Nach einigen Picosekunden folgt ein strahlungsloser Übergang auf das  $S_{10}$ -Niveau. Die Moleküle können ihre Anregungsenergie nun durch Strahlung oder durch Übertragung von Schwingungsenergie, d.h. durch Wärme abgeben.

Es gibt drei Möglichkeiten der Abregung des  $S_{10}$ -Zustandes durch Emission von Strahlung:

- **prompte Fluoreszenz** : Dies ist die Folge des direkten Übergangs  $S_{10} \rightarrow S_{0n}$ , wobei der Index  $n$  für das Schwingungsniveau des Grundzustandes steht. Die prompte Fluoreszenz erfolgt typischerweise nach einigen Nanosekunden.
- **Phosphoreszenz** : Nach einem strahlungslosen Übergang von  $S_{10}$  auf den energetisch tieferliegenden Triplet-Zustand  $T_{10}$  erfolgt der Übergang auf den Grundzu-



stand. Da dies mit einer Änderung des Spins verbunden ist, verläuft dieser Prozeß langsamer und findet mit einer Zeitkonstante, die im Bereich einiger Mikrosekunden liegt, statt. Außerdem hat das Phosphoreszenzlicht eine höhere Wellenlänge als das Fluoreszenzlicht.

- **verzögerte Fluoreszenz** : Durch Anregung können einige Moleküle vom  $T_{10}$ -Niveau ins  $S_{10}$ -Niveau zurückkehren und dann durch spontane Fluoreszenz ihre Energie abgeben.

Beim Durchgang eines Teilchens durch den Szintillator wird nur ein geringer Teil der Energie des Teilchens in Fluoreszenzlicht konvertiert. Ein charakteristisches Maß für die Effizienz der Umwandlung der Teilchenenergie in Fluoreszenzlicht im Szintillator ist die Lichtausbeute  $S$ .

Für hochenergetische Elektronen gilt für die Fluoreszenzlicht-Energie pro Wegstrecke  $\frac{dL}{dx}$  mit dem in Anhang B.1 eingeführten Energieverlust pro Wegstrecke  $\frac{dE}{dx}$ :

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad \text{bzw.} \quad L = SE \quad (2.13)$$

Dies bedeutet, daß die Fluoreszenzlicht-Energie zur Elektronen-Energie proportional ist. Ein guter organischer Szintillator sollte sich durch die folgenden Eigenschaften auszeichnen:

- hohe Lichtausbeute
- gute Transparenz des Szintillators für das eigene Szintillationslicht
- gute mechanische und optische Eigenschaften

### Der Plastikszintillator SCSN-38

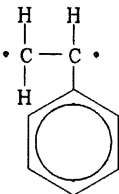
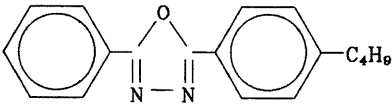
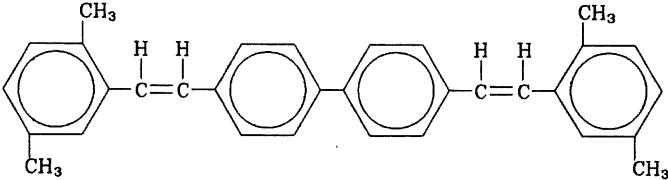
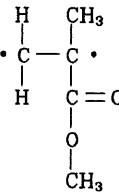
Der im Testkalorimeter als aktives Medium eingesetzte Plastikszintillator SCSN-38<sup>11</sup> besteht zu 99% aus einer fluoreszierenden Polystyrolmatrix die als Beimischung 1% b-PBD (1. Fluor) und 0.02% BDB (2. Fluor) enthält [Kam83]. Die Strukturformeln dieser Stoffe sind in Tab. 2.2 aufgeführt.

Geladene Schauerteilchen, die den Szintillator durchqueren, führen zunächst zur Anregung von Molekülen der Polystyrolmatrix, die ihre Energie überwiegend durch prompte Fluoreszenz isotrop wieder abgeben. Bei den Polystyrolmolekülen ist die Überlappung von Emissions- und Absorptionsspektren sehr groß und somit die Transparenz für das primäre UV-Fluoreszenzlicht äußerst gering. Aufgrund der oben erwähnten Beimischungen wird aber auch Anregungsenergie auf das 1. Fluor übertragen. Dies kann durch Absorption des Polystyrol-Fluoreszenzlichtes oder strahlungslos erfolgen. Das 1. Fluor emittiert beim Übergang auf den Grundzustand sein spezifisches Fluoreszenzlicht, das zu höheren Wellenlängen hin verschoben ist und im Absorptionsbereich des 2. Fluor liegt. Dieses Licht kann dann vom 2. Fluor absorbiert werden. Das Fluoreszenzlicht des 2. Fluor ist wiederum zu einem Bereich höherer Wellenlängen hin verschoben, für das die Polystyrolmatrix transparent ist. Dieses Licht kann den Szintillator durchqueren und durch seitlich angeordnete Wellenlängenschieber ausgelesen werden.

Durch die Fluor-Beimischungen wird somit die Abschwächlänge<sup>12</sup> von SCSN-38 auf einen Effektivwert von ca. 97 cm vergrößert und die Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes vom UV-Bereich in den Bereich des sichtbaren Lichts verschoben [Kam83].

<sup>11</sup>SCSN-38 ist kommerziell bei der Firma KYOWA-GAS erhältlich.

<sup>12</sup>Die Abschwächlänge  $\lambda_a$  ist ein Maß für die Lichtausbeute. Für die Abschwächung der Lichtintensität entlang des Lichtweges  $x$  gilt:  $I(x) = I(0) \exp(-x/\lambda_a)$ .

Substanz	Strukturformel
Polystyrol-Monomer	
b-PBD	
BDB	
PMMA-Monomer	

Tab. 2.2: Strukturformeln der Szintillatoren und Wellenlängenschieber

*b-PBD* : 2-(4-*t*-butylphenyl)-5-phenyl-oxadiazol

*BDB* : 4,4'-bi(2,5-dimethyl-styryl)-biphenyl

*PMMA* : Polymethacrylsäuremethylester

(nach [Röm73])

### Der Wellenlängenschieber Y-7

Der Wellenlängenschieber hat zwei Aufgaben:

- Lichtauslese und Lichtüberführung zur Photodiode
- Verschiebung der Wellenlänge zur optimalen Anpassung an die Photodiode

Um die erste Funktion erfüllen zu können, muß das Absorptionsspektrum des Wellenlängenschiebers auf das Emissionsspektrum des 2. Fluors abgestimmt sein. Ein für SCSN-38 entwickelter Wellenlängenschieber ist der Typ Y-7.<sup>13</sup> Y-7 ist eigentlich die Bezeichnung des Farbstoffes, der in einem Verhältnis von 30 ppm in einer nichtfluoreszierenden Plexiglas-Matrix (PMMA) gelöst ist.

In Abb. 2.3 sind die Absorptions- und Emissionsspektren des 1. und 2. Fluor und von Y-7

<sup>13</sup>Der Y-7 Wellenlängenschieber ist ebenfalls bei der Firma KYOWA-GAS kommerziell erhältlich.

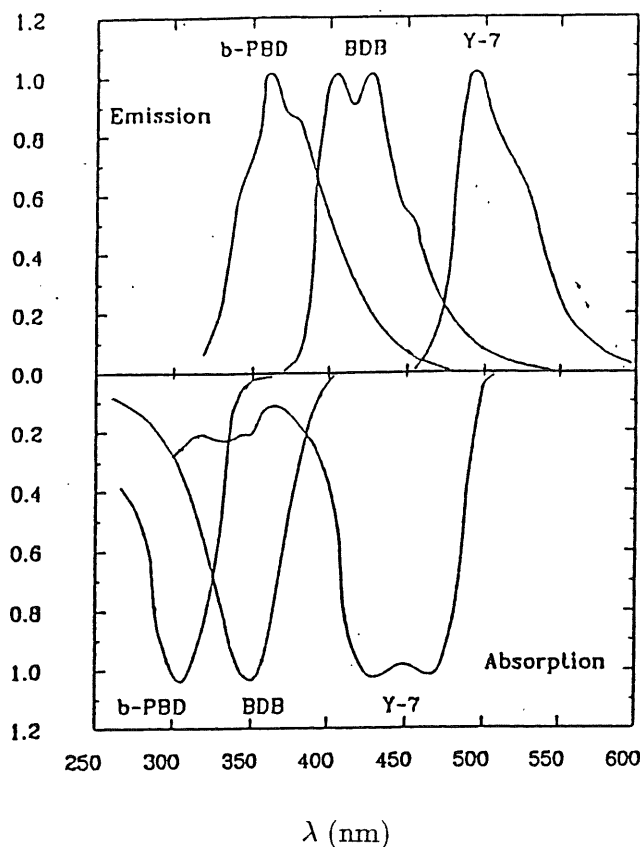


Abb. 2.3: Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN-38 und Y-7  
(nach [Kam83])

dargestellt und in Tab. 2.3 sind deren Maximalwerte aufgeführt. Die Strukturformel von PMMA ist in Tab. 2.2 aufgeführt.

Die Abschwächlänge des Y-7 Wellenlängenschiebers beträgt ca. 140 cm und für die Kombination von SCSN-38 mit Y-7 folgt eine Abschwächlänge von 91 cm [Kam83].

### 2.2.2 Die Ausleselektronik

Für die Umwandlung des von den Wellenlängenschiebern ausgelesenen Lichtes in elektrische Signale werden Photodioden verwendet. Photodioden weisen gegenüber den sonst gebräuchlichen Photomultipliern die folgenden Vorteile auf:

- Sie sind kleiner und können einfacher montiert werden
- Sie sind unempfindlich gegen Magnetfelder
- Sie sind einfach zu kalibrieren
- Sie brauchen keine Hochspannungsversorgung
- Sie sind preiswerter<sup>14</sup>

<sup>14</sup>Der Stückpreis der HAMAMATSU S2775 Photodiode liegt bei ca. DM 130,- gegenüber ca. DM 1700,- für den HAMAMATSU Photomultiplier R2182.

Substanz	Absorptionsmaximum	Emissionsmaximum
b-PBD	305 nm	366 nm
BDB	405 nm	425 nm
Y-7	437 nm ; 460 nm	490 nm

Tab. 2.3: Absorptions- und Emissionsmaxima von SCSN-38 und Y-7  
(nach [Kam83])

Die wesentlichen Nachteile sind die fehlende interne Verstärkung und das beträchtliche Rauschen als Folge von Dunkelströmen und großer Kapazität (ca. 80 pF). Daher müssen für die weitere Signalverarbeitung rauscharme, ladungsempfindliche Vorverstärker benutzt werden.

### Photodioden

Bei den verwendeten Photodioden der Firma HAMAMATSU (Typ S2575) handelt es sich um Silizium-pin-Dioden.

Bei einem pin-Halbleiter handelt es sich im wesentlichen um einen pn-Halbleiter mit einer vergrößerten aktiven Schicht zwischen p- und n-Bereich. Daher sollen zunächst die charakteristischen Eigenschaften eines Silizium pn-Halbleiters beschrieben werden.<sup>15</sup>

Die p-Schicht wird aufgebaut, indem in das Silizium gezielt Akzeptoren – dies sind dreiwertige Fremdatome (z.B. Bor oder Aluminium) – eingebaut werden. Die Akzeptoren können Elektronen aus dem Valenzband des Siliziums aufnehmen, so daß positiv geladene Löcher entstehen. Die Leitfähigkeit wird durch die Löcher bestimmt und das Material wird als p-leitend bezeichnet.

In der n-Schicht sind Donatoren eingebaut – fünfwertige Fremdatome (wie Phosphor oder Arsen) – die ein Elektron abgeben können. Hier wird die Leitfähigkeit durch die Elektronen bestimmt und man erhält n-leitendes Material.<sup>16</sup>

Bringt man eine p- und eine n-leitende Schicht zusammen, so bildet sich ein pn-Übergang aus. Am Übergang der unterschiedlich dotierten Schichten kommt es zu einem Diffusionsstrom (Generationsstrom  $I_g$ ) von Elektronen in die p-Schicht bzw. von Löchern in die n-Schicht. In der p-Schicht kommt es zu einer negativen und in der n-Schicht zu einer positiven Raumladung.

Durch diese Polarisation wird in der Übergangsschicht ein elektrisches Feld, d.h. eine Spannung  $U_0$  und damit ein Feldstrom (Rekombinationsstrom  $I_r$ ) erzeugt, der den Diffusionsstrom gerade kompensiert. Es fließt kein Nettostrom mehr.

Außerdem hat sich über dem pn-Übergang eine Verarmungsschicht gebildet, in der kaum freie Ladungsträger (Elektronen und Löcher) vorhanden sind.

Für die n-Leitung gilt dann mit dem Generationsstrom  $I_{ng}$  und dem Rekombinationsstrom  $I_{nr}$ :

$$I_{nr}(0) + I_{ng}(0) = 0 \quad (2.14)$$

Durch das Anlegen einer externen Bias-Spannung in Sperrichtung  $U_S$  (pos. Spannung an die n-Schicht, Masse an die p-Schicht) wird die Potentialdifferenz am pn-Übergang erhöht und der Rekombinationsstrom der Elektronen wird verkleinert.

<sup>15</sup>Eine genaue Beschreibung findet sich z.B. in [Ber68].

<sup>16</sup>Neben der durch die Dotierung des Siliziums erzeugten Störstellenleitung (p oder n) findet immer (auch in undotiertem Silizium) Eigenleitung statt. Die Eigenleitung ('intrinsic'- oder i-Leitung) ist auf die Erzeugung negativer oder positiver Ladungen durch thermische Anregung zurückzuführen.

Außerdem wird die Grenzschicht vergrößert. Bei der Temperatur  $T$  gilt:<sup>17</sup>

$$I_{nr}(U_S) = I_{nr}(0) \exp(-e|U_S|/k_B T) \quad (2.15)$$

Der thermische Generationsstrom wird dagegen nicht wesentlich durch die Spannung beeinflusst, d.h. es folgt:

$$I_{ng}(U_S) = I_{ng}(0) = -I_{nr}(0) \quad (2.16)$$

Für eine Bias-Spannung in Durchlaßrichtung  $U_D$  wird der Rekombinationsstrom entsprechend erhöht und es gilt:

$$I_{nr}(U_D) = I_{nr}(0) \exp(e|U_D|/k_B T) \quad (2.17)$$

Für den Löcherstrom  $I_p$  gelten die entsprechenden Gleichungen mit anderem Vorzeichen. Insgesamt folgt dann für eine Bias-Spannung  $U$  beliebiger Polarität ( $U_S < 0$ ,  $U_D > 0$ ):

$$I = \underbrace{(I_{ng} + I_{pg})}_{I_0} (\exp(eU/k_B T) - 1) \quad (2.18)$$

Werden in der aktiven Schicht der in Sperrichtung betriebenen Photodiode durch Licht-Quanten Elektron-Loch-Paare erzeugt, so kommt zum Dunkelstrom  $I_D$  (nach Gl. 2.18) der dem Quantenfluß  $\Phi$  proportionale Photostrom  $I_{ph}$  hinzu. Es gilt dann nach [Pau85]:

$$I = \underbrace{I_0 (\exp(-e|U_S|/k_B T) - 1)}_{-I_D} - I_{ph}(\Phi) \quad (2.19)$$

Der resultierende Strom  $I$  ist vom Photostrom  $I_{ph}$  linear abhängig.<sup>18</sup> Für die Generationsrate  $G(x)$  von Elektron-Loch-Paaren in der Eindringtiefe  $x$  gilt mit dem Quantenwirkungsgrad  $\eta_q$  und dem Quantenfluß pro Fläche  $\Phi/A$  unter Berücksichtigung der Absorption im Material nach [Pau85]:

$$G(x) = \eta_q (1 - R) \frac{\Phi}{A} \exp(-\alpha x) \quad (2.20)$$

$\alpha$  ist der Absorptionskoeffizient und durch den Reflexionsfaktor  $R$  wird die Reflexion am Diodenmaterial berücksichtigt. Für den Photostrom  $I_{ph}$  folgt:

$$I_{ph}(\Phi) = eA(d_i + l_n + l_p)G(x) \quad (2.21)$$

$d_i$  bezeichnet die Dicke der aktiven Schicht, d.h. der Verarmungszone, und  $l_n$  bzw.  $l_p$  sind die Diffusionslängen im n- bzw. p-Bereich.

In Anhang D sind in Tab. D.1 die Eigenschaften der verwendeten HAMAMATSU-Photodioden aufgeführt.

Aus einer pn-Photodiode wird eine pin-Photodiode, wenn der Bereich in der die Ladungsträger erzeugt werden, d.h. die intrinsische Schicht, vergrößert wird.

Wird die pin-Photodiode in Sperrichtung mit der Bias-Spannung  $U_S$  betrieben, so hat das folgende Konsequenzen:

1. Vergrößerung des aktiven Bereichs, d.h. der Sperrschicht der Diode
2. Verringerung der Diodenkapazität
3. Vergrößerung des Dunkelstroms

<sup>17</sup>  $k_B = 8.6174 \cdot 10^{-5}$  eV/K ist die Boltzmannkonstante.

<sup>18</sup> Im allgemeinen ist der Dunkelstrom klein gegen den Photostrom. Außerdem gilt  $e|U_S|/k_B T \ll 1$ , d.h. man kann den Exponenten entwickeln, und es folgt angenähert  $I_D \sim U_S$ .

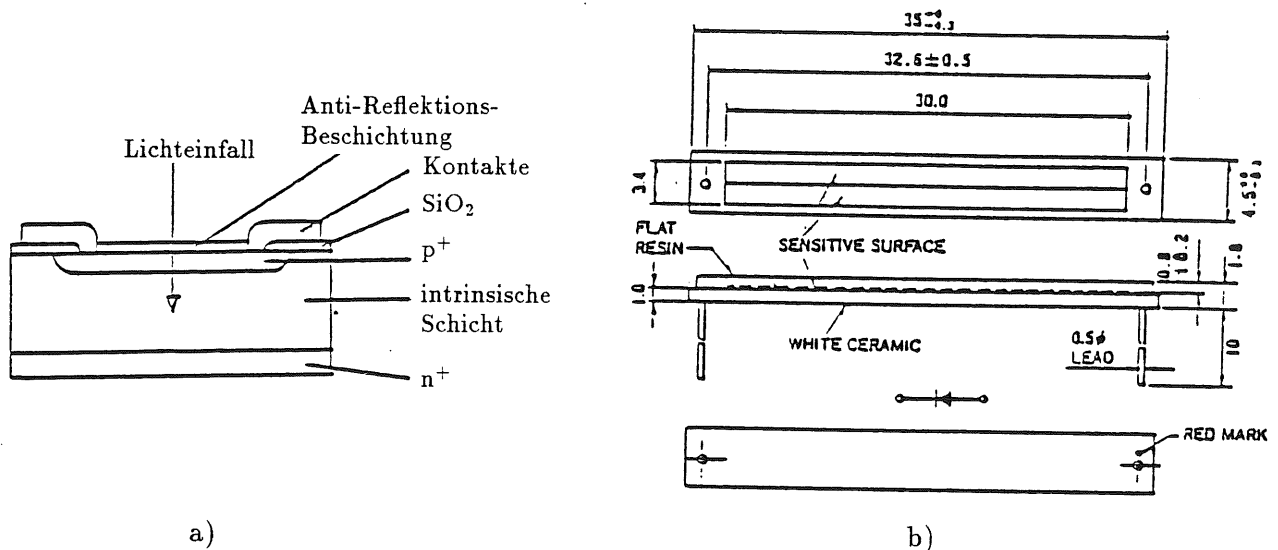


Abb. 2.4: Aufbau der Silizium-pin-Photodioden

In a) ist der schematische Aufbau einer pin-Photodiode (nach [Pau85]) und in b) die Struktur der Photodiode S2575 von HAMAMATSU abgebildet (Längenangaben in mm) (nach [Ham86]).

Der durch die Eigenleitung erzeugte Dunkelstrom wird bei pin-Dioden vergrößert, da die Rekombinationswahrscheinlichkeit der thermisch erzeugten Ladungen mit zunehmender Dicke der i-Schicht geringer werden.

Die Verringerung der Diodenkapazität hat eine Abnahme des Rauschens zur Folge (siehe Kap. 2.2.3) und die Vergrößerung des Dunkelstroms verstärkt das Rauschen. Das heißt, daß es eine optimale Bias-Spannung mit minimalem Rauschen gibt.

Ein wichtiges Kriterium für die pin-Dioden ist ihre spektrale Empfindlichkeit  $\mathfrak{R}(\lambda)$ , d.h. das Verhältnis von Photostrom  $I_{ph}$  zu auftreffender Strahlungsleistung  $\Phi_\lambda$ .

Es gilt:

$$\mathfrak{R}(\lambda) = \frac{dI_{ph}}{d\Phi_\lambda} \sim \lambda \eta_q \quad (2.22)$$

Die Empfindlichkeit wird zu kleinen Wellenlängen  $\lambda$  durch die Transparenz des Eintrittsfensters und zu großen  $\lambda$ 's hin durch die Silizium-Bandlücke (1.14 eV) bestimmt.

Die verwendeten HAMAMATSU-pin-Dioden haben eine Fläche von  $1 \text{ cm}^2$  ( $3.4 \times 30 \text{ mm}^2$ ) und sind nach [Ham86] im Wellenlängen-Bereich von 320-1060 nm sensitiv (siehe Tab. D.1 in Anhang D).

In Abb. 2.4 ist der Aufbau dieser Dioden gezeigt.

Auch höherenergetische  $\gamma$ -Strahlung erzeugt in der Photodiode Signale, da die einfallenden  $\gamma$ 's durch Comptonstreuung oder Photoeffekt im Diodenmaterial Elektronen freisetzen, die wiederum Elektron-Loch-Paare erzeugen. Die Anzahl  $N$  der erzeugten Paare ist proportional zur absorbierten Energie der  $\gamma$ -Strahlung. Für Silizium gilt bei Zimmertemperatur nach [Ber68, Kno79]:

$$N = \frac{E_\gamma}{3.62 \text{ eV}} \quad (2.23)$$

3.62 eV ist die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares.

Durch diesen Halbleiterzähleffekt wird es möglich, die Photodioden durch geeignete  $\gamma$ -Quellen zu kalibrieren, d.h. Signalhöhen und Rausch- $\sigma$ 's in Elektronen (e) umzurechnen.

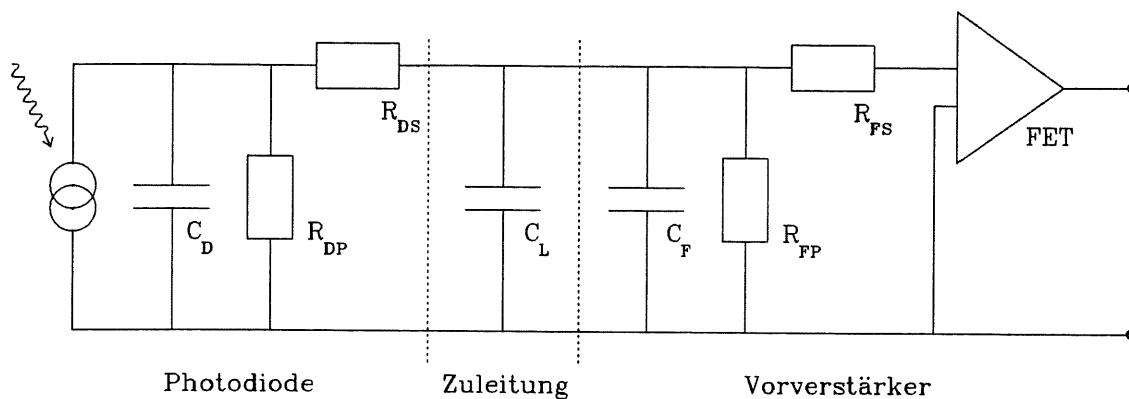


Abb. 2.5: Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker  
(nach [Gro84])

Die Abhängigkeit der Kapazität der Photodiode von der anliegenden Bias-Spannung läßt sich angeben, wenn man die Photodiode als Plattenkondensator der Fläche  $A$  mit dem Plattenabstand  $d$  auffaßt. Es gilt nach [Gro84]:

$$C_D \text{ (pF)} = 106 \frac{A \text{ (cm}^2\text{)}}{d \text{ (100}\mu\text{m)}} \quad (2.24)$$

Mit einer in Sperrichtung angelegten Bias-Spannung  $U_S$  gilt für die Breite der Verarmungszone (diese entspricht gerade dem Plattenabstand  $d$ ):

$$d \text{ (100}\mu\text{m)} = 5.4 \cdot 10^{-3} \sqrt{\rho \text{ (}\Omega\text{cm)} (U_S + U_0) \text{ (V)}} \quad (2.25)$$

$\rho$  ist der spezifische Widerstand von Silizium<sup>19</sup> und  $U_0$  ist die Offset-Spannung, die ohne Bias über der Verarmungszone anliegt.  $U_0$  beträgt für Silizium ca. 0.7 V [Bia85]. Zusammenfassen der Gl. 2.24 mit Gl. 2.25 ergibt:

$$C_D \text{ (pF)} \approx 1.96 \cdot 10^4 \frac{A \text{ (cm}^2\text{)}}{\sqrt{\rho \text{ (}\Omega\text{cm)} (U_S + U_0) \text{ (V)}}} \quad (2.26)$$

Für eine Photodiode der Fläche  $1 \text{ cm}^2$  liegt bei einer Bias-Spannung von ca. 20 V die Kapazität  $C_D$  in der Größenordnung von einigen 10 pF bei  $\rho_{Si} \approx 2.3 \cdot 10^5 \Omega\text{cm}$  und bei einigen 100 pF für  $\rho_{Si} \approx 2.3 \cdot 10^3 \Omega\text{cm}$  (siehe z.B. auch [Ber68]). Der Meßwert für die Photodioden liegt bei ca. 80 pF.

Der Einfluß der Diodenkapazität und des Dunkelstroms auf das Rauschen wird im folgenden Kap. 2.2.3 beschrieben.

### 2.2.3 Photodioden-Vorverstärker-Rauschen

Da die Photodioden keine interne Verstärkung besitzen, muß das vom Detektor aufgenommene Signal durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker weiterverarbeitet werden.<sup>20</sup> Das Ersatzschaltbild der Kombination Photodiode/Vorverstärker zeigt Abb. 2.5.

<sup>19</sup>  $\rho_{Si}$  hängt von der Reinheit des Siliziums ab und kann Werte bis  $\rho_{Si} \approx 2.3 \cdot 10^5 \Omega\text{cm}$  bei 300 K erreichen [Ber68].

<sup>20</sup> Werden in der Photodiode z.B.  $10^4$  Elektronen-Loch-Paare erzeugt, so liegt über einer Kapazität von 100 pF eine Spannung von nur 16  $\mu\text{V}$  an.

Die Photodiode wird als Stromquelle mit Kondensator  $C_D$  sowie Parallel- und Serienwiderstand  $R_{DP}$  und  $R_{DS}$  dargestellt. Der Vorverstärker wird ersetzt durch den Feldeffekt-Transistor (FET), Parallel- und Serienwiderstand  $R_{FP}$  bzw.  $R_{FS}$ <sup>21</sup> und eine Kapazität  $C_F$ . Die Kabelzuleitung zwischen Photodiode und Vorverstärker wird durch die Leitungskapazität  $C_L$  berücksichtigt.

Die folgenden Rauschbeiträge sind relevant [Kow70,Del80]:

- **Thermisches Rauschen** - begründet in Spannungsfuktuationen durch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Leiter. Die mittlere quadratische Rauschspannung über einen Widerstand  $R$  im Frequenzbereich  $df$  bei der Temperatur  $T$  wird durch die Nyquist-Formel beschrieben. Es gilt:

$$\bar{u}_t^2 = 4k_B T R df \quad (2.27)$$

- **Schottky Rauschen** - durch die Elektronen als "individuelle" Ladungsträger ergeben sich statistische Fluktuationen. Für die mittlere quadratische Abweichung des Stroms gilt nach der Schottky-Formel bei einem mittleren Strom  $\bar{I}$ :

$$\bar{i}_s^2 = 2e\bar{I}df \quad (2.28)$$

- **$\frac{1}{f}$ -Rauschen** - dies ist ein frequenzabhängiges Rauschen, für das mit einer Konstanten  $A_f$  gilt:

$$\bar{u}_f^2 = A_f \frac{df}{f} \quad (2.29)$$

Die Beiträge der Einzelkomponenten des Ersatzschaltbildes können zusammengefaßt werden:

- Thermisches Rauschen der Serienwiderstände  $R_{DS}$  und  $R_{FS}$ :

$$\bar{u}_{t ds}^2 = 4k_B T R_{DS} df \quad (2.30)$$

$$\bar{u}_{t fs}^2 = 4k_B T R_{FS} df \quad (2.31)$$

- Schottky-Rauschen der Parallelwiderstände  $R_{DP}$  und  $R_{FP}$  über die Gesamtkapazität  $C = C_D + C_L + C_F$ :

$$\bar{u}_{s dp}^2 = \frac{2eI_{DP}df}{(\omega C)^2} \quad (2.32)$$

$$\bar{u}_{s fp}^2 = \frac{2eI_{FP}df}{(\omega C)^2} \quad (2.33)$$

$I_{DP}$  bzw.  $I_{FP}$  sind die Ströme durch  $R_{DP}$  bzw.  $R_{FP}$ .

- Thermisches Rauschen der Parallelwiderstände über  $C$ :

$$\bar{u}_{t dp}^2 = 4k_B T \frac{df}{R_{DP}(\omega C)^2} \quad (2.34)$$

$$\bar{u}_{t fp}^2 = 4k_B T \frac{df}{R_{FP}(\omega C)^2} \quad (2.35)$$

<sup>21</sup>  $R_{FS}$  ist die Reflexion des FET-Kanalwiderstandes und wird definiert als  $R_{FS} \equiv g_m^{-1}$ .  $g_m$  wird als Transkonduktanz bezeichnet.



–  $\frac{1}{f}$ -Rauschen:

$$\bar{u}_f^2 = A_f \frac{df}{f} \quad (2.36)$$

Die gesamte Rauschspannung  $\bar{u}_N^2$  am Verstärkereingang folgt dann als quadratische Summe aller Beiträge.

Mit  $R_S = R_{DS} + R_{FS}$ ,  $R_P = \frac{R_{DP}R_{FP}}{R_{DP}+R_{FP}}$  und  $I_P = I_{DP} + I_{FP}$  folgt:<sup>22</sup>

$$\bar{u}_N^2 = 4k_B T R_S df + 2e \frac{df}{(\omega C)^2} I_P + 4k_B T \frac{df}{(\omega C)^2} \frac{1}{R_P} + A_f \frac{df}{f} \quad (2.37)$$

Das Zusammenfassen der Vorfaktoren ergibt:

$$\bar{u}_N^2 = \underbrace{\left( \frac{2k_B T}{R_P} + e I_P \right)}_A \frac{1}{(\omega C)^2} \frac{d\omega}{\pi} + \underbrace{2k_B T R_S}_B \frac{d\omega}{\pi} + A_f \frac{d\omega}{\omega} \quad (2.38)$$

Am Ausgang des Vorverstärkers erhält man nach [Kow70]:

$$\bar{U}_A^2 = \int_0^\infty \frac{\bar{u}_N^2(\omega)}{d\omega} G^2(\omega) d\omega \quad (2.39)$$

Für die frequenzabhängige Verstärkung  $G(\omega)$  gilt:

$$G(\omega) = G_0 f(\omega) \quad (2.40)$$

$f(\omega)$  ist die Übertragungsfunktion des Vorverstärkers.

Für einen nachgeschalteten Shapeverstärker mit einer Differentiationstufe und  $n$  Integrationsstufen der Shapekonstanten  $\tau = RC$  folgt nach [Del80]:<sup>23</sup>

$$f^2(\omega) = \frac{(\omega\tau)^2}{(1 + (\omega\tau)^2)^{n+1}} \quad (2.41)$$

Bei einer Stufenfunktion  $U_0$  als Eingangssignal des Shapeverstärkers folgt eine Ausgangsspannung  $U_{SA}(t)$  der Form [Del80]:<sup>24</sup>

$$U_{SA}(t) = U_0 G_0 \left( \frac{1}{n!} \left( \frac{t}{\tau} \right)^n \exp(-t/\tau) \right) \quad (2.42)$$

Für  $n \rightarrow \infty$  ergibt Gl. 2.42 eine Ausgangsspannung, die die Form einer Gaußkurve hat (Gauß-Shaping).

Nach Ausführung der Integration von Gl. 2.39 folgt:

$$\bar{U}_{SA}^2 = \frac{1}{2\sqrt{\pi n}} G_0^2 \left( \frac{A}{C^2} \tau + \frac{B}{2n-1} \frac{1}{\tau} + \sqrt{\frac{\pi}{n}} A_f \right) \quad (2.43)$$

Aus Gl. 2.42 folgt für die maximale Ausgangsspannung der Spannungsstufe  $U_0 = \frac{Q}{C}$  bei  $t = n\tau$  mit der Stirling-Formel  $n! = \sqrt{2\pi n} n^n \exp(-n)$ :

$$U_{SA}^{max} = U_{SA}(n\tau) = \frac{G_0 U_0}{\sqrt{2\pi n}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} G_0 \frac{Q}{C} \quad (2.44)$$

<sup>22</sup>In  $I_P$  überwiegt der Dunkelstrom der Diode  $I_{DP}$ .

<sup>23</sup>Die Begriffe Shapeverstärker und Shapekonstante werden, ebenso wie auch die im weiteren Text folgenden Begriffe Gauß-Shaping und  $CR$ - $RC$ -Shaping, in Kap. 2.3.1 erklärt.

<sup>24</sup>Die Berechnung erfolgt i.a. nach Laplace-Transformation des Eingangssignals (siehe Kap. 2.3.1).

Für die äquivalente Rauschladung  $Q=ENC$  folgt dann durch Gleichsetzen von  $\bar{U}_{SA}$  und  $\bar{U}_{SA}^{max}$ :

$$(ENC)_{Gau\beta}^2 = \sqrt{\pi n} \left( A\tau + \frac{B}{2n-1} \frac{1}{\tau} C^2 + \sqrt{\frac{\pi}{n}} A_f C^2 \right) \quad (2.45)$$

Für  $n=1$ , d.h.  $CR-RC$ -Shaping folgt analog:

$$(ENC)_{CR-RC}^2 = \frac{\exp(2)}{4} \left( A\tau + B \frac{1}{\tau} C^2 + 2A_f C^2 \right) \quad (2.46)$$

Aus Gl. 2.45 und Gl. 2.46 folgt als optimale Shapezeit:

$$\tau_{Gau\beta}^{min} = \sqrt{\frac{B}{2n-1} \frac{C^2}{A}} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{CR-RC}^{min} = \sqrt{\frac{BC^2}{A}} \quad (2.47)$$

Für das Verhältnis von  $(ENC)_{CR-RC}$  zu  $(ENC)_{Gau\beta}$  bei Vernachlässigung des  $\frac{1}{f}$ -Rauschterms gilt dann bei optimaler Shapezeit:

$$\frac{(ENC)_{CR-RC}}{(ENC)_{Gau\beta}} = \sqrt{\frac{\frac{\exp(2)}{2} \sqrt{ABC^2}}{\sqrt{2\pi ABC^2}}} \approx 1.21 \quad (2.48)$$

Dies bedeutet, daß das Gauß-Shaping ein um den Faktor 1.21 besseres Signal/Rausch-Verhältnis hat, als ein  $CR-RC$ -Shaping.

Beide Shapearten zeigen nach Gl. 2.45 und Gl. 2.46 eine strukturell gleiche Abhängigkeit von  $\tau$  und  $C$ . Mit den Konstanten  $a, b$  und  $d$  gilt:

$$(ENC)^2 = a\tau + b \frac{1}{\tau} C^2 + dC^2 \quad (2.49)$$

Unter Vernachlässigung des  $\frac{1}{f}$ -Rauschterms – dies ist gerechtfertigt, da  $A_f$  in der Größenordnung von  $10^{-13}$  liegt – gilt:

$$(ENC)^2 = a\tau + b \frac{1}{\tau} C^2 \quad (2.50)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß es einen optimalen Wert für die Shapekonstante  $\tau$  gibt. Außerdem hat eine Vergrößerung der Kapazität (z.B. Zuleitungskapazität) immer eine Vergrößerung der äquivalenten Rauschladung zur Folge.

Mit der Abhängigkeit der Kapazität der Photodiode von der Bias-Spannung  $U_S$  gemäß Gl. 2.26 und unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Konstanten  $a$  vom Dunkelstrom der Photodiode  $I_{DP}$  gemäß Gl. 2.38, der mit steigender Bias-Spannung vergrößert wird, folgt, wenn man in erster Näherung eine lineare Zunahme von  $I_{DP}$  mit  $U_S$  annimmt, mit den neuen Konstanten  $\alpha, \beta$  und  $\gamma$ :

$$(ENC)^2 = \alpha\tau + \beta\tau U_S + \frac{\gamma}{\tau U_S} \quad (2.51)$$

Für eine konstante Bias-Spannung  $U_S$  gilt

$$(ENC)^2 = a_1\tau + \frac{a_2}{\tau} \quad , \quad (2.52)$$

und bei einer konstanten Shapezeit  $\tau$  folgt

$$(ENC)^2 = b_1 + b_2 U_S + \frac{b_3}{U_S} \quad . \quad (2.53)$$

$a_1, a_2$  bzw.  $b_1, b_2$  und  $b_3$  sind dann neue Konstanten, die im Experiment bestimmt werden (siehe Kap. 3.2.2).

Die Berechnung aktiver Shapenetzwerke, mit denen versucht wird das Ausgangssignal einer Gaußkurve anzunähern, um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern (siehe Kap. 2.3.1), ist komplizierter, allerdings ist zu erwarten, daß die Abhängigkeit von  $\tau$  und  $C$ , bzw.  $U_S$  bei anderen Vorfaktoren erhalten bleibt.

### 2.2.4 Energieauflösung der Kalorimetermodule

Die Energieauflösung von Samplingkalorimetern mit Photodiodenauslese wird im wesentlichen durch drei Terme beschrieben:

- **Sampling-Fluktuationen** – diese sind eine Folge der abwechselnden Schichtung von schauerbildendem Material (Blei) und aktivem Auslesemedium (Plastikszintillator). Da nur ein geringer Teil der Gesamt-Spurlänge aller am Schauer beteiligten Teilchen vom aktiven Medium registriert und ausgelesen werden kann, kommt es zu Schwankungen der Spurlänge und damit auch zu Schwankungen im Energiesignal. Nach [Ama81] folgt für die Energieauflösung durch Sampling-Fluktuationen eines Sampling-Kalorimeters mit Bleiabsorber:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_S = 13.7\% \sqrt{\frac{t'}{E}} \quad (2.54)$$

$t'$  ist die Dicke einer Absorberschicht in Einheiten von  $X_0$ .<sup>25</sup>

Für eine feste Samplingstruktur gilt also:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_S = \frac{C_1}{\sqrt{E}} \quad (2.55)$$

- **Elektronisches Rauschen** – elektronisches Detektorrauschen führt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Mit  $N$  als Anzahl der ausgelesenen Kanäle gilt nach [Eng85]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_N = \frac{C_2' \sqrt{N}}{E} = \frac{C_2}{E} \quad (2.56)$$

- **Konstante Beiträge** – dies sind energieunabhängige Faktoren, wie Kalibrationsfehler oder Inhomogenitäten im Kalorimeter, die zur Verschlechterung der Energieauflösung beitragen. Insbesondere ist in diesem Term auch die Energieunschärfe des Teststrahls enthalten ( $\sigma$  liegt je nach Konversionstarget zwischen 2 und 5% [Pep90]). Es gilt:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_K = C_3 \quad (2.57)$$

Die gesamte Energieauflösung folgt dann nach quadratischer Addition der Einzeltermine (Gl. 2.55, 2.56 und 2.57) [Eng85]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{C_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{C_2}{E}\right)^2 + C_3^2} \quad (2.58)$$

## 2.3 Elektronische Zeitmessung

Zeitmessungen haben allgemein die Zielsetzung die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden physikalischen Ereignissen zu bestimmen.

Bei elektronischen Zeitmessungen im Piko- und Nanosekundenbereich besteht die Aufgabe, elektronische Ausgangssignale zu generieren, die einen zeitlich festen Bezug zu den zu messenden Ereignissen besitzen, und die durch ihre Pulsform – z.B. durch ihre Anstiegsflanke – die Zeit mit genügender Genauigkeit festlegen. Diese Zeitsignale können dann als Steuersignale für elektronische Uhren verwendet werden.

<sup>25</sup>Für das Testkalorimeter gilt  $t' = 0.45$  und damit folgt für die Sampling-Fluktuationen:  $\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_S \simeq \frac{9.2\%}{\sqrt{E}}$

Zeitdiskriminatoren oder 'Time-Pickoffs' erzeugen logische Ausgangssignale, deren Entstehungszeitpunkt im Idealfall unabhängig von der Form ('Shape') und Amplitude des Eingangssignals ist. In Wirklichkeit ist dies jedoch nie der Fall.

Es werden drei Prozesse unterschieden, die Schwankungen in der Zeitbestimmung verursachen:

- **'Walk'** – dies ist die zeitliche Schwankung des Ausgangssignales, die durch Änderungen der Form und Amplitude des Eingangssignals hervorgerufen wird.
- **'Jitter'** – dies sind zeitliche Schwankungen aufgrund des elektronischen Rauschens und statistischer Fluktuationen der Eingangssignale.
- **'Drift'** – kennzeichnet Veränderungen über längere Zeiträume, z.B. Temperaturdrift der Elektronik.

Um logische Zeitsignale zu spektroskopieren, kann die Zeitdifferenz zwischen zwei Signalen (Start und Stop) in Pulshöhensignale umgewandelt werden. Dies kann z.B. mit einem Time-to-Pulse-Height-Converter (TPHC) erfolgen, indem das Start-Signal das Aufladen eines Kondensators durch eine konstante Stromquelle bewirkt und das Stop-Signal diesen Prozeß beendet. Der Wert der am Kondensator anliegenden Spannung ist dann proportional zum Zeitintervall zwischen Start- und Stop-Signal. Durch das Einschalten verschiedener Kondensatoren kann dann auch ein geeigneter Zeitbereich gewählt werden.<sup>26</sup>

Bei der Messung von koinzidenten Ereignissen wird das Stop-Signal des einen Zeitdiskriminators soweit verzögert, daß die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal dem eingestellten Zeitbereich des TPHC's entspricht.

Die positiven Ausgangssignale des TPHC's können dann mit einem Vielkanalanalysator (MCA=Multi-Channel-Analyzer) aufgenommen werden.

Im MCA werden die Pulshöhensignale digitalisiert, d.h. in diskrete Pulshöhenkanäle einsortiert und von einem angeschlossenen Rechner abgespeichert bzw. weiterverarbeitet.<sup>27</sup>

In Kap. 3.1.2 ist in Abb. 3.2 der schematische Aufbau zur Messung koinzidenter Zeitsignale, wie er für die Vorversuche mit der <sup>22</sup>Na-Quelle verwendet wurde, dargestellt.<sup>28</sup>

Ein gemessenes Zeitspektrum besteht meist aus einem nichtkoinzidenten, d.h. zufälligen Untergrund, der normalerweise über den gesamten Bereich konstant ist oder bei gepulsten Messungen die Pulsfrequenz widerspiegelt und einem überlagerten Zeitspektrum, in dem die koinzidenten bzw. korrelierten Signale (z.B. der beiden  $\gamma$ -Vernichtungsquanten aus der <sup>22</sup>Na-Quelle – siehe Kap. 3.1.3) aufsummiert werden.

Der ideale Zeitpeak würde durch den MCA in einen festen Pulshöhenkanal einsortiert und hätte eine vernachlässigbare Breite. Der reale Zeitpeak hat aufgrund der endlichen Detektoraufösung (statistische Schwankung der Energie und damit auch der Zeitaufösung) eine andere Form. Wenn nur statistische Prozesse, wie Elektronik-Rauschen und die Detektoraufösung die Zeitmessung bestimmen, läßt sich der Koinzidenzpeak gut durch eine Gaußverteilung beschreiben.

Abb. 3.3 in Kap. 3.1.3 zeigt ein typisches Zeitspektrum der Vorversuche, daß nach Abzug des konstanten Untergrundes an eine Gaußverteilung angepaßt werden kann.

<sup>26</sup>Statt eines TPHC's kann auch ein TDC (Time-to-Digital-Converter) benutzt werden, in dem die Zeitdifferenz-Werte direkt digitalisiert und von einem angeschlossenen Rechner weiterverarbeitet werden.

<sup>27</sup>Ein MCA enthält einen oder mehrere ADC's (Analog-to-Digital-Converter), durch die die Analogsignale in für den Rechner verarbeitbare digitale Signale umgewandelt werden.

<sup>28</sup>In der Praxis gibt es auch den Fall, daß die Signale der Detektoren groß genug sind, um sie direkt auf die Zeitdiskriminatoren geben zu können. Dies ist z.B. oft bei Photomultiplierauslese von Plastikszintillatoren der Fall.

Für die Gaußfunktion  $F(x)$  gilt:

$$F(x) = A \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.59)$$

$A$  ist die Anzahl der Einträge im Maximum und  $\bar{x}$  ist der Mittelwert der Gaußverteilung.<sup>29</sup> Die Breite der Verteilung wird durch die Halbwertsbreite (FWHM=Full-Width-at-Half-Maximum) bzw. durch die Standardabweichung  $\sigma$  angegeben. FWHM und  $\sigma$  sind über die Beziehung

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma = 2.35482 \sigma \quad (2.60)$$

verknüpft.

Das feste Zeitdelay zwischen Start- und Stop-Signal enthält keine Information über die Zeitauflösung, ist aber z.B. wichtig für die Absolutbestimmung von Laufzeiten und wird durch Einschalten definierter Zeitdelays zur Zeitkalibration verwendet.

Treten andere als statistische Einflüsse bei der Zeitmessung – insbesondere systematische Schwankungen – auf, so erhält man Zeitpeaks abweichender Formen, z.B. asymmetrische Gaußverteilungen oder Abweichungen im Randbereich der Verteilungsfunktion.

Die Größe der erreichbaren Zeitauflösung wird im wesentlichen durch zwei Faktoren bestimmt:

- Zeitverhalten und Form der Ausgangssignale des Detektors bzw. der nachfolgenden Elektronik, also des Vorverstärkers und des Shapeverstärkers
- Wahl des Zeitdiskriminators

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Zeitmessungen wurde mit zwei verschiedene Kombinationen von Shapeverstärker/Zeitdiskriminator gearbeitet:

- Bipolarshaper und Nulldurchgangs-Diskriminator
- Timing-Filter-Amplifier und Constant-Fraction-Diskriminator

### 2.3.1 Shapeverstärker

Die Verwendung von Shapeverstärkern<sup>30</sup> hat zwei Gründe:

- Die Signale des Detektors sind meist, auch nach einem zwischengeschalteten Vorverstärker, zu klein und müssen weiterverstärkt werden, um die Anpassung an die Folgeelektronik zu ermöglichen
- Die Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses

Die Ausgangssignale der verwendeten integrierenden Vorverstärker mit kapazitiver Rückkopplung haben i.a. sehr schnelle Anstiegszeiten (z.B. 70 ns) und langsame Abfallzeiten (z.B. 450  $\mu$ s) und können daher angenähert als Stufenfunktion aufgefaßt werden.

Ein nachgeschalteter Shapeverstärker ändert diese Signalform z.B. durch differenzierende und integrierende  $RC$ -Glieder (Hochpass, Tiefpass).

<sup>29</sup> $\bar{x}$  ist hier identisch mit der Lage des Maximums bzw. mit dem Schwerpunkt der Verteilung.

<sup>30</sup>Der Begriff Shapeverstärker kommt daher, daß in diesen Verstärkern die Form ('Shape') der Eingangssignale geändert wird.

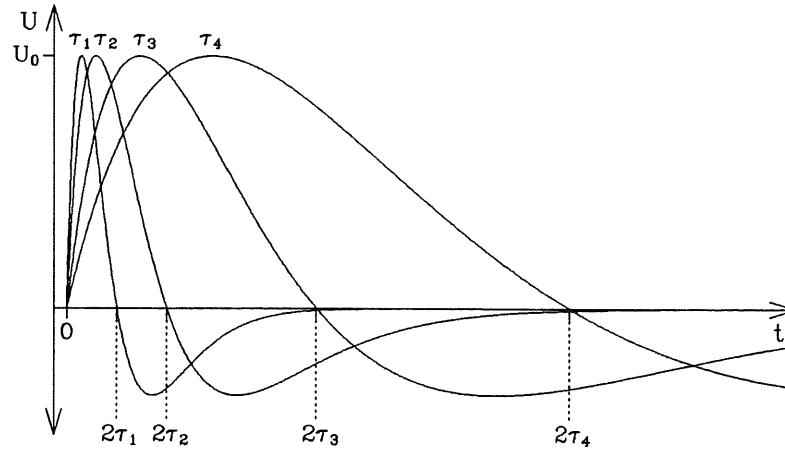


Abb. 2.6: Bipolare Pulsformen eines einmal integrierenden und zweimal differenzierenden  $CR-(RC)^2$ -Shapeverstärkers mit verschiedenen Shapekonstanten. Die Pulse sind nach Gl. 2.64 berechnet und es gilt  $\tau_4 = 10\tau_1$ ,  $\tau_3 = 5\tau_1$  und  $\tau_2 = 2\tau_1$ . Der Nulldurchgang der Signale erfolgt bei  $T_{zero} = 2\tau$ .

Die Pulsform  $U_{SA}(t)$  nach einem Hochpass am Eingang eines Shapeverstärkers mit frequenzabhängiger Verstärkung  $G(\omega) = G_0 f(\omega)$  läßt sich nach Laplace-Transformation<sup>31</sup> der Stufenfunktion ( $U(t) = 0$  für  $t < 0$  und  $U(t) = U_0$  für  $t > 0$ ) als Eingangssignal zu

$$U_{SA}(t) = U_0 G_0 \exp(-t/\tau) \quad (2.61)$$

berechnen [Kow70, Scm86].  $\tau = RC$  ist die Shapekonstante.

Folgt auf den Hochpass ein Tiefpass, der das Signal  $U_{SA}(t)$  integriert, so gilt nach äquivalenter Rechnung für das unipolare Ausgangssignal  $U_{uni}(t)$  des  $CR-RC$ -Shapers (siehe auch Gl. 2.42 für  $n=1$ ):

$$U_{uni}(t) = U_0 G_0 \frac{t}{\tau} \exp(-t/\tau) \quad (2.62)$$

Der maximale Wert des unipolaren Signals  $U_{uni}^{max}$  wird zur Zeit  $t = \tau$  erreicht und beträgt:

$$U_{uni}^{max}(t = \tau) = U_0 G_0 \exp(-1) \quad (2.63)$$

Um ein bipolares Ausgangssignal  $U_{bi}$  zu erhalten, muß  $U_{uni}$  ein zweites Mal durch einen Hochpass differenziert werden. Geschieht dies mit der gleichen Zeitkonstanten  $\tau$ , so ergibt die Berechnung nach Laplace-Transformation für den  $CR-(RC)^2$ -Shaper [Kow70]:

$$U_{bi}(t) = U_0 G_0 \left( \frac{t}{\tau} - \frac{1}{2} \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 \right) \exp(-t/\tau) \quad (2.64)$$

Der Nulldurchgang erfolgt bei diesem Signal zur Zeit  $T_{zero} = 2\tau$  (siehe Abb. 2.6).

In Abb. 2.6 sind nach Gl. 2.64 berechnete bipolare Pulse dargestellt.

<sup>31</sup>Durch die Laplace-Transformation wird das Eingangssignal  $U(t)$  in die Spektralfunktion  $U(p) = L(U(t))$  übertragen, wobei  $L$  der Laplace-Operator und  $p = x + i\omega$  eine komplexe Größe ist. Für  $L(U(t))$  gilt  $L(U(t)) = \int_0^\infty U(t) \exp(-pt) dt$ . Für die Übertragungsfunktion  $G(p)$  des Netzwerkes folgt als Antwortfunktion  $u_2(p)$  auf die Eingangsfunktion  $u_1(p)$  dann  $u_2(p) = G(p) u_1(p)$ . Die Ausgangsfunktion im Zeitraum folgt dann nach Rücktransformation gemäß  $u_2(t) = L^{-1}(u_2(p))$ . Dieses Verfahren wird durchgeführt, da die Lösung der Differentialgleichung im Zeitbereich i.a. schwierig ist und sich im  $p$ -Bereich die Berechnung auf die Lösung einer algebraischen Gleichung reduziert.

Pulsform	Netzwerk	Übertragungsfunktion	Rauschladung
'Cusp'	–	–	1
Gauß	$1 \times \text{Diff}, n \rightarrow \infty \times \text{Int}$	$\frac{p}{(p+1/\tau)} \frac{1}{(p+1/\tau)^n}$ mit $n \rightarrow \infty$	1.12
uni	$1 \times \text{Diff}, n = 1 \times \text{Int}$	$\frac{p}{(p+1/\tau)} \frac{1}{(p+1/\tau)}$	1.36
uni	$1 \times \text{Diff}, n = 2 \times \text{Int}$	$\frac{p}{(p+1/\tau)} \frac{1}{(p+1/\tau)^2}$	1.22
uni	$1 \times \text{Diff}, n = 3 \times \text{Int}$	$\frac{p}{(p+1/\tau)} \frac{1}{(p+1/\tau)^3}$	1.16
bi	$2 \times \text{Diff}, n = 1 \times \text{Int}$	$\frac{p^2}{(p+1/\tau)^2} \frac{1}{(p+1/\tau)}$	1.88
Ortec 572 uni	aktiv	–	1.14

Tab. 2.4: Rauschladung für verschiedene Pulsformen  
(nach [Kow70,Ortec])

Neben einfachen Hoch-/Tiefpass-Shapern, gibt es Shapeverstärker mit aktiven Netzwerken die das Signal/Rausch-Verhältnis weiter verbessern.

Das beste Signal/Rausch-Verhältnis läßt sich durch eine theoretische Signalform, die als 'Cusp' bezeichnet wird, erreichen. Für den 'Cusp'-Puls gilt  $U(t) = \exp(t/\tau)$  für  $t < 0$  und  $U(t) = \exp -(t/\tau)$  für  $t > 0$ .

In Tab. 2.4 sind für verschiedene Pulsformen die Netzwerke, die Übertragungsfunktionen und die relativen Rauschladungen angegeben.

Da ein Gaußpuls ein sehr gutes Signal/Rausch-Verhältnis hat, wird versucht durch aktive Netzwerke (z.B. Ortec 572) das Ausgangssignal einer Gaußform anzunähern (siehe auch Gl. 2.42).

Für aktive Shapeverstärker ergibt sich die Schwierigkeit, daß hier die Shapekonstante  $\tau$  nicht mehr einfach als  $\tau = RC$  definiert ist, sondern von der Art des Netzwerkes abhängt. Ein direkter Vergleich von Shapeverstärkern, anhand der angegebenen Shapekonstanten, ist daher i.a. nur für den speziellen Fall möglich, daß gleiche Netzwerke benutzt wurden.

In Tab. E.1 im Anhang E sind daher für die verwendeten Shapeverstärker die, mit einem Oszilloskop gemessenen, charakteristischen Zeiten der Ausgangspulse angegeben.<sup>32</sup>

Zur Erzeugung bipolarer Signale gibt es als zweite Methode das Kabel-Shaping ('clipping') durch zweimalige Reflexion des Vorverstärker-Ausgangssignales an Laufzeit-Kabeln. Dieses, auch als 'double-delay-line'-Methode (D.L.) bezeichnete Shaping des Eingangssignals, führt zu nahezu rechteckigen bipolaren Ausgangssignalen mit einem sehr steilen Nulldurchgang<sup>33</sup>, die sich sehr gut zur schnellen Zeitmessung eignen.

Schnelle Verstärker, wie z.B. Timing-Filter-Amplifier (TFA) sind ebenfalls besonders gut für die Zeitspektroskopie geeignet. Sie liefern i.a. negative unipolare Ausgangssignale die Photomultiplierpulsen ähnlich sind (z.B. Ortec 454). Auch die Shapekonstanten eines TFA's liegen in einem anderen Bereich, als bei herkömmlichen Shapeverstärkern – ca. 5 ns bis 200 ns Shapekonstante für TFA's gegenüber 0.1  $\mu$ s bis 10  $\mu$ s für Shapeverstärker.

<sup>32</sup>Für den Ortec 410 gilt dabei im Rahmen der Meßgenauigkeit die Übereinstimmung  $T_{zero} \simeq 2T_{max}$ , was auch nach Gl. 2.62 für  $T_{max} = \tau$  und Gl. 2.64 für einen  $CR-(RC)^2$ -Shaper zu erwarten war.

<sup>33</sup>Die erste Kabel-Reflexion macht aus der Stufenfunktion eine Rechteckfunktion und die zweite Kabel-Reflexion erzeugt dann ein bipolares Rechtecksignal. Der bei Messungen benutzte Ortec 410 wurde u.a. im D.L.-Mode betrieben.

### 2.3.2 Zeitdiskriminatoren

#### Leading-Edge-Diskriminator

Beim Leading-Edge-Diskriminator (LE-Diskriminator) wird ein logisches Ausgangssignal erzeugt, wenn eine Komparatorschaltung anzeigt, daß das Eingangssignal eine feste Amplitudenschwelle, die auf der Anstiegsflanke des Eingangssignals liegt, überschreitet. Der Komparator triggert dann die Elektronik, die das logische Ausgangssignal erzeugt.

Der Nachteil eines LE-Diskriminators besteht in der starken Abhängigkeit des Zeitsignals von der Amplitude und der Anstiegszeit des Eingangssignals. Der LE-Diskriminator findet daher nur Anwendung bei Zeitmessungen mit Signalen, deren Amplituden und Anstiegszeiten nur wenig variieren.<sup>34</sup>

Abb. 2.7 zeigt den 'Walk', d.h. den Einfluß von Amplitude und Anstiegszeit auf das Zeitsignal beim LE-Diskriminator anhand idealisierter Pulse [Scm86,Ortec]. Die Signale A und B haben die gleiche Anstiegszeit  $t_{r1}$ , aber verschiedene Amplituden  $U_A$  bzw.  $U_B$  und überschreiten die Schwelle  $U_S$  bei den Zeiten  $t_1$  bzw.  $t_2$ .

Das Signal C unterscheidet sich von B bei gleicher Amplitude  $U_B$  durch die größere Anstiegszeit  $t_{r2}$  und erreicht die Diskriminator-Schwelle bei  $t_3$ .

Der LE-Diskriminator ist ladungssensitiv, d.h. es wird erst dann ein Ausgangssignal erzeugt, wenn die Schwelle überschritten und oberhalb der Schwelle eine gewisse Ladungsmenge erzeugt wurde. Für die Signale A, B und C folgen daher die Ausgangszeiten des LE-Diskriminators zu  $t_{10}$ ,  $t_{20}$  und  $t_{30}$ .

Durch die Ladungssensitivität des LE-Diskriminators folgt, daß für Signale gleicher Amplitude der 'Walk' des Zeitsignals bei größerer Anstiegszeit anwächst. Für Signale gleicher Anstiegszeit wird der 'Walk' mit abnehmender Amplitude größer.

Ein reales Eingangssignal der Spannung  $U(t)$  erfährt eine Zeitverschiebung  $\Delta T$  (z.B.  $\Delta T = |t_1 - t_{10}|$ ) gemäß

$$\Delta T \cong \sqrt{\frac{2k}{\left.\frac{dU(t)}{dt}\right|_{t=T_S}}}, \quad (2.65)$$

wobei  $T_S$  der Zeitpunkt des Erreichens der Schwelle ist.  $k$  sind die in Abb. 2.7 dargestellten konstanten Flächen, die ein Maß für die zum Ansprechen des Triggers benötigte Ladungsmenge sind. Für Signale mit einer kleinen Anstiegszeit wird  $\Delta T$  klein, aber der Fehler im effektiven Schwellenwert  $\Delta U_S$  wird vergrößert (siehe Abb. 2.7).

Um die Zeitverschiebung klein zu halten, sollte daher die Schwelle  $U_S$  möglichst tief gesetzt werden – allerdings muß sie oberhalb der Rauschamplitude liegen. In der Praxis liegen die Werte von  $U_S$  im Bereich zwischen  $0.1 U_{max}$  und  $0.25 U_{max}$ .

Bei modernen Diskriminatoren ist die für das Ansprechen benötigte Ladungsmenge klein, so daß der 'Walk' in der Zeitaufösung nicht sehr groß ist.

Eine wesentlich größere Rolle spielt der 'Jitter' der Zeitmessung durch das Rauschen der Elektronik und statistische Pulshöhenschwankungen.

Der 'Jitter' beschreibt die Übertragung des Spannungsrauschens  $\Delta U$  in ein Zeitrauschen  $\Delta t$  – daher wird für den 'Jitter' auch der Begriff Phasenrauschen verwendet.

Unter der Annahme, daß die Rauschamplitude durch eine Gaußverteilung mit  $\sigma_N$  beschrieben wird, gilt für die äquivalente Standardabweichung der Zeitmessung  $\sigma_{TN}$  [Ortec]:

$$\sigma_{TN} \cong \frac{\sigma_N}{\left.\frac{dU(t)}{dt}\right|_{t=T_S}} \quad (2.66)$$

<sup>34</sup> So z.B. bei Photomultiplierauslese von Plastikszintillatoren.



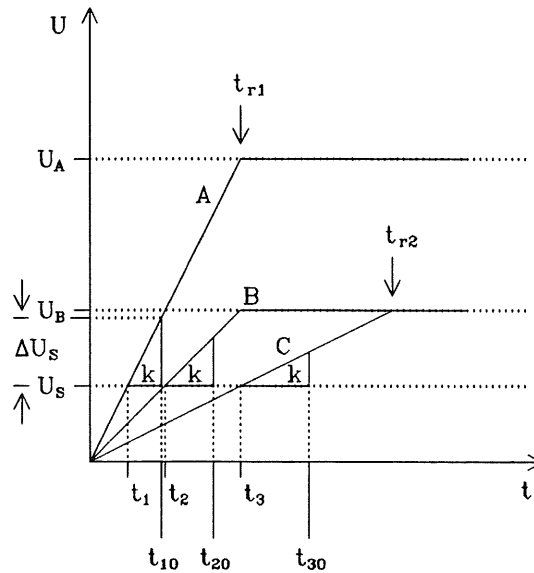


Abb. 2.7: Funktionsweise eines Leading-Edge-Diskriminators bei idealisierter Pulsform

Es sind drei Signale A, B und C mit verschiedenen Anstiegszeiten  $t_{r1}$  bzw.  $t_{r2}$  oder Amplituden  $U_A$  bzw.  $U_B$  dargestellt. Die Diskriminator-Schwelle  $U_S$  wird zu den Zeitpunkten  $t_1$ ,  $t_2$  bzw.  $t_3$  überschritten. Wegen der Ladungssensitivität des LE-Diskriminators folgen aber die logischen Ausgangssignale zu den Zeiten  $t_{10}$ ,  $t_{20}$  und  $t_{30}$ .

Statistische Pulshöhenschwankungen mit der Standardabweichung  $\sigma_S$  ergeben in analoger Weise:

$$\sigma_{TS} \cong \frac{\sigma_S}{\left. \frac{dU(t)}{dt} \right|_{t=T_S}} \quad (2.67)$$

Der Einfluß des 'Jitter' auf die Zeitmessung ist in Abb. 2.8 mit idealisierter Pulsform dargestellt – a) zeigt den Einfluß des Rauschens und b) den von statistischen Pulshöhenschwankungen.

Die Gesamt-Standardabweichung der Zeitmessung  $\sigma_T$  als Folge des 'Jitter' folgt dann aus der quadratischen Addition beider Beiträge zu:

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_{TN}^2 + \sigma_{TS}^2} \quad (2.68)$$

### Constant-Fraction-Diskriminator

Bei einem Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) wird nicht wie beim LE-Diskriminator bei einer festen Amplitude der Schwellenwert gesetzt, sondern bei einem konstanten Bruchteil ('Fraction') der Maximalamplitude.

Mit einem CFD kann man sehr gute Zeitauflösungen (bis 10 ps) über einen weiten dynamischen Bereich messen. Das bedeutet, daß intrinsische Zeitschwankungen sehr gering sind.

Bei einem CFD wird das analoge Eingangssignal in zwei Signale aufgesplittet. Das erste Signal wird auf den gewünschten Bruchteil der Maximalamplitude abgeschwächt und invertiert. Das zweite Signal wird verzögert und in einer Summierstufe werden dann beide Signale zu einem bipolaren Puls addiert, dessen Nulldurchgang dann mit einem Nulldurchgangstrigger registriert und ein logisches Ausgangssignal erzeugt wird.

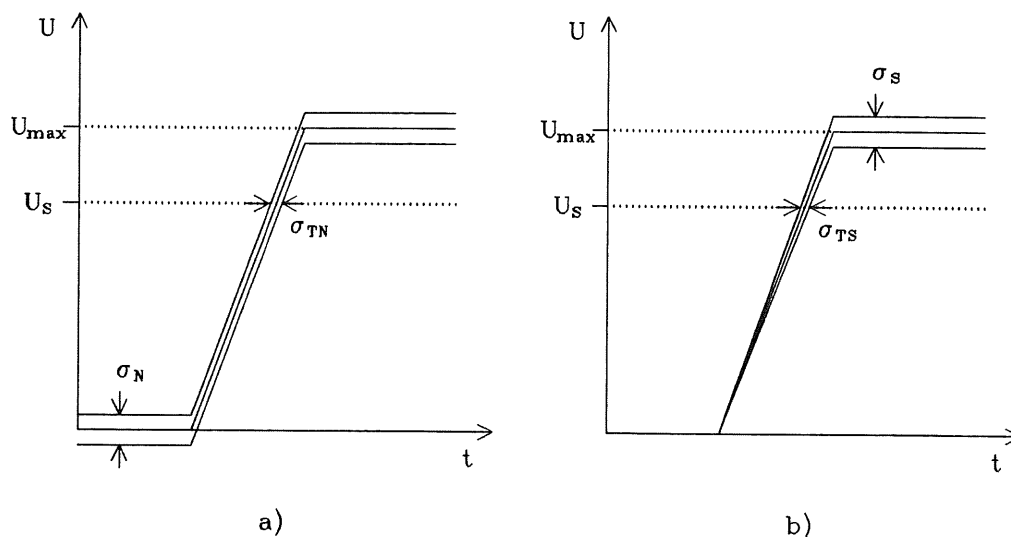


Abb. 2.8: Einfluß von a) Rausch-‘Jitter’ und b) ‘Jitter’ durch statistische Pulshöhenschwankungen beim Leading-Edge-Diskriminator mit idealisierter Pulsform  $\sigma_N$  bzw.  $\sigma_S$  sind die Standardabweichungen des Rauschbandes und der Pulshöhenstatistik.  $\sigma_{TN}$  und  $\sigma_{TS}$  sind die daraus resultierenden Zeitschwankungen an der Diskriminatorschwelle  $U_S$ .

CFD’s werden meist im ARC-Mode<sup>35</sup> betrieben, da hier der Nulldurchgang sowohl von der Amplitude als auch von der Anstiegszeit des Eingangssignals unabhängig ist. Im ARC-Mode erfolgt der Nulldurchgang bevor das abgeschwächte und invertierte Signal sein Minimum erreicht hat. Abb. 2.9 zeigt das Funktionsprinzip eines CFD’s mit idealisierten Pulsen, die linearen Anstieg haben – in a) sind die um  $t_D$  verzögerten Signale A,B und C und die abgeschwächten und invertierten Signale A’,B’ und C’ dargestellt und b) zeigt die Summensignale.

Für diese Pulse der Anstiegszeit  $t_r$  ergibt sich bei einer eingestellten ‘Fraction’  $f$  und einer Verzögerungszeit  $t_D$ , die der Bedingung  $t_D \leq t_r(\min)(1 - f)$  genügt, die Nulldurchgangszeit  $t_{ARC}$  stets zu:

$$t_{ARC} = \frac{t_D}{1 - f} \quad (2.69)$$

Verändert sich die Anstiegszeit der zu diskriminierenden Signale, z.B. durch Veränderung der Shapekonstanten, so muß auch die Verzögerungszeit  $t_D$  verändert werden. Eine optimale Einstellung von  $t_D$  und  $f$  bei Signalen mit verschiedenen Anstiegszeiten ist daher wichtig.

Das logische Ausgangssignal wird dann über einen Nulldurchgangs-Diskriminator getriggert. Da die Summensignale im Nulldurchgang einen flachen Anstieg haben, bleibt der Einfluß des ‘Jitter’ weiter bestehen und bestimmt die Grenze der erreichbaren Zeitauflösung.

### Nulldurchgangs-Diskriminator bzw. Timing-Single-Channel

Liefert der Shapeverstärker bipolare Ausgangssignale, z.B. durch zweimalige Differentiation oder doppelte Kabel-Reflexion des Eingangssignals, so kann ein Nulldurchgangs-

<sup>35</sup>ARC=Amplitude-and-Rise-Time-Compensated-Timing.

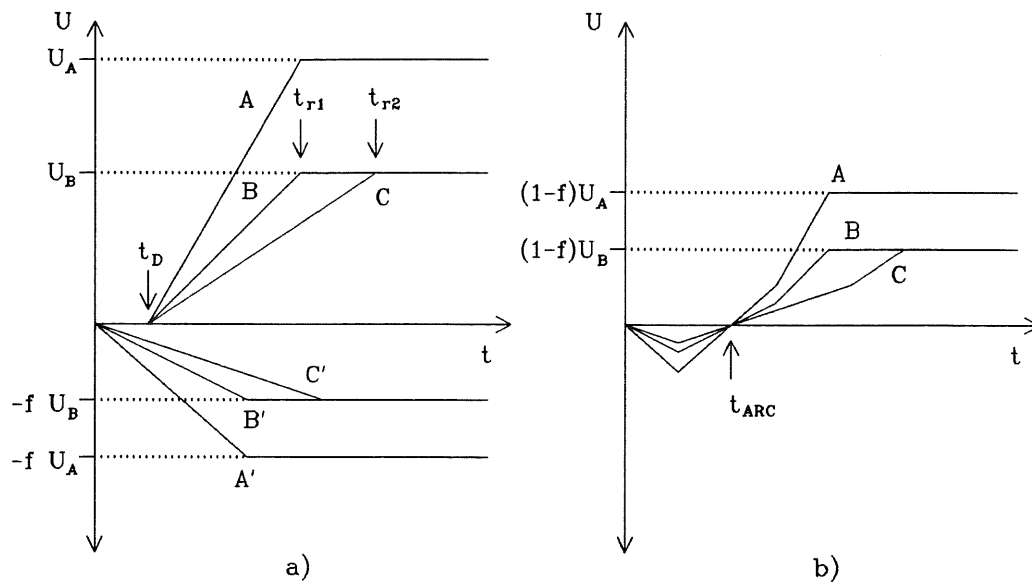


Abb. 2.9: Funktionsweise des Constant-Fraction-Diskriminators bei Pulsen idealisierter Form

In a) sind A, B, und C die um  $t_D$  verzögerten und A', B' und C' die abgeschwächten und invertierten Signale und in b) sind die Summensignale dargestellt. Der Nulldurchgang zum Zeitpunkt  $t_{ARC}$  ist unabhängig von der Anstiegszeit  $t_r$  und der Amplitude.

Diskriminator oder Timing-Single-Channel (TSC) zur Erzeugung des Zeitsignals verwendet werden.

In Abb. 2.10 ist das Funktionsprinzip eines TSC's<sup>36</sup> dargestellt; a) zeigt den Einfluß der Diskriminatorschwelle  $U_S$  auf das Ausgangs-Zeitsignal – analog zum LE-Diskriminator und b) zeigt, daß der Nulldurchgang der bipolaren Signale unabhängig von der Eingangsamplitude ist, sich also besonders gut als Trigger des logischen Ausgangs-Zeitsignals eignet. Signale verschiedener Anstiegszeiten können aber weiterhin Einfluß auf das Ausgangs-Zeitsignal haben. Daher eignet sich der TSC besonders für die Signale von D.L.-Shapern, die aufgrund der Rechteckform eine vernachlässigbare Anstiegszeit haben.<sup>37</sup>

Rausch- und Pulshöhen-‘Jitter’ führen auch beim TSC zu einer zeitlichen Schwankung des logischen Ausgangssignales – insbesondere geht hier bei realen Eingangssignalen, die immer von der idealen Rechteckform abweichen, die Größe der negativen Steigung der bipolaren Signale beim Nulldurchgang ein (siehe Abb. 2.11).

Für die Steigung des bipolaren Signales eines  $CR$ - $(RC)^2$ -Shapers im Nulldurchgang, d.h. bei  $t = 2\tau$ , folgt z.B. nach Gl. 2.64:

$$\left. \frac{dU_{bi}(t)}{dt} \right|_{t=2\tau} = U_0 G_0 \exp(-2) \left( -\frac{1}{\tau} \right) \sim \frac{U_0}{\tau} \quad (2.70)$$

Je kleiner die Steigung im Nulldurchgang ist, desto größer wird der Einfluß des Rausch-‘Jitters’ auf die Zeitbestimmung. Mit Gl. 2.70 und unter Berücksichtigung des Rausch-‘Jitters’ nach Gl. 2.66, der die Umwandlung des Amplitudenrauschens in ein Zeitrauschen

<sup>36</sup>Es handelt sich hier um das Arbeitsprinzip eines Ortec 420A TSC's, der auch in den Messungen verwendet wurde.

<sup>37</sup>Für normale Bipolarshaper wird oft vor den TSC ein Begrenzer-Verstärker geschaltet an dessen Ausgang das Signal dann rechteckförmig mit steilen Flanken ist [Scm86].

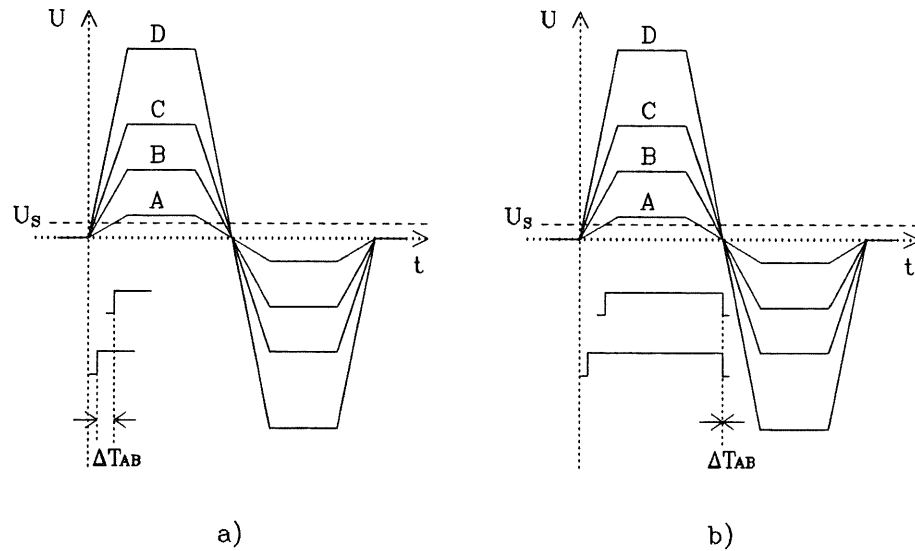


Abb. 2.10: Funktionsweise eines Nulldurchgangs-Diskriminators bei Pulsen idealisierter Form

Unter den  $U(t)$ -Darstellungen sind die Ausgangssignale des Nulldurchgangs-Diskriminators dargestellt. Neben den Rechtecksignalen gibt es meist auch schnelle negative Ausgangssignale, die durch eine elektronische Schaltung, die das Rechtecksignal differenziert und negiert, erzeugt werden. In a) ist der Einfluß der Diskriminatorschwelle  $U_s$  auf das Zeitsignal gezeigt. In b) ist die Unabhängigkeit des Nulldurchgangs von der Signalamplitude dargestellt.

an der Diskriminatorschwelle beschreibt, folgt für den  $CR-(RC)^2$ -Shaper eine lineare Abhängigkeit des Rausch-‘Jitters’ von der Shapekonstanten  $\tau$  und ein umgekehrt proportionales Verhältnis zur Signalhöhe  $U_0$  gemäß:

$$\sigma_{TN} \sim \sigma_N \frac{\tau}{U_0} \quad (2.71)$$

Setzt man nun die Abhängigkeit von  $\sigma_N$  von der Shapekonstanten nach Gl. 2.52 – mit  $ENC \sim \sigma_N$  – ein, so folgt:

$$\sigma_{TN} \sim \sqrt{a_1 \tau + \frac{a_2}{\tau}} \frac{\tau}{U_0} \sim \frac{1}{U_0} \sqrt{\tau^3 + \frac{a_2}{a_1} \tau} \quad (2.72)$$

Im Bereich des Minimums des Rauschens – 0.5 bis  $3 \mu\text{s}$  nach Abb. 3.11 b) – variiert der Wert des Wurzelausdrucks nur geringfügig mit der Shapekonstanten, d.h. man wird in diesem Bereich der Shapekonstanten einen linearen Zusammenhang nach Gl. 2.71 mit konstantem  $\sigma_N$  erwarten.

Für kleine Shapekonstanten ( $\leq 200 \text{ ns}$ ) steigt das Rauschen hingegen entsprechend dem  $a_2/\tau$ -Term in der Wurzel stark an, so daß sich insgesamt für Shapekonstanten im Nanosekundenbereich eine  $\sqrt{\tau}$ -Abhängigkeit einstellen sollte.

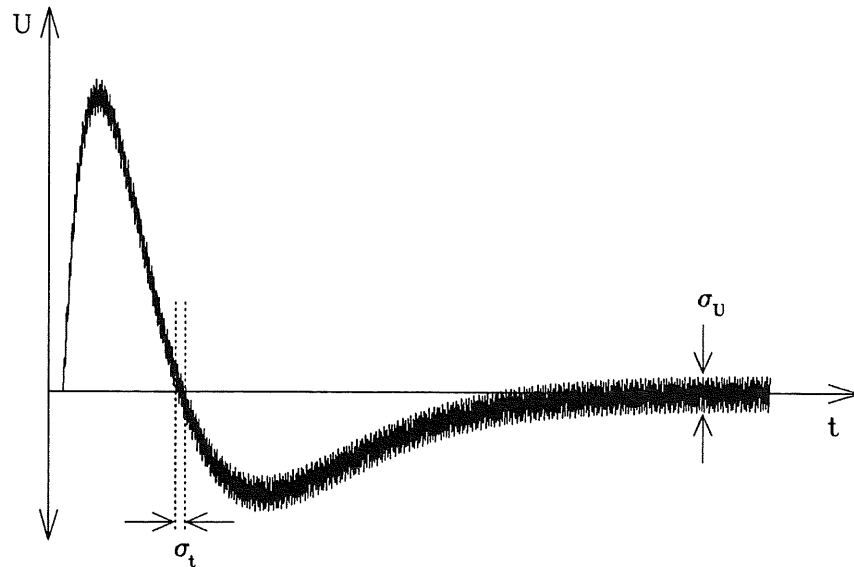


Abb. 2.11: Einfluß des Rausch-‘Jitters’ auf die Zeitbestimmung eines Nulldurchgangs-Diskriminators bei Signalen eines  $CR-(RC)^2$ -Shapeverstärkers  
 Das Spannungsrauschen  $\sigma_U$  wird durch den Nulldurchgangs-Diskriminator in ein Zeitrauschen  $\sigma_t$  umgewandelt. Das bipolaren Signal ist nach Gl. 2.64 berechnet.

## 2.4 Der H1-Trigger

HERA wird mit einer Frequenz von 10.4 MHz betrieben, d.h. es kommt alle 96 ns zu einer Kollision der im Ring umlaufenden Elektronen- bzw. Protonen-‘Bunches’ (‘Bunchcrossing’). Das bedeutet, daß im Prinzip alle 96 ns entschieden werden muß, ob die aufgenommenen Daten der Subdetektoren weiterverarbeitet und gespeichert oder die Datenleitungen wieder freigeschaltet werden sollen.

Um eine elektronische Datennahme mit sinnvoller Datenreduktion erst möglich zu machen, ist ein komplexes Triggersystem des H1-Detektors notwendig, durch das auch die Synchronisierung der Datenauslese der einzelnen Subdetektoren erfolgt.

Jeder Subdetektor liefert daher neben den eigentlichen Meßdaten auch Triggerinformationen. Diese Triggersignale werden dann mit den Triggersignalen anderer Subdetektoren verknüpft, zentral gespeichert und in einem ‘Trigger-Control-Computer’ weiterverarbeitet. Der H1-Trigger besteht aus vier Trigger-Stufen (Level 1 bis Level 4), wobei die Komplexität der Trigger mit der Level-Nummer wächst [Eli87, Eli87\*].

Jeder Trigger-Level kann zwei Entscheidungen treffen – ‘Keep’ oder ‘Reject’. Ein ‘Keep’ bedeutet, daß alle Meßdaten-Pipelines gestoppt und keine weiteren Meßdaten der folgenden ‘Bunchcrossings’ aufgenommen werden. Ein ‘Reject’ macht alle Datenleitungen wieder frei.

Signalisiert ein Trigger ‘Keep’, so wird die Triggerentscheidung an die nächst höhere Trigger-Stufe weitergegeben, die ihrerseits die ‘Keep’- oder ‘Reject’-Entscheidung zu treffen hat.

Der Trigger-Level 1 ist ein totzeitloser, festverdrahteter 'Hardware'-Trigger, durch den die Ausleserate auf Werte von  $\leq 10^3$  Hz reduziert werden soll. Die maximale Entscheidungszeit des L1-Triggers liegt bei ca.  $2 \mu\text{s}$ .

Der Trigger-Level 2 ist ebenfalls ein 'Hardware'-Trigger, der Schaltungen zur Musterfindung enthält und dessen Entscheidungszeit im Bereich von ca. 10 bis  $20 \mu\text{s}$  liegt. Die Ausleserate soll nach einer L2-Entscheidung noch maximal 100 Hz betragen.

Die Trigger-Level 3 und 4 sind reine 'Software'-Trigger. Bei Level 3 werden Kalibrationsdaten der Subdetektoren berücksichtigt und bei Level 4 werden schließlich komplexe 'events' berechnet. Der L4 soll die Ausleserate auf Werte  $\leq 5$  Hz senken.

Nur ein Ereignis, das alle Trigger-Level mit 'Keep' durchlaufen hat, wird schließlich ausgelesen.

Der L1-Trigger besteht auf der untersten Ebene aus einzelnen Trigger-Elementen der Subdetektoren – dies können z.B. zusammengefaßte Auslesekanäle verschiedener Bereiche des Detektors sein.

Die einzelnen Trigger-Elemente der Subdetektoren des L1-Triggers werden dann durch logische 'AND'- bzw. 'OR'-Operationen verknüpft und bilden Trigger-Bits. Das Ansprechen einzelner Trigger-Bits kann dann das 'Keep'-Signal des L1-Triggers auslösen.

Die wesentliche Quelle für das Ansprechen des L1-Trigger sind Untergrund-Ereignisse – dies gilt insbesondere auch für die Kalorimeter. Daher müssen sinnvolle Energieschwellen gesetzt werden, um diese Untergrund-Ereignisse von physikalisch interessanten Ereignissen zu trennen. Durch die Energieschwellen – die man aus Monte-Carlo-Simulationen von Untergrund- und "Physik"-Ereignissen gewinnt – wird dann u.a. auch die Ausleserate des L1-Triggers auf den geforderten Werte reduziert.

Die Energiedeposition oberhalb gesetzter Schwellen in bestimmten Bereichen des Kalorimeters ist somit der erste wichtige Entscheidungs-Parameter des L1-Triggers.

Ferner muß eine richtige Zuordnung der ausgelesenen Daten zu einem definierten 'Bunchcrossing', charakterisiert durch den Zeitpunkt  $t_0$  gewährleistet sein. Eine falsche Zuordnung würde z.B. zu Fehlern bei der Bestimmung der Energiewerte führen.

Außerdem ist nur dann eine eindeutige Auswertung in höheren Software-Triggern möglich, wenn die Daten aller Subdetektoren einen einheitlichen Auslesetakt im Bezug auf ein 'Bunchcrossing' besitzen.

Um diese zeitliche Korrelation zu gewährleisten, wird eine unabhängige Zeit-Bestimmung verschiedener Subdetektoren, z.B. vom Spurdetektor und dem LAr-Kalorimeter, durchgeführt und die Zuordnung zu einem der  $t_0$ -Signale der HERA-'Clock' getroffen.

Besonders die im Spurdetektor befindlichen Proportionaldrahtkammern haben wegen der kleinen Driftzeiten eine sehr gute Zeitkorrelation zum 'Bunchcrossing'.

Für die Trigger-Elektronik folgt u.a. schon aus der hohen Zählrate, daß die elektronische Auslese und Weiterverarbeitung der Daten im Pipeline-Verfahren mit dem 'Bunchcrossing'-Zyklus synchronisiert, erfolgen muß.

Das heißt, daß die elektronische Auslese immer in Zeitintervallen erfolgt, die ganze Vielfache des 'Bunchcrossing'-Intervalls von  $T=96$  ns sind. So erfolgt z.B. die endgültige Triggerentscheidung des L1-Triggers genau  $22 T$ , d.h. ca.  $2.1 \mu\text{s}$  nach dem 'Bunchcrossing', auf den sich die Trigger-Entscheidung bezieht.

Jeder Meßwert wird dann mit einer definierten 'Bunchcross'-Nummer abgespeichert.

### 2.4.1 Der Level 1-Kalorimeter-Trigger

Für die Signalverarbeitung im Triggerzweig soll das BEMC an die LAr-Trigger-Elektronik angeschlossen werden.<sup>38</sup>

<sup>38</sup>Es ist auch ein 'Stand alone'-Triggersystem für das BEMC geplant, das vom Institut für Experimentalphysik in Košice, CSSR gebaut werden soll. Das 'Stand alone'-Triggersystem bietet Vorteile für

Die LAr-Trigger-Elektronik ist in einen Analog- und einen Digital-Teil aufgeteilt. Der Digital-Teil enthält 10 MHz Flash-ADC's zur 'bunchsynchronen' Digitalisierung der Triggersignale für die Weiterverarbeitung im 'Trigger-Control-Computer'.

Der Analog-Teil dient der Summation von Auslesekanälen zur Bestimmung des  $t_0$ -Wertes und der Energiedeposition, d.h. dem Setzen von Energieschwellen in gewissen Bereichen des Detektors.

Die kleinste Trigger-Einheit des LAr-Triggers sind zusammengefaßte Auslesekanäle von Bereichen des elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeters, die 'Trigger-Tower' (TT) genannt werden. Die TT-Signale werden für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter separat addiert und gewichtet. Die Wichtung der Daten dient dem Ausgleich von Geometrieeffekten und der Erzeugung eines einheitlichen Dynamikbereiches aller Signale.

Die Summensignale der TT werden dann aufgesplittet und auf zwei Bipolarshaper gegeben und der Nulldurchgang sowie die Energiedeposition registriert.

Um Informationen über eine Energiedeposition in größeren Bereichen des Kalorimeters zu erhalten, werden die Ausgangssignale der Shaper zu 'Big-Tower' (BT) zusammengefaßt. Für das LAr-Kalorimeter werden insgesamt 256 BT-Signale ausgelesen, wobei jedes BT-Signal aus den Shaper-Signalen von maximal acht TT's zusammengesetzt wird.

Der Analog-Teil der LAr-Trigger-Elektronik des L1-Triggers besteht für einen Triggerkanal aus zwei Bipolarshapern mit unterschiedlichen Zeitkonstanten und aus einem Schwellendiskriminator, der mit separat einstellbaren oberen und unteren Schwellen arbeitet und so in einem Zeitfenster vom Intervall  $T=96$  ns den Nulldurchgang des bipolaren Ausgangssignales registriert und einem festen 'Bunchcrossing' zuordnet [Bre87].

Beide Bipolarshaper sind Bandpass-Filter mit der gleichen elektronischen Grundstruktur, aber verschiedenen Zeitkonstanten – 100 ns für den schnellen Shaper, der zur Bestimmung des  $t_0$ -Wertes verwendet wird und das 'Gate'-Signal für die Energiemessung des Signals des langsamen Shapers generiert, und 200 ns für den langsamen Shaper, dessen Ausgangssignal für die Bestimmung der Energiedeposition berücksichtigt wird.

Für den schnellen Shaper kommt der Nulldurchgang des bipolaren Signals im Bereich zwischen 8 und 9 'Bunchcrossing'-Intervallen, also ca. 820 ns nach dem Wechselwirkungs-'Bunchcrossing'.<sup>39</sup>

Beide Shaper sind aus zwei aktiven Tiefpässen und zwei passiven Hochpässen aufgebaut. In Anhang F ist in Abb F.1 der elektronische Aufbau der Shaper der LAr-Trigger-Elektronik dargestellt.

Je nachdem, wie groß die Amplitude des Signals des schnellen Shaper's ist, werden zwei Fälle unterschieden:

Ist die Amplitude  $E$  größer als eine vorgegebene, einstellbare Schwelle  $E_S$ , so ist eine sichere  $t_0$ -Bestimmung möglich, da das Signal des schnellen Shapers dann steile Flanken beim Überschreiten der positiven und negativen Referenzschwellen  $E_{Ref}$  hat und eine zeitliche Überlappung mit dem 'Bunchcrossing'-Intervall  $T$  zwischen 8-tem und 9-tem  $t_0$  nach der Wechselwirkung stattfindet. Durch die folgende Triggerlogik wird dann das maximale Ausgangssignal des langsamen Shapers ausgelesen und geht in den Auslesekanal für die Bestimmung der Energiedeposition ein.

Gilt aber  $E < E_S$ , so wird keine  $t_0$ -Bestimmung durchgeführt (der  $t_0$ -Wert wird dann von einem anderen Subdetektor geliefert), sondern das maximale Energiesignal des langsamen Shapers, das kurze Zeit nach dem Nulldurchgang des schnellen Shapers auftritt, abgetastet und gemessen und zur Energiesumme der Ausgangskanäle addiert.

Für jeden TT werden schließlich drei Ausgangssignale gebildet, die Energiesumme des

---

unabhängige Kalibrationsmessungen.

<sup>39</sup>Für die Signalform des schnellen und langsamen Trigger-Shapers siehe auch Anhang I.

elektromagnetischen Kalorimeters, die Energiesumme des hadronischen Kalorimeters und ein logisches Triggersignal, das die  $t_0$ -Information trägt.

Der Digital-Teil der LAr-Trigger-Elektronik enthält die FADC's in denen die gewichteten elektromagnetischen bzw. hadronischen BT-Summen der Signale der langsamen Shaper ( $0.2\mu\text{s}$  Shapekonstante) in 8-bit Struktur konvertiert und gespeichert werden.

Die so gewonnenen Ausgangssignale der TT werden für jedes 'Bunchcrossing' registriert, damit ein getriggertes Ereignis mit den Daten der benachbarten 'Bunchcrossings' vor oder nach dem Ereignis verglichen werden kann.

Werden die Triggerbedingungen erfüllt und setzt der L1-LAr-Trigger ein 'Keep', werden die an den 'Sample-and-Holds' (S/H)<sup>40</sup> gehaltenen Maximalwerte der analogen Meßdaten ausgelesen.

Für die Auslese des Energiezweiges der LAr-Signale gibt es einen Bipolarshaper, der aus zwei Hochpässen und drei Tiefpässen besteht. Das Maximum des Ausgangssignals erfolgt nach ca.  $2.1\mu\text{s}$  und ist damit synchron zur L1-Trigger-Entscheidung. Die Maximalwerte der Signale der Energie-Shaper werden von S/H's gehalten und schließlich bei Ansprechen des L1-Trigger's ausgelesen.

Nach [Bre87] wurde an einem LAr-Testkalorimeter bei Messungen mit 80 GeV Elektronen als Unsicherheit der  $t_0$ -Bestimmung aufgrund des Elektronik-Rauschens Werte von ca.  $\pm 10\text{ ns}$  festgestellt.

Für das BEMC ist vorgesehen, ebenfalls TT's und BT's zu bilden und diese mit der LAr-Elektronik auszulesen und entsprechend der LAr-Signale weiterzuverarbeiten. Es wird dabei sowohl die Trigger-Elektronik, als auch die Elektronik für den Energiezweig vom LAr-Kalorimeter übernommen.

Der Triggerzweig des BEMC soll folgendermaßen aufgebaut werden:

Hinter den Vorverstärkern, durch die das in den elektromagnetischen und hadronischen Wellenlängenschiebern ausgelesene Licht in elektrische Signale umgewandelt wird, befinden sich zunächst 'Line-Driver', 30 m 'Twisted-Pair'-Kabel und 'Line-Receiver'.

Die Ausgangssignale der 'Line-Receiver' werden aufgesplittet und gehen zum einen in den Energiezweig mit dem  $2.1\mu\text{s}$  Energie-Shaper für jeden Auslesekanal und zum anderen in den Triggerzweig, in dem die Einzelsignale summiert werden.

Im Triggerzweig werden die Signale von drei bzw. vier Kalorimetermodule zu TT's addiert, d.h. in einem Quadrant des BEMC gibt es 6 TT's (siehe Abb. 2.12) also insgesamt 24 TT's. Die TT-Signale werden dann auf die Trigger-Shaper gegeben und (in analoger Weise zum LAr-Trigger) Energiesummen gebildet und der  $t_0$ -Wert bestimmt. Die Ausgangssignale der Shaper werden dann für jeden Quadrant des BEMC zu zwei BT's zusammengefaßt (siehe Abb. 2.12). Insgesamt werden also 8 TT's gebildet. Es sind vier innere BT's vorgesehen, die aus vier Kalorimetermodulen bestehen und einem TT entsprechen (hier gilt TT=BT) und vier äußere BT's aus je 16 Kalorimetermodulen. Diese Anordnung wurde gewählt, um die inneren Module, die wegen der Nähe zum Strahlrohr viele Untergrundeignisse registrieren werden, von den äußeren Modulen zu separieren.

In den BT's wird dann die Summe aus den elektromagnetischen Teilenergien der TT's gebildet.

Im Digital-Teil werden dann auch BT-Summen, zur Bestimmung der Gesamtenergie, berechnet.

Gibt der L1-Trigger des BEMC nach  $2.1\mu\text{s}$  ein 'Keep', so werden die an den S/H's gehaltenen Maximalwerte der Energie-Shaper ausgelesen.

<sup>40</sup>Ein S/H tastet das Ausgangssignal ab, speichert den Maximalwert und hält ihn über einen gewissen Zeitraum.



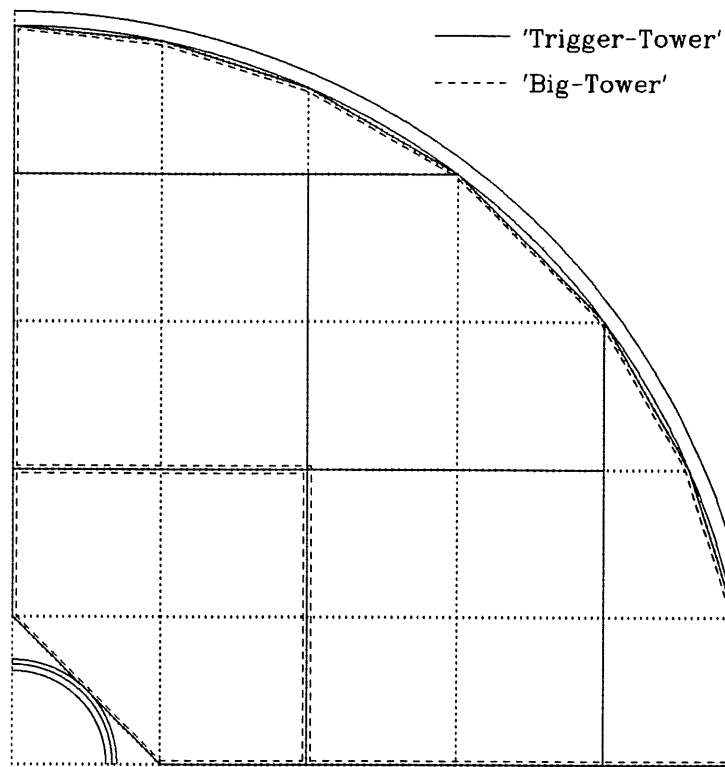


Abb. 2.12: Rechter oberer Quadrant des BEMC mit 'Trigger-Tower'- und 'Big-Tower'-Anordnung

# Kapitel 3

## Vorversuche

Bevor Untersuchungen am DESY-Teststrahl durchgeführt werden konnten, wurden als Vorversuche verschiedene Labor-Messungen unternommen. Dies diente einerseits dazu, den Umgang mit der zu verwendenden Elektronik zu erlernen und andererseits einen Eindruck von der Größe der erreichbaren Zeitaufösungen zu erhalten. Um auch im Labor zwei physikalische Signale zur Zeitmessung zu haben, wurde für alle Zeitmessungen eine  $^{22}\text{Na}$ -Quelle verwendet.

Es wurden zwei verschiedene Vorverstärker, ein Canberra 2001A- und ein MPI-Vorverstärker,<sup>1</sup> getestet.

Neben den Messungen zur Zeitauflösung wurden auch Messungen zur Rauschabhängigkeit der Kombination Photodiode/Vorverstärker als Funktion der Shapekonstanten und der Bias-Spannung durchgeführt.

Die Photodioden wurden bei allen Messungen als Halbleiterdetektoren verwendet, d.h. es wurden die Wechselwirkungen der  $\gamma$ -Quanten mit dem Silizium der Dioden registriert (siehe Anhang B Abb. B.3).

Am Ende des Kapitels befindet sich eine Auflistung der wichtigsten Ergebnisse der Vorversuche.

### 3.1 Messungen der Zeitauflösung

#### 3.1.1 Die $^{22}\text{Na}$ -Quelle

$^{22}\text{Na}$  gehört zur Gruppe der  $\beta^+$ -Strahler. Die vom Präparat emittierten Positronen annihilieren in der Plastikummhüllung der Quelle, effektiv werden dann zwei koinzidente 511 keV- $\gamma$ 's mit einer Winkelcharakteristik von  $180^\circ$ , d.h. 'back to back' emittiert.

Zusätzlich zu den 511 keV Annihilations- $\gamma$ 's wird noch die 1.275 MeV  $\gamma$ -Strahlung des beim Zerfall entstehenden angeregten  $^{22}\text{Ne}$ -Kerns emittiert.

In Abb. 3.1 ist das Zerfallsschema von  $^{22}\text{Na}$  dargestellt (nach [Kno79]).<sup>2</sup>

Wegen der geringen Ordnungszahl des Siliziums ( $Z = 14$ ) und der hohen  $\gamma$ -Zerfallsenergie ist der Comptoneffekt der dominierende Prozeß der Wechselwirkung in der Photodiode. Die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt ist dagegen äußerst gering (siehe Anhang B Abb. B.4).

---

<sup>1</sup>Die MPI-Hybrid-Vorverstärker wurden von der Elektronik-Gruppe des Max-Planck-Institutes für Physik und Astrophysik in München entwickelt.

<sup>2</sup>In Abb. 3.12 b) ist das mit einer Photodiode aufgenommene  $\gamma$ -Spektrum von  $^{22}\text{Na}$  in halblogarithmischer Darstellung gezeigt.

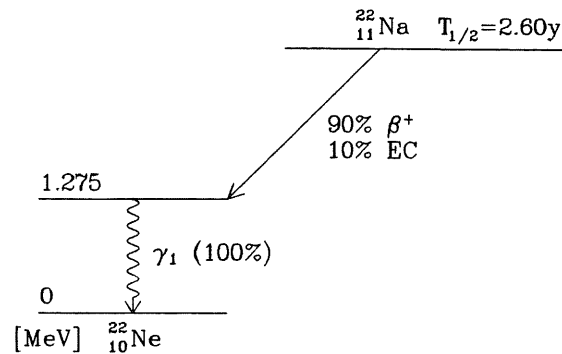


Abb. 3.1: Zerfallsschema von  $^{22}\text{Na}$   
(nach [Kno79])

### 3.1.2 Der Meßaufbau

#### Vorbemerkung

Für alle Messungen – dies gilt auch für die Messungen am DESY-Teststrahl – wurde, was die hinter den Vorverstärkern folgende Elektronik betrifft, mit dem NIM-Standard gearbeitet.<sup>3</sup>

Vor den Messungen wurden grundlegende Untersuchungen an den Geräten durchgeführt und berücksichtigt, so z.B. Linearitätsmessungen an den Shapeverstärkern und dem Vielkanalanalysator. Außerdem wurde der ‘Walk’ der Zeitdiskriminatoren durch Einstellung des ‘Walk Adjust’ mit Testpulsersignalen minimiert.

#### Messung mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker

Der Meßaufbau zur Messung der Zeitauflösung ist in Abb. 3.2 a) dargestellt.

Die  $^{22}\text{Na}$ -Quelle, die beiden Photodioden und die beiden Vorverstärker wurden in einem lichtdichten Aluminiumgehäuse untergebracht. Die Quelle wurde dabei in einer Halterung eingebaut, die sich zwischen den sich diametral gegenüberstehenden Photodioden befand. Der Abstand zwischen der Quelle und der Photodiode betrug ca. 1 cm. Für die elektrischen Zuleitungen (Vorverstärker-Versorgung, Bias etc.) wurden entsprechende Anschlußbuchsen (BNC, SHV) an den Stirnseiten des Gehäuses angebracht.

Der Vorverstärker hatte neben dem Detektorsignal-Eingang einen kapazitiv gekoppelten Testpuls-Eingang. Durch eingespeiste Testpulse aus einem Pulsgenerator<sup>4</sup> konnte somit das elektronische Verhalten des Vorverstärkers getestet werden. Die Testpulsmessungen wurden für Linearitätstest und zur Untersuchung des Rauschverhaltens verwendet.

Die Bias-Spannung wurde über den Vorverstärker (HV-Input  $\rightarrow$  Detektor-Input) von einer Spannungsversorgung (Ortec 210) an die Photodioden geliefert. Die Einstellung der Werte wurde jeweils mit einem Digital-Voltmeter auf  $\pm 0.1\text{ V}$  kontrolliert.

Die Zuleitung zwischen Photodiode und Vorverstärker war sehr kurz (ca. 5 cm), um die zusätzlichen Leitungskapazitäten klein zu halten und das Rauschen nicht zu vergrößern. Beide Dioden wurden in Sperrichtung betrieben, d.h. es wurde eine positive Bias-Spannung an die n-Schicht und Masse an die p-Schicht gelegt.

<sup>3</sup>NIM steht für National-Instrument-Methods und ist ein gebräuchlicher Elektronik-Standard in der Kernphysik.

<sup>4</sup>Alle Testpulsmessungen wurden mit einem Testpulser der Marke BNC Model PB-4 von der Firma EG&G durchgeführt. Dies gilt auch für die DESY-Teststrahlungsmessungen.

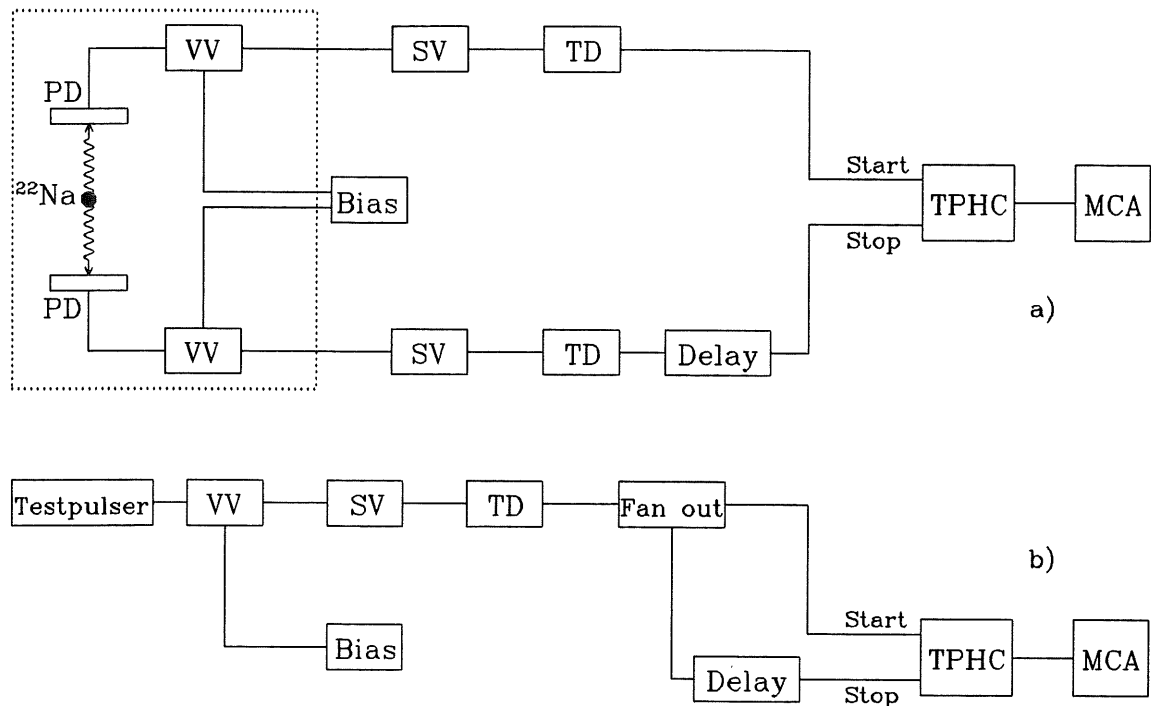


Abb. 3.2: Versuchsaufbau zur Messung der Zeitaufösung mit der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle

Der Aufbau zur Zeitmessung (a) besteht aus einem Start- und einem dagegen verzögerten Stopzweig. Die von den Photodioden (PD) registrierten Signale werden durch Vorverstärker (VV) und Shapeverstärker (SV) verstärkt und geformt und auf die Zeitdiskriminatoren (TD) gegeben. Die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal wird dann über einen TPHC im Vielkanalanalysator (MCA) spektroskopiert. Die gepunktete Linie deutet das lichtdichte Aluminiumgehäuse an.

Die Zeitkalibration (b) erfolgt mit Testpulsersignalen und nur einem Zeitdiskriminator, dessen Ausgangssignal als Start- und mit einstellbarer Verzögerung gleichzeitig als Stop-Signal des TPHC's verwendet wird.

Die Versorgungsspannungen der Vorverstärker wurden von dem NIM-Überrahmen geliefert.

Die von den Photodioden (PD) in ein elektronisches Signal umgewandelte  $\gamma$ -Strahlung der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle wird von den Vorverstärkern (VV) verstärkt und pulsgeformt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers hat negative Polarität, eine schnelle Anstiegszeit (ca. 70 ns) und eine sehr langsame Abfallzeit (ca. 450  $\mu\text{s}$ ). Die maximale Amplitude liegt bei ca. 100 mV. Das Vorverstärker-Signal wird dann durch einen Shapeverstärker (SV) weiterverstärkt und ebenfalls pulsgeformt. Die Ausgangssignale der Shapeverstärker werden dann durch Zeitdiskriminatoren (TD) in logische Zeitsignale umgewandelt. Das Zeitsignal des Stopzweiges wird durch ein Delay<sup>5</sup> verzögert. Die Zeitdifferenz beider Signalzweige wird dann durch den TPHC (Ortec 467) in ein Amplitudensignal umgewandelt. Dieses Signal wird

<sup>5</sup>Bei allen Messungen – auch am DESY-Teststrahl – wurde als Delay eine Nanosekunden-Delaybox DB 463 der Firma EG&G benutzt. Wurden sehr große Delays benötigt, so wurde noch ein Ortec 416A Gate-Delay-Generator (GDG) zwischengeschaltet. Bei Messungen mit den TSC's wurde auch das interne Delay verwendet (Ortec 420A mit 0.1  $\mu\text{s}$  bis 1  $\mu\text{s}$  Delay).

von einem PC-Vielkanalanalysator (MCA) digitalisiert und gespeichert. Es handelt sich bei dem PC um einen IBM-AT, der mit einer PC-Karte (Wilkinson-ADC mit 100 Mhz Taktfrequenz und Vielkanalprogramm) der Firma NUCLEUS INC. ausgestattet war. Das Programm bietet neben der reinen Datenaufnahme auch verschiedene Möglichkeiten einer ersten Auswertung durch Bestimmung von Peaklage und Halbwertsbreite (FWHM) der Peaks.

Die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal wurde jeweils so eingestellt, daß der TPHC Ausgangssignale liefert, die im linearen Bereich des MCA's liegen.<sup>6</sup>

Die so gemessene Zeitauflösung beinhaltet natürlich die statistischen Schwankungen der Zeitwerte von zwei Photodioden. Unter der Annahme, daß die Zeitauflösung der beiden Dioden unabhängig voneinander statistischen Ursprungs ist, folgt für die Zeitauflösung einer Photodiode ein um den Faktor  $1/\sqrt{2} \approx 0.71$  kleinerer Wert.

Neben den Zeitmessungen wurden insbesondere bei einer Änderung des TPHC-Bereiches, wiederholt Zeitkalibrationsmessungen für die Umrechnung der MCA-Kanäle in Zeiten durchgeführt. Der Meßaufbau ist in Abb. 3.2 b) dargestellt.

Hier wurde ein festes Testpulsersignal direkt auf den Vorverstärker und dessen Ausgangssignal über einen Shapeverstärker auf einen Zeitdiskriminator gegeben. Das logische Zeitsignal wird dann mit einem Fan-in/out<sup>7</sup> verzweigt und einmal als Start- und nach Verzögerung mit einem Delay als Stop-Signal an den TPHC gegeben. Durch das zeitlich konstante Testpulsersignal und die Verwendung von nur einem Zeitdiskriminator konnten so bei definierter Änderung der Einstellung des Nanosekunden-Delay's sehr schmale Zeitpeaks mit verschiedenen Delays zwischen Start- und Stop-Signal für die Zeiteichung aufgenommen werden.<sup>8</sup>

### Messung mit dem MPI-Vorverstärker

Der Meßaufbau für die Messungen mit den MPI-Vorverstärkern entspricht im wesentlichen dem Aufbau der Canberra 2001A-Messungen. Im Unterschied zu diesen waren die <sup>22</sup>Na-Quelle und die Photodioden bei diesen Messungen in einem Kupfergehäuse untergebracht, das auch die Platine mit zwei Vorverstärkern enthielt.<sup>9</sup>

### 3.1.3 Auswertung der Messungen

Alle Meßwerte wurden mit dem PC-Vielkanalanalysator im Acquire-Mode aufgenommen, d.h. es wurden Spektren mit diskreten Einträgen in jedem ADC-Kanal in Form von Histogrammen gespeichert.

Eine erste Meßauswertung wurde direkt nach Aufnahme der Zeitspektren mit dem PC durch die Feststellung der Lage des Peakmaximums sowie der Halbwertsbreite (FWHM) durchgeführt. Es zeigte sich jedoch später, daß diese Angaben durch Mängel des PC-Programms z.T. ungenau sind.<sup>10</sup> Daher wurden alle Spektren nach Abschluß der Messun-

<sup>6</sup>Der MCA nimmt positive Signale im Bereich von 0-8.2 V.

<sup>7</sup>Für alle Messungen wurde ein Philips Scientific PS Model 744 verwendet.

<sup>8</sup>Realiter wurden z.B. jeweils vier Zeitpeaks mit festem Zeitabstand, z.B. 32 ns aufgenommen (siehe Abb. 3.3). Die Halbwertsbreite der Zeitpeaks lag in der Größenordnung von einem ADC-Kanal.

<sup>9</sup>Das Kupfergehäuse wurde für Messungen an zwei Quadratmodulen gebaut [Wun88].

<sup>10</sup>Die Lage des Peakmaximums wird über eine Berechnung des Schwerpunktes der Verteilung gemäß  $\sum_{i=1}^N Y(x_i)x_i / \sum_{i=1}^N Y(x_i)$ , wobei  $x_i$  die ADC-Kanalnummer und  $Y(x_i)$  die Einträge des ADC-Kanals sind, durchgeführt. Der so berechnete Wert entspricht nur für symmetrische Verteilungen dem "wahren" Peakmaximum. Die Halbwertsbreite wird bestimmt, indem zunächst der Kanal mit den meisten Einträgen festgestellt wird, und dieser Wert mit den Kanaleinträgen der benachbarten Kanäle gemittelt wird. Der so bestimmte Peakwert wird dann mit dem Faktor 0.5 multipliziert und benachbarte Kanäle im unteren ADC-Bereich gesucht, deren Einträge über bzw. unter diesem Wert liegen. Die Werte werden interpoliert

gen auf den DESY IBM-3084Q-Rechner transferiert.

Zunächst wurden die Daten vom PC auf die Festplatte einer PDP11 übertragen<sup>11</sup> und dann auf Magnetband kopiert. Die Daten der Magnetbänder (Acquire-Spektren von max. 2048 ADC-Kanälen) wurden dann durch spezielle Programme auf den IBM-Großrechner übertragen. Die Weiterverarbeitung der Daten wurde u.a. mit dem Programm-Paket GEP [Bas85], das die grafische Darstellung und Bearbeitung der Meßdaten erlaubt, durchgeführt.

Die Bestimmung der Zeitauflösung, d.h. der Halbwertsbreite eines Zeitpeaks, erfolgte so z.B. durch die Anpassung einer Gaußfunktion gemäß Gl. 2.59, wobei drei Parameter  $A(1) = A$ ,  $A(2) = \bar{x}$  und  $A(3) = \sigma$  variiert wurden.

Für alle durchgeführten Anpassungen wurden 'Least-Square'-Fits verwendet. Die Methode dieser Fitprozedur ist es, das Fehlermaß

$$\chi^2(A(1), A(2), A(3)) = \sum_{i=1}^N \left( \frac{F(x_i, A(1), A(2), A(3)) - Y(x_i)}{dY_i} \right)^2 \quad (3.1)$$

zu minimieren.

$x_i$  ist die ADC-Kanalnummer,  $Y(x_i)$  bezeichnet die zugehörige Anzahl von gemessenen Ereignissen in Kanal  $x_i$ ,  $A(1), A(2)$  und  $A(3)$  sind die zu variierenden Parameter der Anpassungsfunktion  $F$  und  $dY_i = \sqrt{Y(x_i)}$  ist der statistische Fehler der Zählrate.

Die Größe des Fehlers der Fitparameter  $A(j)$  folgt als:

$$\sigma_j = \sqrt{\left( \frac{d^2\chi}{dA(j)^2} \right)^{-1}} \quad (3.2)$$

Das Minimum der Anpassungsfunktion ist dann gefunden, wenn in einer  $\sigma$ -Umgebung um das Minimum bei Veränderung der Parameter kein kleinerer Wert für  $\chi^2$  gefunden wird. Die Ergebnisse der Messungen zur Zeitauflösung beziehen sich immer auf die Halbwertsbreite FWHM. Sofern Fehlerbalken angegeben sind, sind dies die Unsicherheiten des Gauß-Fits, d.h. der Fehler von  $A(3)$  nach Gl. 3.2 (siehe Abb. 3.3).

### 3.1.4 Ergebnisse der Messungen

Abb. 3.3 zeigt ein typisches Zeitspektrum der beschriebenen Messung<sup>12</sup> mit einem Gauß-Fit nach Gl. 2.59, sowie vier Zeitkalibrationspeaks. Die Fit-Parameter sind ebenfalls angegeben.

Charakteristisch für die Labormessungen mit der <sup>22</sup>Na-Quelle ist zum einen der relativ große Nichtkoinzidenz-Untergrund und zum anderen die Form des Spektrums im Koinzidenzbereich. Eine Gaußfunktion läßt sich hier nur über einen eingeschränkten Bereich um das Peakmaximum anfitten (siehe Fit-Range in Abb. 3.3). Dies liegt in dem großen Bereich unterschiedlicher Pulshöhen der zur Zeitmessung verwendeten Signale begründet. Die TD's wurden nur mit einer unteren Diskriminatorschwelle betrieben, dadurch wurde ein großer Bereich des Spektrums für die Zeitmessungen berücksichtigt (siehe Messung der Diskriminatorschwellen und Abb. 3.12 b).<sup>13</sup>

und der Abstand des so bestimmten Kanals vom Kanal des Peakwertes wird mit dem Faktor 2 multipliziert und als FWHM angegeben. Die Berechnung ist somit stark von den Einträgen der Einzelkanäle bestimmt und zeigt daher Abweichungen von Gauß-Fit-Ergebnissen bis 10%.

<sup>11</sup>Mit dem Transfer-Programm 'Kermit'.

<sup>12</sup>Die Meßzeit eines solchen Zeitspektrums betrug ca. 6000 s.

<sup>13</sup>Die Messungen mit Elektronen einer definierten Energie am DESY-Teststrahl lieferten Zeitpeaks, die in einem großen Bereich um das Peakmaximum Gaußform hatten - der dynamische Bereich der Signale ist hier kleiner (siehe Kap. 4.1 und Abb. 4.3).

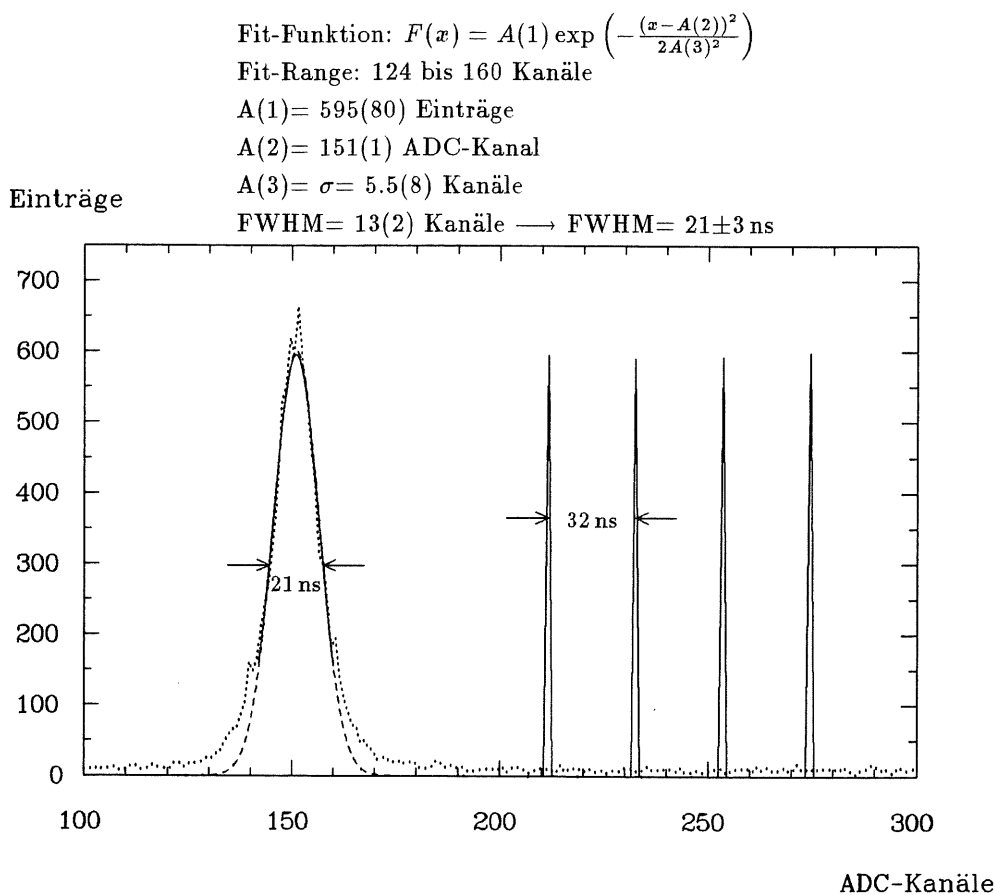


Abb. 3.3:  $^{22}\text{Na}$ -Zeitspektrum mit Gauß-Fit nach Gl. 2.59 und Zeitkalibration

### Messungen mit Bipolarshapern und TSC's

Zur Untersuchung der Bias-Abhängigkeit der Zeitauflösung wurden Messungen mit dem Canberra 2001A- und dem MPI- Vorverstärker mit zwei verschiedenen Hauptverstärkern – einem Ortec 572 mit  $0,5 \mu\text{s}$  Shapekonstante und einem Ortec 410 mit D.L.-Shaping bzw.  $0,2 \mu\text{s}$  Shapekonstante – durchgeführt.

Als Zeitdiskriminator wurde bei allen Messungen ein Nulldurchgangs-Diskriminator (Ortec 420A TSC) benutzt.

Die Ergebnisse der Messungen zeigt Abb. 3.4 a) für den Canberra 2001A- und 3.4 b) für den MPI-Vorverstärker.

Die eingezeichneten Fehlerbalken sind die berechneten Fehler aus den Gauß-Fits ('Least-Square') der aufgenommenen Zeitspektren mit der GEP-Fitroutine.

Für den Canberra 2001A-Vorverstärker ergibt sich bei beiden Shapeverstärkern eine Abnahme der Zeitauflösung mit steigendem Bias bis ca. 40 V und danach stellt sich ein konstanter Wert von  $47 \pm 8 \text{ ns}$  für den Ortec 572, sowie  $26 \pm 3 \text{ ns}$  für den Ortec 410, ein.

Die Ergebnisse der Messungen mit dem MPI-Vorverstärker zeigen einen qualitativ ähnlichen Verlauf, allerdings nimmt hier die Zeitauflösung schon ab ca. 25 V Bias-Spannung einen konstanten Wert an. Die absoluten Werte der erreichten Zeitauflösung sind dabei mit  $75 \pm 14 \text{ ns}$  für den Ortec 572 ( $0,5 \mu\text{s}$ ) und  $31 \pm 4 \text{ ns}$  für den Ortec 410 (D.L.) schlechter als bei den Messungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker. Für den Ortec 410 mit  $0,2 \mu\text{s}$  Shapekonstante<sup>14</sup> folgt als konstanter Wert bei einem Bias größer 25 V eine Zeit-

<sup>14</sup>Es wurde der 1×INT und 2×DIFF Mode gewählt.

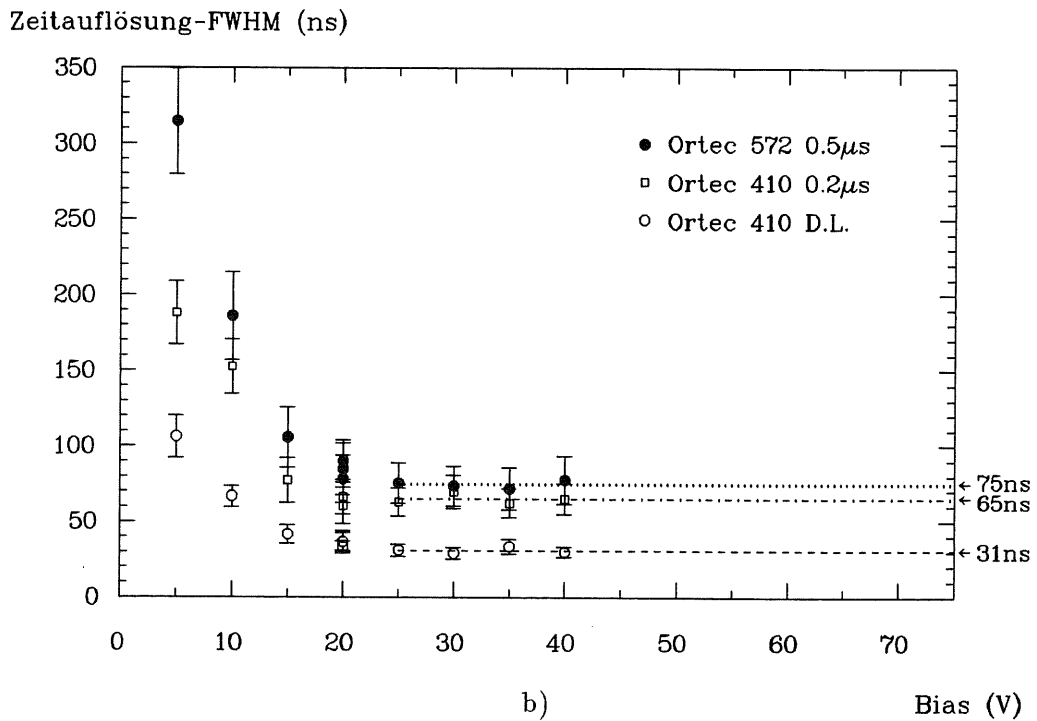
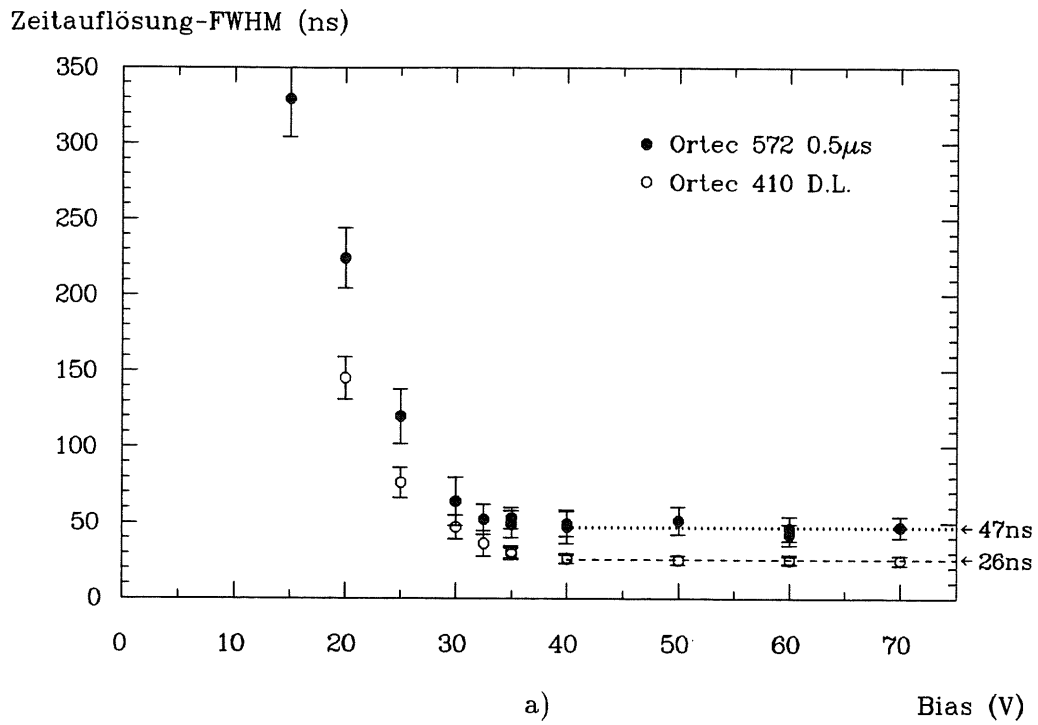


Abb. 3.4: Ergebnisse der  $\gamma$ -Koinzidenz-Messungen mit dem Canberra 2001A- und MPI-Vorverstärker als Funktion der Bias-Spannung  
 a) zeigt die Ergebnisse für den Canberra 2001A- und b) die Ergebnisse für den MPI-Vorverstärker für zwei Bipolarshaper – Ortec 572 ( $0.5\mu s$ ) und Ortec 410 (D.L. bzw. D.L. und  $0.2\mu s$ ) – jeweils mit einem Ortec 420A TSC.



aufföslung von  $65 \pm 10$  ns.

Der Verlauf der Abhängigkeit der Zeitaufföslung von der anliegenden Bias-Spannung, läßt sich durch die Vergrößerung der Sperrschicht der Photodiode und die damit verbundene Abnahme der Kapazität und die wiederum daraus folgende Verringerung des Rauschens erklären. Ist die optimale Bias-Spannung, d.h. die durch die Geometrie bedingte kleinstmögliche Kapazität erreicht, so wird ein konstanter Wert der Zeitaufföslung gemessen, der nur noch vom Absolutwert der Shapekonstanten des verwendeten Shapeverstärkers abhängt.

Bei einer festen Bias-Spannung von 50 V für die Messungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker und von 20 V für die Messungen mit dem MPI-Vorverstärker wurde dann für beide Shapeverstärker die Abhängigkeit der Zeitaufföslung von der Shapekonstanten untersucht.

Als Ergebnisse zeigt Abb. 3.5 a) für die Messungen mit dem Canberra 2001A- und 3.5 b) für die Messungen mit dem MPI-Vorverstärker daß sich ein linearer Anstieg der Zeitaufföslung  $T_Z$  (ns) mit der Shapekonstanten  $T_S$  ( $\mu$ s) ergibt.

Diese lineare Abhängigkeit der Zeitaufföslung von der Shapekonstanten läßt sich mit Gl. 2.71 für einen  $CR-(RC)^2$ -Shaper (z.B. Ortec 410) im Mikrosekundenbereich der Shapekonstanten erklären.

Auch für den Ortec 572 Bipolarshaper mit aktivem Shapenetzwerk wird ein linearer Anstieg der Zeitaufföslung mit der Shapekonstanten beobachtet – die Steigung ist allerdings geringer als beim Ortec 410.

'Least-Square'-Fits an die Meßpunkte liefern folgende Parameter ( $T_Z$  in ns und  $T_S$  in  $\mu$ s):

Fit – Funktion :  $T_Z = a_1 T_S + a_2$

Canberra 2001A	$a_1$ ( $10^{-3}$ ns)	$a_2$ (ns)
Ortec 410	140(9)	13(3)
Ortec 572	58(5)	23(6)
MPI	$a_1$ ( $10^{-3}$ ns)	$a_2$ (ns)
Ortec 410	242(28)	17(6)
Ortec 572	123(13)	22(7)

Wiederholte Messungen unter gleichen Bedingungen zeigen, daß die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse gut ist (siehe Abb. 3.4 und Abb. 3.5).

### Messungen mit TFA und CFD

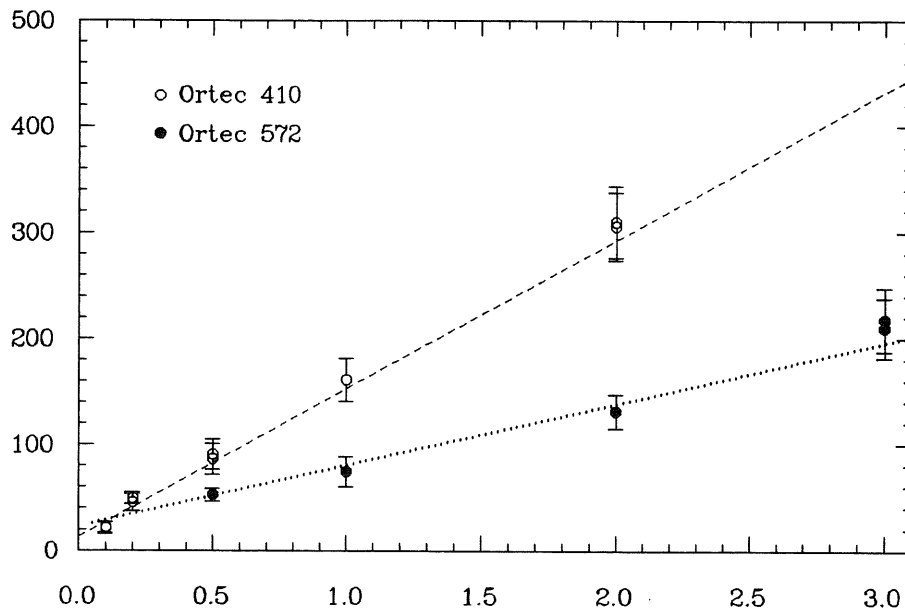
Für die Canberra 2001A-Vorverstärker wurden auch Messungen mit einem TFA (Ortec 454) und CFD (Ortec 473) bei konstantem Bias von 40 V durchgeführt.

Abb. 3.6 zeigt die Abhängigkeit der Zeitaufföslung von der Shapekonstanten – mit einer Verschlechterung der Zeitaufföslung bis etwa 50 ns Shapekonstante und einen danach näherungsweise (d.h. im Rahmen der Fehler der Einzelmessungen) konstanten Wert um ca. 50 ns. Für 5 ns Shapekonstante folgte bei optimaler Einstellung des CFD-Delay's eine Zeitaufföslung von  $15 \pm 2$  ns.

Versuche an die Meßdaten einen  $\sqrt{\tau}$ -Fit als Näherung für Gl. 2.72 bei kleinen Shapekonstanten anzupassen, sind nicht sonderlich erfolgreich (siehe Abb. 3.6).

Die einfachen Formeln sind für den CFD offenbar nicht ausreichend und es ist anzunehmen das weitere CFD-spezifische Diskriminatoreigenschaften in die von der Shapezeit abhängigen Zeitaufföslung eingehen.

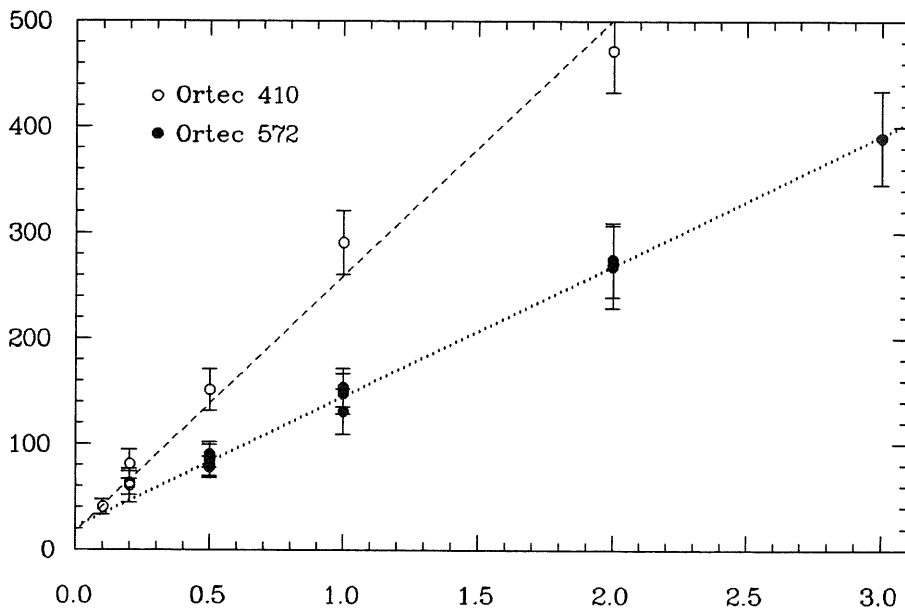
Zeitauflösung-FWHM (ns)



a)

 Shapekonstante ( $\mu\text{s}$ )

Zeitauflösung-FWHM (ns)



b)

 Shapekonstante ( $\mu\text{s}$ )

Abb. 3.5: Ergebnisse der  $\gamma$ -Koinzidenz-Messungen mit dem Canberra 2001A- (a) und MPI-Vorverstärker (b) als Funktion der Shapekonstanten für zwei Bipolar-shaper – Ortec 572 und Ortec 410 mit einem Ortec 420A TSC  
 Die Messungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker wurden bei einem konstanten Bias von 50 V und die mit dem MPI-Vorverstärker bei 25 V Bias durchgeführt. Die TSC-Schwellen lagen bei 47 keV für den Ortec 572 und bei 92 keV für den Ortec 410 (siehe Kap. 3.2.2).

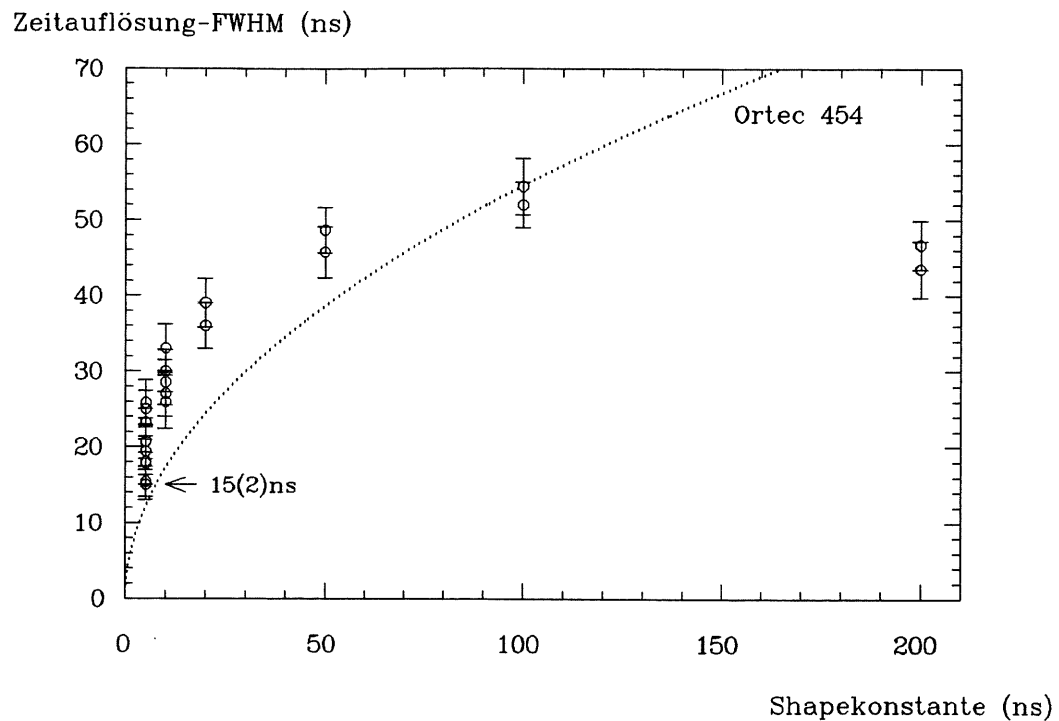


Abb. 3.6: Ergebnisse der  $\gamma$ -Koinzidenz-Messungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker als Funktion der Shapekonstanten bei Verwendung von TFA und CFD

Alle Messungen wurden bei einem konstanten Bias von 40 V durchgeführt. Die Einzelmessungen unterscheiden sich in der Delayzeit des CFD's.

Die punktierte Kurve stellt einen  $\sqrt{\tau}$ -Fit nach Gl. 2.72 für kleine Shapekonstanten dar.

## 3.2 Messungen des Elektronik-Rauschens und der Diskriminatorschwellen

### 3.2.1 Der Meßaufbau

Mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker wurden Messungen des Rauschverhaltens als Funktion der Bias-Spannung bzw. der Shapekonstante, sowie die Bestimmung der Diskriminatorschwellen durchgeführt. Es wurden zwei verschiedene  $\gamma$ -Quellen benutzt, eine  $^{57}\text{Co}$ - und eine  $^{241}\text{Am}$ -Quelle.

Das  $^{57}\text{Co}$ -Zerfallsspektrum ist in Abb. 3.7 dargestellt und wird durch die drei  $\gamma$ -Linien von 14.4 keV, 122.1 keV bzw. 136.6 keV charakterisiert.

$^{241}\text{Am}$  zeigt überwiegend  $\alpha$ -Zerfall. Die  $\alpha$ 's werden bei einem geschlossenen Präparat in der Plastikummhüllung zurückgehalten und das Zerfallsspektrum besteht dann aus einer ausgeprägten 59.5 keV  $\gamma$ -Linie.<sup>15</sup>

Die Rauschmessungen erfolgten mit dem in Abb. 3.8 gezeigten Versuchsaufbau.

Das unipolare Ausgangssignal des Shapeverstärkers wurde direkt auf den MCA gegeben, d.h. es wurde so das  $\gamma$ -Spektrum der Quelle im MCA aufgenommen, das die Wechselwirkung der  $\gamma$ -Quelle mit dem Silizium der Photodiode zeigt (siehe z.B. Abb. 3.12).

Ein wichtiges Kriterium für die Zeitmessung ist die richtige Einstellung der Diskriminatorschwellen (siehe auch Kap. 2.3.2). Die Diskriminatorschwellen müssen so eingestellt werden, daß zum einen nicht auf das Rauschen getriggert wird und zum anderen ein

<sup>15</sup> Abb. H.1 in Anhang H zeigt u.a. ein  $^{241}\text{Am}$   $\gamma$ -Spektrum.

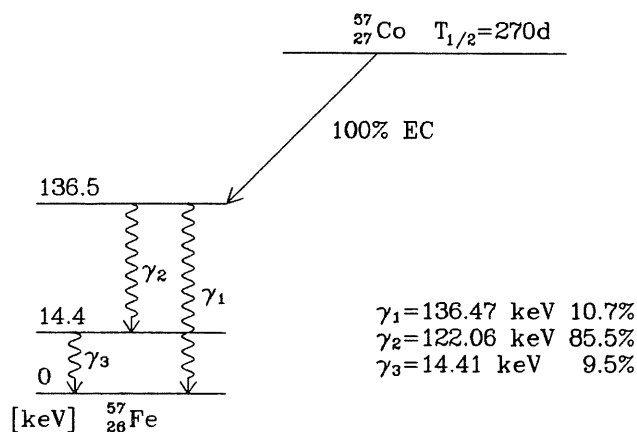


Abb. 3.7: Zerfallsschema von  $^{57}\text{Co}$   
 (nach [Ortec])

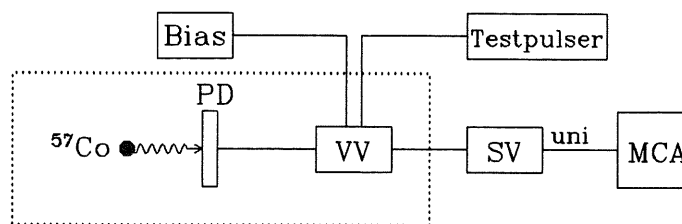


Abb. 3.8: Versuchsaufbau der Rauschmessungen mit der  $^{57}\text{Co}$ -Quelle  
 Das unipolare Ausgangssignal des Shapeverstärkers wird direkt an den MCA gegeben und spektroskopiert. Der gleiche Aufbau wurde auch für die Messung der  $\gamma$ -Spektren von  $^{241}\text{Am}$  und  $^{22}\text{Na}$  verwendet.

möglichst großer Bereich des Signals für die Zeitmessung berücksichtigt wird.<sup>16</sup>

Weiterhin ist wichtig die Schwelle als absolute Zahl in ENC angeben zu können, um die Lage der Schwelle für die DESY-Teststrahlungsmessungen abzuschätzen. Frühere Untersuchungen haben gezeigt, daß mit ca. 4000 bis 5000 Elektronen (e) für eine Photodiode pro GeV Elektronenstrahl-Energie (siehe z.B. [Har88,Wun88]), zu rechnen ist.

In Abb. 3.9 ist der Meßaufbau, der für die Einstellung der Diskriminatorschwellen verwendet wurde, dargestellt.

Mit dem logischen Zeitsignal des TD's wird das Energiesignal des Shapeverstärkers an einem Oszilloskop getriggert. Die Diskriminatorschwelle des TD's wurde dann so eingestellt, daß das Rauschen abgeschnitten wird. Besonders die Einstellung der Schwellen der CFD's bei kleinen Shapekonstanten ist schwierig, da der Signal/Rauschabstand sehr klein ist. Um die Diskriminator-Schwellen quantitativ verifizieren zu können, wurden diese mit dem in Abb 3.10 gezeigten Versuchsaufbau gemessen. Dies entspricht einer Messung der

<sup>16</sup>Dies ist besonders für die DESY-Teststrahlungsmessungen wichtig, da man hier bei kleinen Energien (um 1 GeV) verifizieren muß, ob ein Teil des Energiesignals durch die Diskriminatorschwellen abgeschnitten wird. Dies würde zu falschen Meßergebnissen führen.

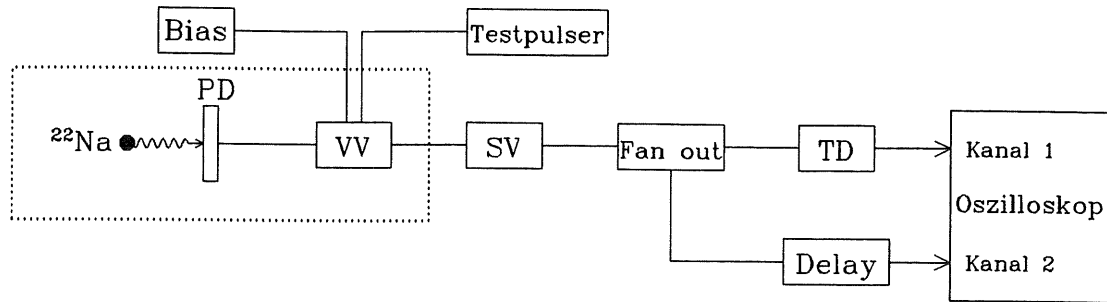


Abb. 3.9: Meßaufbau zur Einstellung der Diskriminatorschwellen

Das Ausgangssignal des SV's wird einmal über den TD an das Oszilloskop gegeben und einmal mit einem Delay direkt auf den anderen Kanal des Oszilloskops. Man triggert nun auf Kanal 1 des Oszilloskops und betrachtet sich das Ausgangssignal auf Kanal 2. Die Diskriminatorschwelle wird dann so hoch eingestellt, daß das Rauschen abgeschnitten wird. Da das logische TD-Signal zeitlich später als das Ausgangssignal des SV kommt, muß dieses verzögert werden.

Effizienz ('Efficiency'), da man nach der Schwellenbestimmung abschätzen kann ob auch 100% des Signals für die Zeitmessung berücksichtigt wurde, oder ob ein Teil des Signals im Rauschband liegt und durch die Diskriminatorschwelle abgeschnitten wird.

In Abb. 3.10 a) ist der Versuchsaufbau zur Messung der TSC-Schwellen und in b) der entsprechende Aufbau zur Messung der CFD-Schwellen dargestellt. Bei beiden Schaltungen wird das logische Zeitsignal als 'Gate' eines Gated-Biased-Amplifiers (GBA) verwendet. Je nachdem wie hoch die Schwelle und damit das 'Gate' eingestellt ist, wird ein Teil des unipolaren Signales des SV's abgeschnitten und nicht mehr spektroskopiert.

### 3.2.2 Auswertung und Ergebnisse der Messungen

#### Rauschmessungen

Als Rauschwerte wurden die  $\sigma$ 's der Photopeaks (122.1 keV bei  $^{57}\text{Co}$  und 59.5 keV bei  $^{241}\text{Am}$ ) bzw. von Testpulsersignalen, die direkt auf den Vorverstärker gegeben werden konnten, registriert. Mit Gl. 2.23 und der Kenntnis der Lage der Photopeaks konnte dann das Rauschen in die äquivalente Rauschladung ENC, d.h. in Elektronen (e), umgerechnet werden – der 59.5 keV Photopeak von  $^{241}\text{Am}$  entspricht dann 16436 e.

Die Abhängigkeit des Rauschens vom Bias zeigt Abb. 3.11 a). Die eingezeichneten Kurven sind separate Fits an die Testpulsers- bzw. Photopeakwerte nach Gl. 2.53 – wobei hier ein Offset in den Werten der Bias-Spannung von 9 V berücksichtigt wurde. Schon die Zeitmessungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker zeigten ja, daß sich hier erst bei höheren Bias-Spannungen, verglichen mit den Ergebnissen der MPI-Vorverstärker, eine konstante Zeitauflösung ergibt. Mit dem Ergebnis der Rauschmessung nach Abb. 3.11 a) liegt die Vermutung nahe, das bei den Canberra 2001A-Messungen die tatsächlich an den Photodioden anliegende Spannung um einen Offsetwert von 9 V oder um einen Faktor gegenüber der am Vorverstärker anliegenden Bias-Spannung reduziert ist.

Der Canberra 2001A-Vorverstärker hat einen sehr hohen Eingangswiderstand von einigen  $\text{G}\Omega$  und der Dunkelstrom durch die Photodiode liegt im Bereich einiger nA. Für die am

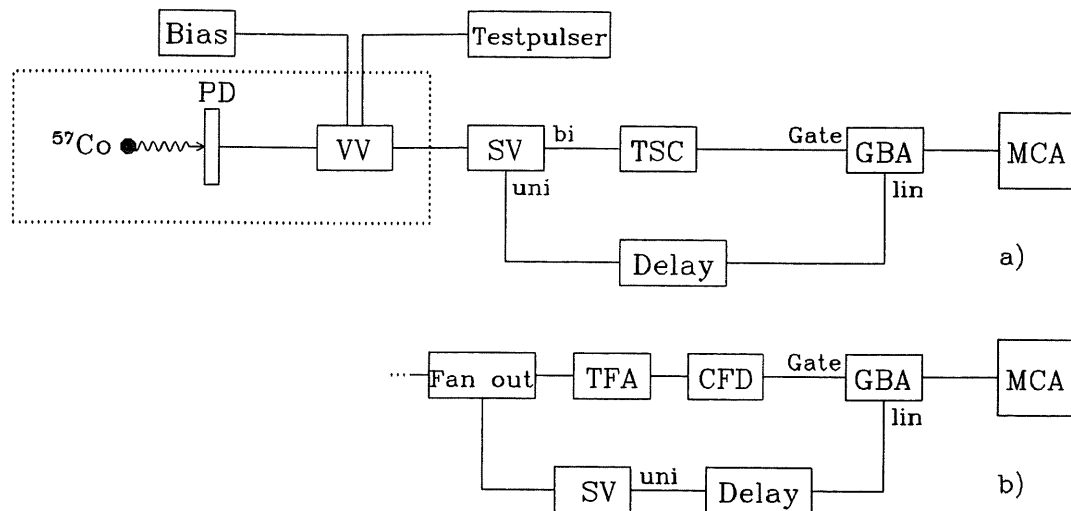


Abb. 3.10: Meßaufbau zur Bestimmung der Diskriminatorschwellen

a) zeigt den Aufbau zur Messung der TSC-Schwellen und b) den entsprechenden Aufbau für die Messung der CFD-Schwellen. In beiden Fällen wird das logische Ausgangssignal des Zeitdiskriminators als 'Gate' eines Gated-Biased-Amplifier's (GBA – hier Ortec 444) benutzt und damit das unipolare Ausgangssignal des SV's diskriminiert. In b) wirkt die Kombination TFA/CFD als 'Gate', da der TFA ein negatives Ausgangssignal erzeugt, das vom MCA nicht registriert wird. Die unipolaren Signale müssen verzögert werden, um in den gleichen Zeitbereich der "langsamen" logischen Signale zu fallen.

Vorverstärker anliegende Bias-Spannung  $U_{VV}$  gilt dann

$$U_{VV} = U_R + U_{PD} \quad , \quad (3.3)$$

wobei  $U_R = R I_{PD}$  der Spannungsabfall am Eingangswiderstand  $R$  des Vorverstärkers durch den Photodioden-Dunkelstrom  $I_{PD}$ , und  $U_{PD}$  die tatsächlich an der Photodiode anliegende Bias-Spannung ist.<sup>17</sup>

Mit der Näherung  $I_{PD} = \alpha U_{PD}$  gemäß Kap. 2.2.2 folgt dann für  $U_{PD}$ :

$$U_{PD} = \frac{U_{VV}}{R\alpha + 1} \quad (3.4)$$

Die Reduzierung von  $U_{VV}$  um den Faktor  $(R\alpha + 1)$  ist eine mögliche Erklärung der unterschiedlichen Bias-Abhängigkeit der Zeitauflösung des Canberra 2001A- gegenüber dem MPI-Vorverstärker, da der MPI-Vorverstärker einen im Vergleich zum Canberra 2001A-Vorverstärker geringen Eingangswiderstand hat ( $\leq 100 \text{ M}\Omega$ ) und somit hier in guter Näherung  $U_{PD} = U_{VV}$  gilt.

Da der Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  nicht ermittelt wurde, wurde die ENC/Bias-Abhängigkeit mit einem konstanten Offsetwert von  $U_0 = 9 \text{ V}$  gefittet.

<sup>17</sup> $U_R$  kann Werte von einigen V annehmen, so folgt z.B. bei  $I_{PD} = 1 \text{ nA}$  (siehe Tab. D.1 in Anhang D) und  $R = 10 \text{ G}\Omega$  für  $U_R$  ein Wert von 10 V.

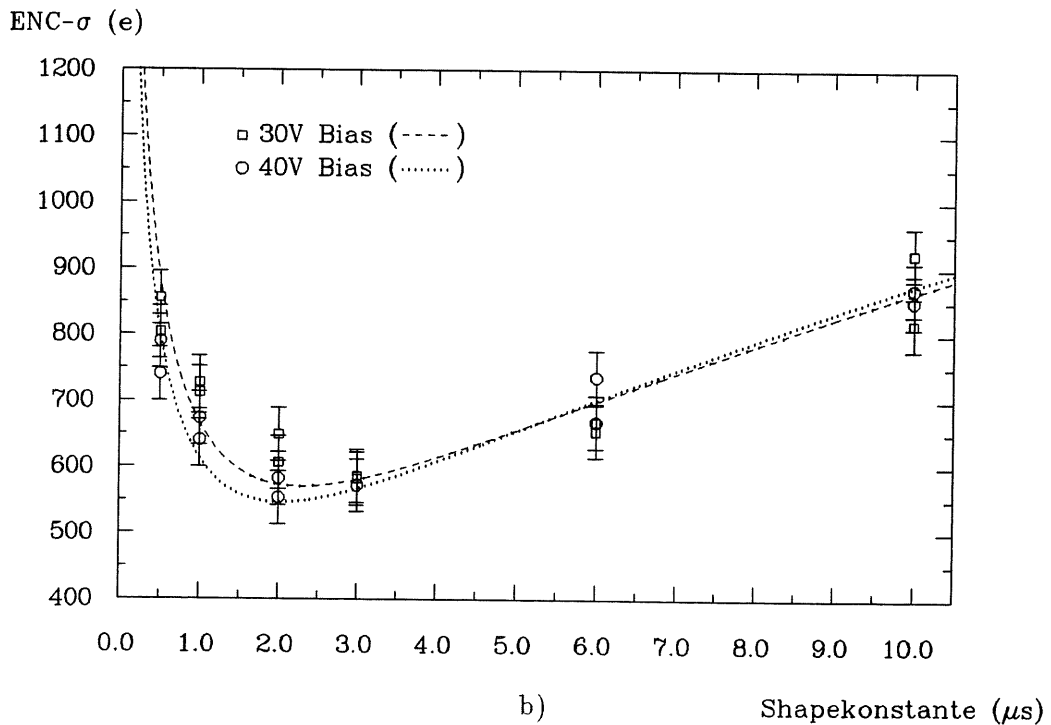
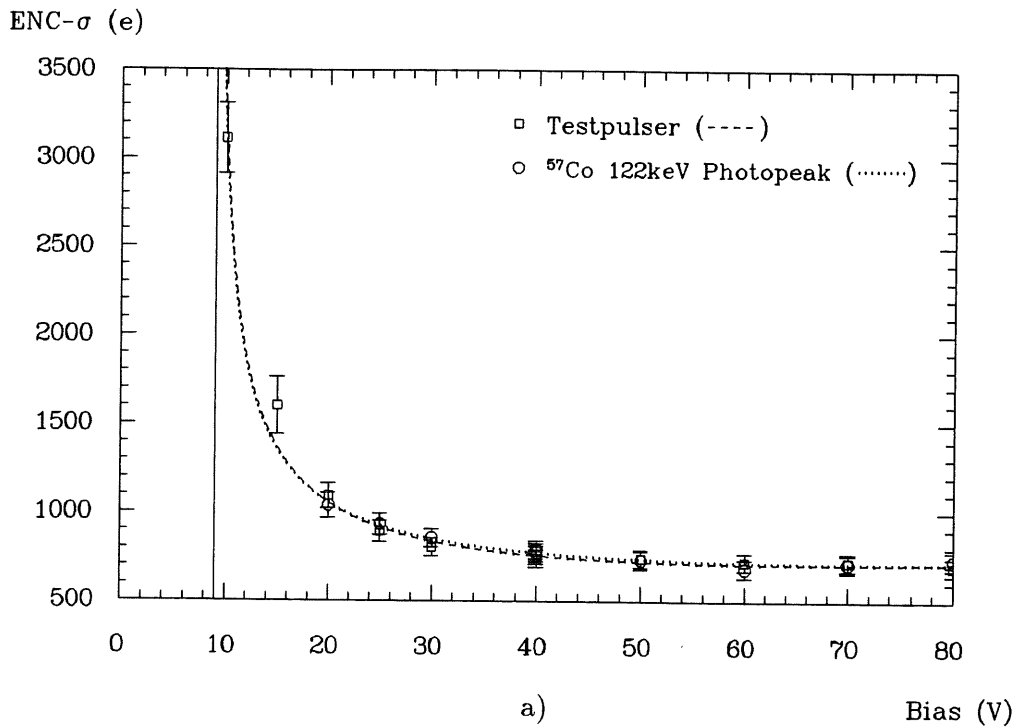


Abb. 3.11: Ergebnisse der Rauschmessungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker an einer Photodiode – a) zeigt die Biasabhängigkeit bei  $0.5 \mu\text{s}$  Shapekonstante und b) die Abhängigkeit von der Shapekonstanten bei konstanter Bias-Spannung (30 bzw. 40 V)

Für die Testpulser- bzw. Photopeakmessung wurden an die Meßwerte von a) separate Fits nach Gl. 2.53 (Offset in der Bias-Spannung: 9 V) durchgeführt. Die Meßwerte der in b) gezeigten Testpulsermessungen bei 30 bzw. 40 V Bias-Spannung wurden mit Gl. 2.52 gefittet.

Als Shapeverstärker wurde bei beiden Meßreihen ein Ortec 572 verwendet.

Als Fit-Ergebnis folgt (ENC in e,  $U$  in V und  $U_0=9$  V):

$$\text{Fit - Funktion: ENC} = \sqrt{b_1 + b_2(U - U_0) + \frac{b_3}{(U - U_0)}}$$

	$b_1$	$b_2$	$b_3$
	( $e^2$ )	( $e^2/V$ )	( $e^2V$ )
Testpulsler	$14(8) \cdot 10^4$	$31(11) \cdot 10^2$	$10(1) \cdot 10^6$
$^{57}\text{Co}$ -Photopeak	$22(9) \cdot 10^4$	$22(12) \cdot 10^2$	$10(2) \cdot 10^6$

In Abb. 3.11 b) ist das Ergebnis der Rauschabhängigkeit von der Shapekonstanten gezeigt. Die Fits der Meßwerte nach Gl. 2.52 bei zwei verschiedenen Bias-Spannungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie.

Als optimale Shapekonstante  $\tau_{min}$  folgt ein Wert von ca.  $2\mu\text{s}$ .

Das Fit-Ergebnis ist (ENC in e und  $\tau$  in  $\mu\text{s}$ ):

$$\text{Fit - Funktion: ENC} = \sqrt{a_1\tau + \frac{a_2}{\tau}}$$

	$a_1$	$a_2$	$\tau_{min}$	ENC <sub>min</sub>
	( $e^2/\mu\text{s}$ )	( $e^2\mu\text{s}$ )	( $\mu\text{s}$ )	(e)
30 V Bias	$7.1(5) \cdot 10^4$	$3.7(3) \cdot 10^5$	2.28(11)	569(15)
40 V Bias	$7.3(5) \cdot 10^4$	$3.0(2) \cdot 10^5$	2.03(10)	544(11)

Die Umrechnung der Fit-Konstanten  $a_1$  und  $a_2$  in die Konstanten  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  von Gl. 2.51 ergibt mit  $a_1 = \alpha + \beta U_S$  und  $a_2 = \gamma/U_S$ :

$\alpha$	$\beta$	$\gamma_{30\text{ V}}$	$\gamma_{40\text{ V}}$
( $e^2/\mu\text{s}$ )	( $e^2/\mu\text{sV}$ )	( $e^2\mu\text{sV}$ )	( $e^2\mu\text{sV}$ )
$65(28) \cdot 10^3$	$2(7) \cdot 10^2$	$1.11(9) \cdot 10^7$	$1.20(8) \cdot 10^7$

Die für die 30 V- und 40 V-Bias-Spannung berechneten Werte der Fit-Konstanten  $\gamma$  stimmen im Rahmen der Fehler gut überein.

### Schwellenmessungen

In Abb 3.12 a) sind vier überlagerte  $\gamma$ -Spektren von  $^{57}\text{Co}$ , die bei verschiedener TSC-Schwelle bei gleicher Meßzeit aufgenommen wurden, dargestellt. Als Energieschwelle wurde der Wert angegeben, bei dem das diskriminierte Spektrum die gleichen Einträge hat, wie ein Spektrum mit minimaler Schwelle – die minimale TSC-Schwelle liegt nach Abb. 3.12 a) bei  $S_{min}=0.06$ .

Alle Zeitmessungen mit Bipolarshapern und TSC's wurden bei den in Abb. 3.12 b) dargestellten Schwellen durchgeführt ( TSC-Schwelle 0.40 für Ortec 572 und 410).

Die Umrechnung der TSC-Schwellen ergibt:

Ortec 572	47.0 keV	12980 e
Ortec 410	92.4 keV	25512 e



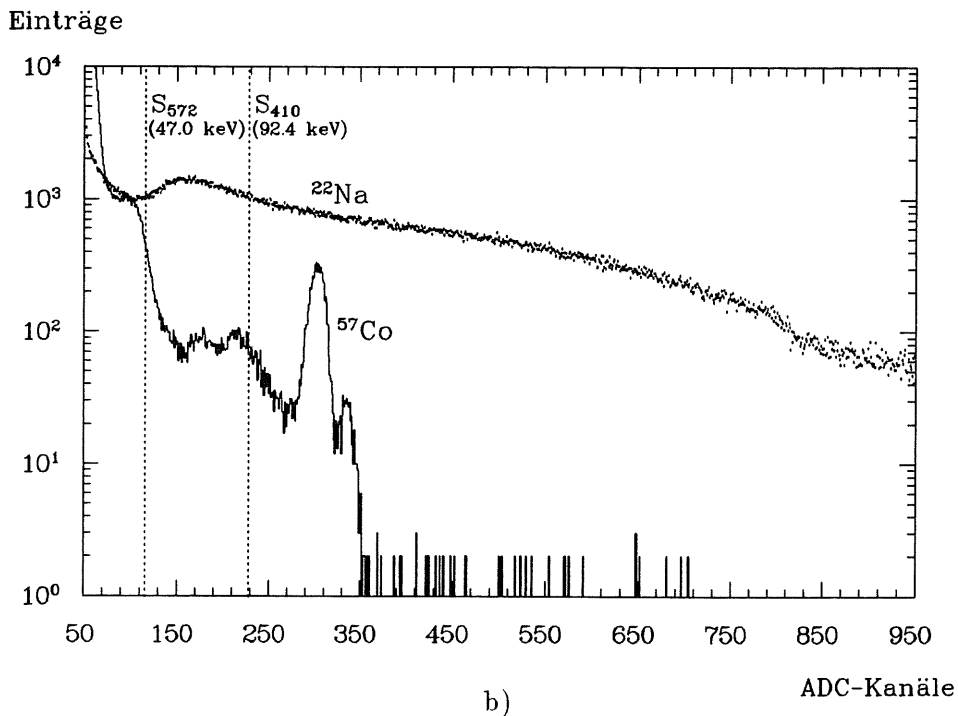
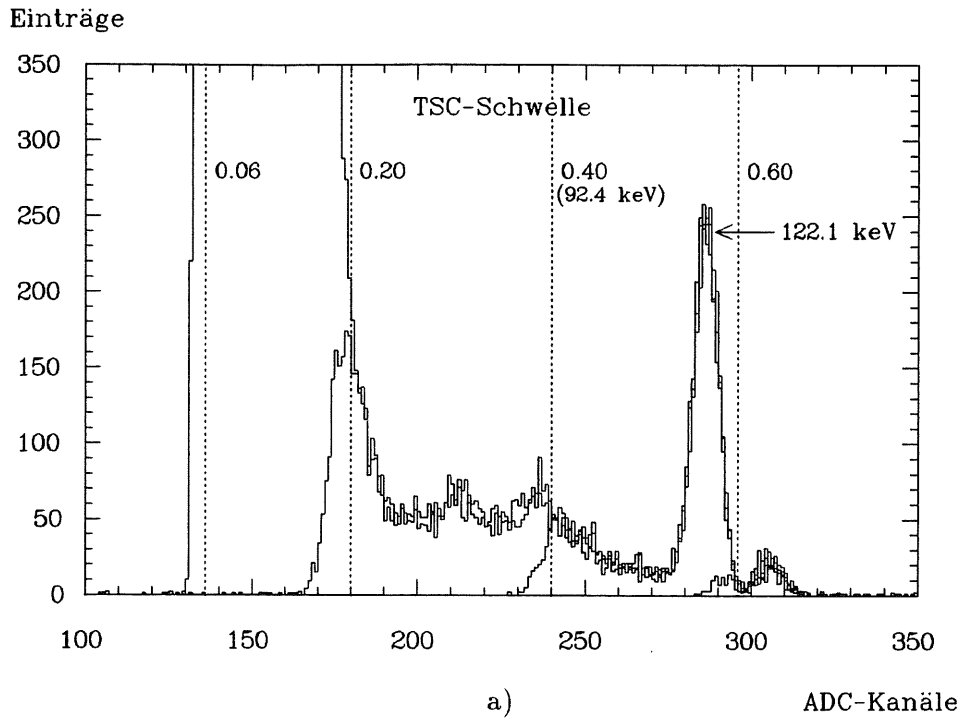


Abb. 3.12: Ergebnisse der TSC-Schwellenmessungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker

a) zeigt vier überlagerte  $^{57}\text{Co}$   $\gamma$ -Spektren, die bei verschiedenen TSC-Schwellen (gepunktete Linien) nach Fig. 3.10 a) aufgenommen wurden. Die Meßzeit war bei allen Schwelleneinstellungen gleich. Als Shapeverstärker wurde ein Ortec 410 verwendet. In b) ist in halblogarithmischer Darstellung ein  $^{22}\text{Na}$  und ein  $^{57}\text{Co}$   $\gamma$ -Spektrum dargestellt. Die gepunkteten Linien sind die TSC-Schwellen bei denen die Zeitmessungen mit der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle durchgeführt wurden –  $S_{572}$  für den Ortec 572 und  $S_{410}$  für den Ortec 410.

Für die Zeitmessungen mit dem Ortec 410 im D.L.-Mode wurden keine Schwellenmessungen durchgeführt.

Die Bestimmung der CFD-Schwellen ist schwieriger, da hier ein unerwünschter Effekt auftritt. Die mit verschiedenen CFD-Schwellen aufgenommenen Spektren zeigen bei der gleichen Meßzeit nicht, wie die TSC-Spektren, von einem gewissen ADC-Kanal an die gleichen Einträge im Spektrum. Dies bedeutet, daß die CFD's die Energie nicht linear abschneiden, sondern auch Einträge, die oberhalb der Schwelle liegen, vermindern. Es wurde trotzdem versucht die CFD-Schwellen zu bestimmen – hier, im Unterschied zu den TSC-Schwellen, charakterisiert nach dem Einsetzen der Schwelle. Die minimale CFD-Schwelle lag bei Messungen mit 5 ns Shapekonstante bei ca. 22 keV bzw. bei 6078 e. Für größere Shapekonstanten wurden CFD-Schwellen bis 35.8 keV oder 9890 e eingestellt.

### Fazit der Vorversuche:

- Die Zeitunschärfe nimmt mit wachsender Bias-Spannung, entsprechend der Verringerung der Kapazität der Photodiode und damit des Rauschens, ab.  
Ist die optimale Bias-Spannung erreicht, so werden konstante Werte für die Zeitauflösung gemessen, die dann nur noch vom Absolutwert der Shapekonstanten abhängen. Optimale Bias-Spannungen sind 50 V für den Canberra 2001A- und 25 V für den MPI-Vorverstärker.  
Die besten Zeitauflösungen mit Bipolarshapern werden mit dem D.L.-Shaping erzielt und liegen bei 26 ns FWHM für den Canberra 2001A- und bei 31 ns FWHM für den MPI-Vorverstärker. Für den Ortec 572 bei 0.5  $\mu$ s Shapekonstante wurde als beste Zeitauflösung ein Wert von 47 ns gemessen.  
(Um die Zeitauflösung für eine Photodiode zu erhalten, müssen die angegebenen Werte mit dem Faktor  $1/\sqrt{2} \approx 0.71$  korrigieren werden.)
- Für Bipolarshaper und TSC's folgt eine lineare Zunahme der Zeitauflösung mit der Shapekonstanten, die im wesentlichen durch den Einfluß der Steigung des bipolaren Signals im Nulldurchgang auf die Diskrimination erklärt werden kann.  
Dies bedeutet, daß nur für sehr kleine Shapekonstanten (0.1 bis 0.2  $\mu$ s) mit dieser Methode gute Zeitauflösungen zu messen sind.
- Messungen mit TFA und CFD zeigen eine andere Abhängigkeit von der Shapekonstanten – im Bereich von 5 bis 50 ns wird die Zeitauflösung schlechter und nimmt für größere Shapekonstanten  $\tau$  einen näherungsweise konstanten Wert von ca. 50 ns an.  
Der Anstieg zeigt eine gewisse Ähnlichkeit zum erwarteten  $\sqrt{\tau}$ -Verhalten, ohne allerdings eine befriedigende Wiedergabe der Meßwerte zu ergeben.  
Der Bestwert der erreichten Zeitauflösung liegt hier bei 15 ns FWHM für eine Shapekonstante des CFD's von 5 ns.
- Die Ergebnisse der ENC-Rauschmessungen in Abhängigkeit von der Bias-Spannung und der Shapekonstanten sind konform mit den theoretischen Erwartungen.  
Hier ergibt sich für den Canberra 2001A-Vorverstärker ebenfalls eine optimale Bias-Spannung von 50 V und ein minimales Rauschen von 544 e bei einer Shapekonstanten von  $\tau=2 \mu$ s.
- Die für die Zeitmessungen verwendeten Diskriminatorschwellen liegen bei Werten  $> 13000$  e für eine Photodiode. Bei den späteren Teststrahlmessungen wurden die Summensignale von vier Photodioden mit etwa den gleichen Schwellen verwendet (1 GeV entspricht ca. 16000 e).

## Kapitel 4

# Messungen am DESY-Teststrahl

Am DESY-Teststrahl wurden bei drei Meßzeiten Untersuchungen zur Zeitauflösung, Energieauflösung und zum Rauschverhalten von Kalorimeter-Modulen verschiedener Konfiguration durchgeführt.

Am Ende des Kapitels werden die wichtigsten Ergebnisse der Teststrahlmessungen aufgelistet.

### 4.1 I. Teststrahl-Meßzeit

Die I. Teststrahl-Meßzeit wurde am Teststrahl 22 mit Elektronen der Energien zwischen 1 und 6 GeV an einem quadratischen Modul der alten Konfiguration (3 cm breite Wellenlängenschieber und SILENA-Vorverstärker) durchgeführt.

Der Schwerpunkt dieser Messungen lag in der Bestimmung der Zeitauflösung des Kalorimeter-Moduls als Funktion der Shapekonstanten von Bipolarshaper und TFA für verschiedene Strahlenergien (besonders bei kleinen Shapekonstanten), sowie in der Messung der Energieauflösung des Moduls.

#### 4.1.1 Der Meßaufbau

Das DESY II-Synchrotron beschleunigt Elektronen bis 7 GeV, die dann an einem Kohlenstoff-Target, das sich im DESY-Ring befindet, Bremsstrahlungs- $\gamma$ 's erzeugen.

Die Bremsstrahlungs- $\gamma$ 's werden durch ein zweites, wählbares Target<sup>1</sup>, das außerhalb des DESY-Ringes liegt, in Elektronen konvertiert. Über einen Ablenkmagneten, der hinter dem Konversions-Target installiert ist, können direkt vom Meßraum aus durch die Änderung des Magnetstroms Elektronen mit Energien zwischen 1 und 6 GeV selektiert werden.

Außerhalb des Vakuumbereichs befindet sich hinter dem Strahlrohr zunächst ein Kollimator (Koll) mit einer quadratischen Öffnung von ca.  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  (siehe Abb. 4.1).

Um die Elektronenstrahl-Achse zu definieren, wurde ein Trigger aus drei Szintillationszählern mit Photomultiplier-Auslese aufgebaut. Direkt hinter den Kollimator wurde ein großflächiges Szintillator-Paddel (P) gestellt und vor dem Kalorimeter-Modul wurde ein kleiner Szintillator-Finger (F) von ca.  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  sowie ein Halo-Szintillator (H) mit 8 mm Lochdurchmesser aufgebaut (siehe ebenfalls Abb. 4.1).

Die Spannungsversorgung der Photomultiplier der Trigger-Szintillatoren erfolgte durch ein LeCroy HV 4032A.

Da die Intensität des Teststrahls stark schwankt, wurde ein Vergleich der Zählraten von

<sup>1</sup>Hier wurde ein 5 mm Cu-Target ausgewählt.

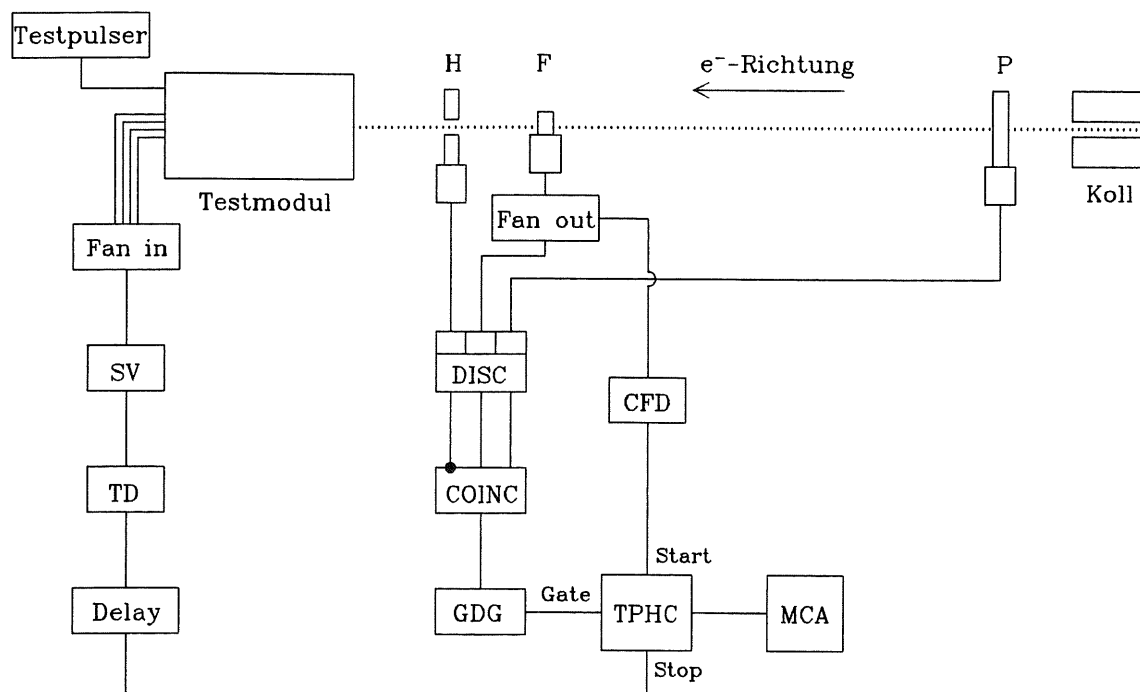


Abb. 4.1: Aufbau zur Messung der Zeitauflösung (I. Teststrahl-Meßzeit)

Der Elektronenstrahl wird durch drei Szintillatoren (P, F und H) definiert. Der Szintillator-Finger F generiert über einen CFD das Start-Signal des TPHC's. Die vier Vorverstärker-Signale des Testmoduls werden über einen Fan-in elektronisch summiert an den Shapeverstärker (SV) gegeben, an den der Zeitdiskriminator (TD) angeschlossen ist. Das Ausgangssignal des TD's wird verzögert und liefert das Stop-Signal des TPHC's. Die Trigger-Koinzidenz (COINC) erzeugt das 'Gate'-Signal für den TPHC. Das positive Ausgangssignal des TPHC's wird mit dem PC-Vielkanalanalysator (MCA) aufgenommen.

Szintillator-Finger zu Szintillator-Paddel unternommen<sup>2</sup> und so der Szintillator-Finger auf die Strahlachse justiert (maximales Zählratenverhältnis).

Die Genauigkeit der Strahl-Festlegung ist durch das Loch im Halo-Szintillator bestimmt und liegt bei ca. 8 mm.

Die Signale der drei Trigger-Szintillatoren werden dann auf einen Diskriminator (DISC) und dann auf eine Koinzidenz (COINC) gegeben.<sup>3</sup>

Die Strahl-Triggerbedingung ist erfüllt, wenn Szintillator-Paddel und -Finger ein Signal liefern und vom Halo-Szintillator kein Signal registriert wird.

Das quadratische Kalorimeter-Modul, an dem alle Messungen durchgeführt wurden, wurde auf einen in der Horizontalen und Vertikalen auf  $\pm 1$  mm verstellbaren Fahrtisch aufgebaut, auf dem als Unterlage für das Modul ein Goniometer aufgebaut war.<sup>4</sup> Um das Kalorimeter-Modul ebenfalls bezüglich der Strahlachse zu justieren, wurde auf das Go-

<sup>2</sup>Das Paddel ist so groß, daß alle Elektronen registriert werden, so daß das Zählratenverhältnis von Finger zu Paddel einen von der Intensität unabhängigen Vergleich gestattet.

<sup>3</sup>DISC: EG&G T308/NL Octal Discriminator; COINC: EG&G CO 4010.

<sup>4</sup>Alle Messungen wurden parallel zu den in [Pep89] beschriebenen Messungen – an dem in dieser Arbeit als Stack 1 bezeichneten Modul – durchgeführt.

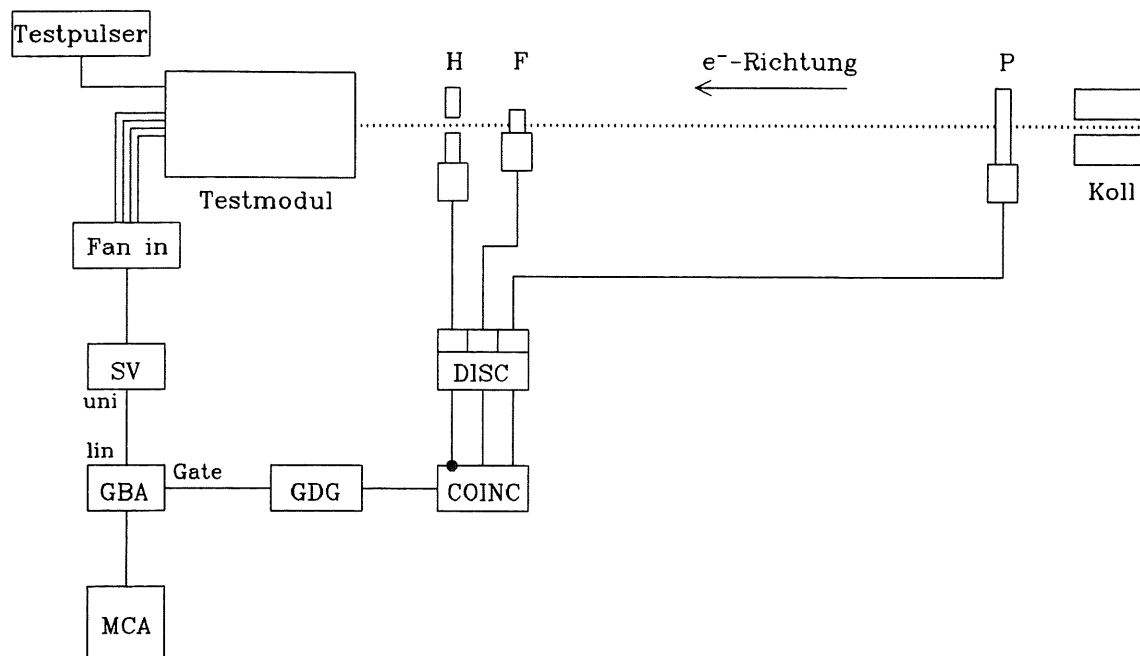


Abb. 4.2: Aufbau zur Messung der Energieauflösung (I. Teststrahl-Meßzeit)

Das summierte Vorverstärker-Signal wird an den SV gegeben, und dessen unipolares Ausgangssignal an einen Gated-Biased-Amplifier (GBA), der ein 'Gate'-Signal von der Trigger-Koinzidenz erhält. Das Ausgangssignal des GBA's wird im MCA spektroskopiert.

niometer ein Fernrohr<sup>5</sup> aufgesetzt und die Fernrohr-Achse durch Anpeilen der Kollimatoröffnung bzw. der Trigger-Szintillatoren auf die Strahlachse justiert. Die Position des Kalorimeter-Moduls konnte so mit einer Genauigkeit von ca. 2 mm zur Strahlachse ausgerichtet werden (siehe auch [Pep89]).

Die Versorgungsspannungen der Vorverstärker wurden über einen NIM-Überrahmen in der Meß-Area geliefert, der auch den BNC-Testpulsar enthielt. Für Messungen ohne Testpulsar wurde der Testpulseingang am Kalorimeter-Modul mit einem 50  $\Omega$ -Stück abgeschlossen. Der Meßaufbau zur Zeitmessung ist in Abb. 4.1 dargestellt. Für diese Messungen wurde das Photomultiplier-Signal des Szintillator-Fingers an einen CFD (Ortec 473) gegeben, der für alle Zeitmessungen das Start-Signal des TPHC's (Ortec 467) lieferte.

Photomultiplier mit CFD's haben eine sehr gute Zeitauflösung relativ zu dem mit Photodioden ausgelesenen Testmodul. Eine Messung der Zeitauflösung von Szintillator-Finger gegen Szintillator-Paddel – beide mit CFD's – ergab eine Halbwertsbreite (FWHM) von 1.06(9) ns. Unter der Annahme, daß beide Signale das gleiche, voneinander unabhängige Zeitverhalten haben, folgt für die Zeitauflösung des Einzeldetektors ein um den Faktor  $1/\sqrt{2}$  kleinerer Wert – also gilt dann FWHM = 750(6) ns oder  $\sigma = 318(3)$  ps.

Das Start-Signal des TPHC's hat damit gegenüber dem Zeitsignal der Photodioden eine vernachlässigbare Zeitunschärfe.

Die vier Signalausgänge des Moduls wurden über einen Fan-in/out an den Shapeverstärker (SV) mit nachfolgendem Zeitdiskriminator (TD) gegeben – es wurden entsprechend den Vorversuchen Messungen mit Bipolarshapern und TSC's (Ortec 420A) bzw. TFA (Ortec

<sup>5</sup>Firma RANK-TAYLOR-HOBSON.

454) und CFD (Ortec 473) durchgeführt.

Das Ausgangssignal des Zeitdiskriminators wird mit einem Delay verzögert, um das Stop-Signal in den gewählten Bereich des TPHC's aufnehmen zu können.

Der TPHC's erhält ein 'Gate'-Signal von der Triggerkoinzidenz, der ein Gate-Delay-Generator (GDG)<sup>6</sup> nachgeschaltet ist, so daß nur bei erfüllter Triggerbedingung eine Datennahme erfolgte.

Das Ausgangssignal des TPHC's wurde dann, entsprechend den Vorversuchen, mit dem PC-Vielkanalanalysator (MCA) aufgenommen und abgespeichert.

Zwischen den Zeitmessungen wurden immer wieder Messungen zur Zeitkalibration – in analoger Weise zu denen der Vorversuche, d.h. mit Testpulsersignalen, einem Zeitdiskriminator und definierter Änderung eines Nanosekunden-Delay's – durchgeführt.

Abb. 4.2 zeigt den Aufbau zur Messung der Energieauflösung.

Die summierten Vorverstärker-Signale gehen auf den Shapeverstärker, dessen unipolares Ausgangssignal an einen Gated-Biased-Amplifier (GBA, Ortec 444) gegeben wird. Mit dem 'Gate'-Signal der Triggerkoinzidenz wird das Ausgangssignal des GBA's im MCA spektroskopiert.

Zur Bestimmung der Effizienz der Messungen wurden für alle Zeitmessungen die Bestimmung der Diskriminatorschwelle – in analoger Weise der Vorversuche mit dem summierten Vorverstärkersignal als Eingangssignal des Shapeverstärkers (Bipolarshaper oder TFA) – durchgeführt (siehe Abb. 3.10).

Die im weiteren angegebenen Ergebnisse wurden stets mit 100% Effizienz gemessen, d.h. Messungen bei denen die Signale z.T. im Rauschen lagen wurden nicht berücksichtigt.

Alle Messungen erfolgten bei der maximalen Bias-Spannung von 24 V und zentralem Einschub in das Kalorimeter-Modul.

Vor den Messungen wurde der 'Walk' der Elektronik durch Einstellung des 'Walk Adjust' (soweit vorhanden) mit Testpulsersignalen minimiert.

#### 4.1.2 Auswertung der Messungen

Die Auswertung der mit dem PC-Vielkanalanalysator aufgenommenen und abgespeicherten Werte erfolgte in analoger Weise zu der Auswertung der Vorversuchs-Daten, d.h. Transfer auf den IBM-Rechner, Erzeugung von GEP-Histogrammen und Erstellen von Gauß-Fits.

Dabei wurden die Ergebnisse von Testpulsermessungen zur Linearität und zum Offset des PC-Vielkanalanalysators berücksichtigt.

Bei allen nachfolgenden Ergebnissen der Zeitauflösungsmessungen ist stets die Halbwertsbreite FWHM und bei Rauschmessungen das  $\sigma$  der Verteilung angegeben.

Sofern Fehlerbalken angegeben sind, sind dies die Unsicherheiten der Gauß-Fits.

#### 4.1.3 Ergebnisse der Messungen

##### Zeitauflösung

In Abb. 4.3 ist ein typisches Zeitspektrum dargestellt – hier das Ergebnis der Messung mit dem Ortec 572 Bipolarshaper bei  $0.5 \mu\text{s}$  Shapekonstante und 3 GeV Elektronenstrahl-Energie. Im Unterschied zu den Vorversuchen ist dieses Zeitspektrum auch im Randbereich der Verteilung sehr gut durch die angefittete Gaußfunktion zu beschreiben.

In den Abb. 4.4 und 4.5 ist die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Elektronenstrahl-Energie für zwei verschiedene Bipolarshaper – Ortec 572 bzw. Ortec 410 – dargestellt.

<sup>6</sup>Ortec 416A.

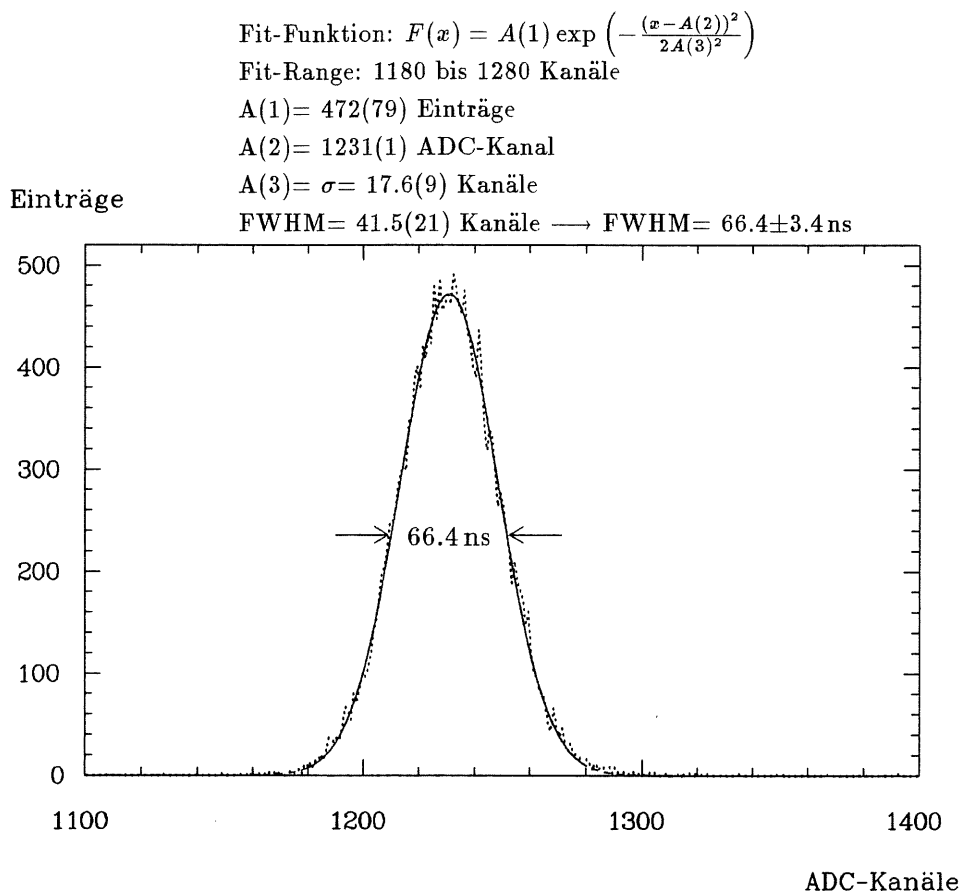


Abb. 4.3: Teststrahl-Zeitspektrum mit Gauß-Fit nach Gl. 2.59

Es zeigt sich eine charakteristische Abnahme der Zeitauflösung mit der Energie proportional  $1/E$ , die durch den steileren Nulldurchgang des bipolaren Signales mit wachsender Elektronenstrahl-Energie und den daraus resultierenden geringeren Einfluß des Rausch-‘Jitters’ auf die Zeitdiskrimination begründet ist (siehe Gl. 2.71 in Kap. 2.3.2).

Für hohe Energien sinkt die relative Abnahme der Zeitauflösung pro GeV, so daß sich bei Energien  $>10$  GeV nahezu konstante Werte für die Zeitauflösung einstellen, die dann nur noch von dem Absolutwert der Shapekonstanten (und natürlich auch vom gewählten Shapeverstärker) abhängen.

Die Fits gemäß Gl. 2.71 zeigen besonders für größere Elektronenstrahl-Energien gute Übereinstimmung mit den Meßwerten.

Die mit dem D.L.-Shaping des Ortec 410 gemessenen Zeitaufösungen liegen mit 13.7 ns für 6 GeV am niedrigsten, allerdings zeigt der Ortec 410 mit  $0.1 \mu\text{s}$  ebenfalls eine gute Zeitauflösung (18 ns bei 6 GeV), wobei insbesondere auch bei 1 GeV die Zeitauflösung mit ca. 80 ns deutlich besser als 96 ns ist.

Abb 4.6 zeigt für beide Bipolarshaper die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Shapekonstanten bei einer konstanter Elektronenstrahl-Energie von 3 GeV. Entsprechend den Vorversuchen ergibt sich ein linearer Zusammenhang, der den Einfluß der Steigung des bipolaren Signales im Nulldurchgang des Diskriminators widerspiegelt (siehe Gl. 2.71).

Außerdem wird aus Abb. 4.6 deutlich, daß nur für kleine Shapekonstanten eine gute Zeitauflösung ( $<96$  ns) erreichbar ist.

Zeitauflösung-FWHM (ns)

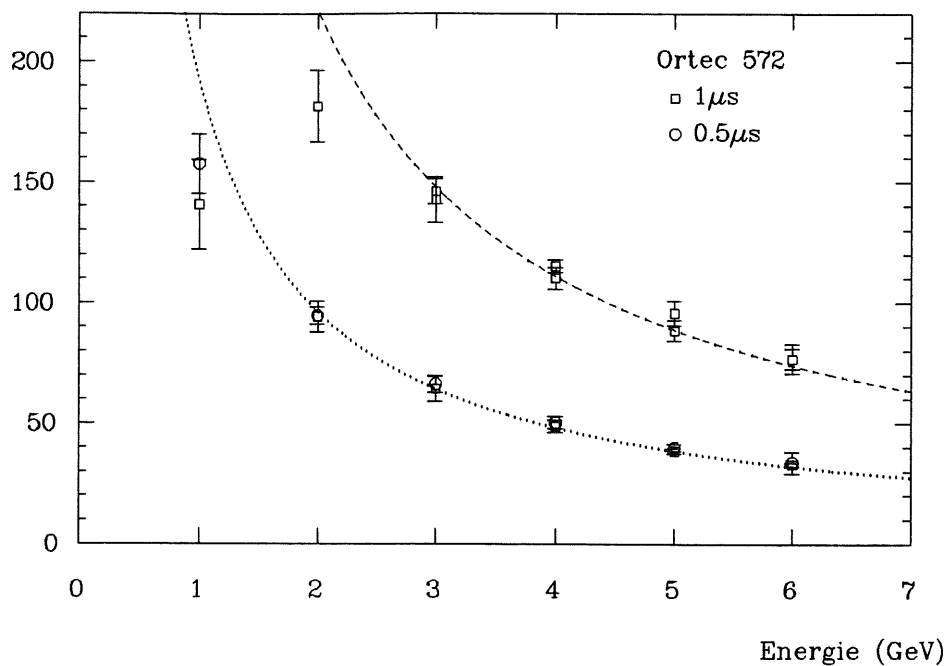


Abb. 4.4: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 572 mit TSC  
 Die eingezeichneten Kurven sind  $1/E$ -Fits nach Gl. 2.71.

Zeitauflösung-FWHM (ns)

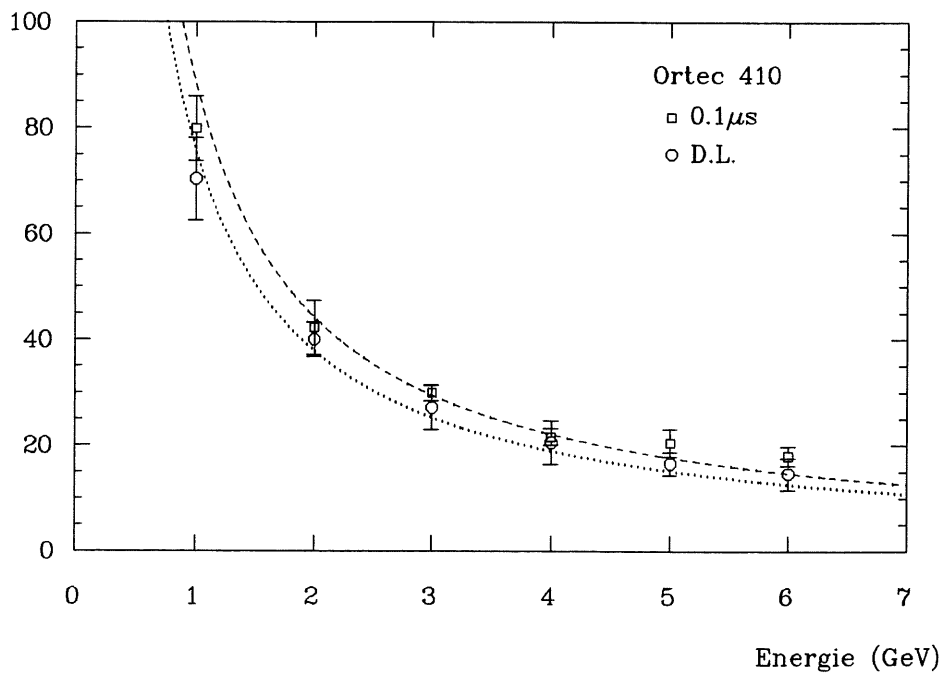


Abb. 4.5: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 410 mit TSC  
 Die eingezeichneten Kurven sind  $1/E$ -Fits nach Gl. 2.71.



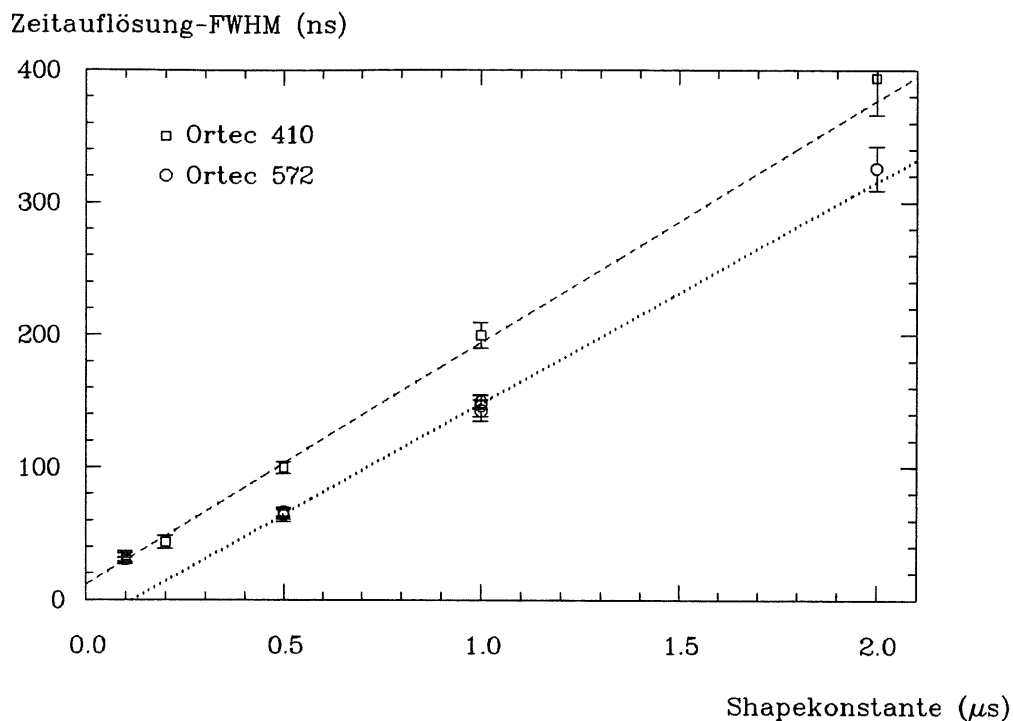


Abb. 4.6: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für den Ortec 572 und den Ortec 410 mit TSC's

Die Fits an die Meßwerte liefern folgende Parameter ( $T_Z$  in ns und  $T_S$  in  $\mu s$ ):

Fit – Funktion :  $T_Z = a_1 T_S + a_2$

	$a_1$ ( $10^{-3}$ ns)	$a_2$ (ns)
Ortec 410	183(7)	12(2)
Ortec 572	167(6)	-19(4)

Ein Vergleich der Fit-Parameter mit den entsprechenden der Vorversuche zeigt, daß hier nur qualitativ die gleiche lineare Abhängigkeit besteht. Nicht in Übereinstimmung mit den Vorversuchen sind die vergleichbaren Steigungen für beide Bipolarshaper und der negative Offsetwert für den Ortec 572.

Die Ergebnisse entsprechender Messungen mit TFA und CFD sind in Abb. 4.7 – hier die Energieabhängigkeit – bzw. in Abb. 4.8 – hier die Abhängigkeit von der Shapekonstanten – dargestellt.

Die Energieabhängigkeit zeigt einen ähnlichen Verlauf, wie bei den Bipolarshapern, d.h. eine Abnahme der Zeitauflösung mit der Elektronenstrahl-Energie und Sättigung bei hohen Energien. Allerdings sind die gemessenen Zeitaufösungen für Shapekonstanten von 50 ns bzw. 100 ns um einen Faktor 2 besser als bei den Bipolarshapern.

Die Zeitauflösung von  $8.8 \pm 0.9$  ns FWHM – dies entspricht einem  $\sigma = 3.7 \pm 0.4$  ns – bei 50 ns Shapezeit – ist der Bestwert, der während dieser Teststrahl-Meßzeit gemessen wurde.

Die Shapezeit-Abhängigkeit der TFA/CFD-Messungen zeigt gemäß Abb. 4.8 einen qualitativ ähnlichen Verlauf, wie er auch bei den Vorversuchen gemessen wurde. Die erreichten Zeitaufösungen liegen dabei zwischen 11 ns und maximal 22 ns.

Bei allen Messungen ist die Reproduzierbarkeit der Meßwerte im Rahmen der Fehler gut. Ein Vergleich der gemessenen Zeitaufösungen mit den  $1/\sqrt{2}$ -korrigierten Werten aus den

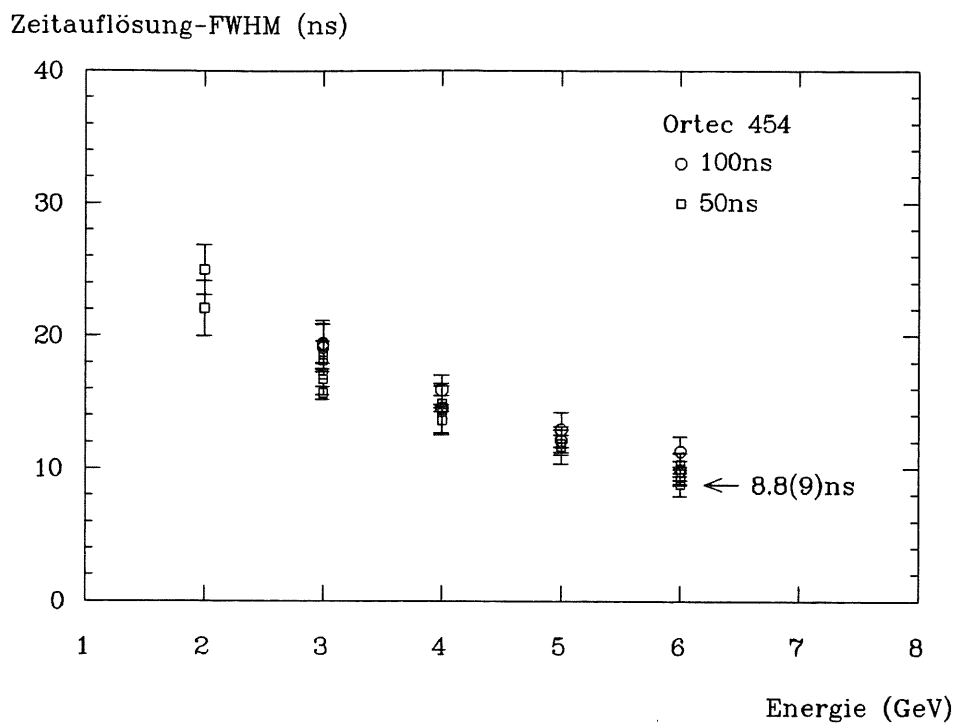


Abb. 4.7: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 454 mit CFD

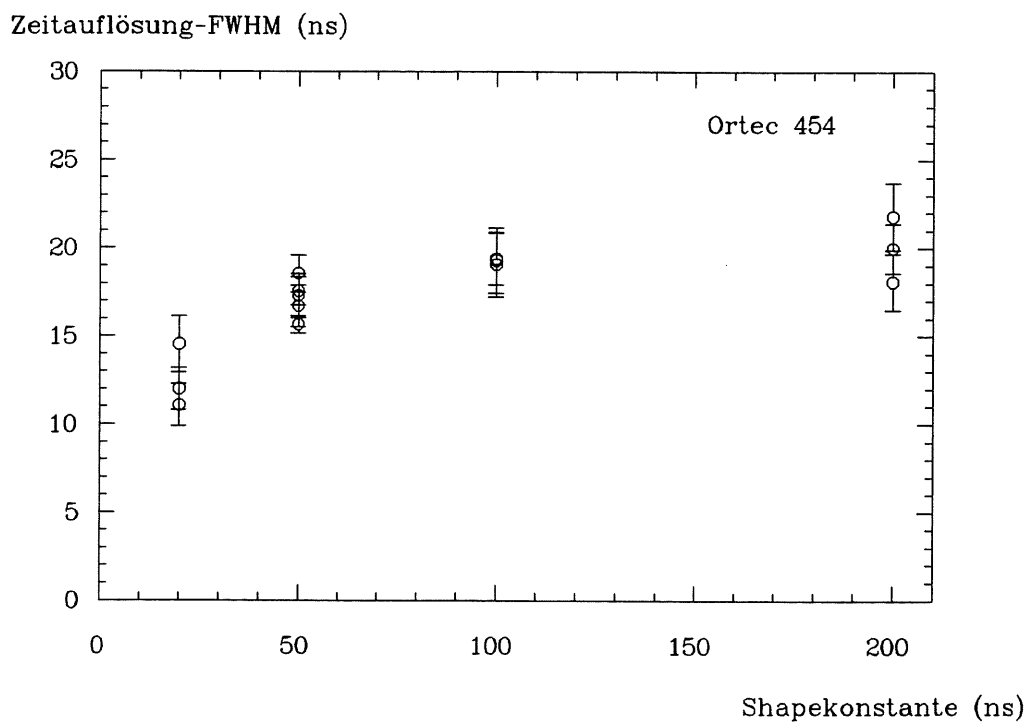


Abb. 4.8: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für den Ortec 454 mit CFD

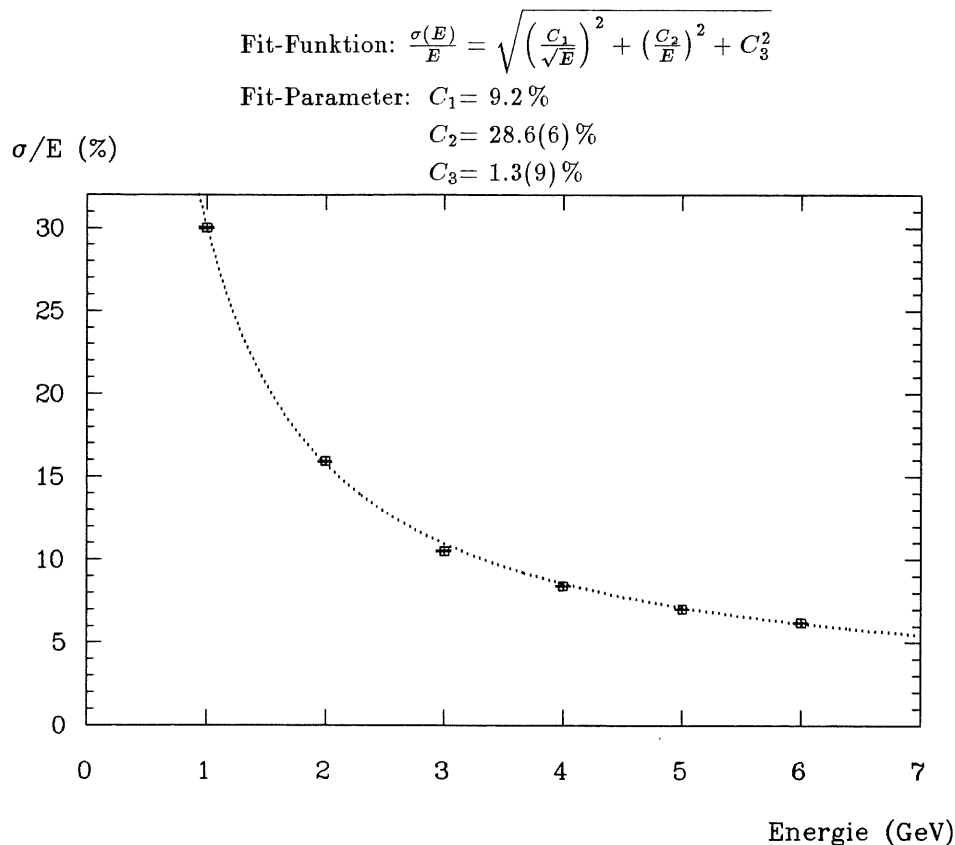


Abb. 4.9: Ergebnisse der Messung der Energieauflösung

Vorversuchen zeigt, daß die Bestwerte der Teststrahlungsmessungen etwas günstiger sind oder den Werten der Vorversuche entsprechen. Für die TFA-CFD-Messung der Vorversuche wurde als beste Zeitauflösung für eine Photodiode ein Wert von 10.6 ns gemessen gegenüber 8.8 ns bei dieser Teststrahlungsmessung. Für die Messung mit dem Ortec 572 bei 0.5  $\mu$ s Shapekonstante folgt als beste Zeitauflösung aus den Vorversuchen ein Wert von 33 ns, der in der Teststrahlungsmessung mit 6 GeV Elektronen ebenfalls erreicht wird. Dies läßt vermuten, daß die besten Zeitauflösungswerte unabhängig von dem Einsatz der Photodiode als Halbleiterzähler oder als Lichtdetektor erreicht werden.

### Energieauflösung

Für die summierten Signale des Stacks wurde bei Zentralschub die Energieauflösung gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 4.9 gezeigt. Der Fit an die Meßdaten wurde nach Gl. 2.58 durchgeführt, wobei der Wert für die Sampling-Fluktuationen  $C_1$ , der nur durch den Aufbau des Moduls bestimmt wird, mit 9.2% als konstant angesetzt wurde (siehe Kap. 2.2.4).

Der Fit zeigt gute Konsistenz mit der Theorie, aber auch einen großen Rauschbeitrag von 28.6%/E.

Dieser Term führt dazu, daß die Energieauflösung bei 1 GeV nur bei 30% liegt. Für Elektronenstrahl-Energien  $\geq 5$  GeV liegt die Energieauflösung bei Werten  $\leq 7\%$ .

### Rauschmessungen

Um den Fit-Parameter  $C_2$ , der den Beitrag des elektronischen Rauschens beschreibt, zu verifizieren, wurden Rauschmessungen mit einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle durchgeführt. Die  $\gamma$ -Quelle

**Rauschmessungen mit der alter Konfiguration:**

	1 GeV (e)	$\sigma$ (e)	$\sigma$ (MeV)	S(1 GeV)/ $\sigma$
<b>Stack 1</b>				
Diode 1	4247	689	162	6.16
Diode 2	5016	646	129	7.76
Diode 3	5208	792	152	6.58
Diode 4	5148	741	144	6.95
$\Sigma$	19619	1438	73	13.6
<b>Stack 2</b>				
Diode 1	4985	722	145	6.90
Diode 2	3810	739	194	5.15
Diode 3	4341	739	170	5.87
Diode 4	4566	870	191	5.25
$\Sigma$	17702	1564	88	11.5

Tab. 4.1: Ergebnisse der Rauschmessungen für zwei Stacks

In der 1. Spalte ist die 1 GeV-Signalhöhe und in der 2. Spalte ist das Rausch- $\sigma$  jeweils in Elektronen angegeben. Die 3. Spalte enthält das in MeV umgerechnete Rausch- $\sigma$ , wobei sich die Umrechnung auf eine 1 GeV Energiedeposition pro Photodiode bezieht. Die 4. Spalte enthält das Verhältnis von 1 GeV-Signalhöhe zu Rausch- $\sigma$ . Für die Summen-Werte ( $\Sigma$ ) der Stacks wurde die Signalhöhe linear addiert und das Rausch- $\sigma$  quadratisch. Für das Rausch- $\sigma$  in MeV wird eine 1 GeV Energiedeposition im Stack zugrundegelegt.

(siehe auch [Pep89])

wurde dabei an der Außenseite der Stacks in der Nähe der Photodiode befestigt. Ein Vergleich der 59.5 keV Photopeak-Messung mit einer 1 GeV-Strahlungsmessung – bei gleicher Elektronik – ermöglicht dann die Umrechnung der Signalhöhen und des Rausch- $\sigma$ 's in Elektronen (nach Gl. 2.23 gilt  $59.5 \text{ keV} = 16431 \text{ e}$ ).<sup>7</sup>

In Tab. 4.1 sind die Meßergebnisse der Rauschmessungen an zwei Stacks aufgeführt, wobei alle Zeitmessungen und auch die Energieauflösung an Stack 1 gemessen wurde.

Der Mittelwert der 1 GeV-Signalhöhen liegt bei 4665 e für die Einzeldiode und der entsprechende Wert für das Rausch- $\sigma$  bei 742 e. Die Einzelwerte zeigen Schwankungen von ca.  $\pm 15\%$  um diese Mittelwerte.

Für einen Stack folgen als Mittelwerte ca. 18661 e pro GeV und 1501 e Rausch- $\sigma$ .

Für die Einzeldioden liegt das Verhältnis von 1 GeV-Signalamplitude zu Rausch- $\sigma$  zwischen 5.15 im ungünstigsten Fall (Stack 2, Diode 2) und 6.95 im günstigsten Fall (Stack 1, Diode 4).

Für die Werte, die sich auf einen Stack beziehen, wurden die 1 GeV-Einzeldiodenwert linear und die Rausch- $\sigma$ 's quadratisch addiert. Stack 1 zeigt ein geringeres Rauschen und höhere Signale als Stack 2. Der aus dem Energieauflösungs-Fit gewonnene Rauschterm-Parameter von 28.6% steht in eklatantem Widerspruch zu den Rauschmessungen, die  $\sigma/S(1 \text{ GeV})=7.4\%$  erwarten lassen.

Dies zeigt, daß eine quadratische Addition der Rauschterme, die ja unkorreliertes Rauschen voraussetzt, hier nicht zum richtigen Ergebnis führt und läßt korrelierte Rauschbeiträge

<sup>7</sup>Die Rauschmessungen wurden gemeinsam mit den in [Pep89] beschriebenen Messungen durchgeführt.

vermuten. Diese korrelierten Rauschbeiträge könnten z.B. durch ein Übersprechen der Vorverstärker-Signale auf dem 'Motherboard' hervorgerufen werden. Eine spätere Auswertung von List-Mode-Daten bestätigt diese Vermutung (siehe Abb. 4.27 in Kap. 4.3.3).

## 4.2 II. Teststrahl-Meßzeit

Die II. Teststrahl-Meßzeit wurde am Teststrahl 24 mit Elektronen der Energien zwischen 1 und 4 GeV an einem speziell für diese Meßzeit gebauten Kalorimeter-Modul durchgeführt.<sup>8</sup> Bei diesem Spezial-Modul, das eine Abwandlung eines Moduls der alten Konfiguration ist, wurden die Wellenlängenschieber zusammengefaßt und von einem Photomultiplier bzw. zwei parallel geschalteten Photodioden ausgelesen (siehe Kap. 2.2). Mit diesem Modul konnte ein Vergleich der Zeit- und Energieauflösungen bei Signalauslese mit dem Photomultiplier bzw. den Photodioden durchgeführt werden.

Neben den Messungen am Spezial-Modul wurden auch Untersuchungen an einem Modul der alten Konfiguration, daß mit einem speziellen Summenausgang der Photodiodensignale ausgestattet war, durchgeführt.

### 4.2.1 Der Meßaufbau

Im Unterschied zur I. Teststrahl-Meßzeit bestand der Strahl-Trigger aus vier Szintillatoren – einem Szintillator-Paddel (P), einem Szintillator-Kreuz (K1, K2) und einem Szintillator-Finger (F), der einen Abstand von ca. 1.50 m zum Testmodul hatte.

Die Überdeckungsfläche des Szintillator-Kreuzes und damit die Genauigkeit in der Definition der Elektronenstrahl-Achse lag bei ca.  $1 \times 1.5 \text{ cm}^2$ .

Als Konversionstarget wurde 10 mm Cu benutzt.

Die Messungen für das Photomultiplier-Modul wurden mit dem in Abb. 4.10 dargestellten Versuchsaufbau, mit dem gleichzeitig Energie- und Zeitmessungen aufgenommen wurden, durchgeführt.

Das Ausgangssignal des Testmodul-Photomultipliers wird mit einem TFA (Ortec 454) verstärkt und dessen Ausgangssignal durch einen Fan-out in einen Energie- und einen Zeitweig aufgeteilt.

Für jede Messung wurde gleichzeitig das Energiesignal des TFA's und zwei Zeitsignale – zum einen das Signal des Szintillator-Fingers und zum anderen das Signal des TFA's jeweils über CFD's (Ortec 473) gegen die Triggerkoinzidenz, gemessen.

Die Energie- bzw. die Pulshöhensignale wurden mit einem peaksensitiven ADC (LeCroy 2259B), der Signale zwischen 0 V und -2 V konvertiert, digitalisiert, wobei das 'Gate'-Signal des ADC's von der Triggerkoinzidenz, die einen Gate-Delay-Generator (LeCroy 2323A) nachgeschaltet hatte, erzeugt wurde.

Das Start-Signal des TDC's (LeCroy 2228A) – der TDC konvertiert die Zeitdifferenz zwischen logischen Zeitdiskriminator-Signalen, z.B. CFD-Ausgangssignalen – wurde direkt durch die Triggerkoinzidenz geliefert.

Die ADC- und TDC-Signale wurden dann mit einem List-Mode-Vielkanalanalysator abgespeichert.

Die Spannungsversorgung von 1500 V für den Photomultiplier des Spezial-Moduls wurde von einem Ortec 456 geliefert.

Für die Messungen der Zeit- und Energieauflösung des Spezial-Moduls mit Photodiodenauslese wurden der I. Teststrahl-Meßzeit entsprechende Meßaufbauten gewählt, d.h. das Photodiodensignal wurde mit einem Vorverstärker – hier ein Canberra 2001A mit 50 V

<sup>8</sup>Das DESY II-Synchrotron lief während dieser Meßzeit für den DORIS-Ring und beschleunigte Elektronen bis maximal 5.3 GeV.

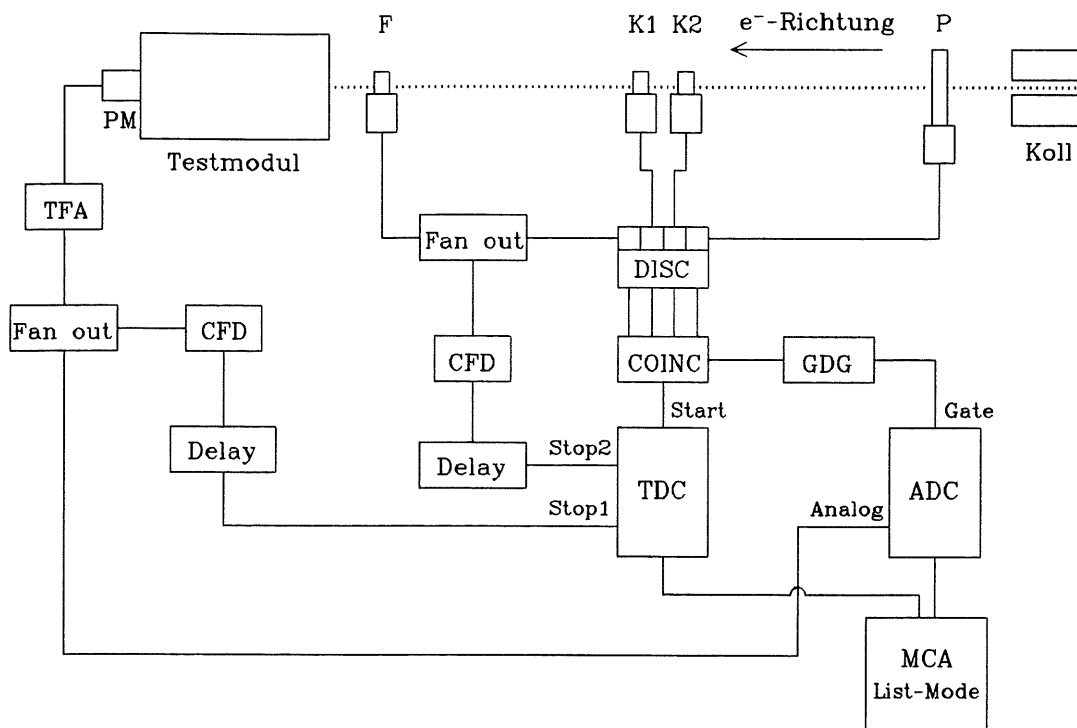


Abb. 4.10: Meßaufbau der Messungen mit dem Photomultiplier-Modul (II. Teststrahl-Meßzeit)

Die Strahlachse wird durch eine Triggerkoinzidenz von Szintillator-Paddel (P), Szintillator-Kreuz (K1,K2) und Szintillator-Finger (F) definiert. Das Signal des Photomultiplier-Moduls wird mit einem TFA verstärkt und durch einen Fan-out in einen Energie- und einen Zeitweig aufgeteilt. Für den Energiezweig wird das TFA-Signal auf einen ADC gegeben, der ein 'Gate'-Signal von der Triggerkoinzidenz erhält – ein GDG ist der Koinzidenz nachgeschaltet. Für den Zeitweig liefert die Triggerkoinzidenz das Start-Signal des TDC's und es werden zwei Stop-Signale gemessen – das Signal des Szintillator-Fingers und das Signal des Moduls, beide mit CFD's. Die ADC- und TDC-Signale werden mit einem List-Mode-Vielkanalanalysator abgespeichert.

Bias-Spannung – verstärkt und dann auf einen Shapeverstärker mit nachfolgendem Zeitdiskriminator gegeben. Die Datenaufnahme erfolgte hier mit dem PC-Vielkanalanalysator. Ebenfalls mit dem PC-Vielkanalanalysator – entsprechend der I. Teststrahl-Meßzeit – wurden die Untersuchungen mit dem Modul der alten Konfiguration, daß einen Summenausgang der Photodiodensignale hatte,<sup>9</sup> durchgeführt [Koc89].

#### 4.2.2 Auswertung der Messungen

Die mit dem Photomultiplier-Modul aufgenommenen Daten wurden mit einem List-Mode-Vielkanalanalysator aufgenommen [Fun89].

Dieser von [Fun89] für die Teststrahl-Meßzeit modifizierte Vielkanalanalysator besteht aus zwei Rechnern vom Typ LSI 11/23 und Micro J11 der Firma DEC und kann maximal 32 Parameter gleichzeitig verarbeiten. Die Aufnahme der Daten – hier ein ADC-Signal und

<sup>9</sup>Der Summenausgang wurde anstelle des Fan-in's benutzt.

zwei TDC-Signale – erfolgt nur beim Ansprechen der Triggerbedingung.

Da das ‘Gate’-Signal des ADC’s gleichzeitig mit dem Start-Signal der TDC’s kommen muß, wurden zwei TDC’s verwendet. Die Verwendung von nur einem TDC (mit Start-Signal vom Szintillator-Finger und Stop-Signal vom Photomultiplier-Modul) war nicht möglich, da der Szintillator-Finger häufiger ansprechen kann als die Triggerkoinzidenz und somit das zeitsynchrone Auftreten von ADC-‘Gate’ und TDC-Start nicht mehr gewährleistet ist. Der Vielkanalanalysator zeichnet die Daten im List-Mode auf, d.h. sowohl die Pulshöhen, als auch die Zeitsignale werden ereignisweise (‘Event’ für ‘Event’) registriert und abgespeichert.

Bei der Auswertung der Daten konnte so jeder Parameter unabhängig mit Hilfe der durchgeführten Pedestal- und Testpulsmessungen kalibriert werden. Außerdem konnte für die Zeitmessung das Start-Signal der Triggerkoinzidenz ereignisweise herausgerechnet werden und führt somit nicht zu einer Verbreiterung der Zeitspektren.

Für die TDC-Signale gilt:

$$t_{TDC1} = t_{Start} - t_F \quad (4.1)$$

$$t_{TDC2} = t_{Start} - t_{PM} \quad (4.2)$$

$t_F$  ist das Zeitsignal des Szintillator-Fingers und  $t_{PM}$  das des Photomultiplier-Moduls. Bei der Auswertung der Daten wurde dann ereignisweise die eigentlich interessierende Größe

$$t_{TDC1} - t_{TDC2} = t_{PM} - t_F \quad (4.3)$$

berechnet.

Die vom List-Mode-Vielkanalanalysator aufgenommenen Daten wurden auf Magnetbänder abgespeichert und später auf die IBM transferiert und dort mit dem Graphikprogramm GEP ausgewertet (Gaußfits etc. ).

Die Auswertung der mit dem PC-Vielkanalanalysator aufgenommenen ‘Acquire’-Daten der Messungen mit dem Spezial-Modul mit Photodioden-Auslese und dem Modul der alten Konfiguration mit dem Summenausgang, erfolgte entsprechend der I. Teststrahl-Meßzeit.

### 4.2.3 Ergebnisse der Messungen

#### Photomultiplier-Modul

Mit dem Photomultiplier-Modul wurde die Ortsabhängigkeit der aufgenommenen Energie- und Zeitsignale untersucht.

Dazu wurden vom Mittelpunkt der Modulfläche ( $153 \times 153 \text{ cm}^2$ ), d.h. vom Punkt mit den Koordinaten  $x=76.5 \text{ cm}$  und  $y=76.5 \text{ cm}$ , aus Scans in verschiedenen Richtungen durchgeführt.

Es wurden drei verschiedene Scan-Arten unterschieden – siehe Abb. 4.11 a) – Horizontal- bzw. Vertikalscans (bei  $x$  bzw.  $y=76.5 \text{ cm}$ ), Wellenlängenschieberscans (WLS-Scans bei  $x=36.5 \text{ cm}; y \leq 76.5 \text{ cm}$  bzw. bei  $x=116.5 \text{ cm}; y \geq 76.5 \text{ cm}$ ) und Randscans (bei  $y=36.5 \text{ cm}; x \leq 76.5 \text{ cm}$  bzw. bei  $x=116.5 \text{ cm}; y \geq 76.5 \text{ cm}$ ).

Die so unterschiedenen Scans müßten bei einem symmetrischen Modul<sup>10</sup> untereinander vergleichbare, d.h. äquivalente Ergebnisse zeigen.

Der TFA wurde bei allen Ortsscan-Messungen ohne Shaping verwendet.

Die Ergebnisse der Ortsabhängigkeiten sind in ‘Legoplot’-Darstellung in Abb. 4.11 b) - e) bzw. in Anhang G dargestellt.

Abb. 4.11 b) zeigt die auf 3 GeV bei Zentraleinschuß normierte Energie, d.h. Pulshöhe der Signale für verschiedene Einschußorte.

<sup>10</sup>Hier ist insbesondere die symmetrische Lage und Auslese der Wellenlängenschieber gemeint.

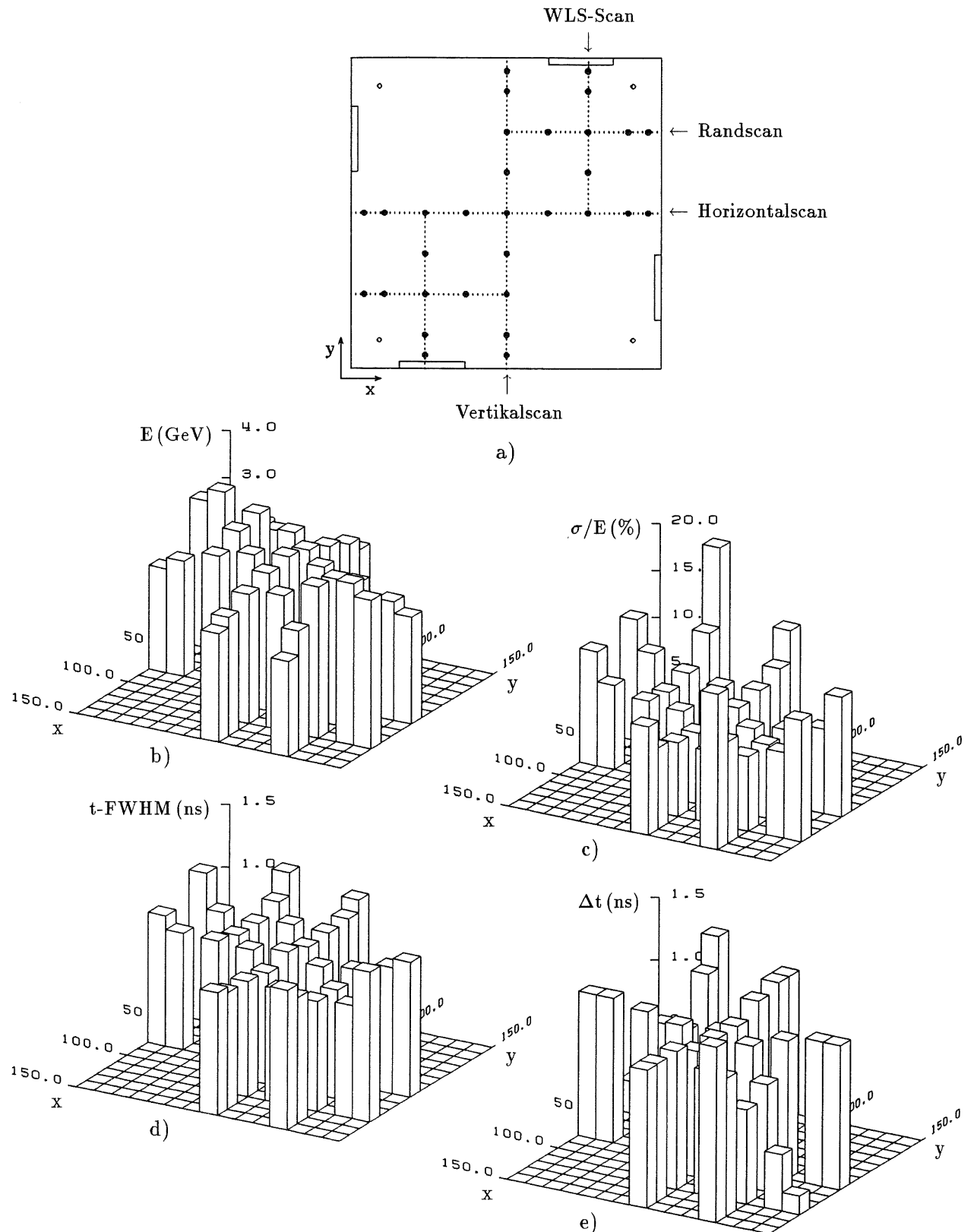


Abb. 4.11: Ergebnisse der Messung der Ortsabhängigkeit der Energie- und Zeitsignale des Photomultiplier-Moduls (II. Teststrahl-Meßzeit)

a) zeigt die Einschuborte des Ortsscans auf der Modulfläche ( $153 \times 153 \text{ cm}^2$ ) und b)-e) die Ortsabhängigkeiten.

In b) ist die auf 3 GeV bei Zentraleinschuß normierte Energie dargestellt, c) zeigt die Energieauflösung  $\sigma/E$  in %, d) die Zeitauflösung in ns und e) die auf den Zentraleinschuß (=1 ns) normierten Laufzeitunterschiede in ns.



Zwei Abhängigkeiten sind ersichtlich – erstens nimmt die Pulshöhe zum Rand hin durch verstärkte Leckverluste ab – -25% bei Horizontal- und Vertikalscans und -35% bei den Randscans – und zweitens ist eine Überhöhung der Signale vor den Wellenlängenschieber bis maximal +13% zu erkennen. Diese Ergebnisse sind mit entsprechenden Messungen an Photodioden-Modulen vergleichbar (siehe z.B. [Har88,Wun88]).

Lichtsummation, wie im hier untersuchten Fall und elektronische Summation der Signale zeigen also qualitativ den gleichen Verlauf.

In Abb. 4.11 c) sind die entsprechenden Werte für die Energieauflösung aufgetragen. Die Energieauflösung wird – ebenfalls durch die Leckverluste hervorgerufen – zum Rand hin schlechter. Interessant ist allerdings, daß sich die schlechtesten Werte von 16.5 bzw. 19.6% für die Außenpunkte der Randscans ergeben – für alle anderen Scans liegen die Werte der Außenpunkte zwischen 11.5 und 12.9%.

Zunächst würde man erwarten, daß für alle Scans zum Rand hin die Energieauflösung abnimmt. Nur für die WLS-Scans könnte man durch die Signal-Überhöhung vor den Wellenlängenschiebern eine Kompensation erwarten, d.h. eine etwas bessere Energieauflösung als in den anderen Randbereichen.

Eine mögliche Erklärung der schlechten Energieauflösung im Außenbereich der Randscans könnte in Raumwinkelleffekten zu finden sein. Von allen Meßpunkten haben die Punkte ( $x=6.5\text{ cm}; y=36.5\text{ cm}$ ) und ( $x=146.5\text{ cm}; y=116.5\text{ cm}$ ) besonders ungünstige Raumwinkel zu den vier Wellenlängenschiebern, d.h. eine geringe Signalhöhe und damit auch eine schlechte Energieauflösung.

Abb. 4.11 d) zeigt die Ortsabhängigkeit der Zeitauflösung. Hier ist ähnlich der Energieauflösung eine Abnahme der Zeitauflösung zum Rand des Moduls hin zu erkennen, was wiederum auf verstärkte Leckverluste zurückzuführen ist.

Abb. 4.11 e) zeigt schließlich die (willkürlich) auf 1 ns bei Zentraleinschuß normierten Laufzeitunterschiede der Zeitsignale. Für die Horizontal- und Vertikalscans sind die Laufzeitunterschiede mit maximal 0.15 ns gering. Die WLS- und Randscans zeigen dagegen starke Laufzeitdifferenzen. Für die WLS-Scans werden die Laufzeitunterschiede zum Rand hin geringer, d.h. die Zeitsignale kommen eher – direkt am Rand 0.75 ns bzw. 0.85 ns gegenüber dem Zentrum. Diesen Effekt kann man nur dadurch erklären, daß für das Generieren der Zeitsignale in den CFD's wesentlich das prompte, direkt kommende Signal vor den Wellenlängenschiebern entscheidend ist und in den Szintillatorplatten mehrfach reflektiertes Licht nur einen geringen Einfluß auf das absolute Zeitverhalten des Signals hat. Diese Erklärung wird durch die Laufzeiten der Randscans gestützt. Von der Mitte bis in Höhe der Wellenlängenschieber ist der Raumwinkel gut und es wird viel promptes Licht erzeugt, das direkt in den Wellenlängenschieber geht und die Laufzeiten sind ähnlich denen der WLS-Scans. Weiter am Rand wird der Raumwinkel schlechter, das Licht kommt überwiegend nach Totalreflektion im Szintillator in die Wellenlängenschieber. Dies führt zu verzögerten Zeitsignalen.

Eine andere Darstellung der Ortsscan-Ergebnisse ist in Anhang G gezeigt.

Für das Photomultiplier-Modul wurde auch die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Elektronenstrahl-Energie – ohne Shaping des TFA – gemessen.

Das Ergebnis zeigt Abb. 4.12. Die Werte liegen im Bereich von 1.45 ns für 1 GeV und 0.85 ns für 4 GeV, also um einen Faktor 10 besser als entsprechende Messungen mit Photodioden und TFA (siehe Abb. 4.7 in Kap. 4.1.3), wobei der qualitative Verlauf ähnlich ist. Abb. 4.13 zeigt die Shapezeit-Abhängigkeit der Zeitauflösung des Photomultiplier-Moduls. Ein Vergleich mit dem Ergebnis für Photodioden und TFA der I. Teststrahl-Meßzeit die in Abb. 4.8 dargestellt sind, zeigt einen ähnlichen Verlauf. Die Werte liegen zwischen 1.24 ns bei 10 ns Shapezeit und 2.18 ns bei 100 ns Shapezeit. Abweichungen sind sicherlich bei den um einen Faktor 10 kleineren Zeitaufösungen des Photomultiplier-Moduls auf Fehler in

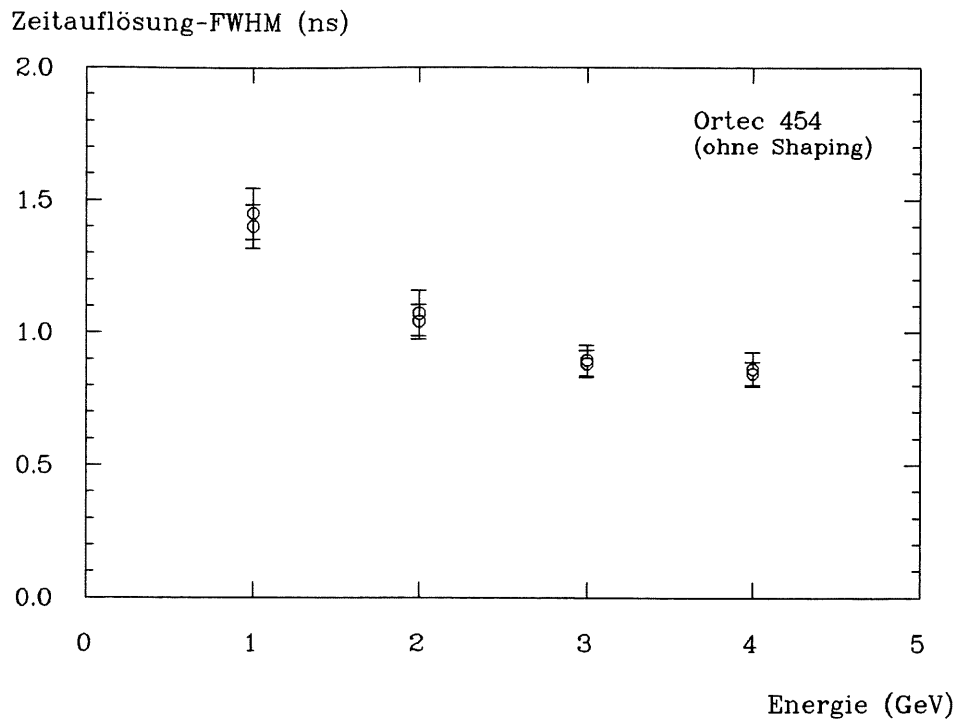


Abb. 4.12: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für das Photomultiplier-Modul mit nachgeschaltetem TFA (Ortec 454) und CFD. Der Beitrag des Triggerzählers zur Zeitunschärfe ( $1/\sqrt{2}$ -Korrektur) wurde nicht eliminiert.

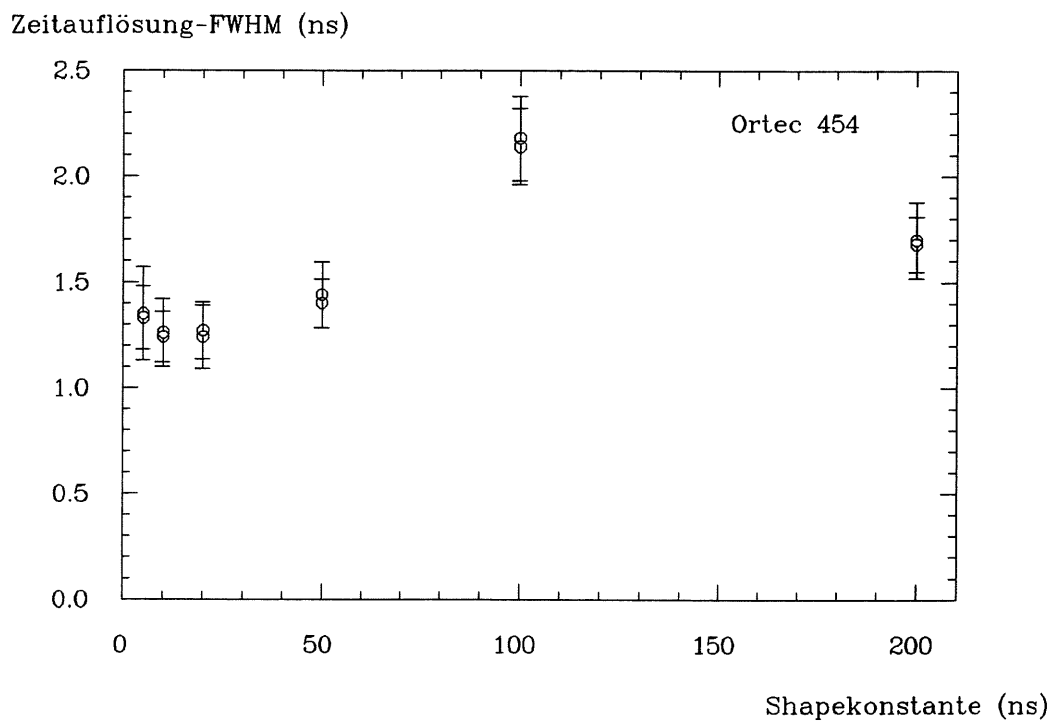


Abb. 4.13: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für das Photomultiplier-Modul mit nachgeschaltetem TFA (Ortec 454) und CFD. Der Beitrag des Triggerzählers zur Zeitunschärfe ( $1/\sqrt{2}$ -Korrektur) wurde nicht eliminiert.

der optimalen Delay-Einstellung des CFD's zurückzuführen. Außerdem ist bei den Messungen mit dem Photomultiplier-Modul die Zeitunschärfe des Start-Signals, das von einem Triggerzähler mit CFD generiert wird, nicht mehr vernachlässigbar, sondern liegt in der gleichen Größenordnung der Zeitunschärfe des Stop-Signals des Moduls ( $1/\sqrt{2}$ -Korrektur). Die Energieauflösung des Photomultiplier-Moduls ist in Abb. 4.17 zusammen mit der Energieauflösung des mit Photodioden ausgelesenen Spezial-Moduls gezeigt.

Der Fit ohne Rauschterm  $C_2$  entsprechend Gl. 2.58 liefert mit ca. 10% bei 1 GeV eine sehr gute Energieauflösung auch bei kleinen Energien und zeigt insbesondere im Vergleich mit der erzielten Energieauflösung in der I. Teststrahl-Meßzeit (siehe Abb. 4.9) den starken Einfluß des Rauschterms bei Photodioden-Modulen.

Die Energieauflösung des Photomultiplier-Moduls kann trotz des relativ großen konstanten Terms von ca. 3% – der im wesentlichen durch eine größere Strahlunschärfe am Teststrahl 24 bei der Verwendung eines 10 mm Cu-Konversionstargets zustande kommt – als Bestwert angesehen werden.

### Spezial-Modul mit Photodiodenauslese und Modul alter Konfiguration mit Summenausgang

Abb. 4.14 und Abb. 4.15 zeigen für die beiden Photodioden-Module – jeweils für drei Ortec Bipolarshaper – die Ergebnisse der Zeitauflösung für verschiedene Shapekonstanten bei 3 GeV Elektronenstrahl-Energie.

Die unterschiedliche Steigung der Geraden für Spezial-Modul und Summen-Modul kann dadurch erklärt werden, daß beim Spezial-Modul nur ca. 67% der zusammengefaßten Stirnfläche der Wellenlängenschieber ausgelesen wird und sicherlich auch Lichtverluste im Wellenlängenschieber durch die starke Krümmung im hinteren Bereich auftreten. Beim Summen-Modul wird dagegen die gesamte Fläche der Wellenlängenschieber von den Photodioden abgedeckt und ausgelesen.

Qualitativ zeigen Abb. 4.14 und Abb. 4.15 einen sehr ähnlichen Verlauf. Das bedeutet, daß zwischen Lichtsummation im Fall des Spezial-Moduls und elektronischer Summation beim Summen-Modul kein wesentlicher Unterschied besteht. Die Geradenfits ergeben folgende Parameter ( $T_Z$  in ns und  $T_S$  in  $\mu s$ ):

$$\text{Fit - Funktion : } T_Z = a_1 T_S + a_2$$

Spezial-Modul	$a_1$ ( $10^{-3}$ ns)	$a_2$ (ns)
Ortec 410	447(28)	57(9)
Ortec 450	251(11)	57(3)
Ortec 572	216(18)	26(9)
Summen-Modul	$a_1$ ( $10^{-3}$ ns)	$a_2$ (ns)
Ortec 410	147(11)	41(4)
Ortec 450	99(6)	32(2)
Ortec 572	82(9)	23(8)

Dies wird auch durch die Ergebnisse der Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Energie – bei Verwendung eines Ortec 450 mit 0.25  $\mu s$  Shapekonstante – unterstützt, die in Abb. 4.16 dargestellt sind.

Bis auf einen Faktor, der zwischen 2.1 und 2.4 liegt, zeigen die Meßwerte des Spezial-Moduls und des Summen-Moduls die gleiche Abhängigkeit.

Die Energieauflösung des Spezial-Moduls, daß über Photodioden ausgelesen wird ist in Abb. 4.17 – zusammen mit der Energieauflösung des Photomultiplier-Moduls – dargestellt.

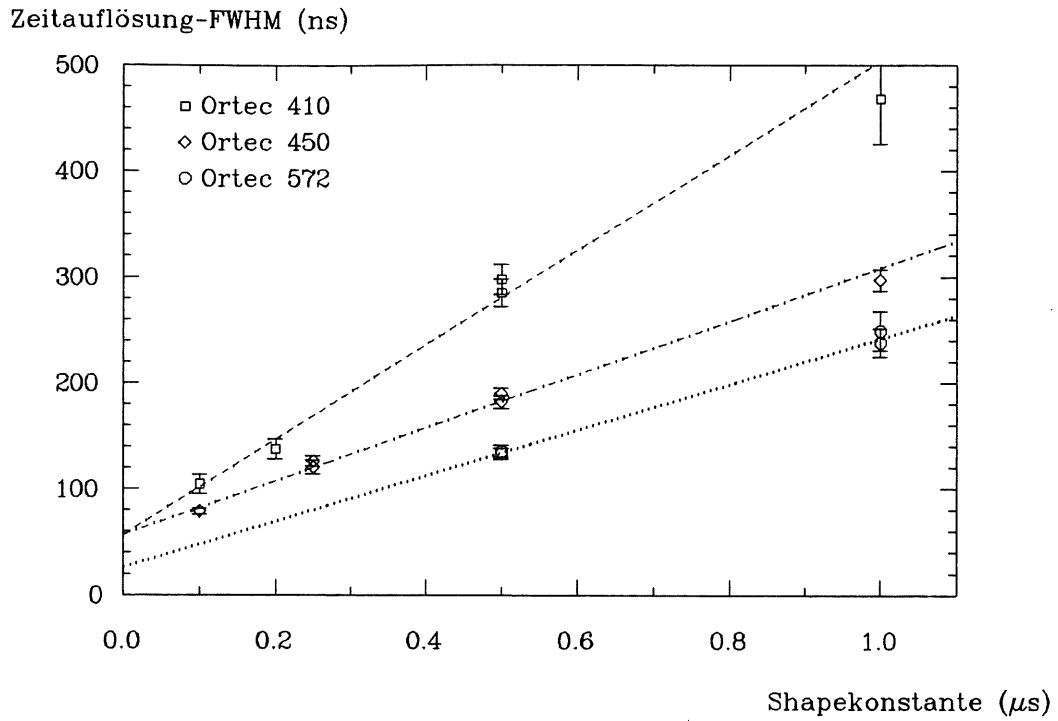


Abb. 4.14: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten für das Spezial-Modul mit Photodiodeauslese für Bipolarshaper mit TSC's

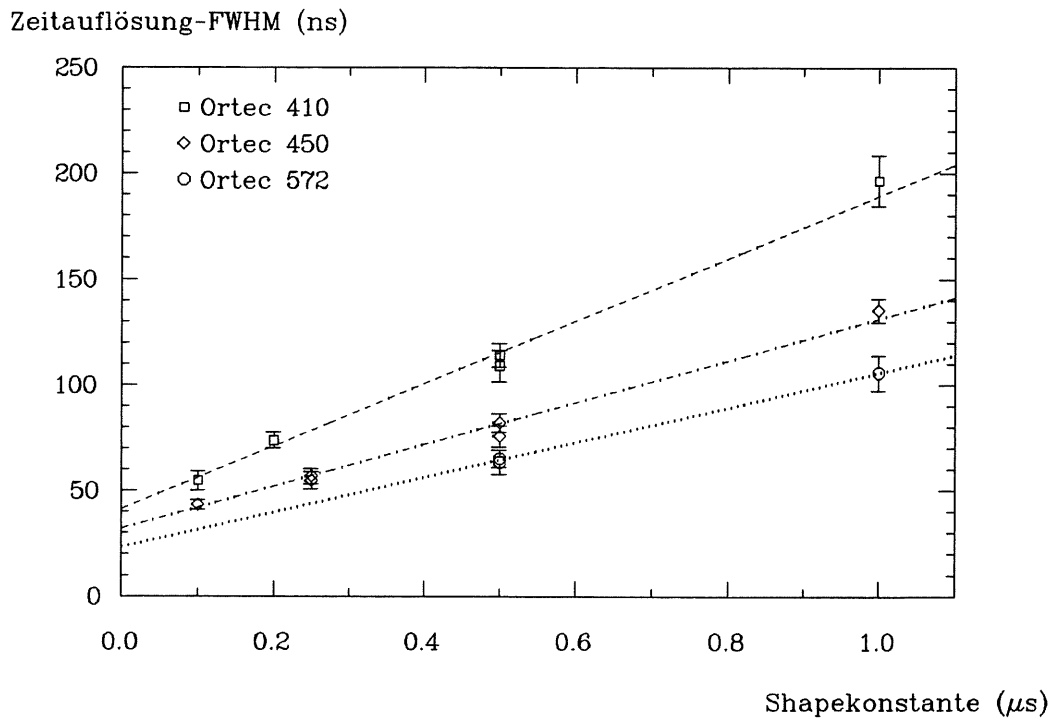


Abb. 4.15: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten für das Modul mit dem Summenausgang für Bipolarshaper mit TSC's

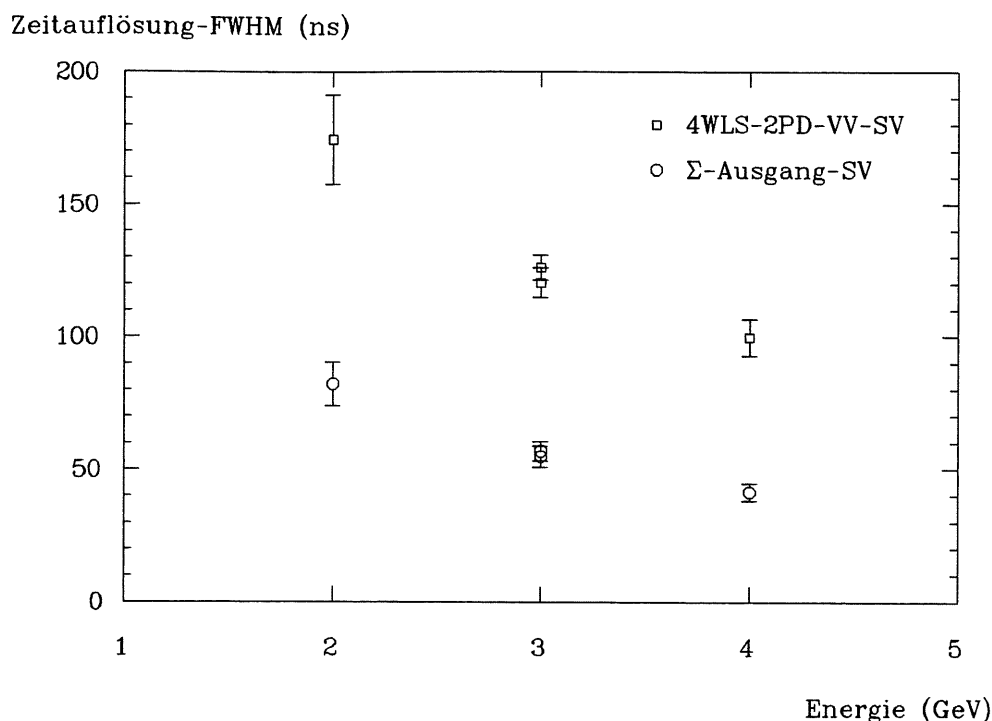


Abb. 4.16: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für das Spezial-Modul mit Photodiодenauslese und für das Modul mit dem Summenausgang für den Ortec 450 ( $0.25 \mu\text{s}$ ) mit TSC

Die Rauschamplitude beim PD-Modul war so hoch, daß der 1 GeV Energiepeak schon z.T. im Rauschen lag und daher nicht mehr gemessen werden konnte. Der Rauschterm wird wesentlich bestimmt durch das Rauschverhalten des Canberra 2001A-Vorverstärkers. Da das Verhältnis von Signal- zu Rauschamplitude beim PD-Modul, wegen der Auslese von nur ca. 67% des gesammelten Lichts, schlechter als bei den Modulen der alten Konfiguration ist, folgt mit 20.9% ein relativ großer Rauschterm – korreliertes Rauschen tritt hier wegen der Weiterverarbeitung in nur einem Vorverstärker natürlich nicht auf. Der konstante Term des Energieauflösungs-Fits ist konsistent mit dem entsprechenden Wert des PM-Moduls.

### 4.3 III. Teststrahl-Meßzeit

Die III. Teststrahl-Meßzeit wurde am Teststrahl 22 mit Elektronen der Energien zwischen 1 und 5 GeV an zwei Quadrat-Modulen (Stack 1 und Stack 2) der neuen Konfiguration (7.8 cm breite Wellenlängenschieber und VITROHM-Vorverstärker) durchgeführt.

Als Konversionstarget wurde 1 mm Al verwendet.

Während der Meßzeit wurden Messungen zur Zeitauflösung in analoger Weise wie bei der I. Meßzeit, d.h. mit den Ortec-Bipolarshapern und TSC's bzw. TFA und CFD, durchgeführt.

Da zu dieser Meßzeit aber auch ein 'Motherboard' mit den Shapern der LAr-Elektronik einsatzbereit war,<sup>11</sup> wurden auch entsprechende Messungen mit den Shapern der LAr-Elektronik durchgeführt. Gerade diese Messungen bieten neben dem Vergleich mit den Messungen der herkömmlichen Shapeverstärker die Möglichkeit einer Abschätzung bis zu

<sup>11</sup>Das 'Motherboard' wurde in der Elektronik-Abteilung des I. Instituts für Experimentalphysik hergestellt [Koc89].

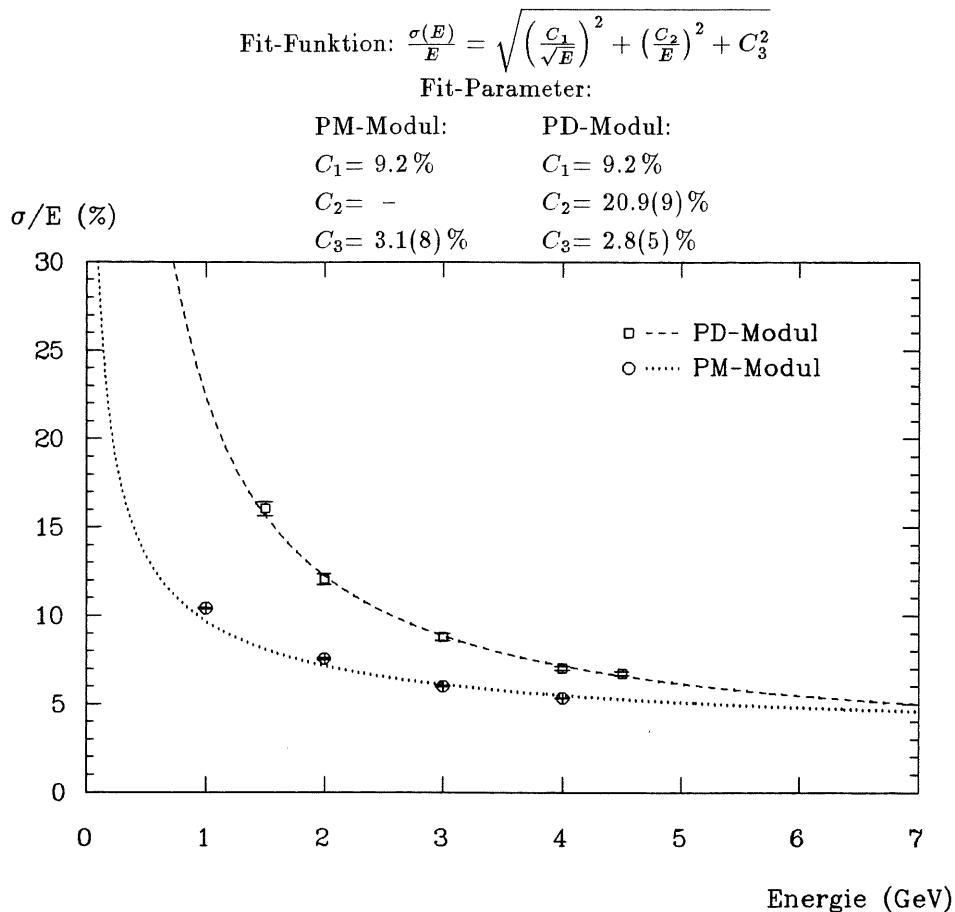


Abb. 4.17: Energieauflösung für das Spezial-Modul mit Photomultiplier- und Photodioden-Auslese

Bei der Messung mit Photomultiplier-Auslese wurde der TFA ohne Shaping benutzt und bei der Photodioden-Auslese wurde ein Canberra 2001A-Vorverstärker und ein Ortec 572 Shapeverstärker mit  $1\ \mu\text{s}$  Shapekonstante verwendet.

welcher Energie das BEMC durch die LAr-Trigger-Elektronik getriggert, d.h. eine klare Zuordnung zu einem 'Bunchcrossing' getroffen werden kann.

Um die Effizienz der Zeitmessungen zu bestimmen, wurden parallel Messungen zur Bestimmung der Diskriminatorschwelle durchgeführt.

Neben den Messungen zur Zeitauflösung wurden Messungen zur Energieauflösung des Kalorimetermoduls, Messungen zum Signal/Rauschverhältnis (inklusive Messungen mit  $\gamma$ -Quellen) und zum korrelierten Rauschen durchgeführt. Außerdem wurden Signalhöhe bzw. -form von Signalen der elektronisch addierten elektromagnetischen und hadronischen Wellenlängenschieber untersucht.

### 4.3.1 Der Meßaufbau

Der Meßaufbau der III. Meßzeit entspricht dem der I. Meßzeit. Das gilt für den Strahl-Trigger und die Folgeelektronik, sowohl für die Messungen der Zeitauflösung, als auch für die Energiemessungen und die Schwellenbestimmungen. Im Unterschied zur I. Meßzeit wurden bei diesem Kalorimeter-Modul die von der Firma VITROHM nachgebauten Vorverstärker verwendet und zwischen den Vorverstärkern und den Shapeverstärkern befanden sich 'Line-Driver', 30 m 'Twisted-Pair'-Kabel und 'Line-Receiver'. Diese Anord-

nung entspricht auch dem endgültigen elektronischen Aufbau mit dem Anschluß an die LAr-Elektronik. Über den 'Line-Receiver' wurde auch die Spannungsversorgung, die Bias-Spannung und ein Testpuls-Eingang an die Vorverstärker geleitet.

Alle Messungen wurden mit der maximalen Bias-Spannung von 24 V durchgeführt.

### 4.3.2 Auswertung der Messungen

Die Auswertung der Messungen erfolgte entsprechend der I. Teststrahl-Meßzeit, d.h. die mit dem PC-Vielkanalanalysator aufgenommenen und abgespeicherten 'Acquire'-Spektren wurden auf die DESY-IBM transferiert und hier mit dem Graphikprogramm GEP weiterbearbeitet.

### 4.3.3 Ergebnisse der Messungen

#### Zeitauflösung

Zunächst wurde die Zeitauflösung von Modulen der neuen Konfiguration unter Verwendung der herkömmlichen Ortec-Bipolarshapern und TSC's (bei allen Messungen Ortec 420A) gemessen.

In den Abb. 4.18, 4.19 und 4.20 sind die Ergebnisse dieser Messungen – für die Bipolarshaper Ortec 572, 450 und 410 – bei verschiedener Elektronenstrahl-Energie dargestellt.<sup>12</sup> Als gestrichelte, horizontale Linie ist jeweils das 96 ns Zeitintervall zwischen den HERA-'Bunchcrossings' eingezeichnet.

Die Ergebnisse zeigen, daß nur für kleine Shapekonstanten ( $0.1 \mu\text{s}$  bis  $0.2 \mu\text{s}$ ) auch bei kleinen Elektronenstrahl-Energien Zeitaufösungen erreicht werden, die besser als 96 ns sind. Die Absolutwerte der Zeitaufösungen sind dabei vom verwendeten Shapeverstärker abhängig. So liefert der Ortec 572 und auch der Ortec 450 selbst für  $0.5 \mu\text{s}$  Shapekonstante bei Energien  $\geq 2 \text{ GeV}$  noch eine Zeitauflösung  $< 96 \text{ ns}$ , die mit dem Ortec 410 mit  $0.5 \mu\text{s}$  erst ab  $4 \text{ GeV}$  erreicht wird.

Begründet wird die unterschiedlich gute Zeitauflösung dadurch, daß die Shaper mit aktivem Netzwerk (Ortec 572 und 450) ein besseres Signal/Rauschverhältnis haben als passive Shaper, wie der Ortec 410.

Dies bestätigen entsprechende Messungen der Vorversuche und der I. Teststrahl-Meßzeit (siehe z.B. Abb. 4.6).

Besonders an den Meßwerten mit großen Shapekonstanten läßt sich für allen drei Bipolarshaper leicht die  $1/E$ -Abhängigkeit der Zeitauflösung gemäß Gl. 2.71 ablesen.

In Abb. 4.21 und 4.22 ist die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Shapekonstanten dargestellt.

An die Meßpunkte der drei Bipolarshaper bei  $3 \text{ GeV}$  (siehe Abb. 4.21) wurden Geraden angepaßt.

Die Fit-Parameter sind in der folgenden Tabelle angegeben ( $T_Z$  in ns und  $T_S$  in  $\mu\text{s}$ ):

$$\text{Fit - Funktion : } T_Z = c_1 T_S + c_2$$

	$c_1$	$c_2$
	( $10^{-3} \text{ ns}$ )	(ns)
Ortec 410	96(3)	34(3)
Ortec 450	61(3)	25(2)
Ortec 572	39(4)	28(3)

<sup>12</sup>Für die Übersichtlichkeit der Darstellung sind nur die Mittelwerte der Meßwerte angegeben.

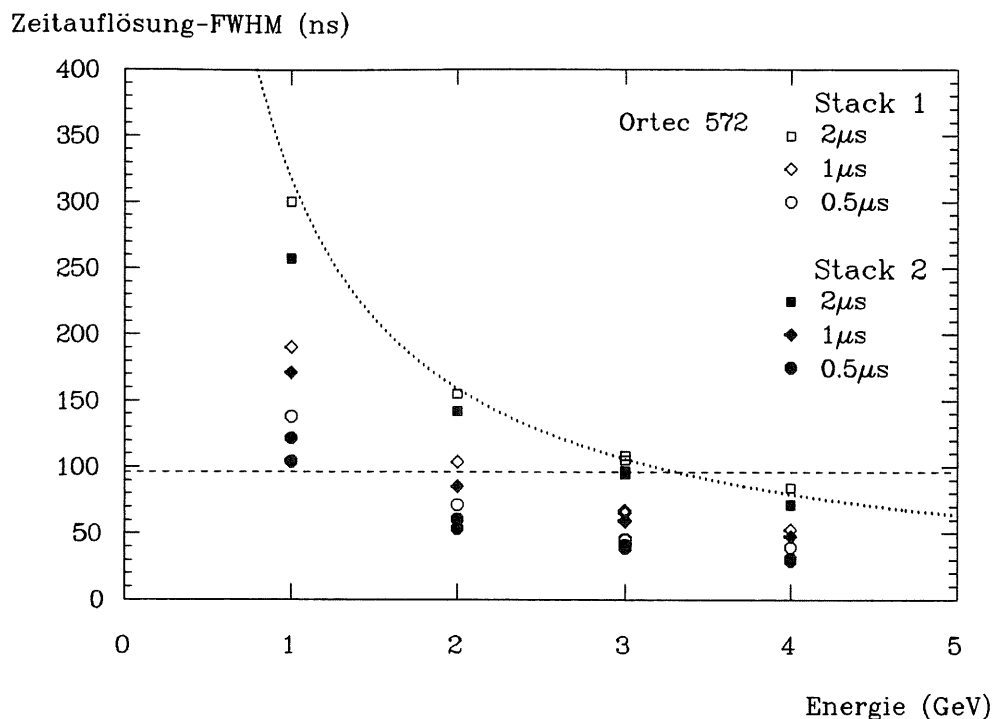


Abb. 4.18: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 572 mit TSC für Stack 1 und 2

Stack 2 zeigt eine etwas bessere Zeitauflösung als Stack 1 in Übereinstimmung mit den Rauschmessungen in Tab. 4.2.

Die gestrichelte Linie kennzeichnet das 96 ns HERA-‘Bunchcrossing’.

Für Stack 1 und 2  $\mu$ s Shapekonstante ist exemplarisch ein 1/E-Fit nach Gl. 2.71 als gepunktete Kurve dargestellt.

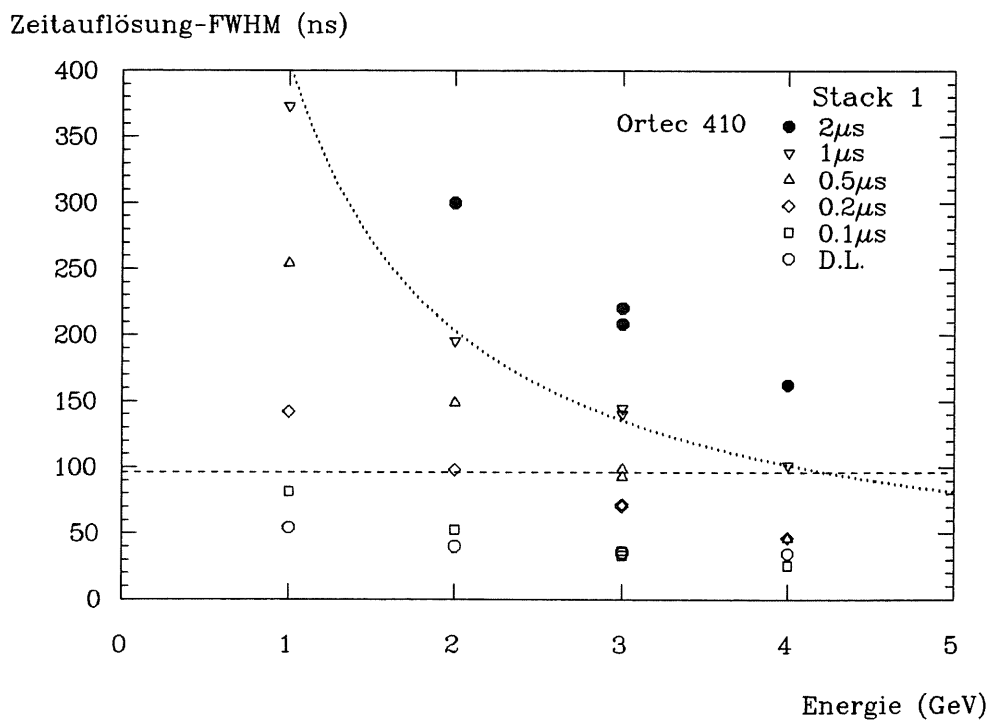


Abb. 4.19: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 410 mit TSC

Für die Meßwerte bei 1  $\mu$ s Shapekonstante ist exemplarisch ein 1/E-Fit nach Gl. 2.71 als gepunktete Kurve dargestellt.



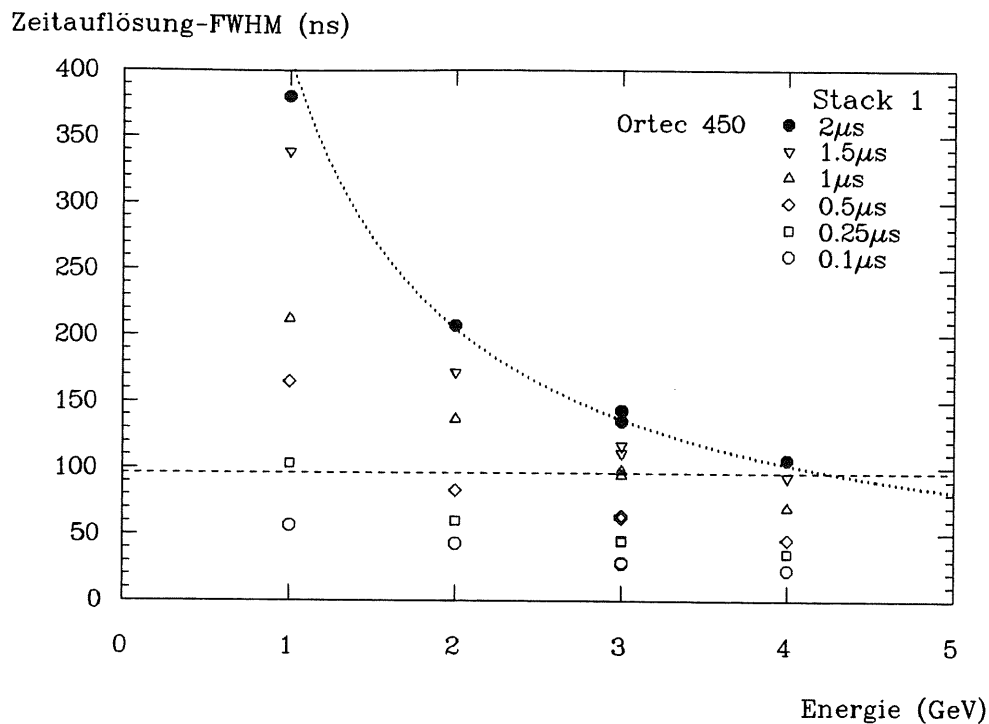


Abb. 4.20: Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 450 mit TSC  
 Für die Meßwerte bei 2 μs Shapekonstante ist exemplarisch ein 1/E-Fit nach Gl. 2.71 als gepunktete Kurve dargestellt.

Die Geraden geben aber die Meßpunkte besonders bei kleinen Shapekonstanten nicht gut wieder, so daß für die Meßwerte des Ortec 410 ein Fit nach Gl. 2.72 mit der Funktion

$$T_Z = \frac{a_3}{E} \sqrt{\tau^3 + \frac{a_2}{a_1} \tau}$$

versucht wurde. Dabei wurde ein festes Verhältnis der Rauschparameter  $a_2/a_1=5.37$  ( $\tau^2$ ) aus den Rauschmessungen für den Ortec 410 nach Abb. 4.30 verwendet. Die Parameter  $a_3/E$  der Fits an die 1 bis 4 GeV Meßwerte des Ortec 410 werden in der Legende zu Abb. 4.22 aufgeführt.

Die Wiedergabe der Meßwerte ist gut.

Mit TFA und CFD wurde nur die Abhängigkeit von der Shapekonstanten bei 3 GeV Elektronenstrahl-Energie untersucht.

Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 4.23 dargestellt. Die Einzelmessungen unterscheiden sich im Delay des CFD's. Alle Werte liegen zwischen 10 ns und 20 ns und zeigen den aus den Vorversuchen und der I. Teststrahl-Meßzeit bekannten Verlauf. Durch das bessere Rauschverhalten der Module der neuen Konfiguration konnten im Unterschied zur I. Teststrahl-Meßzeit auch die Zeitaufösungen bei 5 ns und 10 ns Shapekonstante des CFD's gemessen werden.

Abb. 4.24 zeigt die Zeitaufösungen die mit den Shapern der LAr-Trigger-Elektronik erreicht wurden.

Hier sind besonders die erreichbaren Zeitaufösungen des schnellen Shapers (0.1 μs) wichtig, da durch das bipolare Signal des schnellen Shapers und den nachfolgenden Nulldurchgangs-Diskriminator die eigentliche Zeitbestimmung und 'Bunchcrossing'-Zuordnung im Trigger-

Zeitauflösung-FWHM (ns)

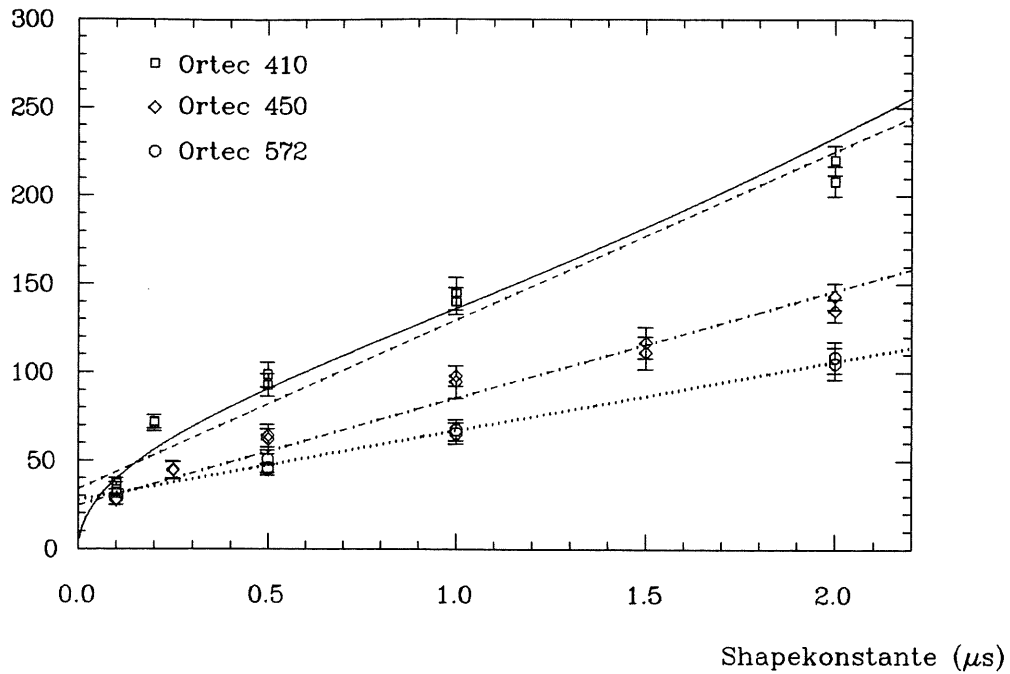


Abb. 4.21: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für den Ortec 572, 450 und 410 mit TSC

Eingezeichnet sind Geraden-Fits nach Gl. 2.71, sowie für den Ortec 410 ein Fit nach Gl. 2.72 (durchgezogene Linie).

Zeitauflösung-FWHM (ns)

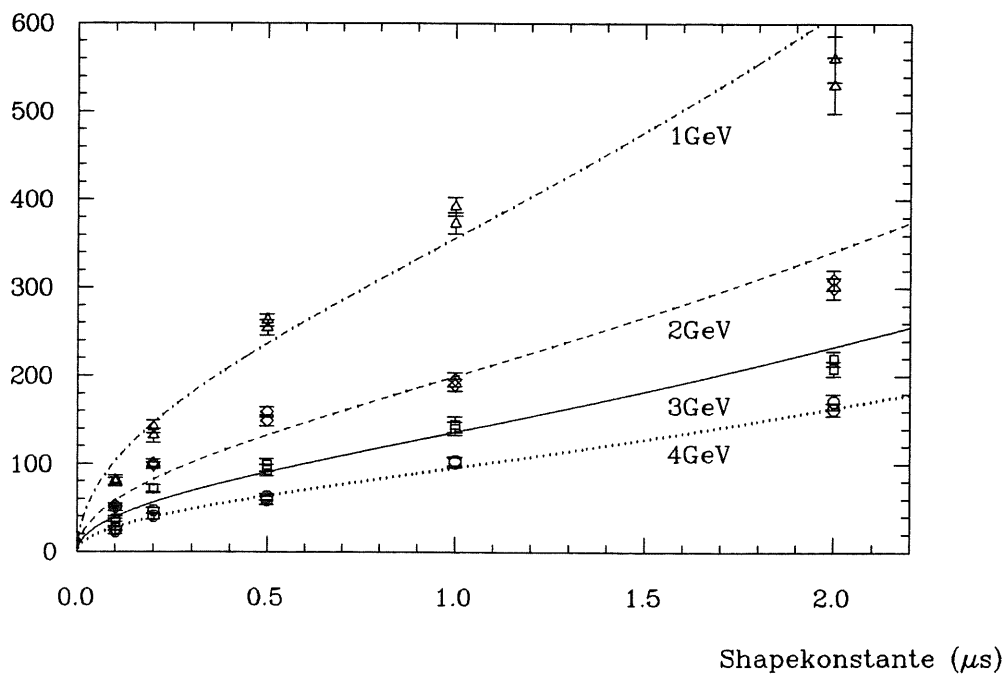


Abb. 4.22: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten für 1-4 GeV für den Ortec 410 mit TSC

Die eingezeichneten Kurven sind Fits nach Gl. 2.72 mit den Parametern:

Energie (GeV)	1	2	3	4
$a_3/E$ ( $\text{ns}/\mu\text{s}^{3/2}$ )	141(2)	79(1)	54(1)	38(1)

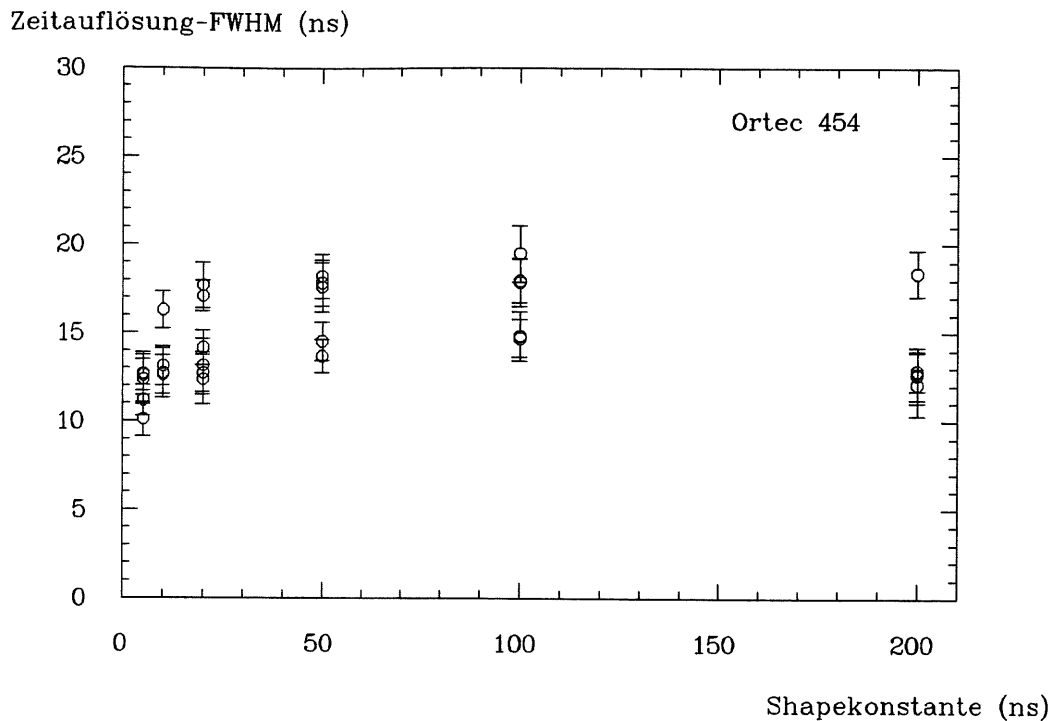


Abb. 4.23: Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für den Ortec 454 mit CFD

zweig durchgeführt werden soll. Der langsame Shaper dient dagegen zur Energiebestimmung im Triggerzweig (siehe Kap. 2.4).

Für 5 GeV Elektronenstrahl-Energie folgt eine Zeitauflösung von 19.8 ns FWHM bzw. ein  $\sigma$  von 8.4 ns. Dies bedeutet das für ein Modul bei vollständigem Schauereinschluß und einer Elektronen-Energie von 5 GeV ein Abstand zum 96 ns-‘Bunchcrossing’ von ca.  $11.4\sigma$  erreicht wird.<sup>13</sup>

Die gemessene Zeitauflösung ist dabei konsistent mit den entsprechenden Werten der Ortec-Bipolarshaper mit  $0.1\ \mu\text{s}$  Shapekonstante (siehe z.B. Abb. 4.5).

Elektronen von 1 GeV Energie können mit dem schnellen Shaper nicht mit 100%iger Effizienz gemessen werden – der entsprechende Wert in Abb. 4.24 ist daher in Klammern dargestellt – d.h. der 1 GeV-Peak der Elektronen lag mit einem Signalmaximum von ca. 80 mV z.T. im Rauschen.<sup>14</sup> Die Effizienz der Messung lag bei ca. 80%.

Die geringe Signalamplitude bei 1 GeV erklärt sich aus dem Dynamik-Bereich der Signale, der Elektronen-Energien von 1 GeV bis ca. 32 GeV abdeckt. Das 1 GeV Signal liegt also am unteren Ende des Verstärkungsbereiches des Shapers.

Die Signale des langsamen Shapers ( $0.2\ \mu\text{s}$ ) haben ein besseres Signal/Rauschverhältnis und höhere Signalamplituden, d.h. hier konnte auch das 1 GeV-Signal mit einer 100%igen Effizienz gemessen werden.

Aus den Zeitauflösungswerten des schnellen Shapers kann nun die erreichbare Zeitauflösung eines ‘Trigger-Towers’ – bestehend aus vier benachbarten Modulen (siehe Abb. 2.12) – abgeschätzt werden. Bei der Summation der Signale von vier Modulen wird sich das Signal/Rauschverhältnis um einen Faktor 2 verschlechtern (gleiches Signal und Verdopplung des Rauschens), wenn man statistische Unabhängigkeit der Signale der Einzelmodule annimmt. Außerdem wird sich auch die zeitliche Festlegung des Nulldurchgangs im Diskrimi-

<sup>13</sup>Für 3 GeV folgt FWHM=29.1 ns oder  $\sigma=12.3$  ns und dies bedeutet einen ‘Bunchcrossing’-Abstand von ca.  $7.8\sigma$ .

<sup>14</sup>2 GeV entspricht ca. 130 mV.

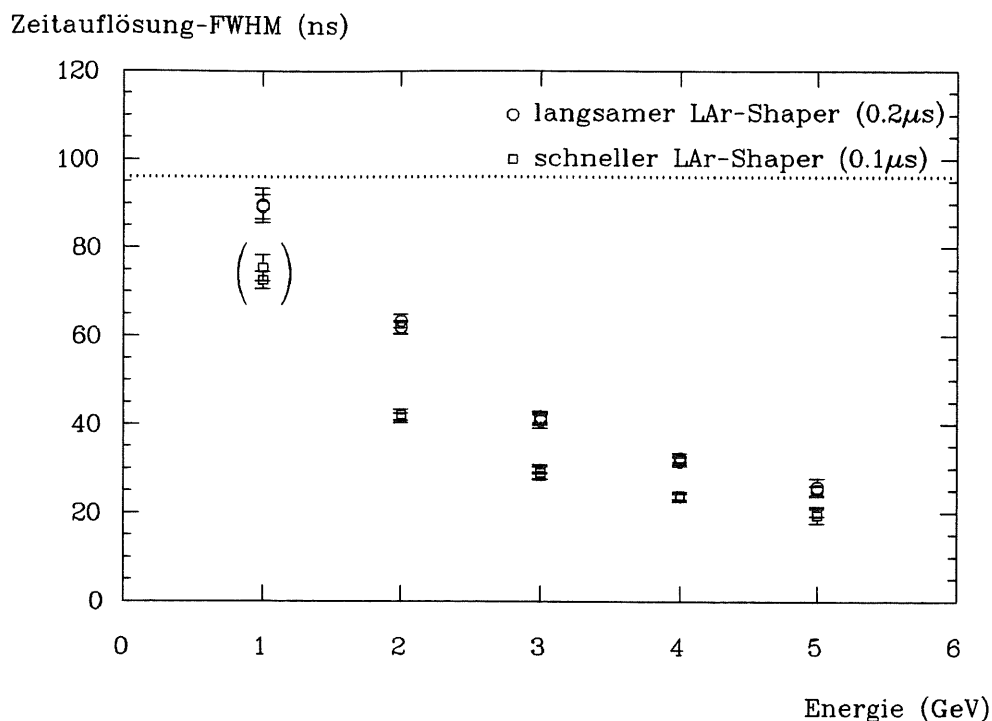


Abb. 4.24: Zeitauflösung der Shaper der LAr-Trigger-Elektronik mit TSC's als Funktion der Elektronenstrahl-Energie  
 Der in Klammern dargestellte Wert für den schnellen Shaper bei 1 GeV konnte nicht – wie die anderen Werte – mit 100%iger Effizienz gemessen werden. Die Effizienz dieser Messung lag bei ca. 80%.

nator durch die doppelte Rauschamplitude, d.h. stärkeren 'Jitter'-Einfluß, verschlechtern. Für einen 'Trigger-Tower' wären dann 2 GeV-Signale – entsprechend dem 1 GeV-Signal für das Einzelmodul – nicht mehr mit 100%iger Effizienz zu messen.

Setzt man für die Zeitauflösung eines 'Trigger-Towers' die um einen Faktor 2 schlechteren Werte des Einzelmoduls an, so folgt bei 5 GeV noch ein Abstand zum 'Bunchcrossing' von  $5.7\sigma$  und bei 3 GeV noch ein Abstand von  $3.9\sigma$ .

Diese Abschätzung gilt natürlich nur für den vollständigen Schauereinschluß in einem 'Trigger-Tower'. Teilt sich der Schauer auf benachbarte 'Trigger-Tower' auf, so wird das Signal/Rauschverhältnis und damit auch die Zeitauflösung schlechter.

Die Eigenschaften des Nulldurchgangs-Diskriminators wurden bisher nur an dem Ortec 420A untersucht, d.h. die gesamte Trigger-Kette mit den Nulldurchgangs-Diskriminatoren konnte bisher noch nicht untersucht werden.

### Energieauflösung

Die Energieauflösung eines Moduls (Stack 1) der neuen Konfiguration ist in Abb. 4.25 im Vergleich mit der Energieauflösung des Photomultiplier-Moduls (II. Teststrahl-Meßzeit) dargestellt.

Aus dem Fit-Ergebnis folgt – insbesondere im Vergleich der entsprechenden Ergebnisse der I. und II. Teststrahl-Meßzeit – daß das elektronische Rauschen der neuen Konfiguration durch andere Vorverstärker und neue 'Motherboards' um einen Faktor 4 gegenüber der alten Konfiguration verbessert werden konnte. Außerdem zeigt ein Vergleich mit dem entsprechenden Fit des Photomultiplier-Moduls, daß die Energieauflösung für die neue Konfiguration für Energien  $\geq 2$  GeV gleiche oder, bedingt durch den größeren konstanten

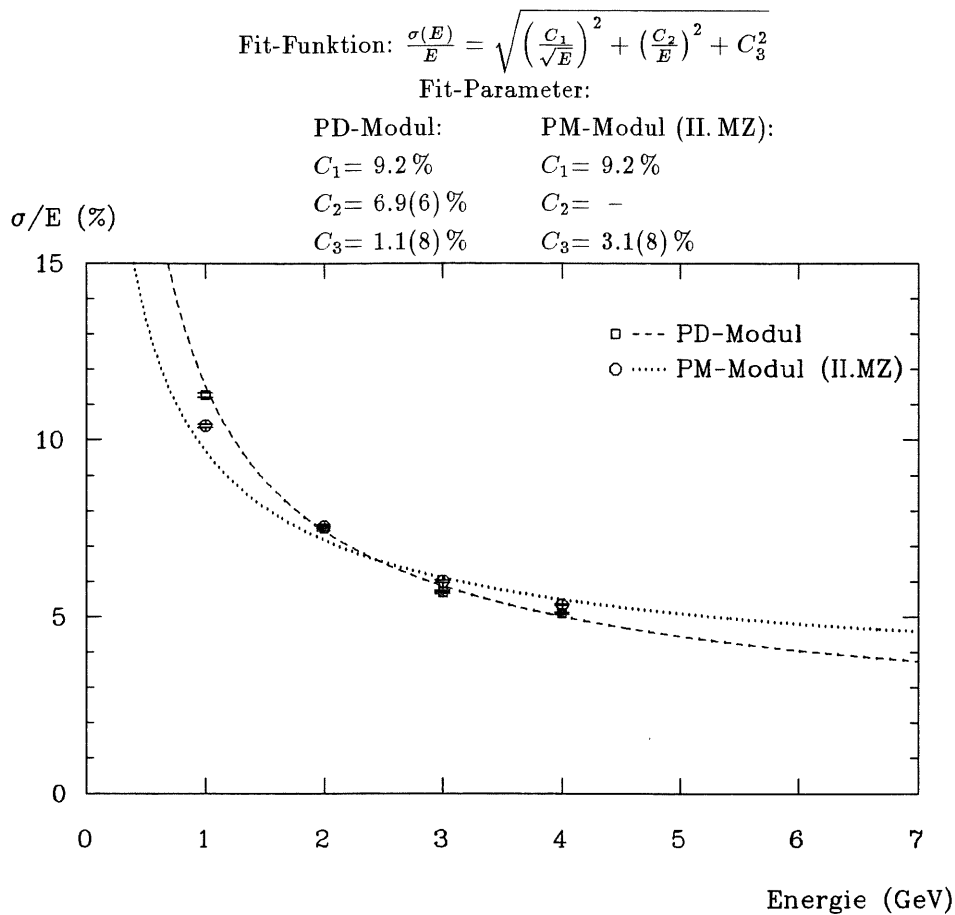


Abb. 4.25: *Ergebnisse der Messung der Energieauflösung*  
*Neben den Ergebnissen der III. Teststrahl-Meßzeit an dem Photodioden-*  
*Modul der neuen Konfiguration (PD-Modul) sind zum Vergleich noch-*  
*mal die entsprechenden Ergebnisse des Photomultiplier-Moduls aus der*  
*II. Teststrahl-Meßzeit (PM-Modul) dargestellt.*

Term beim Photomultiplier-Modul, sogar bessere Werte liefert, als das Photomultiplier-Modul.

Das heißt das die neuen Module – was die Elektronik betrifft – nicht mehr wesentlich zu verbessern sind.

### Rauschmessungen

Entsprechend der I. Teststrahl-Meßzeit wurde versucht, durch Rauschmessungen mit  $\gamma$ -Quellen, den Rauschterm  $C_2$  der Energieauflösungs-Funktion zu verifizieren.

In Abb. 4.26 ist, als Beispiel der Rauschmessungen, ein 4 GeV Elektronenpeak und ein (mit der gleichen Verstärkung) aufgenommenes  $\gamma$ -Spektrum der  $^{57}\text{Co}$ -Quelle für eine Photodiode (Stack 2, Diode C) dargestellt.

Der 122.1 GeV Photopeak entspricht nach Gl. 2.23 dann 33729 e und mit diesem Wert läßt sich die 4 GeV-Signalhöhe und auch das Rausch- $\sigma$  in Elektronen umrechnen.

Die Ergebnisse der Rauschmessungen sind in Tab. 4.2 – entsprechend Tab. 4.1 für die I. Teststrahl-Meßzeit – aufgelistet.

Ein Ergebnis der Messungen ist, daß die Signalhöhe nicht von der Breite der Wellenlängenschieber, sondern nur von der sensitiven Fläche der Photodioden abhängt. Die entsprechenden Werte in Tab. 4.2 liegen sogar etwas niedriger als die Werte in Tab. 4.1.

Einträge

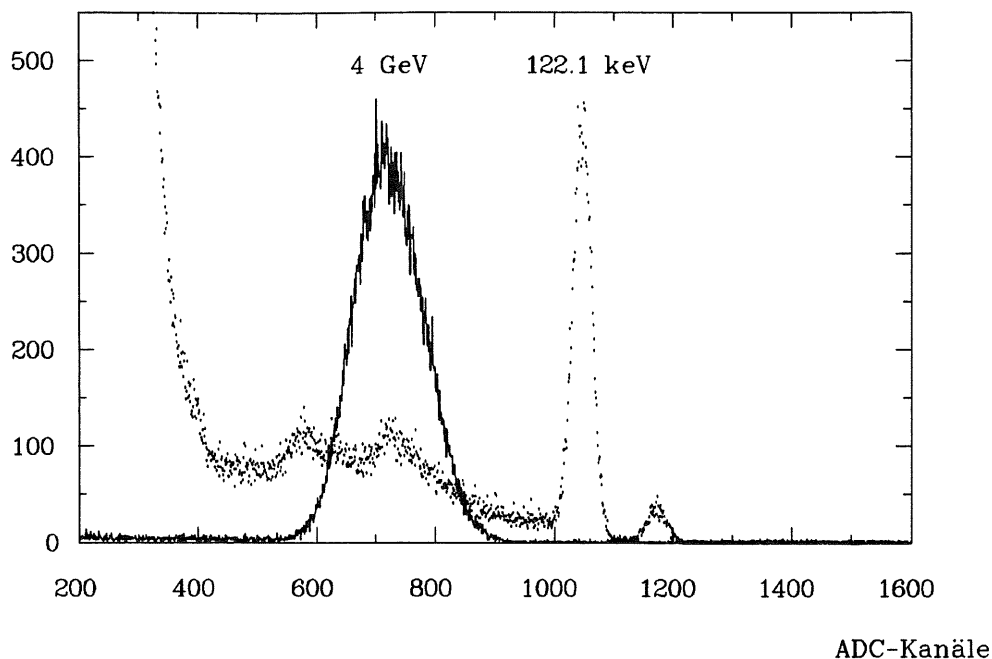


Abb. 4.26: Spektrum von 4 GeV-Elektronen und  $\gamma$ -Spektrum von  $^{57}\text{Co}$  mit 122.1 keV Photopeak für eine Photodiode (Stack 2, Diode C)

Als Mittelwert für die Einzeldioden folgt aus allen 1 GeV-Signalhöhen ein Wert von ca. 4260 e und für das Rausch- $\sigma$  ein Wert von 483 e.<sup>15</sup> Für den Gesamtstack liegen die Mittelwerte bei 17037 e pro GeV und bei 967 e Rausch- $\sigma$ .

Als wichtigstes Ergebnis folgt, daß die Rauschwerte deutlich kleiner sind, als bei den entsprechenden Messungen mit der alten Konfiguration. Aufgrund des geringeren Rauschens und der nicht wesentlich veränderten Signalhöhe, folgt auch ein besseres Verhältnis von 1 GeV-Signalamplitude zu Rausch- $\sigma$  – hier 15.6 für Stack 1 und 19.8 für Stack 2.

Aus den Werten für das Signal/Rauschverhältnis kann abgeschätzt werden, daß Muonen, die als minimalionisierende Teilchen ca. 36 MeV im Szintillator deponieren (siehe z.B. [Har88]) und ein 1 GeV-Elektronen-Signal 130 MeV sichtbarer Energie ('Visible Energy') im Szintillator entspricht, mit ca.  $4.9\sigma$  Abstand zum Rauschen gemessen werden können – bei einem Signal/Rauschverhältnis von 17.7 (Mittelwert der Ergebnisse beider Stacks). Für Stack 1 kann auch der Rauschterm des Energieauflösungs-Fits –  $6.9 \pm 0.6\%$  bei 1 GeV – zu  $\sigma/S(1 \text{ GeV})$  gleich 6.4% durch die  $\gamma$ -Quellen Messungen bestimmt und damit im Rahmen des Fehlers verifiziert werden.

Dies bedeutet, daß für die Module der neuen Konfiguration ein Beitrag von korreliertem Rauschen praktisch ausgeschlossen werden kann.

Dies wird bestätigt durch die in Abb. 4.27 dargestellten Korrelationsplots von Vorverstärker-Signalen eines Moduls, die aus List-Mode-Daten der I. bzw. II. Teststrahl-Meßzeit berechnet wurden [Pep90]. Es handelt sich dabei um Testpulsersignale, die über einen gemeinsamen Eingang an allen Vorverstärkern gleich anliegen. Die List-Mode Daten von jeweils zwei Vorverstärkern werden dann ereignisweise korreliert.

Als Ergebnis zeigt sich in Abb. 4.27 a) ein klarer Beitrag von korreliertem Rauschen bei der I. Teststrahl-Meßzeit, der bei den Modulen mit der neuen Elektronik nicht mehr auftritt

<sup>15</sup>Der Wert für die 1 GeV-Signalhöhe ist ca. 9% schlechter und das Rausch- $\sigma$  ca. 35% besser als bei den vergleichbaren Messungen der I. Teststrahl-Meßzeit.

**Rauschmessungen mit der neuen Konfiguration:**

	1 GeV (e)	$\sigma$ (e)	$\sigma$ (MeV)	S(1 GeV)/ $\sigma$
<b>Stack 1</b>				
Diode B	3904	496	127	7.87
Diode C	4187	482	115	8.69
Diode E	3106	521	168	5.96
Diode F	4391	500	114	8.78
$\Sigma$	15588	1000	64	15.6
<b>Stack 2</b>				
Diode B	4596	493	107	9.32
Diode C	5920	437	74	13.55
Diode E	3428	462	135	7.42
Diode F	4542	473	104	9.60
$\Sigma$	18486	933	50	19.8

Tab. 4.2: Ergebnisse der Rauschmessungen für zwei Stacks

In der 1. Spalte ist die 1 GeV-Signalhöhe und in der 2. Spalte ist das Rausch- $\sigma$  jeweils in Elektronen angegeben. Die 3. Spalte enthält das in MeV umgerechnete Rausch- $\sigma$ , wobei sich die Umrechnung auf eine 1 GeV Energiedeposition pro Photodiode bezieht. Die 4. Spalte enthält das Verhältnis von 1 GeV-Signalhöhe zu Rausch- $\sigma$ . Für die Summen-Werte ( $\Sigma$ ) der Stacks wurde die Signalhöhe linear addiert und das Rausch- $\sigma$  quadratisch. Für das Rausch- $\sigma$  in MeV wird eine 1 GeV Energiedeposition im Stack zugrundegelegt.

– siehe Abb. 4.27 b).

Das Auftreten von korreliertem Rauschen ist damit sicher die Erklärung des großen Rauschterms der I. Teststrahl-Messung von fast 30%, der durch die Messungen mit  $\gamma$ -Quellen nicht verifiziert werden konnte. Bei der neuen Konfiguration ist dagegen kein Beitrag von korreliertem Rauschen festzustellen und der Rauschterm des Energieauflösungs-Fits wird durch die Messung mit  $\gamma$ -Quellen bestätigt.

Dieses Ergebnis wird auch durch die in Abb. 4.28 gezeigten Ergebnisse der Untersuchungen zum Signal/Rauschverhältnis für verschiedene Anzahl von elektronisch addierten Photodioden bestätigt. In Abb. 4.28 a) zeigt das normierte Signal/Rauschverhältnis von Testpulsersignalen als Funktion der Anzahl der mit dem Fan-in summierten Signalen der Photodioden. Bei statistisch unabhängigen Einzelsignalen ohne korreliertem Rauschen, würde das Signal mit der Anzahl linear anwachsen und das Rauschen quadratisch (gepunktete Linie in Abb. 4.28 a)).

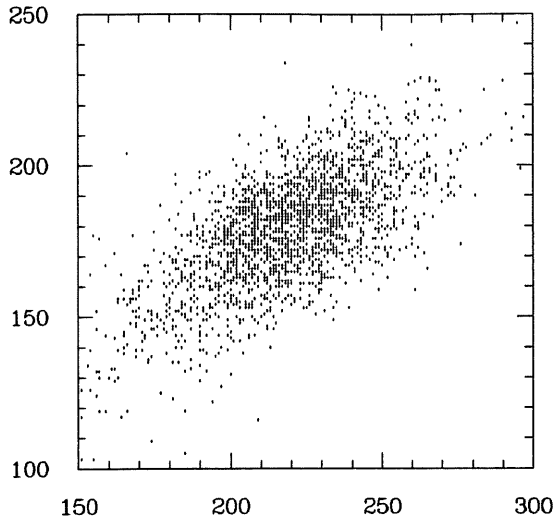
Das Ergebnis der Messung ist konform mit der Annahme von unkorreliertem Rauschen, d.h. statistischer Unabhängigkeit der Einzelsignale. Die mit der theoretisch erwarteten Funktion korrigierten Werte zeigen Abweichungen von  $\leq 8\%$ .

Entsprechende Messungen wurden auch für die Zeitauflösung – bei verschiedener Anzahl von Fan-in summierten Photodiodensignalen – durchgeführt.

Wenn das Rauschen als wesentlicher Faktor in die Zeitauflösung eingeht, erwartet man eine Abnahme der Zeitauflösung mit wachsender Anzahl  $N$  der Photodioden-Signale gemäß  $1/\sqrt{N}$ .

Abb. 4.29 zeigt die Ergebnisse dieser Messung – in a) die für beide Stacks gemessenen

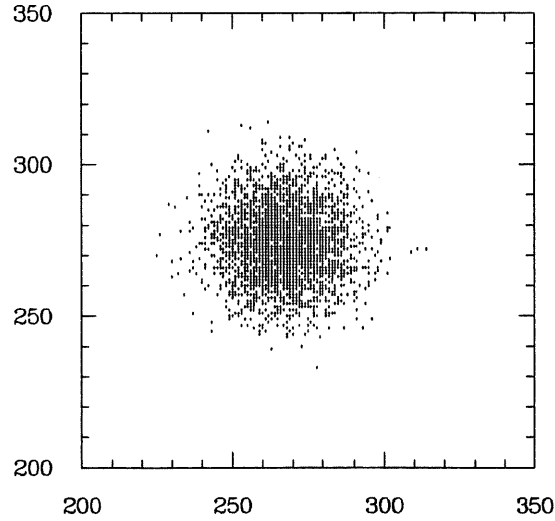
ADC-Kanäle Vorverstärker 2



ADC-Kanäle Vorverstärker 1

a)

ADC-Kanäle Vorverstärker 2



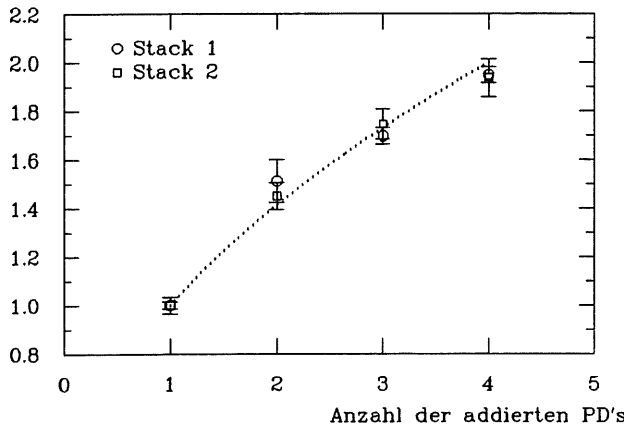
ADC-Kanäle Vorverstärker 1

b)

Abb. 4.27: Korrelationsplots von Signalen zweier Vorverstärker

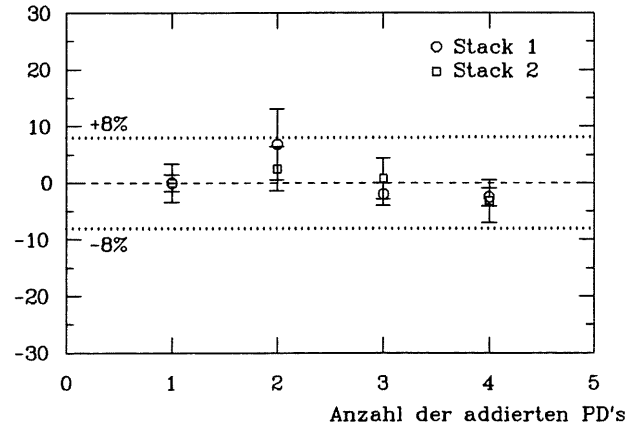
In a) ist ein Korrelationsplot der Signale von zwei Vorverstärkern eines Moduls gezeigt, die während der I. Teststrahl-Meßzeit aufgenommen wurden und b) zeigt einen analogen Korrelationsplot der III. Teststrahl-Meßzeit. Beide Plots wurden aus List-Mode-Daten berechnet und sind die Pulshöhen eines Testpulsersignals [Pep90].

Signal/Rauschen norm.



a)

Abweichung des korr. Signal/Rauschen (%)



b)

Abb. 4.28: Ergebnisse der Untersuchungen zum Signal/Rauschverhältnis als Funktion der Anzahl der mit einem Fan-in summierten Photodioden

a) zeigt das normierte Signal/Rauschverhältnis für zwei Stacks in Abhängigkeit von der Photodioden-Anzahl  $N$ . Die gepunktete Linie ist die  $\sqrt{N}$ -Funktion, die sich bei unkorreliertem Rauschen ergibt. b) zeigt die Abweichung der mit  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  korrigierten Werte in %.



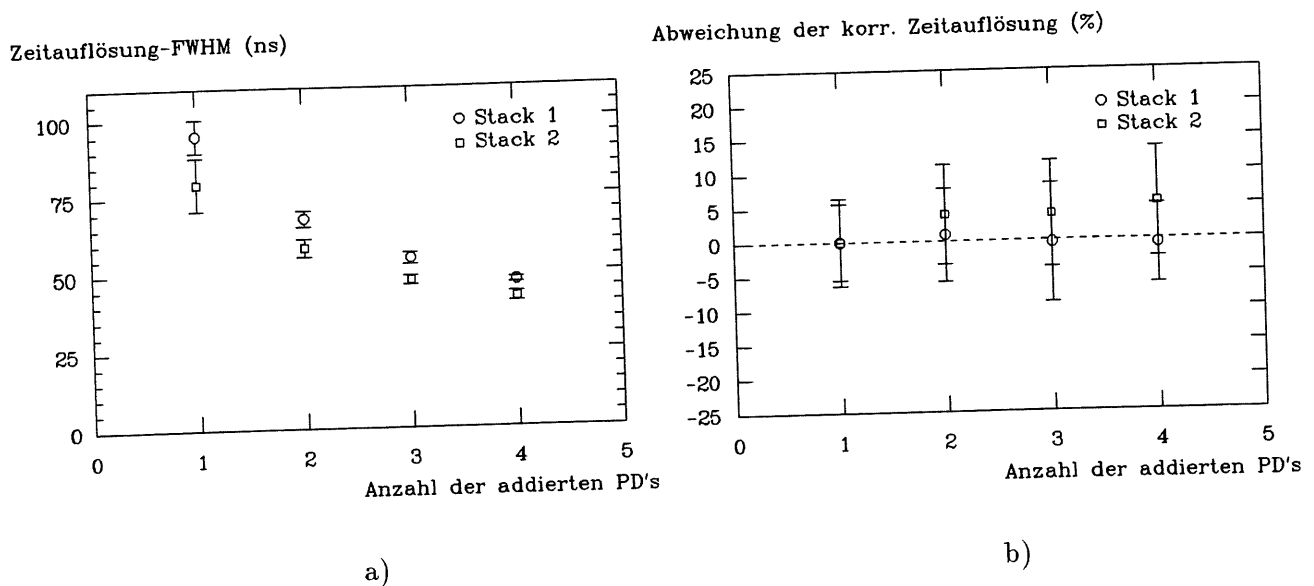


Abb. 4.29: Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Anzahl der mit einem Fan-in summierten Photodioden  
 a) zeigt die Zeitauflösung für zwei Stacks in Abhängigkeit von der Photodioden-Anzahl  $N$ . b) zeigt die Abweichung der mit  $\sqrt{N}$  korrigierten Werte in %.

Zeitaufösungen für verschiedene Anzahl von summierten Photodioden-Signalen und in b) die Abweichung der mit  $\sqrt{N}$  korrigierten Werte. Die Übereinstimmung (Abweichung  $\leq 6\%$ ) der Werte bestätigt den Einfluß des Rauschens auf die Zeitauflösung.

An einer Photodiode wurde schließlich während dieser Teststrahl-Meßzeit die Abhängigkeit des Rauschens in ENC, d.h. in Elektronen von der Shapekonstante des Verstärkers untersucht. Entsprechende Messergebnisse aus den Vorversuchen sind in Kap. 3.2.2 beschrieben. Ein minimales ENC-Rauschen von ca. 500 e wird bei Shapekonstanten von ca.  $2 \mu\text{s}$  – dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Vorversuche – erreicht (siehe Abb. 4.30). Für den Energiezweig werden die Signale mit einem  $2.1 \mu\text{s}$  Shaper (siehe Kap. 2.4) ausgelesen. Wollte man mit kleineren Shapekonstanten arbeiten, um 'Pile-up'-Probleme zu vermeiden, so würde sich das Rauschen verschlechtern. Ein Übergang von ca.  $2 \mu\text{s}$  auf etwa  $0.2 \mu\text{s}$  würde nach Abb. 4.30 zu einer Verdopplung des Einzeldiodenrauschens führen. Der Fit nach Gl. 2.52 an die Meßdaten liefert:

$$\text{Fit - Funktion: } \text{ENC} = \sqrt{a_1 \tau + \frac{a_2}{\tau}}$$

	$a_1$ ( $e^2/\mu\text{s}$ )	$a_2$ ( $e^2 \mu\text{s}$ )	$\tau_{\text{min}}$ ( $\mu\text{s}$ )	$\text{ENC}_{\text{min}}$ (e)
Ortec 410	$5.4(4) \cdot 10^4$	$2.9(2) \cdot 10^5$	2.31(12)	500(12)
Ortec 572	$5.2(4) \cdot 10^4$	$2.5(2) \cdot 10^5$	2.19(12)	478(13)

In Anhang H sind Rauschmessungen an verschiedenen Vorverstärkern beschrieben, die zusammen mit [Pep89] durchgeführt.

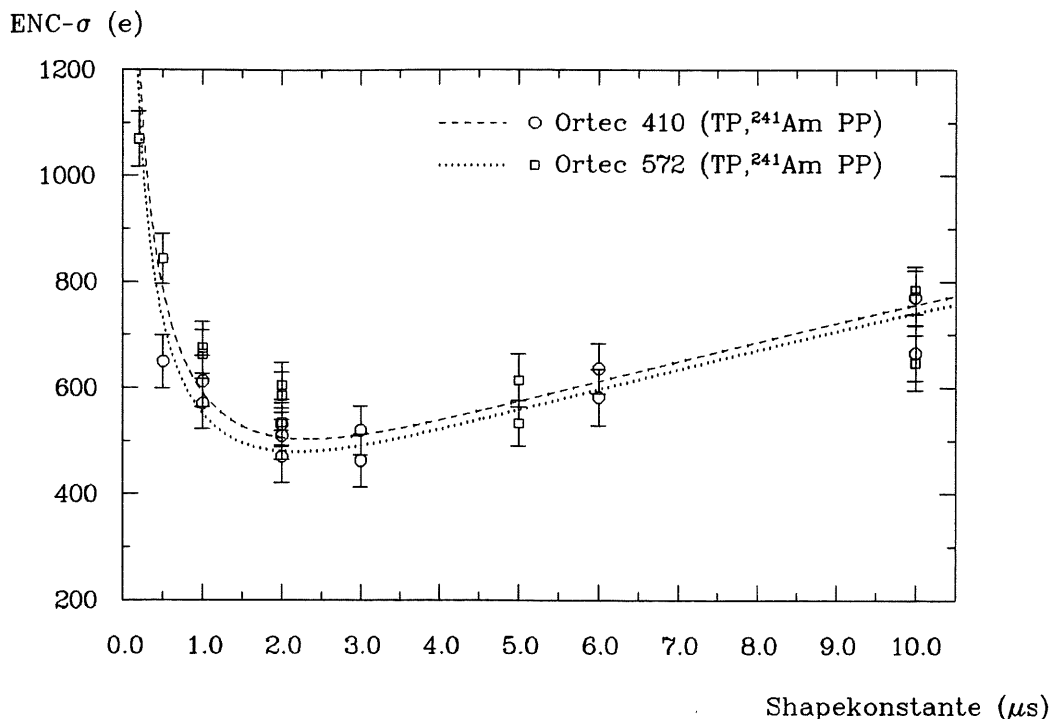


Abb. 4.30: Ergebnisse der Rauschabhängigkeit  $ENC$  von der Shapekonstanten  
Es sind die Ergebnisse der Messungen mit  $\gamma$ -Quellen für zwei Shape-  
verstärker dargestellt

Diese Messungen sollten einen Vergleich des Photodioden/Vorverstärkerrauschens von verschiedenen Vorverstärker-Typen ermöglichen. Außerdem wurde das Rausch- $\sigma$  für verschiedene Bias- und Versorgungsspannungen gemessen und die Werte mit Messungen an Test-Kapazitäten verglichen.

Anhang I zeigt Oszilloskop-Photographien von Vorverstärker- und Trigger-Shaper-Signalen.

### Höhe und Form der Signale der elektromagnetischen und hadronischen Wellenlängenschieber

Am Ende der III. Teststrahl-Meßzeit wurden noch einige Untersuchungen zur Signalhöhe und -form der summierten Signale der Wellenlängenschieber für normalen und rückwärtigen Einschub in das Kalorimeter-Modul durchgeführt.

Rückwärtiger Einschub bedeutet dabei, daß von hinten in das Modul eingeschossen wurde. Zwei verschiedene Faktoren sollten dabei untersucht werden.

Erstens ist aus Laboruntersuchungen (siehe [Eis90]) bekannt, daß die elektromagnetischen Wellenlängenschieber eine  $z$ -Abhängigkeit der Signalamplitude besitzen –  $z$  ist hier die Position auf der Längsachse.

Diese  $z$ -Abhängigkeit ist im wesentlichen eine Überhöhung, d.h. eine Vergrößerung der Lichtausbeute, in der Nähe der Photodiode (siehe Abb. 4.31).

Bei einem Rückwärtseinschub liegt das Schauermaximum in der Nähe der Photodiode und müßte eine erhöhte Lichtausbeute im Vergleich zum normalen Vorwärtseinschub eine Signalerhöhung zeigen.

Die  $z$ -Abhängigkeit der Signalamplitude der hadronischen Wellenlängenschieber ist dagegen zu vernachlässigen [Eis90].

Zweitens müssen die Signalhöhen der hadronischen Wellenlängenschieber bei einem Rück-

wärtseinschuß verringert sein, da durch die hadronischen Wellenlängenschieber nur ca.  $15.5 X_0$  gegenüber  $22.4 X_0$  bei den elektromagnetischen Wellenlängenschiebern abgedeckt wird (siehe auch Kap. 2.2). Abb. 4.31 verdeutlicht diese Einflüsse auf die Signalhöhe.

Zum einen sind hier die 1-4 GeV-Schauerprofile für die Pb/Szintillator-Schichtung der Module bei Vorwärtseinschuß (N) gezeigt (zur Verdeutlichung ohne z-Korrektur) und zum anderen das entsprechende 4 GeV-Schauerprofil bei Rückwärtseinschuß ohne und mit Gewichtung der z-Abhängigkeit (R bzw. R korr.) dargestellt. Die z-Korrekturfunktion ist die gestrichelte Linie mit den ausgefüllten Kreisen als Meßpunkte [Eis90].

Um den Einfluß der kürzeren hadronischen Wellenlängenschieber auf die Signalhöhe anzudeuten, ist als gepunktete Linie der Anfang der hadronischen Wellenlängenschieber bei ca.  $6.8 X_0$  eingezeichnet.

Um die Meßwerte mit theoretischen Werten vergleichen zu können, wurde die folgende Berechnung durchgeführt.

Zunächst wurden alle Schauerprofile (N und R) der elektromagnetischen Wellenlängenschieber mit der z-Korrekturfunktion gewichtet. Dann wurden die Schauerprofile über die Ausleselänge integriert, d.h. die gewichteten elektromagnetischen Wellenlängenschieber bis  $22.4 X_0$  für Vor- und Rückwärtseinschuß und die ungewichteten hadronischen Wellenlängenschieber bis  $15.5 X_0$  für Rückwärtseinschuß. Für die so ermittelten Integrationswerte wird dann jeweils für Energien von 1 bis 4 GeV die Abweichung von dem Integrationswert für die elektromagnetischen Wellenlängenschieber bei Vorwärtseinschuß ermittelt und mit den gemessenen Werten verglichen.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 4.32 dargestellt.

Die theoretisch berechneten Werte für die z-Überhöhung liegen zwischen 9.1% für 1 GeV und 5.7% für 4 GeV. Die entsprechenden Werte für die Signalverminderung in den hadronischen Wellenlängenschiebern liegen bei -2.1% für 1 GeV und -4.1% für 4 GeV.

Der Mittelwert der Signalerhöhung durch die z-Korrektur liegt mit 3.6% deutlich unter dem berechneten Wert. Für die Verminderung der Signalhöhe der hadronischen Wellenlängenschieber wird ein Mittelwert von -6.6% gemessen, der ebenfalls deutlich vom berechneten Wert abweicht.

Die Abweichung bei den hadronischen Wellenlängenschieber kann z.T. darauf zurückzuführen sein, daß hier die Signalhöhe durch die unterschiedliche Form (doppelte Breite) generell geringer ist, als bei den elektromagnetischen Wellenlängenschieber, auf die sich die Messung bezieht.

Die Abweichung bei der z-Überhöhung kann eventuell als Indiz für eine beschränkte Übertragbarkeit der Labormessungen auf die Teststrahlungsmessungen angesehen werden. Um dies aber mit Bestimmtheit sagen zu können, sind sicherlich noch weitere vergleichende Messungen erforderlich.

Abb. 4.33 a) zeigt die normierten 1-4 GeV-Spektren der hadronischen und elektromagnetischen Wellenlängenschieber bei rückwärtigem Einschuß und b) zeigt die 1-4 GeV-Spektren der elektromagnetischen Wellenlängenschieber bei Vor- und Rückwärtseinschuß in das Kalorimeter-Modul. Auch die Signalform der mit dem Fan-in summierten Signale der hadronischen Wellenlängenschieber für normalen Einschuß (2 GeV) wurde mit Simulationsrechnungen [Lip90] verglichen und zeigt eine gute Übereinstimmung (siehe Abb. 4.34). Im Vergleich zu den in Abb. 4.33 dargestellten Energiespektren ist deutlich die größere Halbwertsbreite und eine Abweichung von der Gaußform zu erkennen, die durch die Vorabsorberstrecke, also die fehlenden ersten 15 Blei-Szintillator-Einheiten ( $6.8 X_0$ ) bei der hadronischen Auslese, bedingt ist (siehe auch Abb. 4.31).

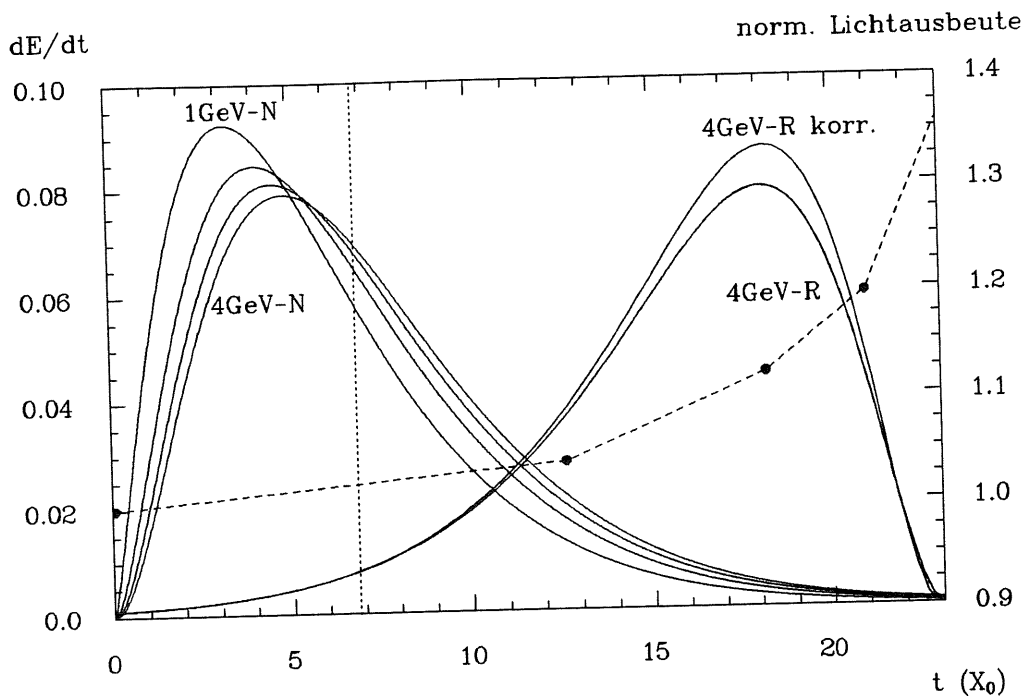


Abb. 4.31: Schauerprofile für normalen und rückwärtigen Einschuss und z-Korrektur. Es sind die normierten 1-4 GeV-Schauerprofile für normalen Einschuss (N) und das 4 GeV-Schauerprofil für rückwärtigen Einschuss ohne (R) bzw. mit z-Korrektur (R korr.) dargestellt (linke Ordinate). Die Meßpunkte und die gestrichelt Linie kennzeichnet die z-Abhängigkeit der elektromagnetischen Wellenlängenschieber (rechte Ordinate) (nach [Eis90]). Die gepunktete vertikale Linie zeigt den Anfang der hadronischen Wellenlängenschieber bei ca.  $6.8 X_0$ .

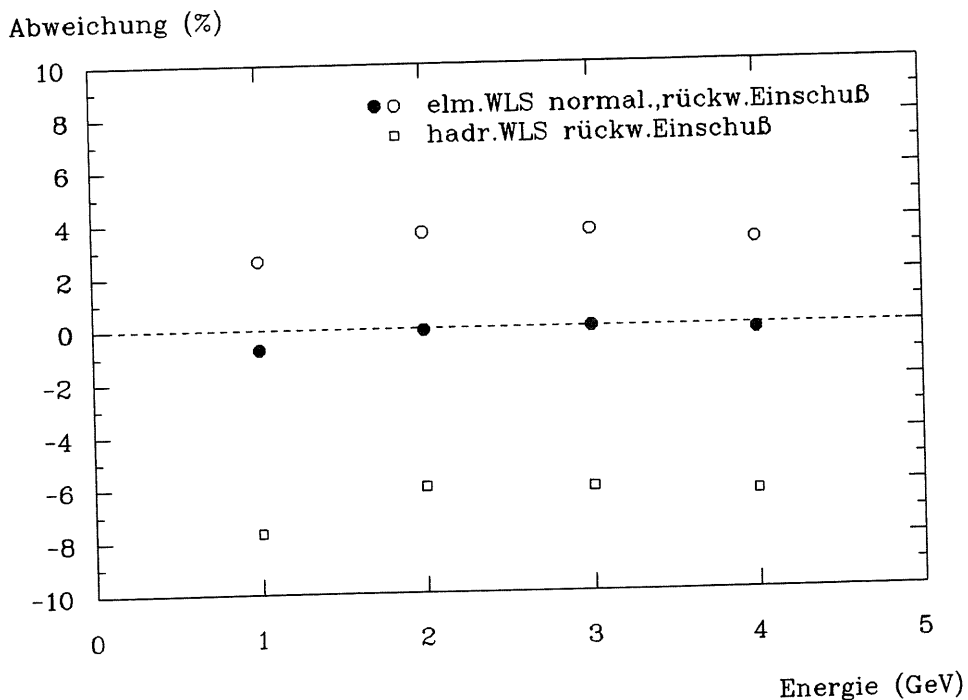


Abb. 4.32: Abweichung der Signalhöhen der elektromagnetischen und hadronischen Wellenlängenschieber bei normalem und rückwärtigem Einschuss in das Kalorimeter-Modul. Alle Werte sind auf das 3 GeV-Signal der elektromagnetischen Wellenlängenschieber bei normalem Einschuss normiert.

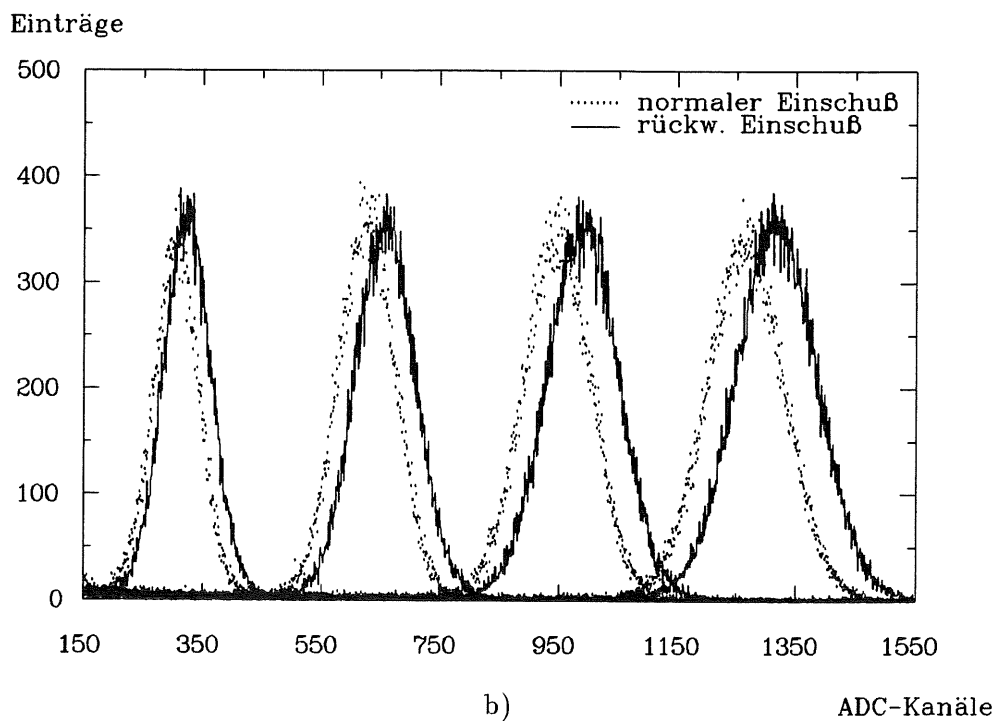
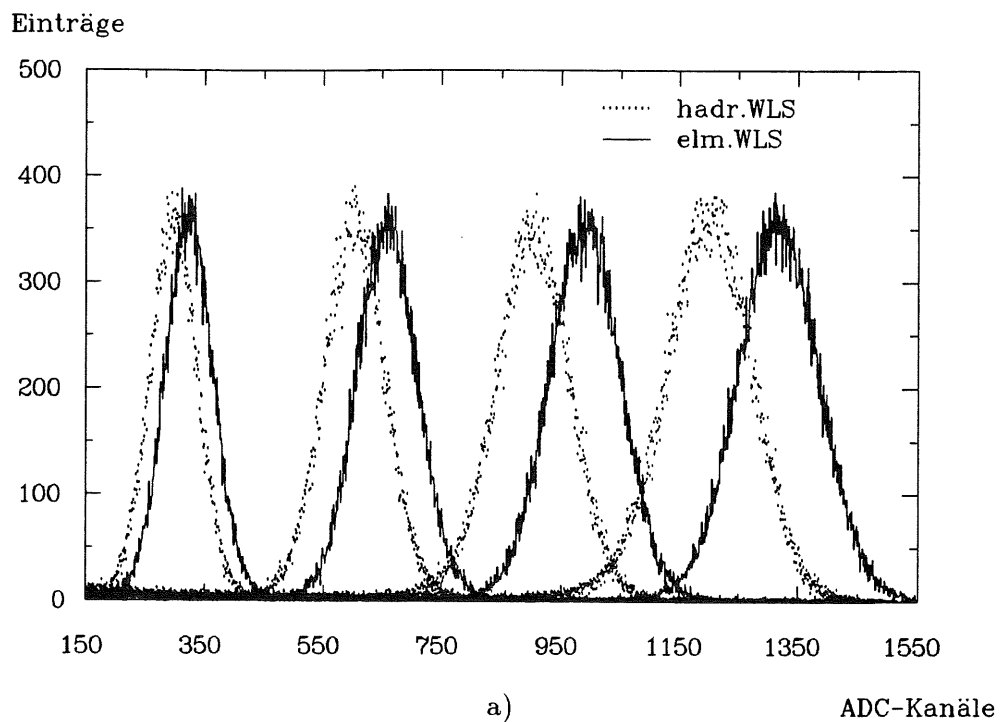


Abb. 4.33: Spektren der elektromagnetischen und hadronischen Wellenlängenschieber für Elektronen von 1-4 GeV

In a) sind die Spektren der elektromagnetische und hadronische Wellenlängenschieber bei rückwärtigem Einschub und in b) die Spektren der elektromagnetischen Wellenlängenschieber für normalen und rückwärtigen Einschub dargestellt.

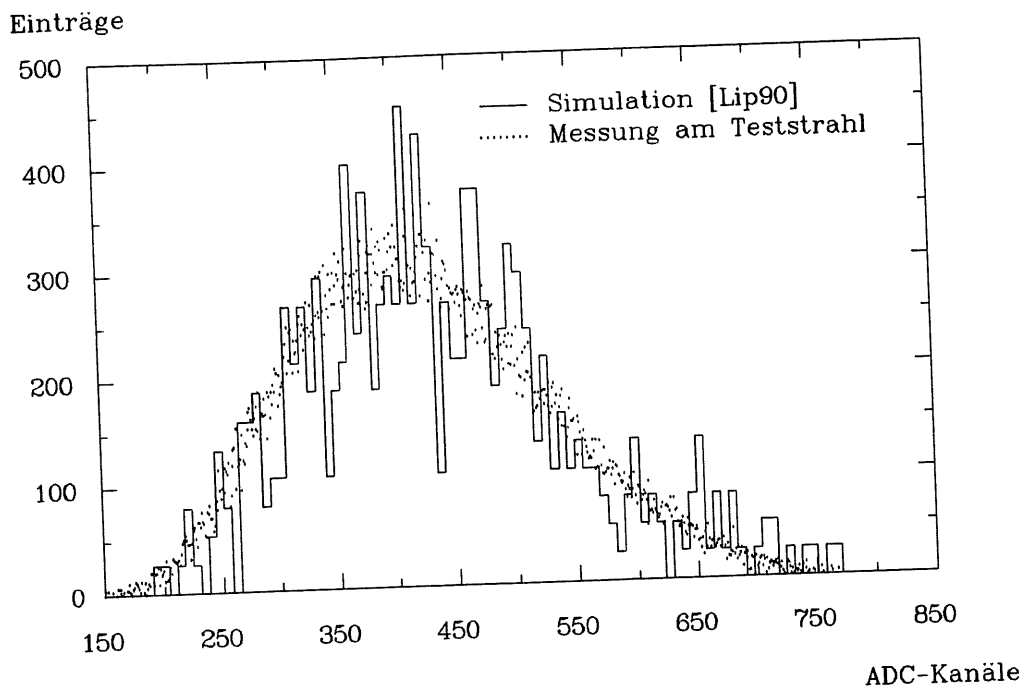


Abb. 4.34: Spektrum der von den hadronischen Wellenlängenschiebern ausgelesenen Signale für eine Elektronenstrahl-Energie von 2 GeV  
 Ein gemessenes 2 GeV-Spektrum der hadronischen Wellenlängenschieber wird mit einem 2 GeV-Spektrum aus Monte-Carlo-Simulationsrechnungen [Lip90] verglichen  
 Die nicht von den hadronischen Wellenlängenschiebern ausgelesenen ersten 15 Blei-Szintillator-Einheiten ( $6.8 X_0$ ) wirken hier als Vorabsorber.

#### Fazit der Teststrahl-Meßzeiten:

- Die Zeitauflösung nimmt mit wachsender Elektronenstrahl-Energie  $E$  proportional zu  $1/E$  ab. Dies erklärt sich durch die mit der Energie wachsenden Steigung des bipolaren Signals im Nulldurchgang des Diskriminators und dem dann geringer werdenden Einfluß des Rausch-‘Jitters’.  
 Die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Shapekonstanten bei einer konstanten Elektronenstrahl-Energie zeigt im Mikrosekundenbereich einen linearen Verlauf und bestätigt damit die Ergebnisse der Vorversuche. Eine genauere Anpassung liefert die Gleichung

$$\sigma_T = \frac{a_3}{E} \sqrt{\tau^3 + \frac{a_2}{a_1} \tau} \quad ,$$

wobei  $a_2$  und  $a_1$  aus unabhängigen Rauschmessungen ermittelt wurden und  $a_3$  der einzig freie Fit-Parameter ist. Diese Abhängigkeit wurde für den Ortec 410 Bipolarshaper mit Nulldurchgangs-Diskriminator (Ortec 420A) ermittelt. Für den CFD ist die Gleichung weniger gut anwendbar.

Die beste Zeitauflösung der Photodioden-Module wurde allerdings mit TFA und CFD zu  $\text{FWHM}=8.8 \text{ ns}$  oder  $\sigma=3.7 \text{ ns}$  gemessen.

Die Messungen mit Bipolarshaper und TSC's ergeben nur für kleine Shapezeiten ( $0.1-0.2 \mu\text{s}$ ) und für den D.L.-Mode gute Zeitaufösungen, wobei die Bestwerte hier um  $20 \text{ ns}$  für Elektronenstrahl-Energien  $\geq 5 \text{ GeV}$  liegen.

- Die Zeitauflösung des schnellen Shapers der LAr-Trigger-Elektronik führt zu der Abschätzung, daß bei einem vollständigem Schauereinschluß in einem 'Trigger-Tower' aus vier benachbarten Modulen bei 5 GeV eine 'Bunchcrossing'-Zuordnung mit  $5.7\sigma$  Abstand möglich ist (bei 3 GeV noch  $3.9\sigma$  Abstand). Dies gilt für die Messungen mit einem Ortec 420A als Nulldurchgangs-Diskriminator. Messungen mit dem LAr-Trigger-Diskriminator müssen noch durchgeführt werden.
- Untersuchungen der Zeit- und Energiesignale an einem Photomultiplier-Modul ergeben wie erwartet Zeitaufösungen, die im Bereich von 1 ns liegen, also einen Faktor 10 besser sind, als die besten Werte für die Photodioden-Module. Die Ortsabhängigkeiten des Photomultiplier-Moduls zeigen eine gute qualitative Übereinstimmung mit früheren Messungen an Photodioden-Modulen.
- Die neue Modulkonfiguration mit den VITROHM-Vorverstärkern und den Instituts- 'Motherboards' zeigt im DESY-Teststrahlexperiment eine signifikante Verbesserung des Rauschterms auf etwa 70 MeV äquivalenter Elektronenenergie, d.h. das mit Photodioden ausgestattete Kalorimeter ist für Energien  $\geq 2$  GeV dem Kalorimeter mit Photomultiplierauslese äquivalent. Die Verbesserung des Rauschterms ist im wesentlichen auf die Elimination von korreliertem Rauschen zurückzuführen.
- Die Rauschmessungen an den Einzeldioden mit Rauschbeträgen unter 500 e sind nun im Rahmen der Meßgenauigkeit konsistent mit den Messungen am DESY-Teststrahl, für die man allerdings etwas bessere Rauschwerte um 60 MeV erwarten würde. Für minimalionisierende Muonen, die longitudinal durch das Kalorimeter fliegen, darf man für das Energiesignal mit einem Rauschabstand von  $4-5\sigma$  rechnen. Sie liefern damit einen wichtigen unteren Energiekalibrationspunkt der Module bei ca. 36 MeV deponierter Energie (entsprechend 277 MeV Elektronenenergie).
- Die z-Abhängigkeit des Ansprechvermögens der Wellenlängenschieber wurde durch Vorwärts- und Rückwärtseinschuß in die Module getestet. Die gemessenen Signaländerungen waren aber deutlich kleiner als erwartet. Die Form von Elektronenspektren der hadronischen Wellenlängenschieber ist konform mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen.

## Kapitel 5

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen zur Zeit- und Energieauflösung und zum Rauschverhalten von Kalorimeter-Modulen des BEMC – dies ist das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors – durchgeführt.

In Vorversuchen mit  $\gamma$ -Quellen unter Verwendung der Photodioden als Halbleiterzähler wurde die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Shapekonstanten für verschiedene Kombinationen von Shapeverstärkern und Zeitdiskriminatoren untersucht.

Die beste Zeitauflösung für Bipolarshaper und Nulldurchgangs-Diskriminator lag bei ca. 26 ns und für TFA und CFD bei ca. 15 ns FWHM, wobei das Zeitsignal aus den Signalen von zwei Photodioden generiert wurde, also mit  $1/\sqrt{2}$  zu korrigieren ist.

Die ebenfalls durchgeführten Rauschmessungen verhalten sich wie erwartet. Minimales Rauschen ergibt sich bei Shapekonstanten von ca.  $2 \mu\text{s}$  mit einem Rausch- $\sigma$  von ca. 500 e für eine Photodiode.

Insbesondere zeigt sich, daß das elektronische Rauschen in Abhängigkeit von der Shapekonstanten  $\tau$  durch die Gleichung  $\sigma_N = \sqrt{a_1\tau + a_2/\tau}$  parametrisiert werden kann und die Zeitunschärfe durch  $\sigma_T \sim (\sigma_N\tau)/E$  gegeben ist, wobei E die Signalhöhe – also für die Teststrahlungsmessungen die Elektronenstrahl-Energie – darstellt.

In drei DESY-Teststrahl-Meßzeiten wurden Zeit- und Energieauflösung der mit Photodioden ausgelesenen BEMC-Kalorimetermodule bei verschiedenen Einschußenergien gemessen und der Rauschterm in der Energieauflösung mit dem Photodiodenrauschen verglichen. Die Energieauflösung der Kalorimetermodule in der neuen Konfiguration zeigt aufgrund der modifizierten 'Frontend'-Elektronik ein gegenüber einer älteren Konfiguration vierfach verbessertes Rauschverhalten mit einem Rauschterm von  $6.9\%/E$ , was etwa 70 MeV äquivalenter Elektronenenergie entspricht. Korrelierte Rauschbeiträge können weitgehend ausgeschlossen werden.

Die Zeitauflösung konnte durch eine Kombination der oben angegebenen Gleichungen für  $CR-(RC)^2$ -Shaping (Ortec 410) recht gut wiedergegeben werden. Für den CFD ist diese Beziehung für die Beschreibung der Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Shapekonstanten weniger gut anwendbar.

Die besten Zeitaufösungen aus den Teststrahl-Messungen mit den Photodioden-Modulen lagen bei ca. 20 ns für Bipolarshaper mit Nulldurchgangs-Diskriminatoren und bei ca. 9 ns für TFA-CFD-Messungen, wobei jeweils das Modulsignal gegen einen dazu "zeitscharfen" Triggerpuls gemessen wurde.

Vergleichbare Messungen mit einem Photomultiplier-Modul und TFA zeigen dagegen – wie auch zu erwarten ist – Zeitaufösungen im Bereich von 1 ns, die also um einen Faktor 10 besser sind.

Bei der Verwendung der Shaper der LAr-Trigger-Elektronik mit Nulldurchgangs-Diskriminatoren ergaben sich befriedigende Zeitaufösungen mit ca. 20 ns bei 5 GeV Elektronen-



strahl-Energie für 100 ns Shapekonstante (schneller Shaper).

Für Zeitmessungen an Summensignalen von mehreren Modulen, die zu 'Trigger-Tower' zusammengefaßt werden, verschlechtert sich die zu erwartende Zeitauflösung mit der Wurzel aus der Anzahl der Module, d.h. die Zuordnung zu den 'Bunchcrossing'-Signalen mit  $\Delta t = 96$  ns wird für  $E > 5$  GeV in jedem Fall möglich sein. Für das Triggern des BEMC bei kleineren Energien könnte der 'Stand-alone'-Trigger von Kosič, der als 'Single-Stack'-Trigger ausgelegt ist, hilfreich sein.

Für minimalionisierende, längs durch die Kalorimetermodule fliegende Muonen, ist mit einem Energiesignal zu rechnen, das ca.  $4-5\sigma$  über dem Rauschen liegt – natürlich ist externes Triggern erforderlich.

Bei Messungen der Signalhöhe bei Einschuß von der Vorder- bzw. Rückseite der Module wurde eine Differenz von ca. 4% gemessen. Nach vorläufigen Abschätzungen sind Werte um 7% zu erwarten.

Summa summarum sind die gemessenen Zeit- und Energieauflösungen sowie die Rauschmessungen in sich konsistent und entsprechen den Anforderungen an den Detektor. Allerdings stehen noch Untersuchungen mit den Diskriminatoren der LAr-Trigger-Elektronik aus.

## Anhang A

# Kinematisch relevanter Bereich des BEMC

Der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Elektron-Proton-Streuung hängt von zwei lorentzinvarianten Größen ab, wie z.B. den wie folgt definierten Parametern  $x$  und  $Q^2$ :<sup>1</sup>

$$x = \frac{\lambda \sin^2 \theta/2}{E(1 - \frac{\lambda}{\epsilon} \cos^2 \theta/2)} \quad (\text{A.1})$$

$$Q^2 = 4\epsilon\lambda \sin^2 \theta/2 \quad (\text{A.2})$$

$\epsilon$  ist die Energie des Elektrons vor und  $\lambda$  diejenige nach der Streuung,  $\theta$  bezeichnet den Streuwinkel<sup>2</sup> und  $E$  die Energie des Protons vor dem Stoß ( $\epsilon = 30$  GeV und  $E = 820$  GeV). Für die Darstellung von  $\lambda$  gegen  $\theta$  als Funktion von  $x$  bzw.  $Q^2$  gilt dann:

$$\lambda = \frac{Q^2}{4\epsilon \sin^2 \theta/2} \quad (\text{A.3})$$

$$\lambda = \frac{Ex}{\sin^2 \theta/2 + \frac{Ex}{\epsilon} \cos^2 \theta/2} \quad (\text{A.4})$$

Für die maximale Energie des gestreuten Elektrons gilt  $x = 1$ . Daraus folgt:

$$\lambda_{max} = \frac{E}{\sin^2 \theta/2 + \frac{E}{\epsilon} \cos^2 \theta/2} \quad (\text{A.5})$$

In Abb. A.1 sind die Abhängigkeiten der Energie des gestreuten Elektrons gegen den Streuwinkel für verschiedene Werte der kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$  dargestellt. Die gepunktete Linie kennzeichnet den Meßbereich des BEMC, wobei die Linie für  $\lambda_{max}(\theta)$  mit der oben angegebenen Gleichung, d.h. für  $x = 1$ , berechnet wurde. Wie aus Abb. A.1 zu ersehen ist, überdeckt das BEMC die folgenden Bereiche:

$$5 \cdot 10^{-5} \leq x \leq 1$$

$$5 \leq Q^2 \leq 100$$

Die Meßgenauigkeit wird in zwei Regionen des Meßbereichs weiter beschränkt. Im Bereich großer  $x$ -Werte (siehe Abb. A.1 a) liegen die Einzelwerte sehr dicht zusammen, so daß hier eine eindeutige Zuordnung durch die endliche Energieauflösung des BEMC nicht möglich ist. Für kleine Energien  $\lambda$  wird die Signifikanz der Messungen im BEMC durch zusätzliche Hadron-Signale (besonders Pionen) verschlechtert.

<sup>1</sup>Die angegebenen Gleichungen für  $x$  und  $Q^2$  gelten, wenn die Ruhemassen  $m_e = m_p = 0$  gesetzt werden.

<sup>2</sup>Die Winkel  $\theta'$  der HERA-Konvention folgen dann als  $\theta' = 180^\circ - \theta$ .

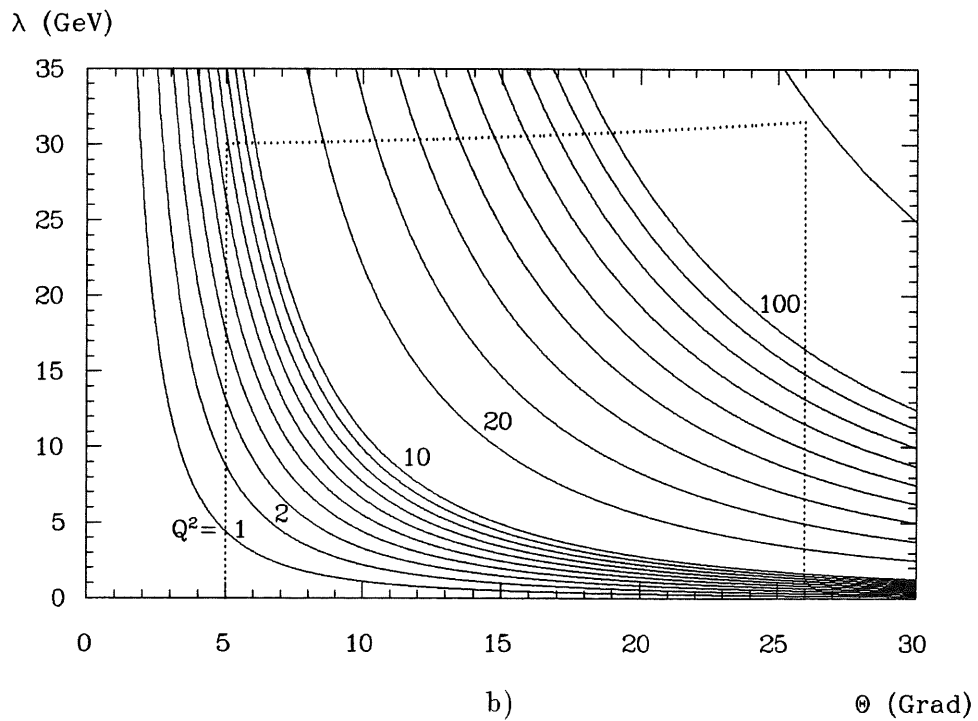
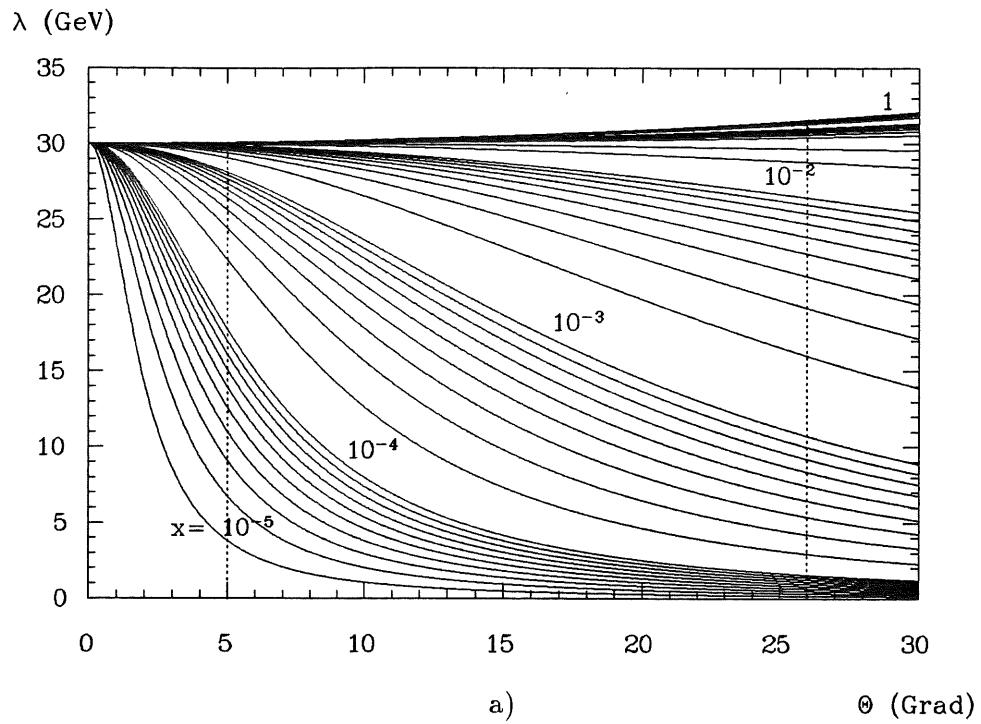


Abb. A.1: Energie-Winkelabhängigkeit für verschiedene Werte der kinematischen Variablen  $x$  (a) und  $Q^2$  (b)  
Die gepunktete Linie stellt den Meßbereich des BEMC dar.

## Anhang B

# Wechselwirkungen von Elektronen bzw. Positronen und $\gamma$ -Quanten mit Materie

### B.1 Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen mit Materie

Für die Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie sind zwei Prozesse von Bedeutung:

- Ionisation und Anregung der Absorberatome  $\longrightarrow$  Ionisationsverluste
- Emission von Bremsstrahlung  $\longrightarrow$  Strahlungsverluste

**Ionisation** oder Anregung der Materie erfolgt durch elastische oder inelastische Stöße der Elektronen und Positronen mit den Atomelektronen. Der mittlere spezifische Ionisationsverlust<sup>1</sup> für Elektronen und Positronen wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Es gilt nach [Ros56, Mus88]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e^4 n_e}{mv^2} \left( \ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} + C \right) \quad (\text{B.1})$$

mit

$$C = (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \quad (\text{B.2})$$

für Elektronen und

$$C = -\frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) \quad (\text{B.3})$$

für Positronen.

Hier ist  $e$  die Elementarladung,  $n_e$  die Elektronendichte des Materials,<sup>2</sup>  $m$  die Ruhemasse des Elektrons,  $v$  die Elektronengeschwindigkeit und  $E = mc^2(\gamma - 1)$  die kinetische Energie

<sup>1</sup>Energieverlust  $dE$  pro Wegstrecke  $dx$ . Oft wird der spezifische Energieverlust auch in Abhängigkeit von der Massenbelegung als Energieverlust  $\frac{dE}{d(\varrho x)}$  angegeben, wobei  $\varrho$  die Dichte des Absorbermaterials beschreibt.

<sup>2</sup> $n_e = N_V Z$  mit der Atomdichte  $N_V = \frac{N_A \varrho}{A}$ .  $N_A$  ist die Avogadrozahl,  $\varrho$  die Dichte,  $A$  die Molmasse und  $Z$  die Ordnungszahl des Absorbers.

des Elektrons<sup>3</sup>.

$I$  ist das mittlere Ionisationspotential, für das mit  $I_0 \simeq 13.5 \text{ eV}$  angenähert gilt:

$$I = I_0 Z \quad (\text{B.4})$$

Wird der bei festen Stoffen durch die Polarisation des Mediums auftretende Dichteeffekt durch den von  $\beta$  abhängigen Term  $\delta$  berücksichtigt, so gilt

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion_\delta} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} - \delta(\beta) . \quad (\text{B.5})$$

Nach [Ros56] gilt für  $\delta(\beta)$

$$\text{bei } \beta < \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad \delta = \frac{4\pi Z n_e}{mv^2} \ln \epsilon_r \quad (\text{B.6})$$

$$\text{und bei } \beta > \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad \delta = \frac{4\pi Z n_e}{mv^2} \left( \ln \frac{\epsilon_r - 1}{1 - \beta^2} + \frac{1 - \epsilon_r \beta^2}{\epsilon_r - 1} \right) . \quad (\text{B.7})$$

$\epsilon_r$  ist die relative Dielektrizitätskonstante.

Im nichtrelativistischen Fall für  $\beta < 0.5$  folgt für Elektronen die einfachere Formel

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4 n_e}{mv^2} \left( \ln \frac{mv^2}{2I} \right) \quad (\text{B.8})$$

und im hochrelativistischen Fall, d.h. für  $\gamma \gg 1$  gilt

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e^4 n_e}{mc^2} \left( \ln \frac{E^2 \gamma}{2I^2} + \frac{1}{\gamma} \right) . \quad (\text{B.9})$$

Für die Ionisationsverluste sind die inelastischen Stöße der Elektronen mit den Hüllenelektronen maßgeblich. Elastische Stöße spielen nur für kleine Energien ( $E < 100 \text{ eV}$ ) eine Rolle.

**Bremsstrahlung** ist die elektromagnetische Strahlung, die Elektronen<sup>4</sup> als geladene, im Coulombfeld der Absorberatome beschleunigte, Teilchen aussenden.

Für den spezifischen Strahlungsverlust folgt nach [Mus88] die Formel

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = N_V E Z^2 f(\ln E) , \quad (\text{B.10})$$

wobei  $f$  eine lineare Funktion der Energie ist.

Für den Energiebereich  $mc^2 < E < 137Z^{-1/3}mc^2$  folgt die Formel:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4N_V \alpha r_e^2 Z^2 \left( \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right) E \quad (\text{B.11})$$

Im hochrelativistischen Bereich, d.h. für  $E \gg 137Z^{-1/3}mc^2$  gilt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4N_V \alpha r_e^2 Z^2 \left( \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right) E \quad (\text{B.12})$$

$\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante und  $r_e$  der klassische Elektronenradius.<sup>5</sup> Verantwortlich für die Strahlungsverluste ist überwiegend die Wechselwirkung der Elektronen mit den

<sup>3</sup> $\beta = \frac{v}{c}$  und  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  mit  $c$ =Vakuumlichtgeschwindigkeit.

<sup>4</sup>Der Begriff Elektron steht im folgenden auch als Synonym für Positron, sofern nicht im Text explizit auf Unterschiede hingewiesen wird.

<sup>5</sup> $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ ,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  ist das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum;  $r_e = \frac{e^2}{mc^2} \approx 2.8 \text{ fm}$ .

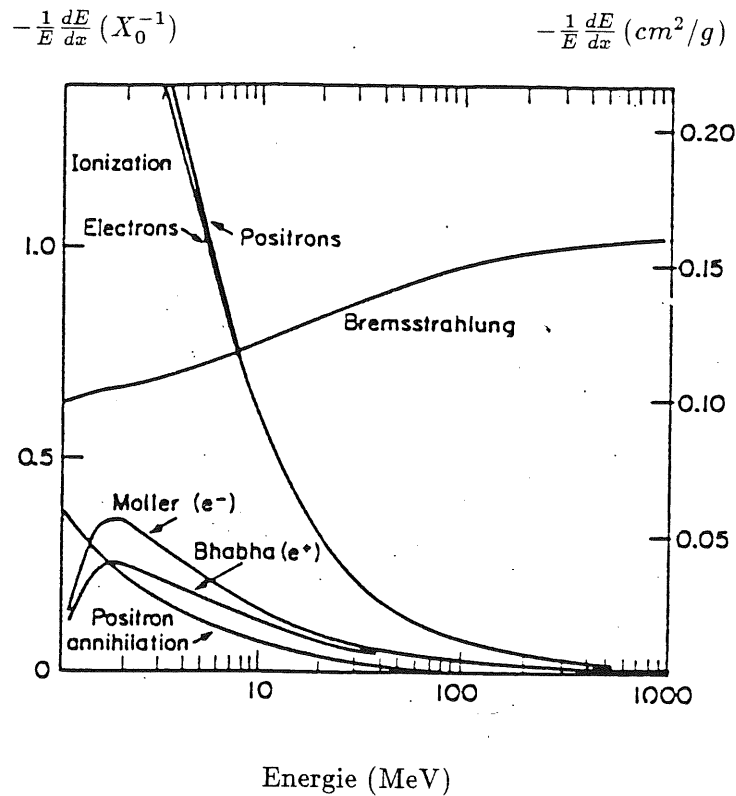


Abb. B.1: Darstellung der Energieverluste von Elektronen und Positronen in Blei (aus [Par88])

Atomkernen des Absorbers.<sup>6</sup>

Der Gesamtenergieverlust ist die Summe aus Ionisations- und Strahlungsverlusten, d.h. es gilt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (\text{B.13})$$

Für das Verhältnis von Strahlungs- zu Ionisationsverlusten folgt für eine Elektronenenergie  $E > 1\text{MeV}$

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} = \frac{E}{E_k} \quad (\text{B.14})$$

Als kritische Energie  $E_k$  wird die Elektronenenergie bezeichnet, bei der Strahlungs- und Ionisationsverluste gleich groß sind. Für  $E \gg E_k$ , d.h. für hochenergetische Elektronen überwiegen Strahlungsverluste, während für  $E \ll E_k$  Ionisationsverluste überwiegen. Es gilt nach [Ama81] als Näherung:

$$E_k = \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (\text{B.15})$$

Für  $E \gg E_k$  folgt aus Gl. B.12 für die Energieabgabe der Elektronen im Absorber:

$$E(x) = E \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (\text{B.16})$$

<sup>6</sup>Die an den Hüllenelektronen erzeugte Bremsstrahlung ist in der Intensität um einen Faktor 10 – 100 kleiner als die durch Wechselwirkung mit den Atomkernen erzeugte Strahlung.

$X_0$  bezeichnet man als Strahlungslänge. Dies ist die absorberspezifische Eindringtiefe bei der die Elektronenenergie auf den  $\frac{1}{e}$ -ten Teil, d.h. auf ca. 37% abgesunken ist.

Aus Gl. B.12 folgt

$$\frac{1}{X_0} = 4N_V \alpha r_e^2 Z^2 \left( \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right) . \quad (\text{B.17})$$

In Kap. 2.1 sind in Tab. 2.1 für einige Materialien die Werte  $E_k$  und  $X_0$  aufgeführt.

Abb. B.1 zeigt die für den Energieverlust in Blei dominierenden Prozesse.

Bei kleineren Energien treten drei weitere Prozesse auf (siehe auch Abb. B.1):

- Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung)
- Positron-Elektron-Streuung (Bhabha-Streuung)
- Positron-Elektron-Annihilation

## B.2 Wechselwirkungen von $\gamma$ -Quanten mit Materie

Für  $\gamma$ -Strahlung (Photonen) sind drei Prozesse charakteristisch für die Wechselwirkung mit Materie.

Dies sind:

- Photoeffekt
- Comptoneffekt
- Paarbildung

Der **Photoeffekt** bezeichnet die Emission eines Elektrons aus einer Schale des Absorbieratoms durch die Absorption eines  $\gamma$ -Quants der Energie  $E_\gamma$ . Die kinetische Energie des emittierten Elektrons (Photoelektron) beträgt

$$E = E_\gamma - E_B^{(i)} . \quad (\text{B.18})$$

$E_B^{(i)}$  ist die Bindungsenergie des Elektrons der  $i$ -ten Schale, die bei hochenergetischen  $\gamma$ -Quanten vernachlässigt werden kann. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt zeigt ausgeprägte Maxima bei  $E_\gamma = E_B^{(i)}$  (siehe Abb. B.3).

Für den Wirkungsquerschnitt bei Absorption aus der K-Schale des Atoms folgt z.B. für den Energiebereich  $E_B^{(K)} < E_\gamma \ll mc^2$  mit  $\varepsilon = E_\gamma/mc^2$  nach [Mus88]

$$\sigma_{ph} = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} \alpha^4 r_e^2 \frac{Z^5}{\varepsilon^{7/2}} = 4\sqrt{2} \alpha^4 \sigma_0 \frac{Z^5}{\varepsilon^{7/2}} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad (\text{B.19})$$

und für  $E_\gamma \gg mc^2$

$$\sigma_{ph} = 4\pi \alpha^4 r_e^2 \frac{Z^5}{\varepsilon} = \frac{3}{2} \alpha^4 \sigma_0 \frac{Z^5}{\varepsilon} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma} . \quad (\text{B.20})$$

Hier ist  $\sigma_0$  der Thomsonsche Wirkungsquerschnitt des Elektrons.<sup>7</sup>

Der Photoeffekt ist wegen der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von  $Z^5/E_\gamma$  bei hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung nur für Absorber mit hohem  $Z$  von Bedeutung.<sup>8</sup>

Der **Comptoneffekt** bezeichnet die Streuung eines  $\gamma$ -Quants an einem quasifreien Hüllenelektron<sup>9</sup> mit Energie- und Impulsübertrag.

<sup>7</sup>  $\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \approx 0.665 \text{ barn}$ ;  $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

<sup>8</sup> Z.B. bei der  $\gamma$ -Spektroskopie mit Szintillations- und Halbleiterdetektoren.

<sup>9</sup> Die Bindungsenergie des Elektrons kann vernachlässigt werden.

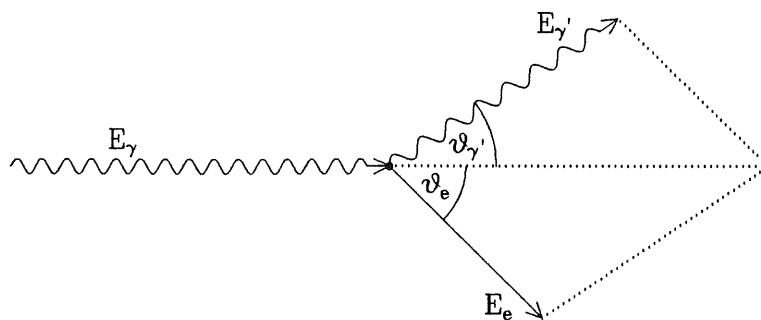


Abb. B.2: Schematische Darstellung des Comptoneffektes

Eine schematische Darstellung des Comptoneffektes zeigt Abb. B.2 .

Mit  $E_\gamma \gg E_B^{(i)}$  und  $\varepsilon = E_\gamma/mc^2$  folgt für die Energie des gestreuten  $\gamma$ -Quants

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta_{\gamma'})} \quad (\text{B.21})$$

und für die Energie des Elektrons

$$E = E_\gamma \frac{\varepsilon(1 - \cos \vartheta_{\gamma'})}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta_{\gamma'})} . \quad (\text{B.22})$$

Der Energieübertrag auf das Elektron wird für  $\vartheta_{\gamma'} = 180^\circ$  maximal (Rückwärtsstreuung des  $\gamma$ 's).<sup>10</sup> Für diesen Fall gilt

$$E_{\gamma'}^{180^\circ} = \frac{E_\gamma}{1 + 2\varepsilon} \quad (\text{B.23})$$

sowie

$$E^{180^\circ} = E_\gamma - E_{\gamma'}^{180^\circ} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + 2\varepsilon}\right) . \quad (\text{B.24})$$

Für den Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung pro Atom folgt aus der Klein-Nishina-Formel nach [Kle87]:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 Z \left( \left( \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \right) \left( \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right) \quad (\text{B.25})$$

Die Formel vereinfacht sich für die Extremfälle:

$$\varepsilon \ll 1 \quad \sigma_c = \frac{8\pi}{3} r_e^2 Z (1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5}\varepsilon^2) \quad (\text{B.26})$$

$$\varepsilon \gg 1 \quad \sigma_c = \pi r_e^2 Z \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right) \quad (\text{B.27})$$

Wird die  $\gamma$ -Energie kleiner als die Bindungsenergie des Elektrons, findet klassische Thomsonstreuung, d.h. elastische Streuung der  $\gamma$ -Quanten an den Atomelektronen mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  statt.

Als **Paarbildung** bezeichnet man die Elektron-Positron-Bildung, die durch Absorption des  $\gamma$ -Quants im Coulombfeld eines Atomkerns entsteht. Dieser Prozeß ist nur für Energien  $E_\gamma > 2mc^2 = 1.022 \text{ MeV}$  energetisch möglich und stellt den dominierenden Prozeß

<sup>10</sup>In der  $\gamma$ -Spektroskopie wird diese Energie als Comptonkante bezeichnet.



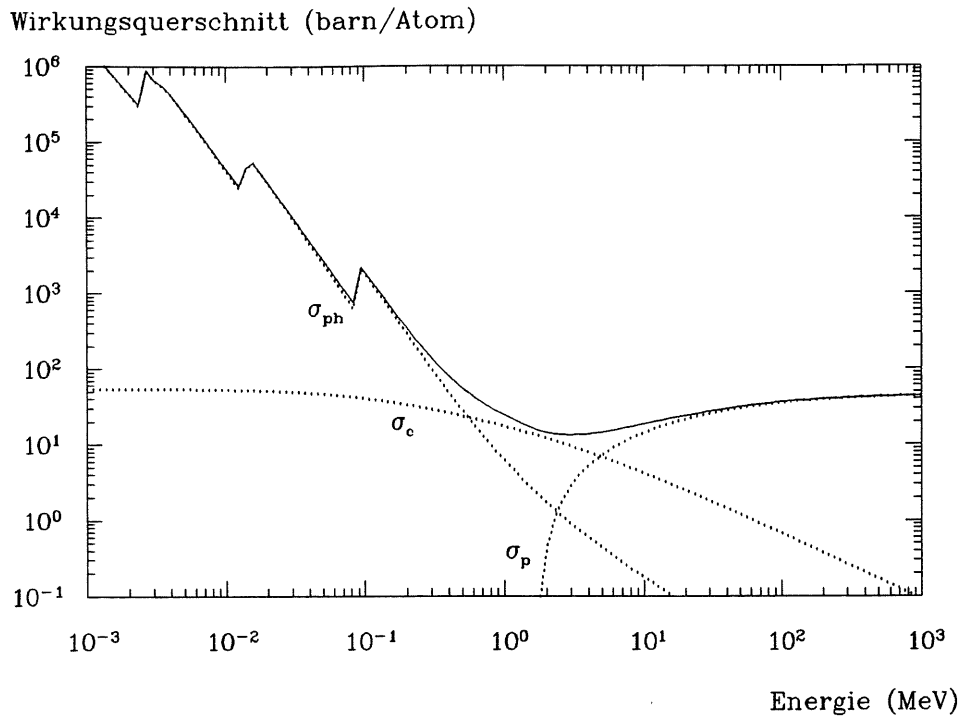


Abb. B.3: Darstellung der Wirkungsquerschnitte für  $\gamma$ -Wechselwirkungen mit Blei. In der Darstellung sind  $\sigma_{ph}$ ,  $\sigma_c$  und  $\sigma_p$  die Einzelwirkungsquerschnitte für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung [Bau88].

für hochenergetische  $\gamma$ -Quanten dar.<sup>11</sup>

Im Energiebereich  $E_\gamma \leq 137Z^{-1/3}mc^2$  folgt für die Paarbildungswahrscheinlichkeit pro Atom nach [Ros56]

$$\sigma_p = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln 2\varepsilon - \frac{109}{54} \right) \quad (\text{B.28})$$

und bei  $E_\gamma \gg 137Z^{-1/3}mc^2$  gilt

$$\sigma_p = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad (\text{B.29})$$

Im hochrelativistischen Bereich ist  $\sigma_p$  also nicht mehr von  $E_\gamma$  abhängig.

Die Energieabnahme der  $\gamma$ -Strahlung setzt sich aus den drei beschriebenen Prozessen zusammen.

Es gilt

$$E_\gamma(x) = E_\gamma \exp(-\mu x) \quad (\text{B.30})$$

mit dem Absorptionskoeffizienten<sup>12</sup>  $\mu$  ( $\text{m}^{-1}$ ) und

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_p = N_V(\sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_p) \quad (\text{B.31})$$

Unter Vernachlässigung des letzten Terms aus Gl. B.29 folgt für den Paarbildungs-Absorptionskoeffizienten:

$$\mu_p = 4N_V\alpha r_e^2 Z^2 \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{1}{X_D} \quad (\text{B.32})$$

In Analogie zur Strahlungslänge wird dann die Konversionslänge  $X_D$  eingeführt, die die

<sup>11</sup>Es ist auch Paarbildung im Coulombfeld eines Elektrons möglich. Allerdings gilt hier wegen der im Vergleich zum Atomkern kleinen Elektronenmasse für die Schwellenenergie:  $E_\gamma > 4mc^2 = 2.044 \text{ MeV}$ .

<sup>12</sup>Oft wird auch der nicht von der Absorberdichte abhängige Massenabsorptionskoeffizient  $\mu' = \mu/\rho$  angegeben. Mit der Massenbelegung  $x' = \rho x$  ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) gilt dann  $E_\gamma(x') = E_\gamma \exp(-\mu' x')$ .

Z des Absorbers

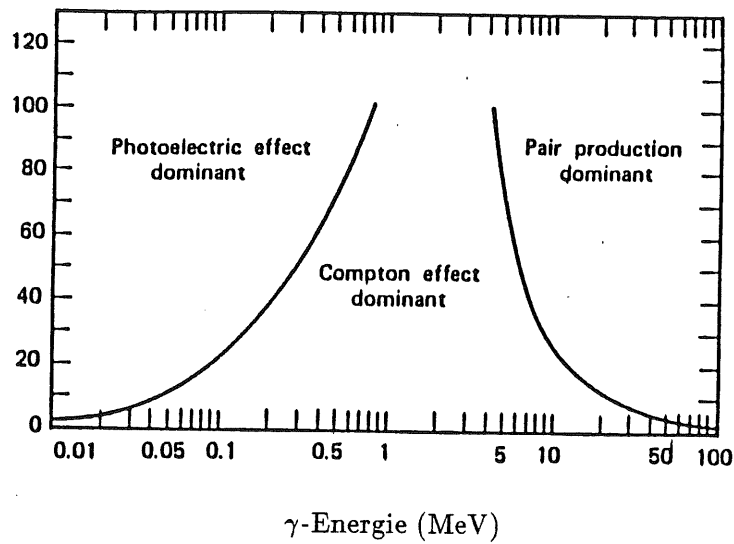


Abb. B.4: Dominierende Prozesse der Wechselwirkungen von  $\gamma$ -Strahlung mit Absorbieren verschiedener Ordnungszahl  $Z$   
 Für die eingezeichneten Linien gilt  $\sigma_{ph} = \sigma_c$  bzw.  $\sigma_c = \sigma_p$ .  
 (aus [Kno79])

Energieabnahme durch Paarbildung beschreibt:

$$E_{\gamma p}(x) = E_{\gamma p} \exp\left(-\frac{x}{X_D}\right) \quad (\text{B.33})$$

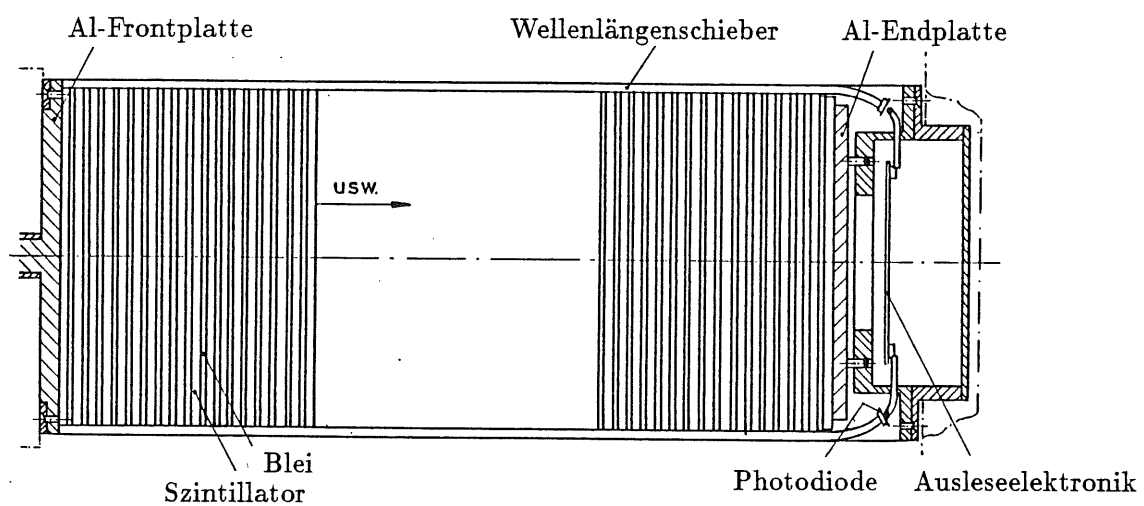
Ein Vergleich mit der Strahlungslänge nach Gl. B.17 ergibt:

$$X_D \simeq \frac{9}{7} X_0 \quad (\text{B.34})$$

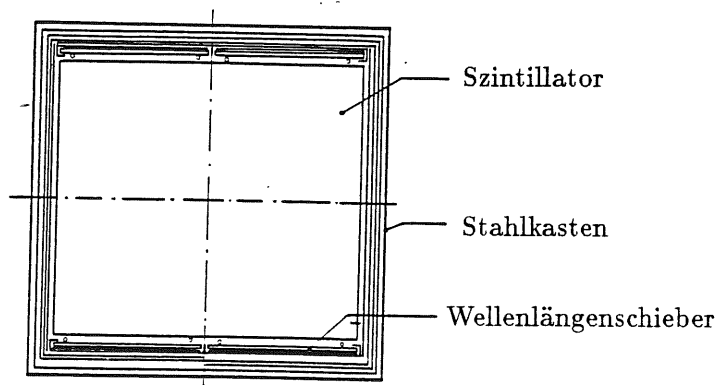
In Abb. B.3 sind die Wirkungsquerschnitte der drei beschriebenen  $\gamma$ -Wechselwirkungen für Blei angegeben. Abb. B.4 zeigt, in welchen Energiebereichen die drei beschriebenen Prozesse für Absorber mit verschiedener Ordnungszahl  $Z$  dominieren.

## Anhang C

# Aufbau eines Kalorimetermoduls



a) Längsschnitt



b) Querschnitt  
(nicht maßstabsgerecht)

Abb. C.1: Aufbau eines Kalorimeter-Moduls der neuen Konfiguration – Schnittbild  
a) Längsschnitt und b) Querschnitt eines quadratischen Moduls.

## Anhang D

# Photodioden- und Photomultiplierdaten

HAMAMATSU Photodiode	S2575	S1790-02
Sensitive Fläche	$3.4 \times 30 \text{ mm}^2$	$10 \times 10 \text{ mm}^2$
Sensitiver Wellenlängenbereich	320-1060 nm	
Maximale Empfindlichkeit	$900 \pm 50 \text{ nm}$	
Quantenausbeute $\geq 75\%$	600-940 nm	
Spektrale Empfindlichkeit		
-im Maximum	0.6 A/W	
-bei 480 nm	0.25 A/W	
Dunkelstrom bei $U_{Bias}=30 \text{ V}$		
-Typischer Wert	1.5 nA	1.0 nA
-Maximaler Wert	ca. 5 nA	
Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms	$\times 1.15/^{\circ}\text{C}$	
Übergangskapazität bei $U_{Bias}=30 \text{ V}$	80 pF	70 pF
Anstiegszeit (10%-90%) bei $U_{Bias}=30 \text{ V}$ nach Laserdioden-Anregung (800 nm)	15 ns	
Abschneidefrequenz bei $U_{Bias}=30 \text{ V}$	30 MHz	
Maximale Bias-Spannung	ca. 50 V	
Fenstermaterial	Resin	

Tab. D.1: Daten der HAMAMATSU-Photodioden S2575 und S1790-02  
(nach[Ham86])

<b>HAMAMATSU Photomultiplier</b>		<b>R2182</b>
Abmessungen		
-Maximaler Durchmesser		51.5 mm
-Kathodendurchmesser		38 mm
-Maximale Länge des Glaskolbens		81 mm
-Gesamtlänge		105 mm
Zahl der Dynoden		8
Maximale Betriebsspannung		2000 V
Maximale Spannung zwischen Anode und letzter Dynode		250 V
Mittlerer Anodenstrom		0.1 mA
Dunkelstrom		ca. 5 nA
Kathode		
-Material		Bialkali
-Fenstermaterial		Borosilikat
Sensitiver Wellenlängenbereich		300-650 nm
Maximale Empfindlichkeit bei		420 nm
Quantenausbeute bei 390 nm		22%
Verstärkungsfaktor		ca. 1000

Tab. D.2: Daten des HAMAMATSU-Photomultipliers R2182  
(nach [Ham85])

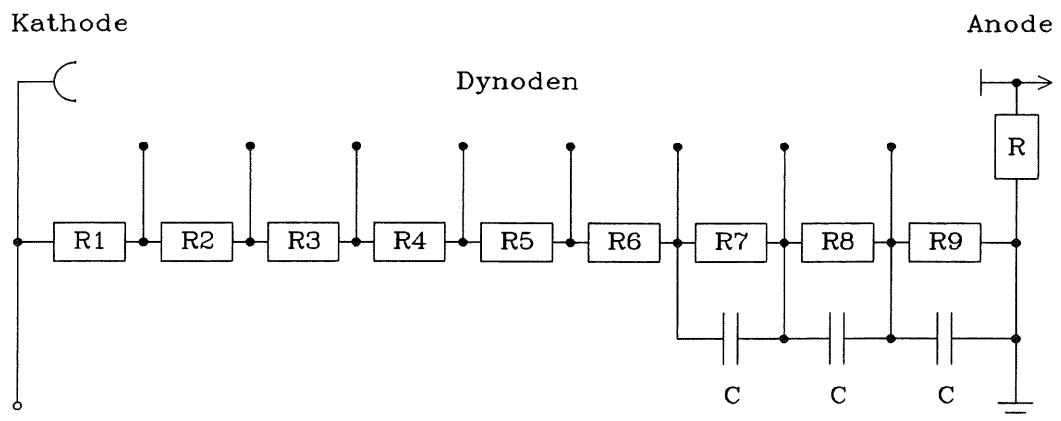


Abb. D.1: Spannungsteiler für den 8-stufigen Photomultiplier R2182 von HAMA-  
MATSU  
(nach [Ham85])

$$\begin{aligned}
 &\text{Betriebsspannung: } 1500 \text{ V} \\
 R_1 &= 470 \text{ k}\Omega \\
 R_2 = R_3 = \dots = R_9 &= 220 \text{ k}\Omega \\
 R &= 10 \text{ k}\Omega \\
 C &= 6.8 \text{ nF}
 \end{aligned}$$

## Anhang E

# Uni- und bipolare Pulsformen der Shapeverstärker

### Messung der uni- und bipolaren Pulsformen der Shapeverstärker

Ein definiertes Testpulsersignal (BNC pulse generator PB-K) wurde direkt auf den Shapeverstärker gegeben und die Zeiten der uni- und bipolaren Ausgangssignale (siehe Abb. E.1) mit einem Oszilloskop gemessen.

Testpulsersignal:

Anstiegszeit  $T_r = 50 \text{ ns}$

Abfallzeit  $T_f = 50 \mu\text{s}$

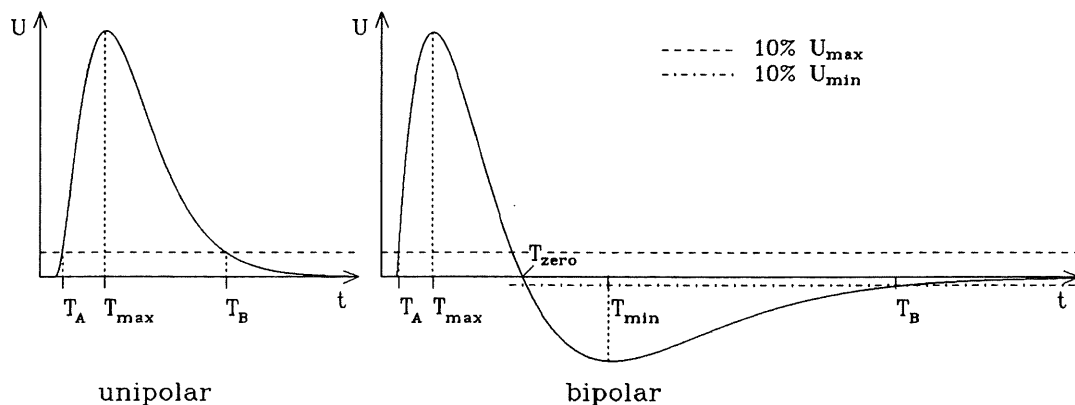


Abb. E.1: Schematische Darstellung der uni- und bipolaren Pulsformen der Shapeverstärker

Die in Tab. E.1 angegebenen Zeiten beziehen sich auf die Darstellung und wurden an einem Oszilloskop abgelesen. Die Werte für  $T_A$  und  $T_B$  wurden bei  $10\% U_{max}$  bzw.  $10\% U_{min}$  bestimmt.

**Meßergebnisse:** (Alle Zeitangaben in  $\mu\text{s}$ )

<b>Ortec 572</b>	aktives Netzwerk					
	unipolar		bipolar			
Shapekonstante	$T_B - T_A$	$T_{\max}$	$T_B - T_A$	$T_{\max}$	$T_{\text{zero}}$	$T_{\min}$
0.5	2.6	1.0	3.6	0.8	1.2	1.7
1.0	4.8	2.0	6.3	1.3	2.3	3.3
2.0	8.6	4.0	11.0	2.2	4.4	6.2

<b>Ortec 410</b>	1×INT und 2×DIFF Mode					
	unipolar		bipolar			
Shapekonstante	$T_B - T_A$	$T_{\max}$	$T_B - T_A$	$T_{\max}$	$T_{\text{zero}}$	$T_{\min}$
0.1	1.0	0.2	1.1	0.15	0.38	0.48
0.2	1.2	0.3	1.6	0.22	0.58	0.84
0.5	2.8	0.7	4.0	0.42	1.4	1.45
1.0	5.3	1.1	7.0	0.75	2.2	3.1
2.0	10.0	1.9	16.0	1.5	4.0	6.2
D.L.	-	-	1.9	-	0.95	-

<b>Ortec 450</b>	aktives Netzwerk					
	unipolar		bipolar			
Shapekonstante	$T_B - T_A$	$T_{\max}$	$T_B - T_A$	$T_{\max}$	$T_{\text{zero}}$	$T_{\min}$
0.1	0.6	0.28	1.0	0.26	0.4	0.56
0.25	1.8	0.66	2.4	0.53	0.90	1.22
0.5	3.3	1.1	4.8	0.9	1.6	2.4
1.0	7.5	2.3	9.8	1.9	3.0	4.4
2.0	11.0	3.3	13.0	2.5	4.4	6.5

Tab. E.1: Messung der uni- und bipolaren Pulsformen der verwendeten Shapeverstärker

Die Zeiten beziehen sich auf Abb. E.1.

Für den D.L.-Mode des Ortec 410 gibt es nur ein bipolares Signal mit spezieller Signalform (siehe Kap. 2.3.1).

## Anhang F

# Shaper der LAR-Trigger-Elektronik

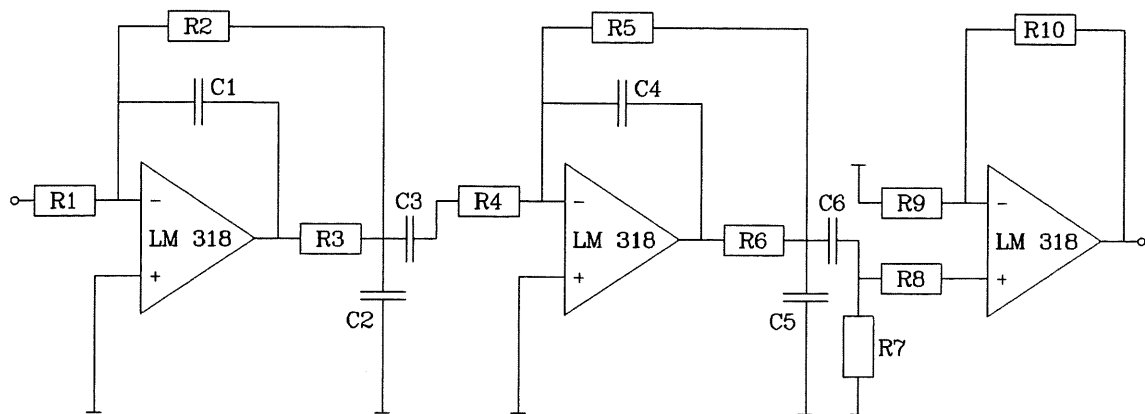


Abb. F.1: Elektronischer Aufbau der Shaper der LAR-Trigger-Elektronik  
Dargestellt ist die Schaltung für den schnellen und langsamen Triggerzweig (schneller/langsamer Shaper) die aus zwei aktiven Tiefpässen mit dem Operationsverstärker LM318 und zwei passiven Hochpässen ( $C_3, R_4$  und  $C_6, R_7$ ) besteht.  
(nach [Bre87])



## Belegung der in Abb. F.1 dargestellten Schaltung

langsamer Shaper:		schneller Shaper:	
$R_1$	= 10 k $\Omega$	$R_1$	= 10 k $\Omega$
$R_2$	= 11 k $\Omega$	$R_2$	= 11 k $\Omega$
$R_3$	= 348 $\Omega$	$R_3$	= 348 $\Omega$
$R_4$	= 10 k $\Omega$	$R_4$	= 10 k $\Omega$
$R_5$	= 33 k $\Omega$	$R_5$	= 22 k $\Omega$
$R_6$	= 362 $\Omega$	$R_6$	= 362 $\Omega$
$R_7$	= 10 k $\Omega$	$R_7$	= 10 k $\Omega$
$R_8$	= 1 k $\Omega$	$R_8$	= 1 k $\Omega$
$R_9$	= 1 k $\Omega$	$R_9$	= 1 k $\Omega$
$R_{10}$	= 2.7 k $\Omega$	$R_{10}$	= 3.9 k $\Omega$
$C_1$	= 27 pF	$C_1$	= 12 pF
$C_2$	= 220 pF	$C_2$	= 100 pF
$C_3$	= 15 pF	$C_3$	= 6.8 pF
$C_4$	= 10 pF	$C_4$	= 5.6 pF
$C_5$	= 390 pF	$C_5$	= 180 pF
$C_6$	= 56 pF	$C_6$	= 27 pF

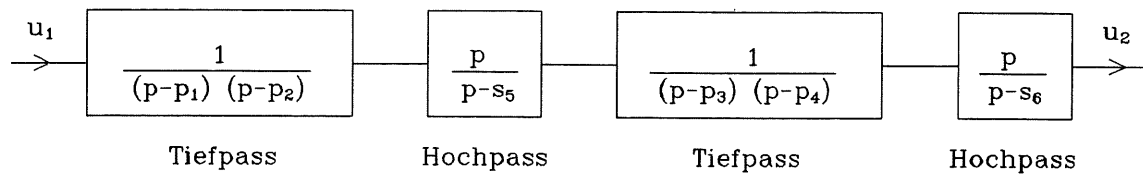


Abb. F.2: Übertragungsfunktion der Shaper der LAr-Trigger-Elektronik  
 Dargestellt sind die einzelnen Übertragungsfunktionen der Tief- und Hochpässe der Übertragungskette. Für die Hochpässe gilt:  $s_5 = 1/R_4C_3$  und  $s_6 = 1/R_7C_6$ .  
 (nach [Bre87])

Gesamt-Übertragungsfunktion:

$$A(p) = \frac{p^2}{(p-p_1)(p-p_2)(p-s_5)(p-p_3)(p-p_4)(p-s_6)}$$

langsamer Shaper:

$$\begin{aligned} p_{1,2} &= 0.5 \cdot (-1.437 \pm 0.334i) \cdot 10^7 s^{-1} \\ p_{3,4} &= 0.5 \cdot (-0.767 \pm 0.722i) \cdot 10^7 s^{-1} \\ s_5 &= 0.5 \cdot (-1.471) \cdot 10^7 s^{-1} \\ s_6 &= 0.5 \cdot (-0.370) \cdot 10^7 s^{-1} \end{aligned}$$

schneller Shaper:

$$\begin{aligned} p_{1,2} &= (-1.437 \pm 0.334i) \cdot 10^7 s^{-1} \\ p_{3,4} &= (-0.767 \pm 0.722i) \cdot 10^7 s^{-1} \\ s_5 &= -1.471 \cdot 10^7 s^{-1} \\ s_6 &= -0.370 \cdot 10^7 s^{-1} \end{aligned}$$

## Anhang G

# Ortsabhängigkeiten des Photomultiplier-Moduls

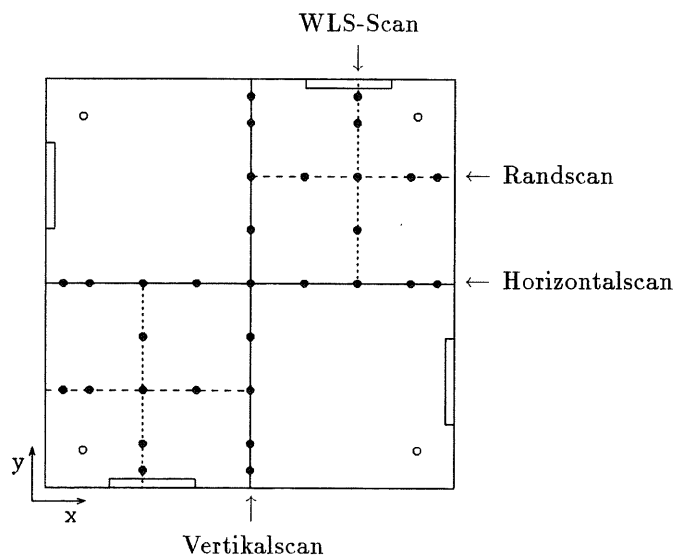


Abb. G.1: Ortsscan-Punkte des Photomultiplier-Moduls

Die Maße der Modulfläche sind  $153 \times 153 \text{ cm}^2$ .

Die Messungen für den Ortsscan gingen jeweils vom Mittelpunkt des Moduls, d.h. von Punkt  $(x=76.5 \text{ cm}, y=76.5 \text{ cm})$  aus. Es wurden dann Meßpunkte im Abstand von 2 cm bzw. 1 cm am Modulrand (bei x bzw.  $y=6.5 \text{ cm}$  resp.  $146.5 \text{ cm}$ ) gewählt.

Die Meßpunkte sind als ausgefüllte Kreise dargestellt.

Es wurden drei verschiedene Scantypen durchgemessen:

a) Vertikal- bzw. Horizontalscans mit  $x=76.5 \text{ cm}$  bzw.  $y=76.5 \text{ cm}$  (durchgezogene Linien)

b) Wellenlängenschieber-Scans (WLS-Scans) mit  $x=36.5 \text{ cm}$ ,  $y \leq 76.5 \text{ cm}$  bzw.  $x=116.5 \text{ cm}$ ,  $y \geq 76.5 \text{ cm}$  (gepunktete Linien)

c) Randscans mit  $y=36.5 \text{ cm}$ ,  $x \leq 76.5 \text{ cm}$  bzw.  $y=116.5 \text{ cm}$ ,  $x \geq 76.5 \text{ cm}$  (gestrichelte Linien)

Die in den folgenden Abbildungen dargestellten Ergebnisse der Ortsscans sind entsprechend a), b) und c) als durchgezogene, gepunktete bzw. gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Energie normiert (GeV)

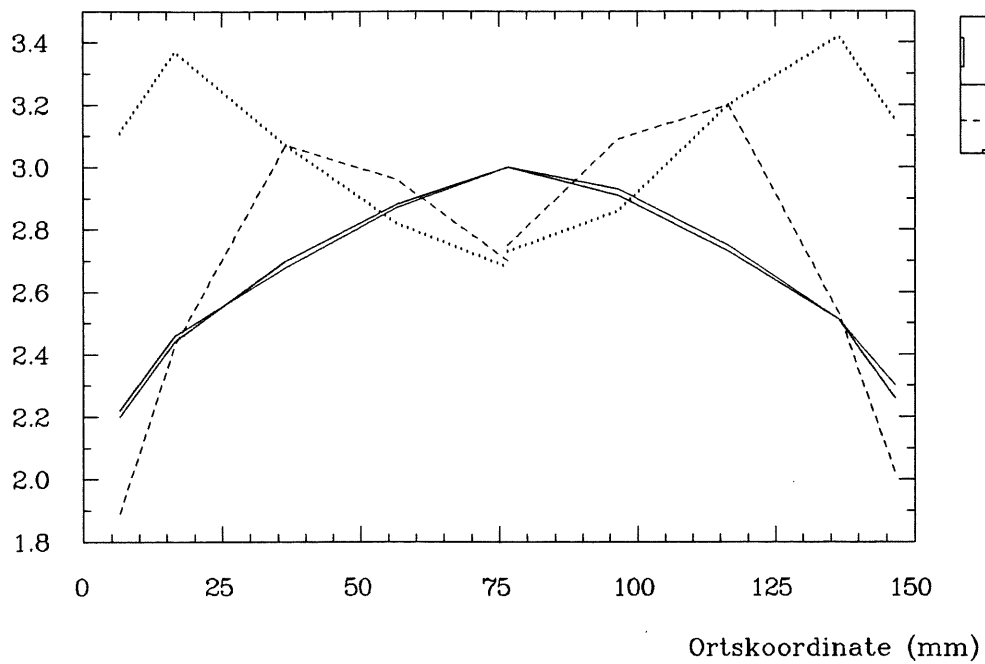


Abb. G.2: Ortsabhängigkeit der Energiesignale des Photomultiplier-Moduls  
Die Energiewerte sind auf 3 GeV bei Zentraleinschuß normiert.

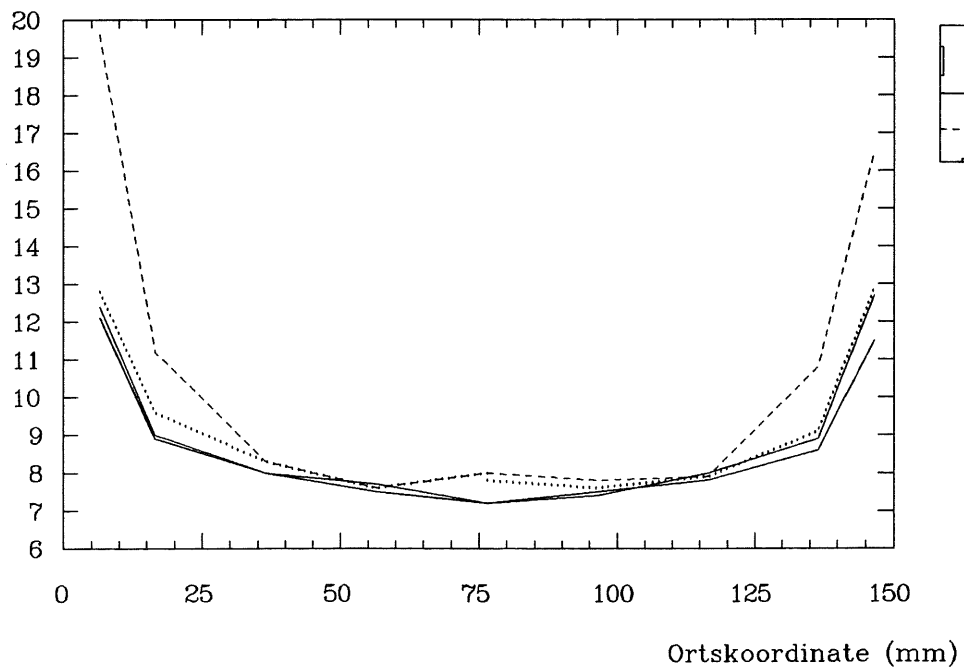
 $\sigma/E$  (%)

Abb. G.3: Ortsabhängigkeit der Energieauflösung des Photomultiplier-Moduls

Zeitauflösung-FWHM (ns)

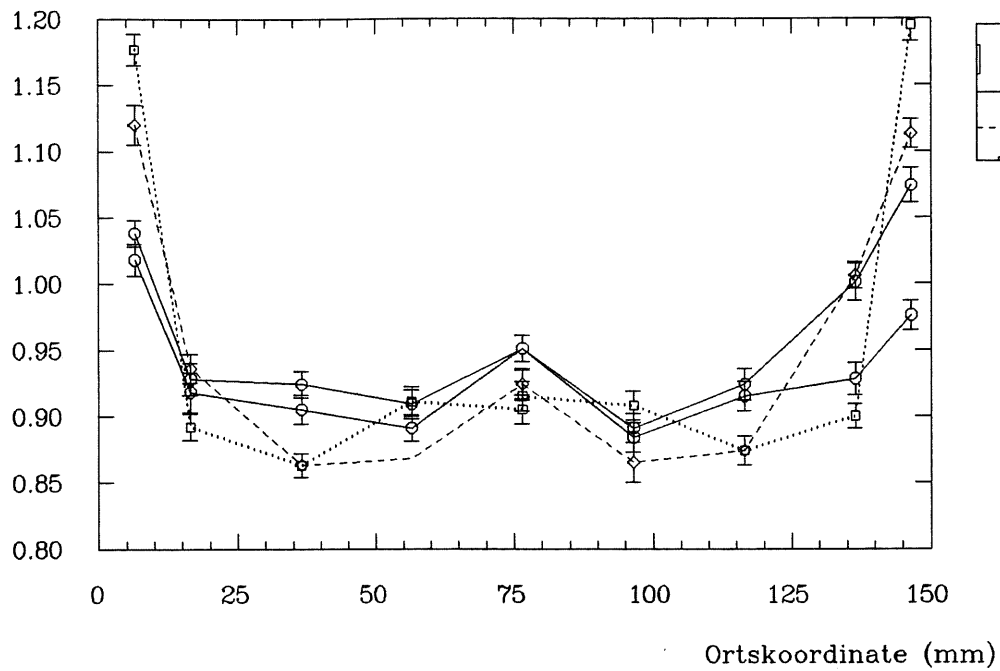


Abb. G.4: Ortsabhängigkeit der Zeitauflösung des Photomultiplier-Moduls

Laufzeitunterschiede (ns)

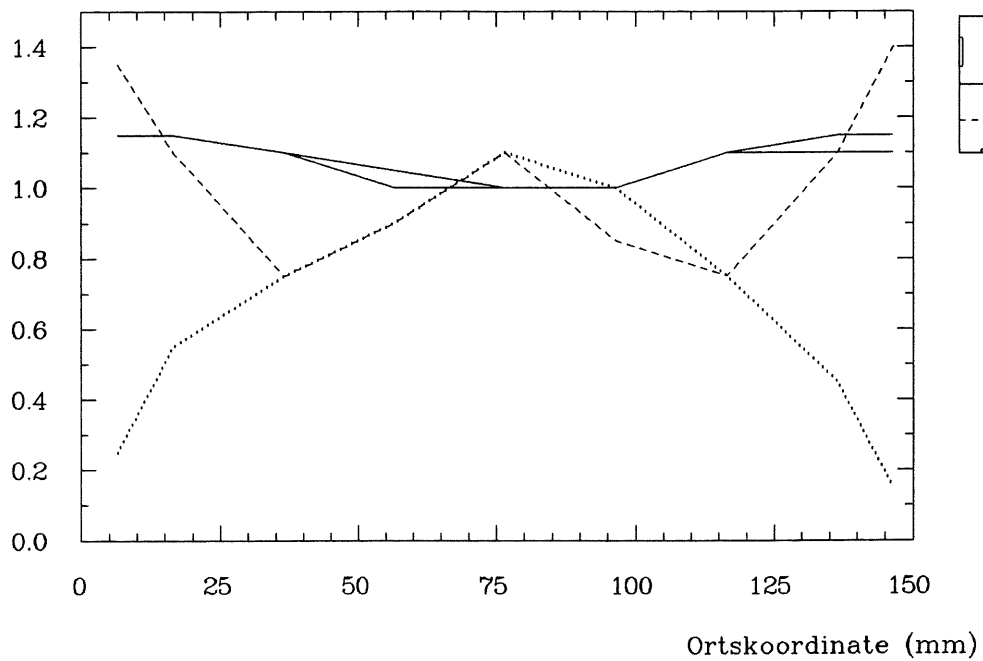


Abb. G.5: Ortsabhängigkeit der Signal-Laufzeiten des Photomultiplier-Moduls  
 Die Werte sind auf den willkürlich festgelegten Wert von 1 ns bei Zentralschuss bezogen. Der Fehler der Meßwerte liegt bei 50 ps.

## Anhang H

# Vorverstärker-Rauschmessungen

Die Rauschmessungen wurden mit einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle an einem Quadratmodul der alten Konfiguration durchgeführt. Die Quelle wurde außen auf das Modul, das durch ein Kupfergehäuse elektronisch abgeschirmt war, in der Nähe der Photodiode befestigt.

Das 'Motherboard' war so aufgebaut, daß verschiedene Vorverstärker getestet werden konnten.

Die Versorgungsspannung  $U_0$  der Vorverstärker wurde durch ein 40-poliges Kabel (30 m 'Twisted Pair') von einem speziellen NIM-Einschub geliefert oder durch ein Batterie-Pack (Bat.).<sup>1</sup>

Die Bias-Spannung konnte intern über den NIM-Einschub oder extern durch eine Spannungsversorgung (Ortec 210) gewählt werden und wurde mit einem Digital-Voltmeter auf  $\pm 0.1$  V Genauigkeit eingestellt.

Bei der Messung wurden drei Vorverstärker-Typen (VV) untersucht:

Vit.=VITROHM, MPI, Si.=SILENA

Es wurde dann jeweils das  $\sigma$  von Testpulsersignalen ( $\sigma_T$ ) bzw. das des 59.5 keV Photo-peaks der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle ( $\sigma_Q$ ) gemessen und in ENC (e) umgerechnet wurde.

Als Shapeverstärker wurden ein Emetron e.m. 1003 bzw. ein Ortec 572, jeweils mit einer Shapekonstanten von  $2\mu\text{s}$ , verwendet.

Abb. H.1 zeigt als Beispiel ein Meßspektrum.

In Tab. H.1 sind alle Meßwerte aufgeführt.

Ein Punkt der Untersuchung war, ob es ein Übersprechen der Diodensignale auf dem 'Motherboard' gibt. Dafür wurde die Diode 1 mit einem Extraanschluß versehen. Diode 2 hatte dagegen den normalen Signalanschluß auf dem 'Motherboard'.

Bei einigen Messungen wurde die Diode abgelötet und durch eine Test-Kapazität  $C$  ersetzt.

Ergebnisse der Messungen sind:

- Das  $\sigma_T$ -Rauschen der VITROHM-Vorverstärker (neue Serie) liegt im Bereich von ca. 450 bis 530 e und ist damit geringer als das Rauschen des SILENA- bzw. MPI-Vorverstärkers.
- Eine Versorgungsspannung von 15 V und ein Bias von 24 V sind optimal.
- Ein Übersprechen der Diodensignale auf dem 'Motherboard' konnte nicht festgestellt werden.
- Zwischen Rausch-ENC und Testkapazität  $C$  ergibt sich der nach Gl. 2.50 zu erwartende Zusammenhang.
- Bei einer offenen Messung ohne Photodiode bzw. Test-Kapazität wurde, wie zu erwarten war, kein Einfluß der Bias-Spannung auf das ENC-Rauschen festgestellt.

<sup>1</sup>'Motherboard' und NIM-Einschub wurden in der Elektronik-Werkstatt des Institutes hergestellt [Koc89].

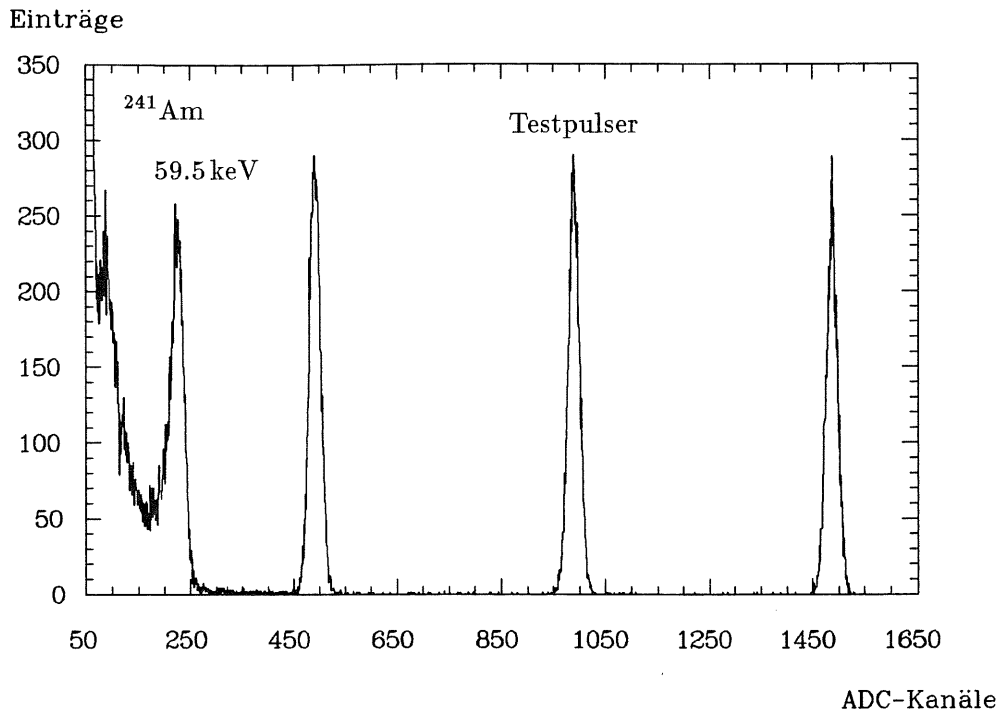


Abb. H.1:  $^{241}\text{Am}$ - und Testpulsspektrum der Vorverstärker-Rauschmessungen.  
Gezeigt sind der 59.5 keV Photopeak von  $^{241}\text{Am}$  und Testpulsersignale.

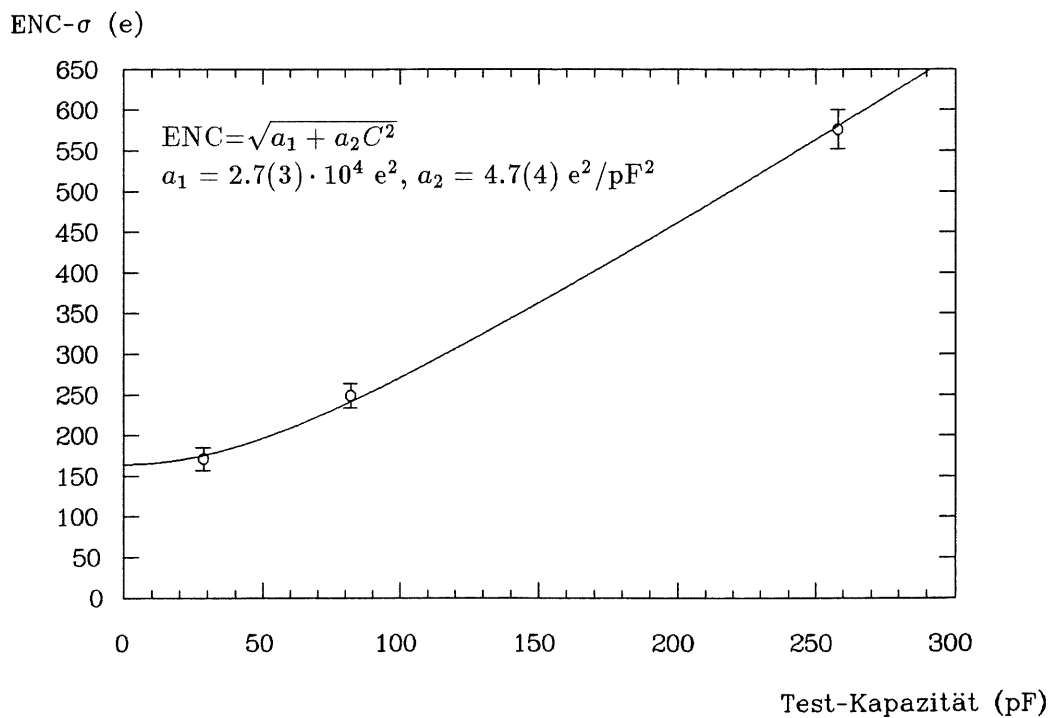


Abb. H.2: Abhängigkeit des Rauschens von der Test-Kapazität  
Die eingezeichnete Kurve ist der Fit nach Gl. 2.50.

**Meßergebnisse:** (Angabe des Rauschens in ENC, d.h. in Elektronen (e))  
 Sofern nichts anderes angegeben ist, gilt:  $U_0 = 12\text{ V}$  und  $20\text{ V Bias(ext.)}$

VV/Diode	$\sigma_Q$	$\sigma_T$	Bemerkungen
Vit.Hyb. 1a/1	496	452	Emetron e.m.1003,20 V Bias(int.)
Vit.Hyb. 1a/1	604	514	Emetron e.m.1003, $U_0 = 13.5\text{ V}$ (Bat.)
Vit.Hyb. 1a/1	475	472	Emetron e.m.1003, $U_0 = 15\text{ V}$
Vit.Hyb. 1a/2	498	460	Emetron e.m.1003, $U_0 = 15\text{ V}$
MPI-Hyb. 116/2	628	578	Emetron e.m.1003
Si.Hyb./2	973	716	Emetron e.m.1003
Vit.Hyb.4 (alte Serie)/2	739	605	Emetron e.m.1003

Vit.Hyb. 3/2	625	526	Emetron e.m.1003,16 V Bias(ext.)
Vit.Hyb. 3/2	541	497	Emetron e.m.1003
Vit.Hyb. 3/2	573	518	–”– Reproduzierbarkeit
Vit.Hyb. 3/2	598	518	Emetron e.m.1003,22 V Bias(ext.)
Vit.Hyb. 3/2	561	512	Emetron e.m.1003,24 V Bias(ext.)

Vit.Hyb. 1/2	498	476	Emetron e.m.1003
Vit.Hyb. 1/C=82 pF	-	303	Emetron e.m.1003
Vit.Hyb. 2/C=82 pF	-	356	Emetron e.m.1003
Vit.Hyb. 3/2	542	474	Ortec 572

Der Fehler von  $\sigma_T$  liegt bei den bisher angegebenen Messungen bei ca. 40 e

Vit.Hyb. 1/C=28.5 pF	-	171(14)	Ortec 572
Vit.Hyb. 1/C=82 pF	-	249(15)	Ortec 572
Vit.Hyb. 1/C=258 pF	-	576(24)	Ortec 572

Vit.Hyb. 1/1	456	448(40)	Ortec 572
Vit.Hyb. 1/offen	-	129(14)	Ortec 572,ohne Bias
Vit.Hyb. 1/offen	-	122(14)	Ortec 572

Tab. H.1: Ergebnisse der Vorverstärker-Rauschmessungen

## Anhang I

# Oszilloskop-Photographien der Vorverstärker- und Shaper-Signale

Während der III. Teststrahl-Meßzeit wurden Vorverstärker- und Trigger-Shaper-Signale mit einer Oszilloskop-Kamera aufgenommen.

Dafür wurden in das 'Motherboard' Testpulsersignale, die eine Anstiegszeit von 50 ns und eine Abfallzeit von 50  $\mu$ s besaßen, eingespeist (Testpulsler: BNC pulse generator PB-K).

In Abb. I.1 sind die photographierten Signale der Trigger-Shaper dargestellt.

Die Signale beider Shaper haben ein festes Zeitdelay von ca. 400 ns, das durch externes Triggern des Oszilloskops mit dem Trigger-Ausgang des Testpulsers festgestellt wurde. Der Nulldurchgang des schnellen Shapers kommt nach ca. 850 ns und ist damit fast zeitgleich mit dem Maximalwert des langsamen Shapers, der nach ca. 880 ns erreicht wird. Dies ist konsistent mit den geforderten Werten (siehe Kap. 2.4).

Die genauen Zeiten der Signale der Trigger-Shaper (gemäß Abb. E.1 von Anhang E) sowie des Energie-Shapers sind in Tab. I.1 aufgelistet.

In Abb. I.2 sind die Signale hinter dem 'Line-Receiver' dargestellt – a) zeigt die Anstiegs- und b) die Abfallcharakteristik. Bei den oben angegebenen Testpulsersignalen werden – vom Vorverstärker abhängige – Anstiegszeiten zwischen 140 und 190 ns, sowie Abfallzeiten zwischen 25 und 28  $\mu$ s gemessen. Neuere Messungen mit Testpulsersignalen von 100 ns Abfallzeit ergeben Anstiegszeiten von ca. 70 ns und Abfallzeiten von ca. 450  $\mu$ s hinter dem Vorverstärker. Für die entsprechenden Zeiten hinter dem 'Line-Receiver' gelten Werte von ca. 70 ns für die Anstiegszeit und ca. 180  $\mu$ s Abfallzeit [Koc90]. Durch die größere Abfallzeit der Eingangssignale der Vorverstärker wird auch der negative Unterschwinger in der Abfallflanke des Signals (siehe Abb. I.2 b)) beseitigt. Dies ist daher das realistischere Eingangssignal des Vorverstärkers.

Alle Zeitangaben beziehen sich auf Amplitudenwerte von 10%-90%.



**Meßergebnisse:** (Alle Zeitangaben in  $\mu\text{s}$ )

	Zeitdelay	$T_B - T_A$	$T_{\max}$	$T_{\text{zero}}$	$T_{\min}$
schneller Shaper	0.4	1.4	0.67	0.85	1.1
langsamer Shaper	0.4	2.4	0.88	1.20	1.6
Energie-Shaper	0.78	11	2.2	4.2	5.8

Tab. I.1: Messung der bipolaren Pulsformen der Trigger- und Energie-Shaper der LAr-Trigger-Elektronik

Die Zeiten beziehen sich auf Abb. E.1 in Anhang E.

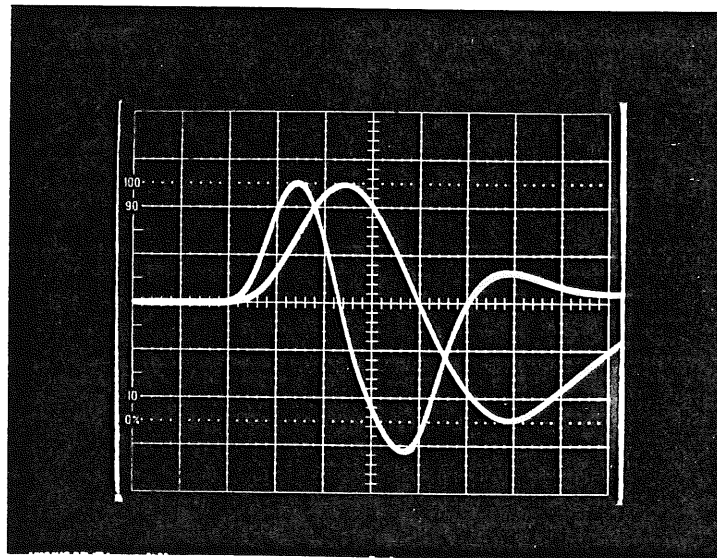
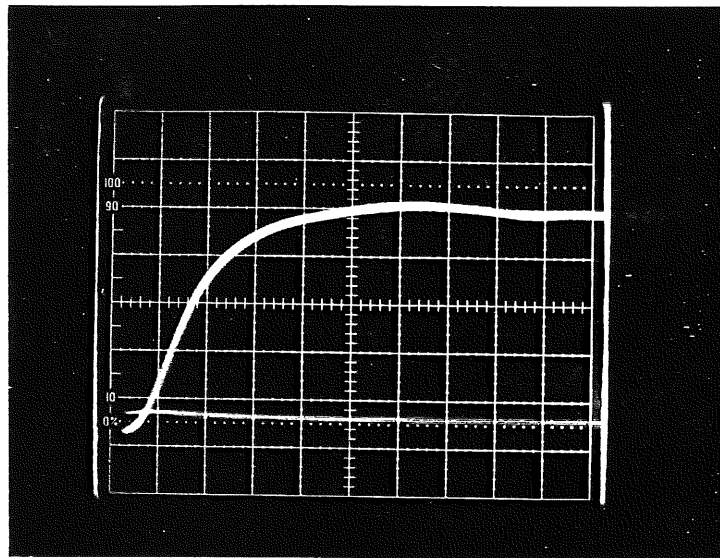
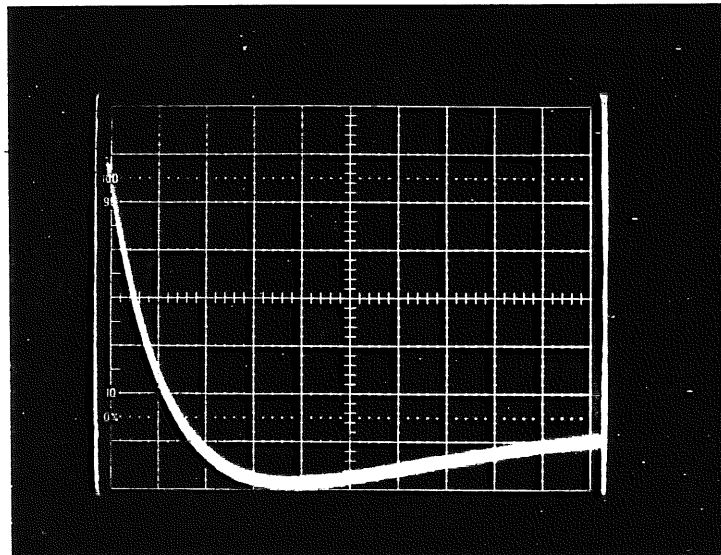


Abb. I.1: Oszilloskop-Photographie der Signale der Trigger-Shaper der LAr-Trigger-Elektronik

Ein Kästchen auf der Zeitachse entspricht  $0.2 \mu\text{s}$ .



a)



b)

Abb. 1.2: Oszilloskop-Photographien der Signale hinter dem 'Line-Receiver'  
a) zeigt den Verlauf des Signalanstieges und b) den des Signalabfalls.  
In a) entspricht ein Kästchen der Zeitachse 50 ns und in b) 20  $\mu$ s.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Gesamtansicht des H1-Detektors – Schnittbild . . . . .	6
1.2	Rechter oberer Quadrant des BEMC . . . . .	7
2.1	Schauerprofile von 1, 3, 6, 10 und 30 GeV Elektronen in Blei . . . . .	10
2.2	Energieschema eines organischen Szintillators . . . . .	14
2.3	Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN-38 und Y-7 . . . . .	17
2.4	Aufbau der Silizium-pin-Photodioden . . . . .	20
2.5	Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker . . . . .	21
2.6	Bipolare Pulsformen eines $CR-(RC)^2$ -Shapeverstärkers . . . . .	28
2.7	Funktionsweise eines Leading-Edge-Diskriminators . . . . .	31
2.8	Einfluß des ‘Jitter’ beim Leading-Edge-Diskriminator . . . . .	32
2.9	Funktionsweise des Constant-Fraction-Diskriminators . . . . .	33
2.10	Funktionsweise eines Nulldurchgangs-Diskriminators . . . . .	34
2.11	Einfluß des Rausch-‘Jitters’ auf die Zeitbestimmung eines Nulldurchgangs-Diskriminators . . . . .	35
2.12	Rechter oberer Quadrant des BEMC mit ‘Trigger-Tower’- und ‘Big-Tower’-Anordnung . . . . .	39
3.1	Zerfallsschema von $^{22}\text{Na}$ . . . . .	41
3.2	Versuchsaufbau zur Zeitmessung mit der $^{22}\text{Na}$ -Quelle . . . . .	42
3.3	$^{22}\text{Na}$ -Zeitspektrum mit Gauß-Fit und Zeitkalibration . . . . .	45
3.4	Ergebnisse der $\gamma$ -Koinzidenz-Messungen mit dem Canberra 2001A- und MPI-Vorverstärker als Funktion der Bias-Spannung bei Verwendung von Bipolarshapern und TSC’s . . . . .	46
3.5	Ergebnisse der $\gamma$ -Koinzidenz-Messungen mit dem Canberra 2001A- und MPI-Vorverstärker als Funktion der Shapekonstanten bei Verwendung von Bipolarshapern und TSC’s . . . . .	48
3.6	Ergebnisse der $\gamma$ -Koinzidenz-Messungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker als Funktion der Shapekonstanten bei Verwendung von TFA und CFD . . . . .	49
3.7	Zerfallsschema von $^{57}\text{Co}$ . . . . .	50
3.8	Versuchsaufbau der Rauschmessungen mit der $^{57}\text{Co}$ -Quelle . . . . .	50
3.9	Meßaufbau zur Einstellung der Diskriminatorschwellen . . . . .	51
3.10	Meßaufbau zur Bestimmung der Diskriminatorschwellen . . . . .	52
3.11	Ergebnisse der Rauschmessungen mit dem Canberra 2001A-Vorverstärker . . . . .	53
3.12	Ergebnisse der TSC-Schwellenmessungen . . . . .	55
4.1	Aufbau zur Messung der Zeitauflösung (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	58
4.2	Aufbau zur Messung der Energieauflösung (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	59
4.3	Teststrahl-Zeitspektrum mit Gauß-Fit . . . . .	61

4.4	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 572 mit TSC (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	62
4.5	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 410 mit TSC (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	62
4.6	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für den Ortec 572 und den Ortec 410 mit TSC's (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	63
4.7	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 454 mit CFD (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	64
4.8	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für den Ortec 454 mit CFD (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	64
4.9	Ergebnisse der Messung der Energieauflösung (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . .	65
4.10	Meßaufbau der Messungen mit dem Photomultiplier-Modul (II. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	68
4.11	Ergebnisse der Messung der Ortsabhängigkeit der Energie- und Zeitsignale des Photomultiplier-Moduls (II. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	70
4.12	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für das Photomultiplier-Modul mit TFA und CFD (II. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	72
4.13	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für das Photomultiplier-Modul mit TFA und CFD (II. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	72
4.14	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten für das Spezial-Modul mit Photodiodenauslese für Bipolarshaper mit TSC's (II. Teststrahl-Meßzeit) . .	74
4.15	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten für das Modul mit dem Summenausgang für Bipolarshaper mit TSC's (II. Teststrahl-Meßzeit) . . .	74
4.16	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für das Spezial-Modul mit Photodiodenauslese und für das Modul mit dem Summenausgang für den Ortec 450 mit TSC (II. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	75
4.17	Energieauflösung für das Spezial-Modul mit Photomultiplier- und Photodioden-Auslese (II. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	76
4.18	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 572 mit TSC (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	78
4.19	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 410 mit TSC (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	78
4.20	Zeitauflösung als Funktion der Elektronenstrahl-Energie für den Ortec 450 mit TSC (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	79
4.21	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für Bipolarshaper mit TSC's (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	80
4.22	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten für 1-4 GeV für den Ortec 410 mit TSC (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	80
4.23	Zeitauflösung als Funktion der Shapekonstanten bei 3 GeV für den Ortec 454 mit CFD (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	81
4.24	Zeitauflösung der Shaper der LAr-Trigger-Elektronik mit TSC's als Funktion der Elektronenstrahl-Energie (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	82
4.25	Ergebnisse der Messung der Energieauflösung (III. Teststrahl-Meßzeit) . . .	83
4.26	Spektrum von 4 GeV-Elektronen und $\gamma$ -Spektrum von $^{57}\text{Co}$ für eine Photodiode (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	84
4.27	Korrelationsplots der Signale von zwei Vorverstärkern (I. und III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	86
4.28	Signal/Rauschverhältnis als Funktion der Anzahl der Fan-in-summierten Photodioden (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	86

4.29	Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Anzahl der Fan-in-summierten Photodioden (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	87
4.30	Rauschabhängigkeit von der Shapekonstanten (III. Teststrahl-Meßzeit) . . .	88
4.31	Schauerprofile für normalen und rückwärtigen Einschub (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	90
4.32	Signalhöhen der elektromagnetischen und hadronischen Wellenlängenschieber bei normalem und rückwärtigem Einschub (III. Teststrahl-Meßzeit) . . .	90
4.33	Spektren der elektromagnetischen und hadronischen Wellenlängenschieber für Elektronen von 1-4 GeV (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	91
4.34	Spektrum von 2 GeV Elektronen der hadronischen Wellenlängenschieber (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	92
A.1	Energie-Winkelabhängigkeit für verschiedene Werte der kinematischen Variablen $x$ und $Q^2$ . . . . .	97
B.1	Darstellung der Energieverluste von Elektronen und Positronen in Blei . . .	100
B.2	Schematische Darstellung des Comptoneffektes . . . . .	102
B.3	Darstellung der Wirkungsquerschnitte für $\gamma$ -Wechselwirkungen mit Blei . .	103
B.4	Dominierende Prozesse der Wechselwirkungen von $\gamma$ -Strahlung mit Absorbieren verschiedener Ordnungszahl $Z$ . . . . .	104
C.1	Aufbau eines Kalorimeter-Moduls – Schnittbild . . . . .	105
D.1	Spannungsteiler für den 8-stufigen Photomultiplier . . . . .	107
E.1	Messung der unipolaren und bipolaren Pulsformen der Shapeverstärker . . .	108
F.1	Elektronischer Aufbau der Shaper der LAr-Trigger-Elektronik . . . . .	110
F.2	Übertragungsfunktion der Shaper der LAr-Trigger-Elektronik . . . . .	111
G.1	Ortsscan-Punkte des Photomultiplier-Moduls (II. Teststrahl-Meßzeit) . . . .	112
G.2	Ortsabhängigkeit der Energiesignale des Photomultiplier-Moduls . . . . .	113
G.3	Ortsabhängigkeit der Energieauflösung des Photomultiplier-Moduls . . . . .	113
G.4	Ortsabhängigkeit der Zeitauflösung des Photomultiplier-Moduls . . . . .	114
G.5	Ortsabhängigkeit der Signal-Laufzeiten des Photomultiplier-Moduls . . . . .	114
H.1	$^{241}\text{Am}$ - und Testpulsspektrum der Vorverstärker-Rauschmessungen . . . . .	116
H.2	Abhängigkeit des Rauschens von der Test-Kapazität . . . . .	116
I.1	Oszilloskop-Photographie der Signale der Trigger-Shaper der LAr-Trigger-Elektronik . . . . .	119
I.2	Oszilloskop-Photographien der Signale hinter dem 'Line-Receiver' . . . . .	120

# Tabellenverzeichnis

2.1	Materialkonstanten . . . . .	9
2.2	Strukturformeln der Szintillatoren und Wellenlängenschieber . . . . .	16
2.3	Absorptions- und Emissionsmaxima von SCSN-38 und Y-7 . . . . .	18
2.4	Rauschladung für verschiedenen Pulsformen . . . . .	29
4.1	Ergebnisse der Rauschmessungen (I. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	66
4.2	Ergebnisse der Rauschmessungen (III. Teststrahl-Meßzeit) . . . . .	85
D.1	Daten der HAMAMATSU-Photodioden S2575 und S1790-02 . . . . .	106
D.2	Daten des HAMAMATSU-Photomultipliers R2182 . . . . .	107
E.1	Messung der uni- und bipolaren Pulsformen der Shapeverstärker . . . . .	109
H.1	Ergebnisse der Vorverstärker-Rauschmessungen . . . . .	117
I.1	Messung der Pulsformen der Trigger- und Energie-Shaper . . . . .	119

# Literaturverzeichnis

- [Ama81] U. Amaldi; Fluctuations in Calorimetry Measurements, Phys. Scripta 23 (1981) 409
- [Bas85] E. Bassler; GEP-Graphical Editor Programm for Presenting User Data, DESY R02-81/02 Internal-Report (1985)
- [Bau88] W. Bauhoff; Simulationsrechnungen mit EGS 4, private Mitteilung (1988)
- [Bau88\*] W. Bauhoff; Untersuchungen zum Aufbau und zur Physik des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters im H1-Detektor, Internal-Report HH-IEP-88-02, Universität Hamburg (1988)
- [Ber68] G. Bertolini, A. Coche; Semiconductor Detectors, North-Holland Pub., Amsterdam (1968)
- [Bia85] Z. Bian, J. Dobbins, N. Mistry; The Use of Silicon Photodiodes in a CsI(Tl) Calorimeter, Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 518
- [Bre87] H. Brettel, J. Fent, W. Fröchtenicht, H. Oberlack; The First Level Liquid Argon Calorimeter Trigger-Technical Realisation, H1-TR-301 Internal-Report (1987)
- [Del80] C.F.G. Delaney; Electronics for the Physicist with Applications, Ellis Horwood Ltd., Chichester (1980)
- [Eis90] E. Eisen; Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg (1990)
- [Ell87] R.J. Ellison; Triggers in H1, H1-Note 6/87-64 (1987)
- [Ell87\*] R.J. Ellison; The H1 Trigger, H1-Note 09/87-69 (1987)
- [Eng85] J. Engler; Perspectives in Calorimetry, Nucl. Instr. and Meth. A235 (1985) 301
- [Fed87] F. Federmann, H. Viehmann; Eine Anordnung zur Messung der Kapazität von Photodioden, Interner Bericht, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1987)
- [Fel85] J. Feltesse; Systematic Shifts in Structure Functions and absolute Calibrations, H1-04/8504 Internal-Report (1985)
- [Fel87] J. Feltesse; Measurement of inclusive Differential Cross Sections, Proceedings of the HERA Workshop Vol. I (1987) 33
- [Fin89] G. Finsel; Untersuchungen zum Verhalten von Trioden, Tetroden und 8-stufigen Photomultipliern in Magnetfeldern bis zu 1.5 T, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)

- [Fun88] M. Funk; Untersuchung des Pulshöhenverhaltens von geraden und bogenförmigen Plastiksintillatoren, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- [Fun89] M. Funk; private Mitteilung (1989)
- [Gen87] M. Gennis; Entwurf und Test eines Elektromagnetischen Kalorimeters, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987)
- [Gri87] G. Grindhammer, R. Mundt, M. Rudowicz; Fast Shower Simulation for the H1-Calorimeter, H1-09/87-71 (1987)
- [Gro84] D.E. Groom; Silicon Photodiode Detection of Bismuth Germanate Scintillation Light, Nucl. Instr. and Meth. 219 (1984) 141
- [Hal86] G. Hall, D. Robinson, I. Siotis; Evaluation of the Performance of Silicon Photodiodes in Combination with Plastic Scintillators, Nucl. Instr. and Meth. A245 (1986) 344
- [Ham85] HAMAMATSU; Photomultiplier Tubes (1985)
- [Ham86] HAMAMATSU; Technical Data Sheet No. S-504-01 (1986)
- [Har88] M. Harning; Untersuchung der Energieauflösung und Uniformität an einem Prototyp für das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- [Her70] L.J. Herbst; Electronics for Nuclear Particle Analysis, Oxford University Press (1970)
- [Ing87] G. Ingelman; Deep Inelastic Physics at HERA, DESY-Preprint 87-144 (1987)
- [Kam83] T. Kamon et al.; A new Scintillator and Wavelength Shifter, Nucl. Instr. and Meth. 213 (1983) 261
- [Kle87] K. Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher (1987)
- [Kno79] G.F. Knoll; Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, New York (1979)
- [Koc89] J. Koch; private Mitteilung (1989)
- [Koc90] J. Koch; private Mitteilung (1990)
- [Kow70] E. Kowalski; Nuclear Electronics, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1970)
- [Lip90] M. Lipka; Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg (1990)
- [Loh83] E. Lohrmann, K.-H. Mess; Remarks on the Kinematics of e-p Collisions in HERA, DESY HERA 83/08 (1983)
- [Loh86] E. Lohrmann; Hochenergiephysik, Teubner Studienbücher (1986)
- [Lon75] E. Longo, I. Sestili; Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated Showers in Leadglas, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283



- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger; Kern- und Elementarteilchenphysik, VCH Weinheim (1988)
- [Par88] Particle Data Group; Review of Particle Properties, Physics Letters B Vol.204, North-Holland Pub., Amsterdam (1988)
- [Pau85] R. Paul; Optoelektronische Halbleiterbauelemente, Teubner Studienbücher (1985)
- [Pep89] E. Peppel; Untersuchungen an einem Prototyp-Segment aus vier Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Pep90] E. Peppel; private Mitteilung (1990)
- [Per87] D.H. Perkins; Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Pub.Inc. (1987)
- [Röm73] Römpps Chemie-Lexikon, Franckh'sche Verlagshandlung, Stuttgart (1973)
- [Ros56] B. Rossi; High-Energy Particles, Prentice Hall Inc., New York (1956)
- [Sch86] B. Schmid; Photodioden als Detektoren von Szintillationslicht, Diplomarbeit, Universität Zürich (1986)
- [Scm86] H.U. Schmidt; Meßelektronik in der Kernphysik, Teubner Studienbücher (1986)
- [Stu70] H.J. Stuckenberg; Digitale Logik, Nukleare Elektronik und Messtechnik Bd. 1, G.Braun, Karlsruhe (1970)
- [Stu74] H.J. Stuckenberg; Detektor- und Experimentelektronik, Nukleare Elektronik und Messtechnik Bd. 2, G.Braun, Karlsruhe (1974)
- [Tay88] J.R. Taylor; Fehleranalyse, VCH, Weinheim (1988)
- [Tec86] Technical Proposal for the H1-Detektor; H1 Collaboration (1986)
- [Tec87] Technical Progress Report; H1 Collaboration (1987)
- [Wes88] H. Weser; Untersuchung zur Zeitauflösung von Plastikszintillatoren mit verschiedenen Geometrien, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- [Wii89] B.H. Wiik; HERA Status, DESY HERA 89-11 (1989)
- [Wol86] G. Wolf; HERA: Physics, Machine and Experiments, DESY-Preprint 86-089 (1986)
- [Wun88] R. Wunderlich; Untersuchung an einem Prototyp-Doppelmodul des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- [Ortec] -Principles and Applications of Timing Spectroscopy, Application Note 42 (1977)  
-Experiments in Nuclear Science, Application Note 34 (1976)  
-Manuals der verwendeten Elektronik

# Danksagung

Hiermit möchte ich allen, die mir bei der Erstellung dieser Diplomarbeit geholfen haben, meinen herzlichen Dank aussprechen.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben;
- Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für die Aufgabenstellung und die freundliche Unterstützung während der Messungen und bei der Fertigstellung der Diplomarbeit;
- Herrn Prof. Dr. R. Langkau und Herrn Prof. Dr. W. Scobel für die Hilfe und Unterstützung bei allen anfallenden Problemen;
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes für das angenehme Arbeitsklima und die vielfältige Hilfe;
- Erich Peppel für die langjährige Freundschaft und die vielen "frucht- und furchtbaren Diskussionen";
- Eiko Eisen für den vielen Schabernack, den wir zusammen gemacht haben und die gemütlichen Stunden in der Cafeteria;
- den ehemaligen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes, insbesondere Gisela Finsel, Silke Mordhorst, Mathias Funk und Rainer Wunderlich für ihre Hilfe im Umgang mit der IBM und die Unterstützung bei den Meßzeiten;
- Götz Korf für viele nützliche Tips im Umgang mit NEWLIB, JCL und GEP;
- Herrn Dr. W. Bauhoff für die Simulationsrechnungen;
- Herrn N. Schirm, Herrn M. Matysek und Herrn W. Gärtner für die Konstruktion der Photodioden-Module und die Beantwortung vieler technischer Fragen;
- Herrn B. Leicht und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt des I. Institutes, für ihre Hilfsbereitschaft und Sorgfalt bei der Anfertigung der notwendigen Teile für die Experimente;
- Herrn H. Krause für seine Unterstützung im Umgang mit dem Vielkanalanalysator und dem Datentransfer;
- Herrn J. Koch und Herrn H. Buhr für Hilfe bei elektronischen Problemen und die Bereitstellung des 'Motherboards' mit der LAr-Trigger-Elektronik;
- Frau Berghaus für das Anfertigen der Modulaufbau-Zeichnungen;
- Herrn G. Kath aus der DESY-Plastikwerkstatt für das Biegen und Polieren der Wellenlängenschieber des Spezial-Moduls.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Hamburg, im Mai 1990