

4

Untersuchung zum Verhalten von Plastik-  
szintillatoren in Magnetfeldern bis 1.65 T

Thomas Hartmann

Untersuchungen zum Verhalten  
von Plastikszintillatoren in  
Magnetfeldern bis 1.65 T

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

vorgelegt von  
Thomas Hartmann

22. Juni 1990

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Der H1-Detektor . . . . .	3
1.1.1	Das BEMC . . . . .	4
1.1.2	Die TOF-Vetowände . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Theoretische Betrachtungen</b>	<b>8</b>
2.1	Vorbemerkungen . . . . .	8
2.2	Wechselwirkung von Strahlung mit Materie . . . . .	8
2.2.1	Energieverlust von Elektronen in Materie . . . . .	8
2.2.2	Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlen . . . . .	10
2.3	Čerenkov-Strahlung . . . . .	12
2.4	Szintillation . . . . .	13
2.4.1	Aufbau des SCSN-38 Szintillators . . . . .	13
2.4.2	Szintillationsprozeß im Plastiksintillator . . . . .	14
2.4.3	Energietransport im SCSN-38 Szintillator . . . . .	16
2.5	Lichtausbreitung im Szintillator . . . . .	17
2.5.1	Reflexion und Brechung, Totalreflexion . . . . .	18
2.5.2	Lichtsammlung und Lichtausbreitung im Szintillator . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Das Verhalten der rückwärtigen Kalorimetermodule des H1-Detektors in Magnetfeldern bis zu 1.65 T</b>	<b>20</b>
3.1	Vorbemerkungen . . . . .	20
3.2	Vormessungen: Die Photodiode im Magnetfeld . . . . .	21
3.2.1	Die Photodiode . . . . .	21
3.2.2	Die Meßanordnung . . . . .	22
3.2.3	Auswertung der Meßdaten . . . . .	24
3.2.4	Ergebnisse der Vormessungen . . . . .	27
3.2.5	Fehlerbetrachtungen zu den Vormessungen . . . . .	30
3.3	Das Modul im transversalen Magnetfeld . . . . .	31
3.3.1	Beschreibung des Moduls . . . . .	31
3.3.2	Die Meßanordnung . . . . .	33
3.3.3	Ergebnisse . . . . .	35
3.3.4	Messungen zur Ortsempfindlichkeit . . . . .	39
3.3.5	Testpulsermessungen . . . . .	40
3.3.6	Temperaturmessungen . . . . .	41
3.4	Das Modul im axialen Magnetfeld . . . . .	44
3.4.1	Die Meßanordnung . . . . .	44
3.4.2	Ergebnisse . . . . .	45
3.5	Fehlerbetrachtungen zu den Magnetfeldmessungen . . . . .	48

<b>4</b>	<b>Signalhöhen und Zeitmessungen an den Szintillatorplatten der inneren TOF-Vetowände</b>	<b>50</b>
4.1	Die Lichtauslese aus den Szintillatorplatten . . . . .	50
4.2	Die Pulshöhenmessungen . . . . .	51
4.2.1	Die Meßanordnung . . . . .	51
4.2.2	Auswertung der Meßdaten . . . . .	53
4.3	Die Laufzeitmessungen . . . . .	54
4.3.1	Die Meßanordnung . . . . .	54
4.3.2	Auswertung der Meßdaten . . . . .	55
4.4	Ergebnisse der Pulshöhen- und Laufzeitmessungen für die verschiedenen Detektorkonfigurationen . . . . .	56
4.5	Folgerungen aus den Meßergebnissen . . . . .	57
4.6	Fehlerbetrachtungen zu den Pulshöhen- und Laufzeitmessungen . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Daten zu den benutzten Magneten</b>	<b>69</b>
A.1	Daten zum Magneten am Teststrahl 22 . . . . .	69
A.2	Daten zum Magneten am Teststrahl 21 . . . . .	71
<b>B</b>	<b>Photomultiplierdaten</b>	<b>73</b>
<b>C</b>	<b>Materialdaten</b>	<b>74</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>75</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>77</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>78</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Anfang 1991 soll am **DESY** in Hamburg der Speicherring **HERA** <sup>1</sup> in Betrieb genommen werden. In zwei voneinander unabhängigen Ringsystemen werden Elektronen mit einer Maximalenergie von  $30 \text{ GeV}$  und Protonen bis zu  $820 \text{ GeV}$  gegeneinander beschleunigt. Beide Ringsysteme sind vertikal übereinander angeordnet. Der Umfang beträgt  $6.3 \text{ km}$ . Erreicht werden soll eine Schwerpunktsenergie von  $314 \text{ GeV}$  und ein maximaler Impulsübertrag von  $10^5 \text{ GeV}^2/c^2$ . An vier Wechselwirkungspunkten können Teilchen aneinander gestreut werden. Vorerst sind die Experimente **ZEUS** und **H1** an zwei dieser Kollisionspunkte im Bau. Man erhofft sich bei diesen Projekten Aufschluß über die Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Quarks, sowie Aufschluß über die Eigenschaften neuer Teilchen, insbesondere Informationen zur Struktur des Protons bei bisher unerreichten Impulsüberträgen.

Das I. Institut für Experimentalsphysik der Universität Hamburg hat sich unter anderem am **H1**-Projekt mit dem Bau zweier hier zu besprechender Detektorkomponenten beteiligt. Einerseits wird ein elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter (**BEMC** <sup>2</sup>) fertiggestellt. Zum anderen wurden für die **TOF** <sup>3</sup>-Veto-Wände umfangreiche Voruntersuchungen durchgeführt. Aus verschiedenen Gründen ist seit kurzem die letztgenannte Aufgabe an eine englische Gruppe am Queen Mary College in London übertragen worden, der viel Erfolg bei der Beendigung der Arbeit gewünscht sei.

### 1.1 Der H1-Detektor

In Abb.1.1 ist ein Schnittbild des **H1**-Detektors dargestellt. In Vorwärtsrichtung (nach **H1** Konvention wird mit Vorwärtsrichtung die Richtung des auslaufenden Protons bezeichnet) ist der Detektor länger als in Rückwärtsrichtung. Der Grund hierfür liegt darin, daß diese Richtung wegen der im Vergleich zur Elektronenenergie deutlich höheren Protonenenergie kinematisch bevorzugt wird. Um den Wechselwirkungspunkt (Vertex) sind zur Teilchenidentifikation und zur Vertexrekonstruktion Spurkammern angeordnet. Die Energie der Ejektile wird in den weiter außen liegenden Kalorimetern bestimmt. Der größte Teil des Raumwinkels wird durch das Liquid Argon (**LAr**) Kalorimeter abgedeckt. Dieses besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter mit Bleiabsorberplatten auf der zum Wechselwirkungspunkt zeigenden Innenseite. Weiter außen sind die hadronischen Module, bei denen Absorberplatten aus Stahl benutzt werden. In Rückwärtsrichtung zwischen  $155$  und  $175^\circ$  befindet sich das **Backward Electro Magnetic Calorimeter**. Vor dem **BEMC** sind in einer Entfernung von  $1.9$  bzw.  $2.1 \text{ m}$  vom Vertex die beiden **TOF**-Veto-Wände angeordnet.

<sup>1</sup>Hadronen Elektronen Ring Anlage

<sup>2</sup>Backward ElectroMagnetic Calorimeter

<sup>3</sup>Time of Flight System

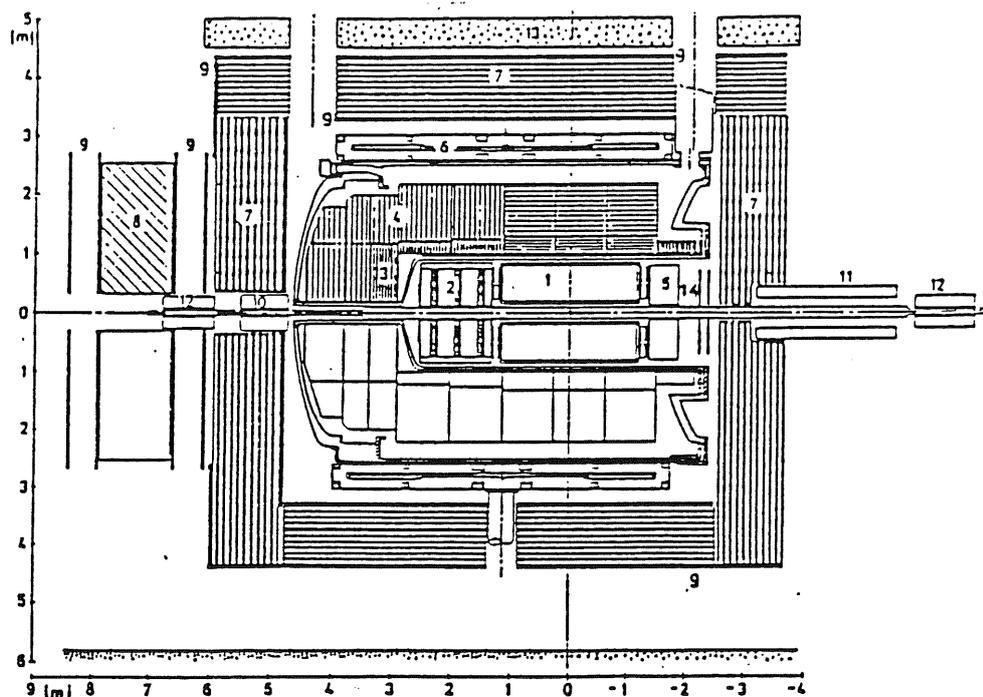


Abb. 1.1: Schnittbild des H1-Detektors: 1: Innendetektor 2: Spurkammern 3: Elektromagnetisches Flüssig-Argon Kalorimeter 4: Hadronisches Flüssig-Argon Kalorimeter 5: Elektromagnetisches Rückwärts Kalorimeter 6: Spule 7: Eisenjoch mit Streamer-Röhren 8: Muon-Toroid-Magnet 9: Muon-Kammern 10: Plug Kalorimeter 11: Ausgleichsspule 12: HERA-Quadrupol 13: Beton 14: Veto-Wände

Die aufgeführten Detektorkomponenten befinden sich in einem Magnetfeld von  $1.2\text{ T}$ , das mit supraleitenden Spulen erzeugt wird. Im Außenbereich des Detektors sind Tailcatcher und Müonenkammern aufgebaut.

### 1.1.1 Das BEMC

Die Hauptaufgabe des BEMC besteht in der Energiemessung der in der  $e, p$ -Wechselwirkung gestreuten Elektronen. Das aus 88 Modulen bestehende Kalorimeter ist ein sogenanntes Sandwichkalorimeter, aufgebaut aus sich abwechselnden Blei-Szintillatorschichten. Als Szintillatormaterial wird SCSN-38 benutzt. In den Bleischichten erzeugen die bei der Abbremsung der Elektronen emittierten Bremsquanten durch Paarbildung Elektron-Positron-Paare. Diese Teilchen verlieren durch Wechselwirkungen mit dem Szintillatormaterial einen Teil ihrer Energie, was zur Anregung von Molekülzuständen führt. Das bei der Abregung entstehende Licht wird mit Hilfe von Wellenlängenschiebern und Photodioden ausgelesen. Die dort erzeugten Signale werden daraufhin über Vorverstärker elektronisch weiterverarbeitet. Abb.1.2 zeigt die Anordnung der Kalorimetermodule im BEMC.

Wie schon weiter oben erwähnt wurde, befindet sich das BEMC in einem Magnetfeld von  $1.2\text{ T}$ . Es stellte sich die Frage, in welchem Maße sich das Feld auf die Energiemessung auswirken würde, da für die Energiemessung eine Kalibrationsgenauigkeit von  $1\%$  angestrebt wird.

Bereits in den sechziger Jahren wurde eine Feldabhängigkeit (d.h. eine Abnahme) der Langzeitkomponente des Szintillationslichtes an Anthrazenkristallen beobachtet ([Mer68]).

In neueren Messungen an einem SCSN-38 Szintillator ergab sich eine Erhöhung der Lichtausbeute mit wachsendem Magnetfeld bei Anregung mit 25 MeV Protonen ([Blö88]). Die Messungen zeigten eine stark nichtlineare Feldabhängigkeit mit einer nahezu konstanten Erhöhung der Lichtausbeute um 0.7 % bis zu einer Feldstärke von 1 kG, dem eine lineare Zunahme bis zu 3.2 % bei 4.5 kG folgte. Bei Anregung mit 5.9 keV  $\gamma$ -Strahlen wurden an unterschiedlich dicken Szintillatorproben vergleichbare Ergebnisse erzielt. Wurde dagegen der Szintillator mit UV-Licht angeregt, konnte kein Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtausbeute beobachtet werden. In der von B. Krebs ([Kre89]) gefertigten Diplomarbeit wurden ähnliche Ergebnisse festgestellt. Für uns war es daher von Wichtigkeit das Verhalten der BEMC-Module in Magnetfeldern bis 1.2 T zu untersuchen. Dabei sollte u.a. auch überprüft werden, ob eine Abhängigkeit von der Feldrichtung besteht.

### 1.1.2 Die TOF-Vetowände

Die Aufgabe der TOF-Vetowände besteht darin, physikalische Ereignisse von physikalisch irrelevanten Untergrundeignissen zu unterscheiden. Die Untergrundstrahlung resultiert im wesentlichen aus Beamgas-Events, d.h. aus Wechselwirkungen der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr, sowie aus Beam-Wall Ereignissen, also Wechselwirkungen der Protonen mit dem Strahlrohrsystem und dem Eisen der Magneten etc.. Untergrundteilchen, die den Detektor gleichzeitig mit dem Protonenbunch durchqueren, liefern in den Veto Szintillator Wänden ein früheres Signal, als Teilchen, die aus physikalisch relevanten Ereignissen entstehen. Für den Zeitunterschied gilt:

$$\Delta t = \frac{2 \times (\text{Abstand Vertex} - \text{Veto} - \text{Wand})}{c} \approx 13 \text{ ns} \quad (1.1)$$

Die Veto-Wände müssen diese Zeitdifferenz auflösen können. Gefordert wird:  $3\sigma \leq 13 \text{ ns}$ . Mit dem BEMC kann keine genügend gute Zeitaufösung erreicht werden, da die Signale zu klein sind. Mit 16000 Elektronen pro GeV für die Summe von vier Photodioden ergibt sich ein zu schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis bei den erforderlichen kurzen Shapezeiten, d.h. nur der Einsatz von Photomultipliern gewährleistet die geforderte Zeitaufösung. Zur Untergrundelimination sollen 2 hintereinander stehende Szintillatorvetowände in Koinzidenz betrieben werden. Vom I. Institut war ein schachbrettförmiger Aufbau der Veto-Wände geplant. Dies eröffnet die Möglichkeit zur räumlichen Korrelation zwischen BEMC und den Veto-Wänden. Eine Szintillatorplatte der Wand sollte vier Module des BEMC überdecken, wobei die Szintillatoren der vorderen und hinteren Wand gegeneinander versetzt sein sollten. Eine Projektion auf das BEMC ergibt eine 1 : 1 Übereinstimmung mit dessen Segmentierung. Die aus SCSN-38 bestehenden Szintillatorplatten haben eine Kantenlänge von 32 cm bei einer Dicke von 2 cm. Senkrecht auf die Platten sind Photomultiplier angebracht, zu denen hin das Licht über eine kegelförmige Ausbohrung reflektiert wird. Für diesen Aufbau werden keine Lichtleiter benötigt. Die von der eingangs erwähnten englischen Gruppe gefertigten Ausführungen enthalten etwas größere Szintillatorplatten, um die Zahl der Photomultiplier zu reduzieren. Die in dieser Arbeit aufgeführten Messungen wurden aber noch unter der Annahme der Gültigkeit des eben beschriebenen Aufbaus durchgeführt. In Abb.1.3 sind die TOF-Vetowände schematisch dargestellt.

Auch die Veto-Wände sind dem Magnetfeld von 1.2 T ausgesetzt. Erst die auf Magnetfelder nicht so empfindlich reagierenden Photomultiplier mit Transmissionsdynoden (Hamamatsu R2490) ermöglichten den beschriebenen Aufbau, bei dem sich die Photomultiplier im Magnetfeld befinden.

Bereits früher war das Verhalten der Hamamatsu R2490 Photomultiplier in Magnetfeldern untersucht worden (z.B. [Mor89]). Festgestellt wurde dort eine verhältnismäßig geringe

Abnahme der Verstärkung um den Faktor 70 bei einem Magnetfeld von 1.2 T gegenüber feldfreien Verstärkungswerten von  $10^6$ . In dieser Arbeit sollten die ersten Testmessungen mit den Originalszintillatorplatten und Photomultipliern im Magnetfeld durchgeführt werden, um so die im H1-Detektor herrschenden Verhältnisse weitgehend simulieren zu können.

Neben den Untersuchungen zur Magnetfeldabhängigkeit sollte in den Messungen an den Szintillatorplatten besonders der Bereich in unmittelbarer Nähe zum Photomultiplier untersucht werden. In diesem Bereich im Zentrum der Szintillatorplatte war in der vor dieser Arbeit gefertigten Pichlerschen Diplomarbeit ([Pic89]) ein Sprung von ca. 2 ns bei den Zeitmessungen beobachtet worden, der sich auf die Zeitauflösung der Platte auswirkt. Auch wenn nur 1.2 % der gesamten Detektorfläche von diesem Verhalten betroffen sind, sollte dieser Bereich näher untersucht werden. Zusätzlich zu den Laufzeiten der Signale wurden Pulshöhen an verschiedenen Orten des Detektors gemessen.

In dieser Arbeit beschränke ich mich auf eine kurze Präsentation der von mir durchgeführten Messungen. Ansonsten verweise ich auf die ausführlichen Beschreibungen der Veto-Wände und der für die Photomultiplier verwandten Meßtechnik in den Diplomarbeiten von [Pic89] und [Mor89].

### Gliederung der Arbeit

Das der Einleitung folgende Kapitel 2 enthält einige theoretische Aussagen zur Wechselwirkung von Strahlung mit Materie, zum Szintillationsprozeß und zur Lichtausbreitung im Szintillator.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit Untersuchungen an den Kalorimetermodulen des BEHC im Magnetfeld. Neben Vormessungen mit einer Photodiode werden Experimente in einem sowohl senkrecht als auch parallel zum Modul angeordneten Feld vorgestellt. Messungen zur Ortsauflösung, Testpulser- sowie Temperaturmessungen, sollten Aufklärung über die Ursachen des im Feld gemessenen Effekts bringen.

Kapitel 4 hat als Hauptbestandteil die Ergebnisse der Messungen mit vier verschiedenen Detektorkonfigurationen der Veto-Wände. Untersucht wurden hier Pulshöhen und Laufzeiten des Lichts. Dabei werden zusätzlich Ergebnisse dargestellt, die während einer Messung gewonnen wurden, bei der sich eine Detektorkonfiguration im Magnetfeld befand.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse aus Kapitel 3 und 4 zusammengefaßt.

Im darauf folgenden Anhang finden sich technische Daten zu den benutzten Magneten, sowie Eichkurven. Des weiteren lassen sich dort Kenngrößen des verwandten Photomultipliers, wie auch Materialdaten des SCSN-38 Szintillators nachlesen.

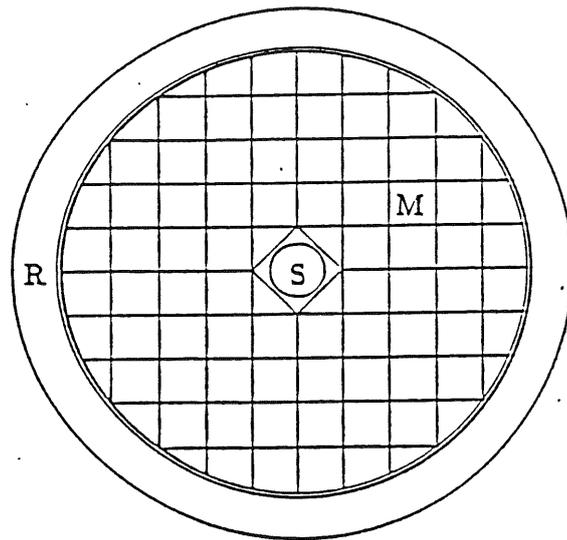


Abb. 1.2: Aufbau des BEMC: Mit *S* wird das Strahlrohr bezeichnet, *M* kennzeichnet die Module. Der äußere Ring stellt die Innenwand des Flüssigargonkryostaten dar. Der Zwischenraum *R* zwischen BEMC und Kryostat enthält die Kabel für den Innendetektor (Spurkammern) und bietet Platz für die Halterungsbacken, mit denen das BEMC auf den Gleitschienen aufsitzt.

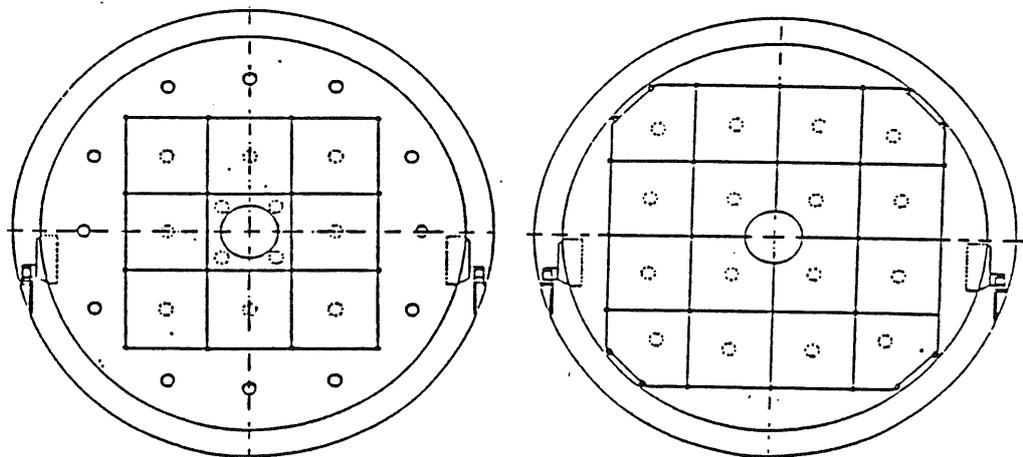


Abb. 1.3: Aufbau des TOF aus der Protonen-Richtung gesehen. Verdeutlicht werden soll, daß die beiden Wände gegeneinander versetzt sind. Jede Szintillatorplatte überdeckt vier Module des BEMC. Die Kreise beschreiben die Lage der Photomultiplier.

## Kapitel 2

# Theoretische Betrachtungen

### 2.1 Vorbemerkungen

Da in vielen Diplomarbeiten in ähnlicher Weise auf die hier betrachteten Probleme eingegangen wird, ist das folgende Kapitel kurz gehalten. Des weiteren sind viele Lehrbücher der Physik konzeptionell besser geeignet eine umfangreiche Darstellung der theoretischen Grundlagen zu geben.

Da geladene Teilchen bzw.  $\gamma$ -Strahlen beim Durchgang durch Materie ihre Energie verlieren, sollen in Kap. 2.2 die den Prozessen zu Grunde liegenden Vorgänge erläutert werden. Danach erfolgt ein Abschnitt über Čerenkov-Strahlung. Da in allen durchgeführten Messungen der SCSN-38 Szintillator benutzt wurde, ist ein Kapitel über den Aufbau des Szintillators, den Szintillationsprozeß, sowie den Energietransport angefügt. Der abschließende Abschnitt über die Lichtausbreitung im Szintillator bildet die theoretische Grundlage zu den in Kap. 4 beschriebenen Experimenten.

### 2.2 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

#### 2.2.1 Energieverlust von Elektronen in Materie

Im wesentlichen verlieren Elektronen in Materie ihre Energie durch Stöße mit den Hüllenelektronen der Atome, wobei die Atome angeregt oder ionisiert werden, sowie durch Bremsstrahlung im Coulombfeld der Kerne. Auf die bei der Wechselwirkung mit den Elektronen der Atome auftretende Møller-Streuung (für Elektronen) bzw. Bhabha-Streuung (für Positronen) und  $e^+ - e^-$ -Annihilation wird hier nicht näher eingegangen, da die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen im Vergleich zur Ionisation oder Bremsstrahlung sehr klein sind. Eine übersichtliche Darstellung hierzu findet sich bei [Pep89].

#### Ionisation

Der Energieverlust durch Ionisation kann durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden. Hierbei handelt es sich um eine Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen des Atoms. Es gilt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} = \frac{2\pi\epsilon^4}{m_e v^2 n_e} \left\{ \ln \frac{m_e v^2 E_e}{2I^2(1-\beta^2)} + (1-\beta^2) - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \ln 2 - \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \right\} \quad (2.1)$$

Dabei ist:

$e$	=	Elementarladung
$m_e$	=	Ruhemasse des Elektrons
$v$	=	Geschwindigkeit des Projektils
$\beta$	=	$v/c$
$\gamma$	=	$\sqrt{1 - \beta^2}$
$n_e$	=	Ladungsdichte der Elektronen im Absorbermedium
$E_e$	=	Projektilenergie
$I$	=	Ionisationspotential des Absorbers $13.5 \text{ eV} \cdot Z$

Diese Formel gibt nur den Mittelwert der durch Ionisation des Absorbers vom Projektil deponierten Energie an. Besonders bei dünnen Absorbern und leichten Teilchen kommt es mit einer geringen Wahrscheinlichkeit zu Wechselwirkungen mit großem Energieübertrag. Die Folge ist eine Asymmetrie der Energieverlustverteilung hin zu hohen Werten der Energie, d.h. der Mittelwert liegt bei einer höheren Energie als das Maximum. Die Energieverlustverteilung kann mit Hilfe einer Landauverteilung beschrieben werden (genauer bei [Fun88]).

Ein Elektron kann ein Elektron aus der Atomhülle herausschlagen (primäre Ionisation). Erhält dieses Elektron genügend Energie, um seinerseits wieder zu ionisieren oder anzuregen, spricht man von sekundärer Ionisation; die Elektronen bezeichnet man dann als  $\delta$ -Elektronen.

Die Reichweite der Teilchen im Absorber errechnet sich aus:

$$R = \int_0^{E_e} \frac{dE}{-\frac{dE}{dx}} \quad (2.2)$$

Die tatsächliche Reichweite ist dabei großen statistischen Schwankungen unterworfen.

### Bremsstrahlung

Der zweite Weg, auf dem Elektronen ihre Energie verlieren können, ist die Bremsstrahlung. Hierbei handelt es sich um eine Wechselwirkung mit dem Coulombfeld des Atomkernes. Das Feld bewirkt eine Ablenkung (und damit Beschleunigung) der Projektils. Dies äußert sich in der Emission von Strahlung, der sogenannten Bremsstrahlung. Es kann gezeigt werden, daß im relativistischen Grenzfall gilt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Rad} = const \cdot E_e \cdot Z^2 \quad (2.3)$$

Mit  $E_e$  wird die Energie des Elektrons und mit  $Z$  die Kernladungszahl bezeichnet. Nach Durchqueren eines Absorbers der Dicke  $x$  hat das Teilchen dann die Energie:

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (2.4)$$

Dabei stellt  $E_0$  die Projektilenergie vor Durchqueren des Absorbers dar.  $X_0$  wird üblicherweise als Strahlungslänge bezeichnet. Dies ist die in einem Medium zurückgelegte Strecke, nach der die Energie des Projektils durch Bremsstrahlung auf  $1/e$  abgesunken ist. Für den SCSN-38 Szintillator beträgt  $X_0 \approx 42 \text{ cm}$ .

Die hochenergetischen Photonen der Bremsstrahlung können im Absorber Elektron-Positron-Paare erzeugen, die wiederum ihre Energie im Absorber abgeben. Es bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus. Die in den Messungen verwandten Szintillatorplatten für die Vetowände waren aber so dünn, daß dieser Effekt keine entscheidende Bedeutung hatte. Bei den Experimenten mit den Modulen des BEMC dienten die abwechselnd mit den Szintillatorschichten angeordneten Bleiplatten der Ausbildung elektromagnetischer

Schauer.

Für schnelle Elektronen ist der Energieverlust durch Ionisation nahezu konstant, der Energieverlust durch Bremsstrahlung aber proportional zu  $E_e$ . Daraus folgt, daß bei hohen Energien die Bremsstrahlung dominiert. Als kritische Energie wird die Energie definiert, bei der beide Arten des Strahlungsverlustes gleich groß sind. Es gilt:

$$E_{crit} \approx \frac{600}{Z} \text{ MeV} \quad (2.5)$$

### 2.2.2 Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlen

Die Abschwächung von  $\gamma$ -Strahlung ist durch folgende Effekte gekennzeichnet:

1. Paarerzeugung
2. Comptoneffekt
3. Photoeffekt

#### Paarerzeugung

Ein Photon kann ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Aus Energie- und Impulserhaltungsgründen geschieht dies nur im Feld eines Teilchens (Kerns), auf welches Impuls übertragen werden kann. Der Prozeß spielt nur bei Energien  $> 1.022 \text{ MeV}$  eine Rolle. Die in dieser Arbeit benutzte Quelle lieferte diese Energie nicht, so daß der Effekt nicht auftrat. Ausführlich wird die Paarerzeugung bei [Ros56] beschrieben. Für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich im Bereich  $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ :

$$\sigma_P = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left( \frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right) \quad (2.6)$$

Dabei wird mit  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante ( $\approx 1/137$ ) bezeichnet.  $r_e$  ist der klassische Elektronenradius ( $= \frac{e^2}{m_e c^2}$ ).  $\sigma_P$  hat die Einheit *barn* ( $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ).

Für  $E_\gamma \gg 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$  gilt:

$$\sigma_P = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left( \frac{7}{9} \ln \frac{183Z}{3\sqrt{Z}} - \frac{1}{54} \right) \quad (2.7)$$

Im Zwischenbereich muß der Wirkungsquerschnitt numerisch berechnet werden.

Bei hohen Energien wird  $\sigma_P$  demnach konstant und damit wird die Paarbildung gegenüber den im Folgenden zu beschreibenden Effekten dominant. Auch im Feld eines Elektrons ist Paarbildung möglich, jedoch muß  $E_\gamma$  jetzt  $> 4m_e c^2$  sein, weil die Masse des Stoßpartners geringer ist, als im Hüllfeld.

#### Comptoneffekt

Die elastische Streuung eines Photons an einem (quasi) freien Elektron bezeichnet man als Comptoneffekt. Bei Photonen, deren Energie sehr viel größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist, kann das Elektron als ruhend und frei, und der Stoß als elastisch betrachtet werden. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt für die Energie  $E_e$  des gestreuten Elektrons:

$$E_e = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos\vartheta)}{m_e c^2 + E_\gamma (1 - \cos\vartheta)} \quad (2.8)$$

bzw. für die Energie  $E_\gamma$  des gestreuten  $\gamma$ -Quants:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\vartheta)} \quad (2.9)$$

Bei Streuung des Photons um  $\vartheta = 180^\circ$  erhält das Elektron seine größte Energie. Nach Einsetzen dieses Wertes in Gl. 2.8 ergibt sich folgender Ausdruck, der die Lage der sogenannten Compton-Kante bestimmt:

$$E_e^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (2.10)$$

Die Änderung der Energie bewirkt eine Änderung der Wellenlänge des  $\gamma$ -Quants, die gegeben ist durch:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_e (1 - \cos\vartheta) \quad (2.11)$$

In den Formeln bezeichnen  $E_\gamma$  die Energie des einlaufenden Photons,  $\lambda_e = \frac{h}{m_e c} = 3.86 \cdot 10^{-13} m$  die Comptonwellenlänge des Elektrons und  $\vartheta$  den Streuwinkel des Photons.

Nach [Kle29] ergibt sich für große Energien ( $E_\gamma \gg m_e c^2$ ) der Wirkungsquerschnitt (in barn) pro Atom zu:

$$\sigma_C = \pi r_e^2 \frac{Z}{E_\gamma} m_e c^2 \left( \frac{1}{2} + \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) \quad (2.12)$$

Dieser Ausdruck ist proportional zu  $\frac{Z}{E_\gamma}$ , d.h. bei hohen Energien wird der Wirkungsquerschnitt geringer. Für kleine Energien ergibt sich dagegen:

$$\sigma_C = \sigma_0 Z \left( 1 - 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2} + \frac{26}{5} \left( \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)^2 + \dots \right) \quad (2.13)$$

Hier ist  $\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2$  der Thomson'sche Wirkungsquerschnitt.

### Photoeffekt

Beim Photoeffekt geben Photonen ihre Energie an die Hüllenelektronen ab. Das Photoelektron hat dann die Energie  $E_e = E_\gamma - E_B^i$ , wobei  $E_B^i$  die Bindungsenergie eines Elektrons in der  $i$ -ten Schale bezeichnet,  $E_\gamma$  ist wieder die Energie des einfallenden Photons. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Ph}$  weist Maxima an den Stellen  $E_\gamma = E_B^i$  auf. Unterhalb dieser Energien kommt es nur zur Emission eines Elektrons aus der nächst schwächer gebundenen Schale, oberhalb fällt die Wahrscheinlichkeit zur Emission stark mit zunehmender  $\gamma$ -Energie. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt in der K-Schale, der mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnet werden kann, ist im Fall  $E_\gamma > E_B^K$  gegeben durch ([Mus88]):

$$\sigma_{Ph}^K = 4\sqrt{2}\alpha^4 \sigma_0 Z^5 \left( \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} \approx 1.09 \cdot 10^8 Z^5 \left( \frac{13.61}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (2.14)$$

Dieser Ausdruck ist durch  $\frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}$  bestimmt, wobei  $\sigma_{Ph}^K$  die Einheit barn besitzt und  $E_\gamma$  in MeV angegeben werden muß. Für Energien  $E_\gamma \gg E_B^K$  gilt:

$$\sigma_{Ph}^K = \frac{3}{2} \alpha^4 \sigma_0 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \approx 1.34 \cdot 10^{-10} \frac{Z^5}{E_\gamma} \quad (2.15)$$

Aus der Proportionalität dieses Ausdrucks zu  $\frac{Z^5}{E_\gamma}$  zeigt sich, daß der Photoeffekt bei hohen Energien unbedeutend wird.

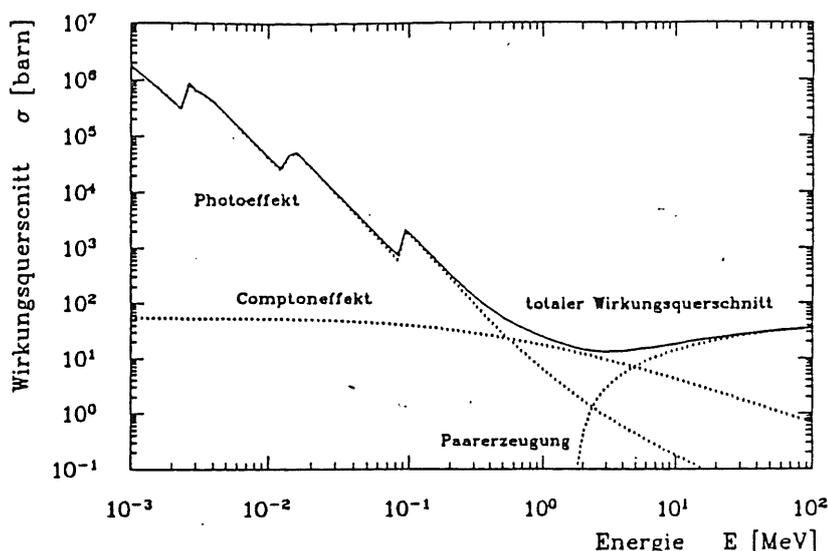


Abb. 2.1: Wechselwirkung von Photonen in Blei (aus [Pep89]).

In Abb.2.1 sind die Wirkungsquerschnitte für alle drei Effekte in Blei gegen die Energie aufgetragen. Die eben beschriebenen Wirkungsquerschnitte der Elementarprozesse bestimmen den Abschwächkoeffizienten  $\mu_i$ , mit dem die Absorption von  $\gamma$ -Strahlung in Materie beschrieben werden kann. Bezeichnet man die Koeffizienten für Paarerzeugung, Compton- und Photoeffekt mit  $\mu_P$ ,  $\mu_C$  und  $\mu_{Ph}$ , dann ist die Zahl der Photonen  $N(d)$ , die nach der Durchquerung der Schichtdicke  $x$  von der ursprünglichen Zahl  $N(0)$  übrigbleiben, gegeben durch:

$$N(d) = N(0) \cdot e^{-\mu_i x} \quad (2.16)$$

Hierbei ist  $\mu_i = \mu_P + \mu_C + \mu_{Ph}$ , wobei die einzelnen  $\mu$  mit den Wirkungsquerschnitten über  $\mu = n_t \cdot \sigma$  ( $n_t$  = Dichte der Atomkerne) zusammenhängen. Natürlich ist auch  $\mu_i$  energie- und materialabhängig.

### 2.3 Čerenkov-Strahlung

In einem durchsichtigen Festkörper oder einer Flüssigkeit ist die Lichtgeschwindigkeit durch  $v = \frac{c}{n}$  gegeben, wobei mit  $n$  der Brechungsindex des Mediums bezeichnet wird. Bewegt sich durch dieses Medium ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $v_s$ , die größer als  $v$  ist, emittieren die Atome Licht, die von nahe vorbeilaufenden geladenen Teilchen polarisiert worden sind. Die Störung des auf das Atom wirkenden Feldes erzeugt ein kurzzeitiges Dipolmoment, welches dann zur Aussendung elektromagnetischer Wellen führt. Daß dieser Effekt nur auftritt, wenn die Teilchengeschwindigkeit größer als  $v$  ist, liegt daran, daß nur in diesem Fall das Licht längs der Bahn kohärent ist.

In Abb.2.2 wird gezeigt, wie eine Wellenfront aus Elementarwellen konstruiert werden kann. Bei der Teilchengeschwindigkeit  $v_s$  wird das Licht in einem Kegel unter einem Winkel  $\alpha$  emittiert. Es gilt:

$$\sin \alpha = \frac{\frac{c}{n} t}{\beta c t} = \frac{1}{\beta n} \text{ mit } \beta = \frac{v_s}{c} > \frac{1}{n} \quad (2.17)$$

Die Čerenkovstrahlung tritt als kontinuierliches Spektrum auf. Die Energie der Strahlung pro Längeneinheit ist nach [Per87] gegeben durch:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c^2} \int_0^\infty \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu \quad (2.18)$$

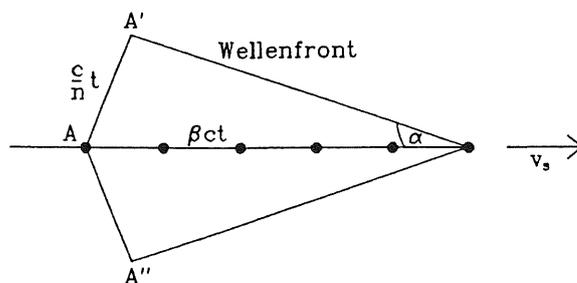


Abb. 2.2: Die Abbildung soll die Entstehung von Čerenkov-Strahlung verdeutlichen.

Dieser Ausdruck ist bei einer bestimmten Frequenz  $\nu$  proportional zu  $d\nu$  oder wegen  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  bzw.  $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$  proportional zu  $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ . Dies ist der Grund, warum im sichtbaren Bereich blaues Licht dominiert. Über einen kleinen Frequenzbereich kann die Abhängigkeit des Brechungsindex  $n$  von der Frequenz  $\nu$  vernachlässigt werden. Obige Gleichung lässt sich dann umformen zu:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z}{2} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \left( \frac{mc^2}{e^2} \right) \left\{ \frac{(h\nu_1)^2 - (h\nu_2)^2}{mc^2} \right\} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)_{\text{Mittel}} \quad (2.19)$$

Für ein Teilchen mit einer Kernladungszahl von  $Z = 1$  und  $\beta \approx 1$  ergibt sich in Wasser mit  $n \approx 1.33$  für sichtbares Licht ( $\lambda = 400 - 700 \text{ nm}$ ):

$$\frac{dE}{dx} = 400 \frac{eV}{cm}$$

Dies ist klein gegenüber einem totalen Energieverlust von  $\approx 2 \frac{MeV}{cm}$ .

## 2.4 Szintillation

### 2.4.1 Aufbau des SCSN-38 Szintillators

Die Komponenten eines Plastiksintillators werden in Matrix und Fluor unterteilt. Mit Matrix wird das polymere Trägermaterial bezeichnet, in das der eigentlich fluoreszierende Stoff, der Fluor, eingebaut wird. Es existieren Matrizen, die selbst fluoreszieren, wie z.B. das im SCSN-38 als Trägersubstanz verwandte Polystyrol. Als nicht fluoreszierende Trägersubstanz sei hier Plexiglas genannt. Der prozentuale Anteil des Fluors beträgt nur wenige Prozent, im SCSN-38 sind zu 1 % b-PBD<sup>1</sup> und zu 0.02 % BDB<sup>2</sup> enthalten. Deshalb verlieren Teilchen beim Durchgang durch den Szintillator hauptsächlich durch Stöße mit der Matrix ihre Energie. Diese Anregung wird dann auf den ersten Fluor (b-PBD) übertragen, der dann seinerseits langwelligeres Licht emittiert. Der zweite Fluor kann dieses Licht absorbieren und Licht einer noch größeren Wellenlänge ausstrahlen. Die beiden Fluore verschieben das Szintillationslicht von 300 auf 430 nm. Im Anhang C finden sich einige spezifische Materialdaten des SCSN-38. In Abb.2.3 wird der strukturelle Aufbau der einzelnen Komponenten des Szintillator gezeigt.

<sup>1</sup>b-PBD: 2-(4-t-buthylphenyl)-5-phenyl-oxadiazol

<sup>2</sup>BDB: 4,4'-bi(2.5-dimethyl-styryl)-biphenyl

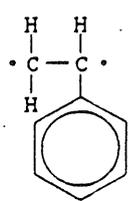
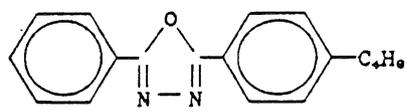
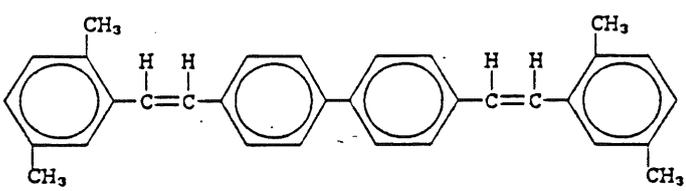
Substanz	Strukturformel
Polystyrol-Monomer	
b-PBD	
BDB	

Abb. 2.3: Die Abbildung zeigt den strukturellen Aufbau der einzelnen Komponenten des SCSN-38 Szintillators (aus [Kas90]).

## 2.4.2 Szintillationsprozeß im Plastiksintillator

### Die Lichtausbeute

Nur wenige Prozent, die ein Teilchen beim Durchqueren des Szintillators verliert, wird in Szintillationslicht umgewandelt. Es besteht eine Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Ionisationsdichte und damit von der Energie. Es gilt der Ansatz, daß bei kleinen Ionisationsdichten, wie sie z.B. hochenergetische Elektronen erzeugen, die Energie des Szintillationslichtes pro Weglänge ( $dL/dx$ ) proportional zu  $dE/dx$  ist:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (2.20)$$

Der Faktor  $S$  wird als Szintillationslichtausbeute bezeichnet.

Beim Durchgang durch einen Szintillator kann es aber auch zur Zerstörung der Moleküle kommen. Dies ist im wesentlichen für hohe Ionisationsdichten der Fall. Die Dichte teilweise zerstörter Moleküle ist direkt proportional zu  $dE/dx$ . Deshalb gilt:

$$\frac{dN_{dam}}{dx} = B \frac{dE}{dx} \quad (2.21)$$

$N_{dam}$  gibt die Anzahl geschädigter Moleküle an,  $B$  ist eine Proportionalitätskonstante. Ein Anteil  $k$  dieser zertsörten Moleküle steht nun für den Szintillationsprozeß nicht mehr zur Verfügung. Dadurch vermindert sich die Lichtausbeute, was durch das Birks'sche Gesetz zum Ausdruck gebracht wird:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.22)$$

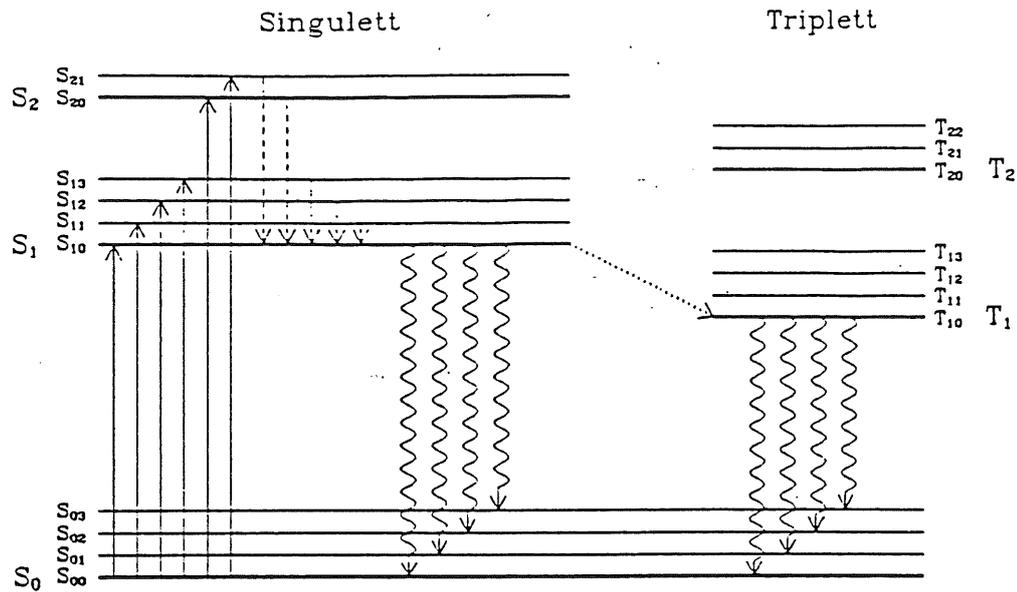


Abb. 2.4: Die Abbildung zeigt das Energieniveauschema eines Plastikszintillators und soll das Lumineszenzprinzip verdeutlichen (aus [Kas90]).

Im Falle sehr hoher Ionisationsdichten wird aus Gl. 2.22:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{kB} \quad (2.23)$$

Diese Gleichung ist z.B. für  $\alpha$ -Teilchen gültig.

Für hochenergetische Elektronen kann auf Grund des geringen Energieverlustes nach [Kno79] geschrieben werden:

$$\left(\frac{dL}{dx}\right)_{El} = S_{eff} \frac{dE}{dx} \quad (2.24)$$

In der Arbeit von [Pep89] wird  $S_{eff}$  für Untersuchungen an den Detektormodulen des BEMC in der Größenordnung von 0.1 % angegeben. In diesem Wert sind Transmissionsverluste des Lichtes auf dem Weg vom Entstehungsort zu den Photodioden mit berücksichtigt.

### Die Lumineszenz

Bei der Lumineszenz unterscheidet man zwischen Fluoreszenz und Phosphoreszenz. Die Fluoreszenz ist ein relativ schneller Prozeß mit einer Lebensdauer von  $10^{-9} - 10^{-5}$  s. Bei der Phosphoreszenz dagegen kann die Lebensdauer beteiligter Zustände Werte bis zu einigen Minuten annehmen.

Mit Fluoreszenz wird der Übergang bezeichnet, bei dem ein Molekül vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand bzw. in Schwingungsmoden des Grundzustandes übergeht. Die Anregung kann dabei durch elektromagnetische Wechselwirkung geladener Teilchen oder durch elektromagnetische Strahlung erfolgen. Die Rückkehr in den Grundzustand kann auf zwei Arten erfolgen. Entweder gehen die Elektronen unter Emission elektromagnetischer Strahlung in einen tieferen Zustand über (Fluoreszenz und Phosphoreszenz), oder die Elektronen verlieren ihre Anregungsenergie in Form von Stößen, d.h. es findet ein strahlungsloser Übergang statt. Dieser Anteil der Anregungsenergie geht der Lumineszenz verloren.

Mit Abb.2.4 lassen sich die Fluoreszenz und die Phosphoreszenz erklären. Die Moleküle

haben die Möglichkeit, nach ihrer Anregung die Energiezustände  $S_0, S_1 \dots S_n$  im Singulettzustand mit Spinquantenzahl 0 anzunehmen. Der Niveauabstand beträgt ca.  $2 - 4 \text{ eV}$ . Unterteilt sind die Niveaus in die Vibrationszustände  $S_{00}, S_{01} \dots; S_{10}, S_{11} \dots$ . Der Abstand der Vibrationszustände liegt bei  $0.1 \text{ eV}$ . Innerhalb weniger ps kehren alle angeregten Zustände in den  $S_{10}$ -Zustand zurück. Unter Emission von Dipolstrahlung regt sich dieser Zustand in die Vibrationszustände  $S_{0m}$  des Grundzustandes ab. Die Zeitdauer für diesen Prozeß liegt in der Größenordnung von ns. Das Emissionsspektrum zeigt immer den gleichen Verlauf, unabhängig von z.B. der Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes. Die Intensität des emittierten Lichtes ist durch den einfachen Ausdruck  $I = I_0 \cdot e^{-t/\tau}$  gegeben, wobei  $\tau$  die Zerfallszeit des  $S_{10}$ -Zustandes darstellt.

Neben dieser schnellen Abregung, also der Fluoreszenz, kann das angeregte Molekül aus dem  $S_{10}$ -Zustand in einen Triplettzwischenzustand  $T_{1n}$  mit der Spinquantenzahl 1 übergehen. Daraufhin erfolgt eine Abregung auf den  $T_{10}$ -Zustand, der energetisch etwas tiefer liegt als das  $S_{10}$ -Niveau. Der gesamte Übergang  $S_{10} \rightarrow T_{10}$  geschieht strahlungslos und wird als Inter System Crossing bezeichnet. Der Übergang vom  $T_{10}$ -Niveau in die Vibrationszustände  $S_{0m}$  ist verboten, da sich die Spinquantenzahl ändert. Deshalb beträgt die Lebensdauer  $10^{-3} - 1 \text{ s}$ . Dieser Prozeß wird Phosphoreszenz genannt. Das Phosphoreszenzlicht ist langwelliger als das Fluoreszenzlicht, weil, wie schon erwähnt wurde, das  $T_{10}$ -Niveau energetisch tiefer liegt als der  $S_{10}$ -Zustand.

Neben diesen beiden Prozessen gibt es noch die verzögerte Fluoreszenz. Hier wird ein Molekül aus dem  $T_{10}$ -Zustand in den  $S_{10}$ -Zustand angeregt und gibt von dort aus seine Energie durch Fluoreszenz wieder ab. Die Phosphoreszenz erweist sich für schnelle Zeitmessungen als störend, weshalb sich ein guter Szintillator dadurch auszeichnet, daß der Hauptteil des Lichtes durch Fluoreszenz emittiert wird.

### 2.4.3 Energietransport im SCSN-38 Szintillator

In Abb.2.5 sind die Absorptions- und Emissionsspektren der Bestandteile des SCSN-38 dargestellt. Weiterhin sind auch die Spektren des Y-7 eingezeichnet, einem Farbstoff, der in den Wellenlängenschiebern der Module des BEMC enthalten ist (siehe Kap. 3.3.1).

Auf Grund des geringen Prozentsatzes, mit dem b-PBD und BDB im Szintillator vorhanden sind, geben Teilchen beim Durchqueren des Szintillators ihre Energie hauptsächlich an die Matrix ab. Da sich bei den Matrixmolekülen Emissions- und Absorptionsspektren sehr stark überlappen, wird das kurzwellige Szintillationslicht ( $300 \text{ nm}$ ) nach wenigen Zentimetern vollständig von den Nachbarmolekülen absorbiert. Ein Teil des Lichtes ist jedoch in der Lage, die Moleküle des ersten Fluors anzuregen. Diese emittieren dann Licht größerer Wellenlänge bei der Rückkehr in den Grundzustand. Für dieses Licht ist die Matrix transparent. Es kann nur noch von den Molekülen der ersten oder zweiten Fluor absorbiert werden. Eine Reabsorption ist aber auf Grund der geringen Konzentration unwahrscheinlich.

Die angeregten Moleküle des zweiten Fluors kehren unter Emission von Licht einer noch größeren Wellenlänge in den Grundzustand zurück. Die Wellenlänge beträgt jetzt ca.  $430 \text{ nm}$ . Dieses Licht kann weder von den Molekülen der Matrix, noch von Molekülen des ersten Fluors absorbiert werden, was die Wahrscheinlichkeit einer Reabsorption nochmals verringert. Ein anderer Vorteil des zweiten Fluors ist, daß man durch dessen Einbau eine bessere Anpassung an den Empfindlichkeitsbereich eines gegebenenfalls zu benutzenden Photomultipliers erhält. Soll das Szintillationslicht mit Photodioden ausgelesen werden, kann man Wellenlängenschieber benutzen, die den oben genannten Farbstoff enthalten. Hier hat der zweite Fluor die Aufgabe, die Wellenlänge des Lichtes an das Absorptionsspektrum des Farbstoffes anzupassen. Der Wellenlängenschieber bewirkt eine erneute Verschiebung der Wellenlänge in den lichtempfindlichen Bereich der Photodiode. Letzteres

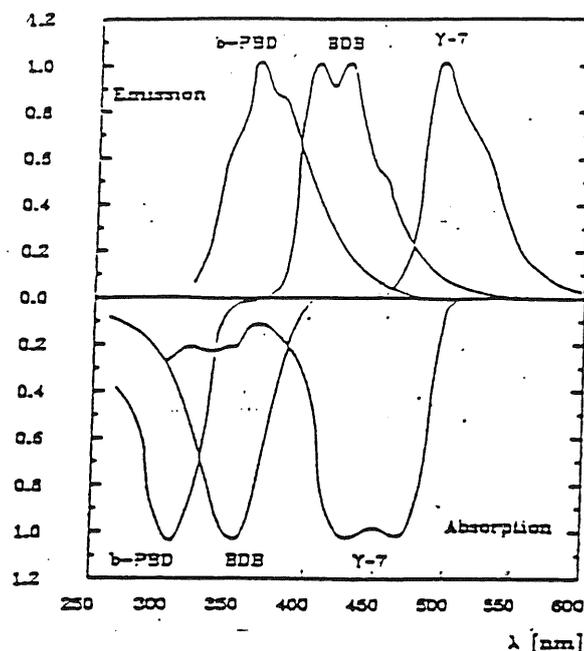


Abb. 2.5: Absorptions- und Emissionsspektren am Lichttransport beteiligter Stoffe

wird ausführlich in Kap. 3.3.1 beschrieben.

## 2.5 Lichtausbreitung im Szintillator

Die folgenden Abschnitte bilden eine theoretische Grundlage für die in Kap. 4 beschriebenen Experimente. Das in einer Szintillatorplatte an einem bestimmten Einschußort erzeugte Szintillationslicht wird isotrop abgestrahlt. Die auszulesende Fläche der in den Versuchen benutzten Detektorkonfigurationen deckt aber nur einen kleinen Teil des gesamten Raumwinkels ab. Für die meisten Anregungsorte gelangt direktes Licht gar nicht zum Photomultiplier, sondern kann diesen nur über Reflexionen erreichen, wobei einiges Licht aus dem Szintillator herausgebrochen wird. Die Umhüllung des Szintillators birgt die Möglichkeit, daß ein Teil des herausgebrochenen Lichtes wieder zurück in den Szintillator reflektiert wird.

Die Intensität des Lichtes verringert sich mit der zurückgelegten Weglänge. Dies wird durch die Definition einer vom Material und der Wellenlänge abhängigen Größe, der Abschwächlänge  $X_a$ , zum Ausdruck gebracht. Nach Durchlauf einer Abschwächlänge  $X_a$  hat sich die ursprüngliche Intensität  $I_0$  des Lichtes um den Faktor  $1/e$  vermindert. Es gilt:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_a}} \quad (2.25)$$

Für das verwandte SCSN-38 sind in Tabelle 2.1 die Abschwächlängen für verschiedene Wellenlängen aufgeführt. Die effektiv gemessene Abschwächlänge beträgt ca.  $X_a = 90 \text{ cm}$  (siehe hierzu [Fun88]).

$X_a \text{ (cm)}$	0.039	0.048	0.063	0.088	0.145	0.258	1.754	33.0
$\lambda \text{ (nm)}$	375	380	385	390	395	400	410	420

Tab. 2.1: Abschwächlänge  $X_a$  bei verschiedenen Wellenlängen, entnommen aus [Pic89].

### 2.5.1 Reflexion und Brechung, Totalreflexion

Unter der Annahme, daß die Begrenzungsflächen zweier Medien ideal sind, d.h. keine Rauigkeit aufweisen, wird unter einem Winkel  $\alpha_1$  gegen das Einfallslot auftreffendes Licht zum Teil reflektiert. Der Einfallswinkel ist dann gleich dem Reflexionswinkel. Der Rest des Lichtes tritt unter Richtungsänderung, Brechung, in das andere Medium ein und breitet sich dort unter dem Brechungswinkel  $\alpha_2$  gegen das Einfallslot aus. Es gilt das Snellius'sche Brechungsgesetz:

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c_1}{c_2} \quad (2.26)$$

Hierbei bezeichnen die  $n_i$  bzw.  $c_i$  die Brechungsindizes und Lichtgeschwindigkeiten der Medien.

Tritt Licht von einem optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium ( $n_1 > n_2$ ), wird es vom Einfallslot weggebrochen. Es gibt einen Einfallswinkel  $\alpha_T$ , zu dem ein Brechungswinkel von  $90^\circ$  gehört. Wird dieser Grenzwinkel überschritten, ist ein Übergang in das optisch dünnere Medium nicht mehr möglich, sondern das Licht wird totalreflektiert.  $\alpha_T$  errechnet sich aus:

$$\alpha_T = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (2.27)$$

Für den Übergang SCSN-38 in Luft ist  $\alpha_T = 39^\circ$ .

Bei einem Einfallswinkel, der kleiner als  $\alpha_T$  ist, kann die Amplitude von reflektiertem (R) und gebrochenem (G) Strahl mit Hilfe der Fresnel'schen Formeln berechnet werden.

$$R_{\perp} = \frac{n_2 \cos\alpha_2 - n_1 \cos\alpha_1}{n_2 \cos\alpha_2 + n_1 \cos\alpha_1} \quad G_{\perp} = \frac{2n_2 \cos\alpha_2}{n_2 \cos\alpha_2 + n_1 \cos\alpha_1} \quad (2.28)$$

$$R_{\parallel} = \frac{n_1 \cos\alpha_2 - n_2 \cos\alpha_1}{n_1 \cos\alpha_2 + n_2 \cos\alpha_1} \quad G_{\parallel} = \frac{2n_2 \cos\alpha_2}{n_1 \cos\alpha_2 + n_2 \cos\alpha_1} \quad (2.29)$$

Die oberen Formeln sind gültig, wenn  $\vec{E}$  senkrecht zur Einfallsebene ist, die unteren für  $\vec{E}$  parallel zur Einfallsebene.

Betrachtet man die Oberfläche als rau, gelten die idealisierten Annahmen nicht mehr. Ein Teil des Lichtes muß als diffus reflektiert betrachtet werden. Dieses Problem wird mit dem Lambert'schen Gesetz als Ansatz betrachtet. Hiernach ist die unter einem Winkel  $\alpha$  zur Flächennormalen abgestrahlte Intensität proportional zu  $\cos\alpha$ .

### 2.5.2 Lichtsammlung und Lichtausbreitung im Szintillator

Die in Kap. 4 untersuchten Detektorkonfigurationen sind quaderförmig. Unter der Annahme, daß die Lichtemission an jedem Punkt isotrop ist, können folgende Aussagen gemacht werden:

1. Die Lichtstrahlen, die unter einem Winkel  $> \alpha_T$  zu den Normalenvektoren der Wände auf die Begrenzungsfläche des Szintillators fallen, werden totalreflektiert. Dies gilt dann auch für alle folgenden Reflexionen.
2. Aus obiger Aussage folgt, daß die Lichtstrahlen, die innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von  $2\alpha_T$  auf die Wände fallen, nicht total reflektiert werden und somit bei jeder Reflexion an Intensität verlieren.

In der Arbeit von [Pic89] wird der Anteil des Lichtes, der durch Totalreflexion im Quader enthalten bleibt, durch das Verhältnis des Raumwinkels des oben genannten Kegels zum gesamten Raumwinkel  $4\pi$  in einer einfachen Rechnung abgeschätzt. Der Anteil des durch

jede Fläche des Quaders entweichenden Lichtes  $K_1$  ist demnach unter Vernachlässigung von innerer Absorption:

$$K_1 = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\alpha_T} 2\pi \sin\alpha \, d\alpha = \frac{1}{2}(1 - \cos\alpha_T) \quad (2.30)$$

Der im Quader auf Grund der Totalreflexion verbleibende Anteil  $K$  an Licht ist dann  $K = 1 - 6K_1$ , weil sechs Begrenzungsflächen des Quaders existieren. Für SCSN-38 ergibt sich  $K \approx 33\%$ .

In Realiter war bei den benutzten Konfigurationen ein Kegel ausgefräst (siehe Kap. 4.1), der die Lichtstrahlen zum Photomultiplier umlenken sollte. Die Ausfräsung hat zur Folge, daß nach Reflexion an dem Kegel chaotische Lichtwege auftreten. Jetzt divergieren benachbarte Strahlen, die ohne Kegel benachbart geblieben wären. Der Kegel ist klein gegen die Abmessungen der Szintillatorplatte. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit gering, daß Licht aus anderen Bereichen der Platte direkt, d.h. ohne vorher reflektiert zu werden, auf den Kegel trifft. Die Wahrscheinlichkeit des prompten Nachweises liegt nach einer Abschätzung von [Pic89] in der Größenordnung von 0.14 % bei einem Emissionsort in 15 cm Entfernung vom sich in der Szintillatorplattenmitte befindlichen Kegel. Bei Aufsummation allen Lichts, das über Vielfachreflexionen in den Photomultiplier gelangt, erhält man Werte von 3%. Je näher man sich zum Ort des Photomultipliers begibt, also zur Mitte der Szintillatorplatte hin, desto größer wird für das Licht die Wahrscheinlichkeit, ohne Reflexion an die Photokathode zu gelangen, aber ein deutlicher Intensitätssprung ergibt sich erst an der Grenze zum direkten Sichtbereich des Photomultipliers.

## Kapitel 3

# Das Verhalten der rückwärtigen Kalorimetermodule des H1-Detektors in Magnetfeldern bis zu 1.65 T

### 3.1 Vorbemerkungen

Ziel dieser Arbeit ist es, zu untersuchen, welchen Einfluß Magnetfelder auf die Lichtausbeute im Szintillator haben. Schon aus anderen Arbeiten (z.B. [Blö88], [Kre89]) ist bekannt, daß das Feld eine Zunahme der Lichtausbeute bewirkt.

Die für diese Arbeit wichtigsten Messungen wurden am **DESY**-Teststrahl an einem Kalorimetermodul durchgeführt, das in ein Magnetfeld gebracht wurde. Dies bedeutet, daß nicht nur die Blei-Szintillatorschichten, sondern auch die Photodioden und Vorverstärker dem Feld ausgesetzt waren. Daher wurde zunächst in einigen Vorversuchen die Wirkung des Feldes auf die einzelnen Komponenten des Stacks untersucht.

Im ersten Schritt wurde überprüft, ob das Magnetfeld einen Einfluß auf die Photodiode hat. Der verwendete Magnet erreichte Felder der Stärke von bis zu 1.5 T und übertraf damit die im **H1**-Detektor herrschende Feldstärke von 1.2 T. Diese relativ hohe Feldstärke war nur bei Polschuhabständen von  $\leq 15$  cm zu erreichen. Aus diesem Grund paßte das Kalorimetermodul nicht in den Spalt, weshalb dieser Magnet für spätere Messungen ungeeignet war.

Der sich am **DESY**-Teststrahl 22 befindliche Magnet erreichte Feldstärken von 0.8 T. Für die Messungen im axialen Feld <sup>1</sup> wurde dieser Magnet um 180° gedreht. Im Anschluß daran wurde von der **ZEUS**-Kollaboration freundlicherweise am **DESY**-Teststrahl 21 ein Magnet zur Verfügung gestellt, der Magnetfelder bis zum Maximalwert von 1.65 T erzeugte, so daß hiermit die Feldstärke von 1.2 T im **H1**-Detektor leicht erreicht werden konnte. Allerdings stand bei der hier benutzten Anordnung das Magnetfeld wieder senkrecht zum Teststrahl.

Im Folgenden sollen nun zunächst die Voruntersuchungen über das Verhalten von Photodioden in Magnetfeldern beschrieben werden.

---

<sup>1</sup>Die Bezeichnungen transversales und axiales Feld sollen die senkrechte bzw. parallele Ausrichtung des Kalorimetermoduls in Bezug auf das Magnetfeld zum Ausdruck bringen.

## 3.2 Vormessungen: Die Photodiode im Magnetfeld

### 3.2.1 Die Photodiode

Die in den Modulen und in den Vormessungen verwendeten Photodioden sind PIN-Dioden vom Typ S2575 der Firma Hamamatsu. Hierbei handelt es sich um Photodioden, bei denen sich zwischen der p-Schicht und der n-Schicht eine intrinsische (eigenleitende) Schicht befindet.

#### Funktionsweise

Die Photodiode läßt sich als aktives Bauelement zur Umwandlung von Strahlungsenergie in elektrische Energie benutzen. Die Funktionsweise läßt sich nach [Ros83] an Hand des  $pn$ -Überganges erklären. Aus dem n-dotierten Bereich wandern durch Diffusion Elektronen in den p-dotierten Bereich und rekombinieren dort mit den Löchern. Umgekehrt wandern Löcher in den n-dotierten Bereich und rekombinieren hier mit den Elektronen. Die Folge ist ein Anwachsen der Minoritätsträgerkonzentration in der Nähe der Grenzschicht, die eine Zunahme der Rekombinationsrate und damit eine Verarmung an freien Ladungsträgern bewirkt: Es bildet sich am  $pn$ -Übergang eine Verarmungsschicht heraus. Die geringe Konzentration an freien Ladungsträgern vermindert die Leitfähigkeit, weshalb die Übergangsschicht auch als Sperrschicht bezeichnet wird. Andererseits wird durch die zurückbleibenden Akzeptoren bzw. Donatoren in der Umgebung der Grenzschicht eine Raumladung aufgebaut. In dieser Raumladungsschicht wirkt ein elektrisches Feld, das einen Strom von Minoritätsträgern hervorruft, der dem Diffusionsstrom entgegengesetzt ist. Im thermischen Gleichgewicht sind Feld- und Diffusionsstrom gleich groß.

Bei den hier verwandten Photodioden kann die Verarmungszone durch ein außen angelegtes Feld über die gesamte intrinsische Schicht ausgeweitet werden. Die p-Schicht wird bei einer Photodiode sehr dünn ausgeführt, damit sie lichtdurchlässig ist. Licht mit einer Energie, die größer als die Bandlücke ist, erzeugt in der intrinsischen Schicht Elektron-Loch-Paare. Diese werden im Raumladungsfeld sofort voneinander getrennt; Elektronen fließen ins n-Gebiet, Löcher ins p-Gebiet, was eine Verringerung der Sperrschichtbreite und damit eine Zunahme der Leitfähigkeit bewirkt. Die Folge ist ein zur Lichtintensität proportionaler Strom.

Auch  $\gamma$ -Strahlung erzeugt in der Diode ein Signal. Die in der intrinsischen Schicht durch Photo- und Comptoneffekt gebildeten Elektronen erzeugen ihrerseits wiederum Elektron-Loch-Paare. Die Anzahl der in der Photodiode gebildeten Elektron-Loch-Paare ist nach [Kno79] gegeben durch:

$$N_e = \frac{E_\gamma}{3.62 [eV]} \quad (3.1)$$

Hierbei wird mit den  $3.62 eV$  die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares bezeichnet. Durch die Anzahl der gemessenen Elektronen wird eine absolute Kalibration der Diodensignale ermöglicht. Dazu ist natürlich erforderlich, daß das Photoelektron seine Energie in der Verarmungszone des Detektors verliert. Mit ca.  $25 \mu m$  Reichweite in Si für die Photoelektronen einer  $59.5 keV^{241}Am$ -Quelle ist dies aber in Detektoren von  $100 - 200 \mu m$  Dicke gewährleistet (siehe Ortec Instruction Manual for Surface Barrier Detectors).

Die Quantenausbeute, d.h. die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares, beträgt für den lichtempfindlichen Teil des Spektrums für die Diode S2575  $\approx 64 \%$ . Die Lichtempfindlichkeit wird bei großen Wellenlängen durch die Bandlücke im Si und bei kleinen Wellenlängen durch die Dicke der p-Schicht, deren Herstellungsgrenze derzeit bei  $0.1 \mu m$  liegt, begrenzt. UV-Licht wird also demnach bereits in der p-Schicht absorbiert

und kann keine Elektron-Loch-Paare erzeugen (siehe [Pep89]).

### 3.2.2 Die Meßanordnung

Wie oben bereits erwähnt dienten die Vormessungen dazu, den Einfluß von Magnetfeldern auf die in den Kalorimetermodulen verwandten Photodioden zu untersuchen. Hierzu wurde auf eine Diode eine  $^{241}\text{Am}$ -Quelle geklebt und diese Anordnung in einem selbstgebaute Kupferkästchen lichtdicht untergebracht. Das Kästchen enthielt eine Platine, auf die die Anordnung aufgesteckt wurde. Hierdurch wurde die Orientierung der Diode bezüglich des Magnetfeldes festgelegt.

Die von der Photodiode gelieferten Signale wurden über BNC-Kabel in einen Vorverstärker des Typs *Canberra 2001A* eingespeist. Dieser Vorverstärker besaß einen Eingang für die Vorspannung der Diode und einen Testpulsereingang. Die Vorspannung lieferte das Gerät *Ortec 456*, und als Testpuls diente ein *BNC*-Testpuls.

Die vorverstärkten Diodensignale wurden in einen Shape-Verstärker des Typs *Ortec 572* gegeben. Mit Hilfe eines Personal Computers <sup>2</sup>, der über einen ADC die verstärkten Signale digitalisierte und als Vielkanalanalysator benutzt wurde, konnten die auflaufenden Spektren aufgenommen und gespeichert werden. Hier stand auch ein Programm zur vorläufigen Bestimmung des Maximums des Photopeaks und dessen Halbwertsbreite zur Verfügung. Die Halbwertsbreite war eine wichtige Meßgröße, weil aus ihr das von der Diodenvorspannung abhängige Rauschen bestimmt werden konnte. Die endgültige Auswertung der Meßdaten wurde jedoch später mit Hilfe eines Programmpaketes an einer *IBM*-Großrechenanlage durchgeführt (siehe dazu Kapitel 3.2.3).

Der außerhalb des Magnetfeldes aufgebaute Testpuls diente einerseits zur Kalibration des PC's, da der ADC einen Offset besaß. Andererseits wurden die Testpulsersignale mit dem Diodensignal der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle verglichen um zu überprüfen, ob der Vorverstärker empfindlich auf das Magnetfeld war. Durch den Vergleich ließ sich entscheiden, ob eventuell auftretende Signalhöhenverschiebungen von der Photodiode oder dem Vorverstärker herrührten. Um die Kabellängen kurz zu halten stand der Vorverstärker im Streufeld des Magneten. So ließ sich leicht feststellen, daß der Vorverstärker im ersten Versuchsaufbau sehr empfindlich auf das Streufeld reagierte.

Es soll hier ausdrücklich betont werden, daß die Vorverstärker der Kalorimetermodule nicht magnetfeldempfindlich sind. Die Signalhöhe und Breite der Testpulsersignale sind unabhängig von der verwandten Feldstärke (siehe Kap. 3.3.3).

Die Signale wurden durch starkes Rauschen überlagert. Um ein noch meßbares Diodensignal zu erhalten, konnte das Kabel zum Vorverstärker aber auch nicht so lang gewählt werden, daß der Vorverstärker aus dem Einflußbereich des Feldes herausgekommen wäre und somit diese Störungen hätten vermieden werden können.

Ein anderes Problem warf die unterschiedliche Erdung von Magnet und Elektronik auf. Auch hier ergaben sich anfangs starke Störungen des Signals. Dieses Problem konnte aber durch Umhüllung des Kupferkästchens mit isolierendem Material behoben werden.

Die Versuche wurden dann in zwei Meßreihen durchgeführt, wobei zuerst die Photodiode parallel und danach senkrecht zum Magnetfeld stand.

In Abb.3.1 ist der Versuchsaufbau dargestellt.

#### Der PC

Die Aufnahme der Spektren wurde sowohl bei diesen Vormessungen als auch bei den folgenden Modulmessungen mit Hilfe eines *MaWi*-PC's bewerkstelligt. Dieser *IBM*-kompatible AT-Rechner war mit einer Karte zur Nutzung als Vielkanalanalysator ausgestattet.

<sup>2</sup>Verwandt wurde ein *IBM* kompatibler *MaWi* AT-Rechner

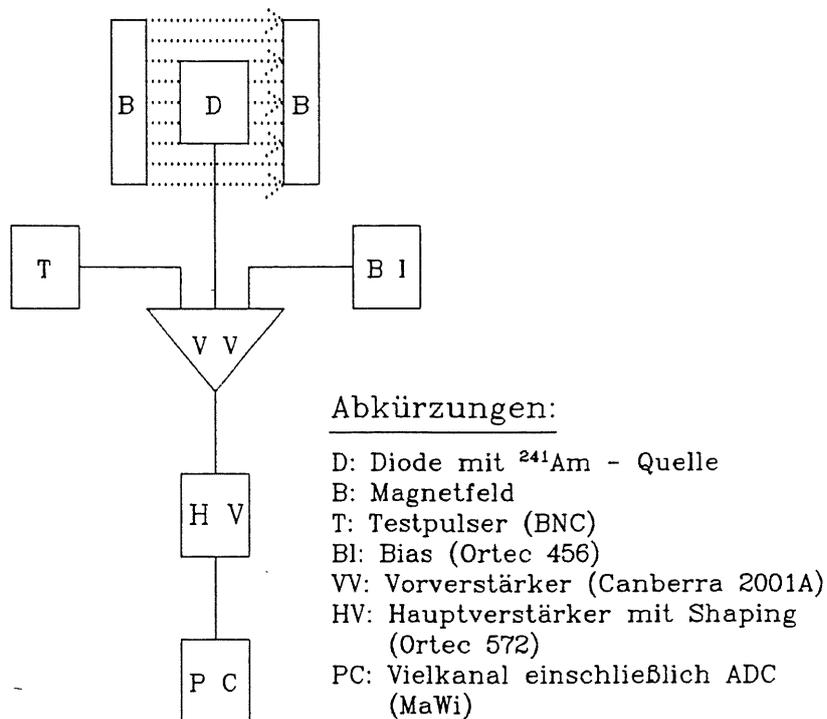


Abb. 3.1: Meßanordnung: Photodiode im Magnetfeld

Die Eingangssignale wurden über einen 100 MHz Wilkinson-ADC<sup>3</sup> digitalisiert, wobei die Eingangssignale von positiver Polarität zwischen 0 und 8 V sein mußten. Die Signale wurden dann entsprechend ihrer Höhe in Kanäle eingeordnet. Ein Spektrum bestand aus 2048 Kanälen. Die Anzahl der Kanäle, in die die Ereignisse eingeordnet werden sollten, konnte aber im Prinzip zwischen 256 und 8192 gewählt werden.

Vor Aufnahme der Spektren mußte der PC kalibriert werden. Dazu wurde mit Hilfe eines Testpulsers der Offset des ADC's bestimmt. Aus dem Abstand der Linien eines aus mehreren äquidistanten Linien bestehenden Testpulserspektrums ließ sich der wahre Nullpunkt des ADC's ermitteln. Hierbei stellte sich heraus, daß der Offset 18 Kanäle betrug. Diese Testpulsermessung wurde zu verschiedenen Zeitpunkten wiederholt. Es zeigte sich, daß die Abweichung um 18 Kanäle ein relativ konstanter Wert waren. Die Offsetbestimmung differierte um  $\pm 2$  Kanäle. Die Meßergebnisse wurden deshalb um diesen systematischen Fehler korrigiert.

Zur Auswertung der Meßdaten standen einige Routinen zur Verfügung, mit denen man Maximum und Halbwertsbreite bestimmen konnte. Außerdem ließ sich die gesamte Zählrate

<sup>3</sup>Beim Sägezahn oder Wilkinson-ADC wird der Digitalwert der Impulshöhe durch eine digitale Zeitmessung gewonnen. Gemessen wird die Zeit, nach der ein auf die Impuls-Spitzen-Amplitude aufgeladener Kondensator nach einer streng linearen Entladung auf 0 V entladen wird.

sowie die Anzahl der in einem Kanal registrierten Ereignisse feststellen. Eine Zählrate von  $\approx 1000$  Ereignissen im Maximum konnte in kurzer Zeit (ca. 5 – 10 Minuten) erhalten werden, womit eine gute Statistik gewährleistet war. Letztendlich konnte am PC noch die Zeitdauer, in der Ereignisse registriert werden sollten, eingestellt werden. Dadurch waren die Zählraten der einzelnen Messungen in etwa gleich.

### 3.2.3 Auswertung der Meßdaten

Wie bereits oben beschrieben wurde, stand für die Vormessungen eine  $^{241}\text{Am}$ -Quelle zur Verfügung, die  $59.5\text{ keV}$   $\gamma$ -Quanten lieferte. Diese  $\gamma$ -Strahlung erzeugt an der Photodiode ein Signal. Für Energien unterhalb  $1\text{ MeV}$  sind nur Photo- und Compton-Effekt von Bedeutung. Die hierbei in der intrinsischen Schicht der Photodiode entstehenden Elektronen erzeugen ihrerseits wieder Elektron-Loch-Paare.

Der Photoeffekt liefert ein Elektron mit der Energie  $E_e = E_\gamma - E_b$ , wobei  $E_b$  die Bindungs-

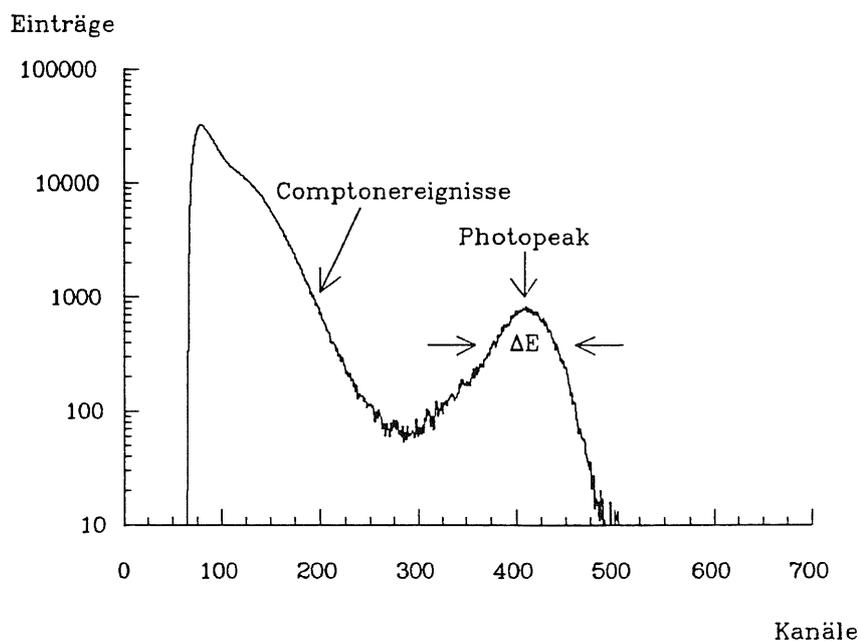


Abb. 3.2: Spektrum der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle

energie des Elektrons vor dem Stoß mit dem Photon beschreibt. Man erhält ein Signal proportional zu  $E_e$  mit einer bestimmten Halbwertsbreite  $\Delta E$ . Dieser Photopeak mit der vollen Energie ist in Abb.3.2 dargestellt. (Man beachte die logarithmisch aufgetragene Ordinate.)

Zur Linienbreite:

Wie aus Abb.3.2 zu sehen ist, beträgt das Verhältnis  $\Delta E/E \approx 15\%$ , was wegen Gl. 3.6 einer Energieauflösung von  $\sigma/E \approx 6.5\%$  entspricht, wobei mit  $\sigma$  die Standardabweichung bezeichnet wird. Die Anzahl der an der Photodiode gebildeten Elektron-Loch-Paare ist gegeben durch (siehe Gl. 3.1):

$$N_e = \frac{E_\gamma}{3.62 [\text{eV}]}$$

Für die  $^{241}\text{Am}$ -Quelle ergibt sich:

$$N_\epsilon = 16.4 \cdot 10^3$$

Hiermit und aus dem Verhältnis  $\sigma/E$  ergibt sich dann, daß  $\sigma \approx 1000 e^-$  beträgt. Für die Auswertung dieser Voruntersuchungen wurde die Änderung der Lage des Photopeakmaximums gegen das Magnetfeld aufgetragen. Da der Photopeak die Form einer Gauß- bzw. Normalverteilung hat, wurde eine solche Kurve mit Hilfe eines Programmpaketes zur Darstellung und Manipulation von Meßdaten<sup>4</sup> an den Peak angepaßt. Zum besseren Verständnis des Datenanalyseverfahrens sollen im Folgenden einige statistische Begriffe erläutert werden.

### Die Gaußverteilung

Die **Gauß- oder Normalverteilung** ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\bar{n})}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}} \quad (3.2)$$

Hierbei bezeichnet  $P(n)$  die Wahrscheinlichkeit einen speziellen Wert  $n$  in einer bestimmten Messung zu finden,  $\bar{n}$  ist der Mittelwert der Meßergebnisse. Die Verteilung ist symmetrisch um  $\bar{n}$  und hat eine gewisse Breite, die durch die Streuung  $\sigma^2$  charakterisiert ist. Man definiert:

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (\bar{n} - n)^2 P(n) \quad (3.3)$$

Die Wurzel aus der Streuung wird als Standardabweichung bezeichnet. Es gilt:

$$\sigma^2 = \bar{n} \quad \sigma = \sqrt{\bar{n}} \quad (3.4)$$

Mit Hilfe der Standardabweichung läßt sich die **Gaußverteilung** in der allgemein üblichen Form schreiben:

$$P(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{(2\pi)}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} \quad (3.5)$$

Es kann gezeigt werden, daß die Standardabweichung  $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$  und die volle Breite des halben Maximums  $\Delta n$  über

$$\Delta n = 2.35\sigma \quad (3.6)$$

zusammenhängen.

### Der Gaußfit

Wie in Kap. 3.2.2 bereits angedeutet, wurden in den hier beschriebenen Versuchsreihen zu den Messungen mit der Photodiode im Magnetfeld auch Testpulsermessungen durchgeführt. Zur Auswertung wurden die Maxima des Testpulsers bzw. die Photopeakmaxima gegen die Magnetfeldstärken aufgetragen. Der Testpulser lieferte eine scharfe Linie, so daß die Ermittlung des Maximums keine Probleme aufwarf. Das Photopeakmaximum wurde dagegen so bestimmt, daß an das Spektrum eine Gaußkurve angepaßt wurde. Hierzu wurden die auf dem PC abgespeicherten Daten auf die *IBM*-Großrechenanlage des *DESY* überspielt. Mit Hilfe des *GEP*-Programmpaketes (siehe auch [Bas85]) konnte eine Gaußkurve an den Photopeak angefitet werden. Dazu wurde eine Funktion der Form

$$F(x, A_1, A_2, A_3) = A_1 \times e^{-\frac{(x-A_2)^2}{2A_3^2}} \quad (3.7)$$

<sup>4</sup>GEP: Graphical-Editor-Program for Presenting User Data [Bas85]

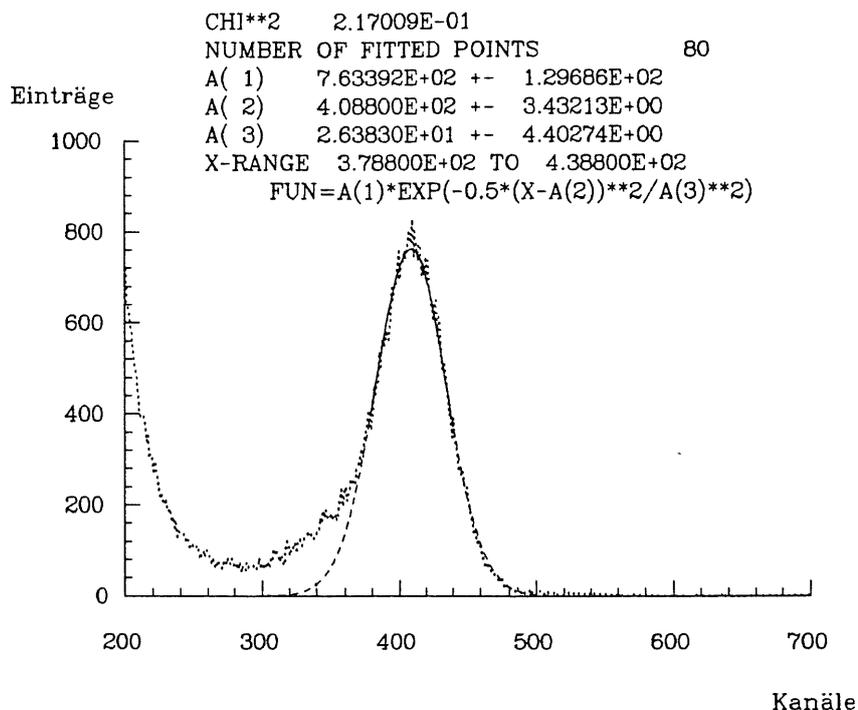


Abb. 3.3: Photopeak mit angepaßter Gaußkurve. Dabei stellt die gepunktete Linie das gemessene Spektrum dar. Die gestrichelte Linie ist die angefittete Gaußkurve, wobei der durchgezogene Abschnitt den Fitbereich markiert. Aufgenommen wurde das Spektrum bei einer Vorspannung von 80 V.

definiert.

Die beste Kurve wird in einem iterativen Verfahren nach der *Least-Square-Fit*-Methode bestimmt. Dabei wird die Größe

$$\chi^2 = \sum_{k=0}^n \frac{(y_k - F(x, A_1, A_2, A_3))^2}{(\Delta y_k)^2} \quad (3.8)$$

minimiert. In diesem Ausdruck beschreibt  $y_k$  den experimentellen Funktionswert. Weiterhin ist  $\Delta y_k = \sqrt{y_k}$  der statistische Fehler eines Kanals, wobei bei diesen Experimenten die Spektren jeweils aus 2048 Kanälen bestanden. Die  $A_i$  sind die Fitparameter der anzupassenden Funktion. Das Minimum wird als gefunden angenommen, wenn in einer Umgebung von der Größe des Fehlers jedes Parameters

$$\sigma_i = \sqrt{\left( \frac{d^2 \chi}{dA_i^2} \right)^{-1}} \quad (3.9)$$

um den Punkt des angenommenen Minimums in Richtung des Parameters kein kleinerer Wert für  $\chi^2$  gefunden werden kann. Unter der Wurzel steht dabei die inverse Matrix der zweiten Ableitungen von  $\chi$ . In Abb.3.3 ist ein Spektrum mit angefitteter Gaußkurve dargestellt. Für die Auswertung die größte Bedeutung hatte die Bestimmung der Kanalnummer des Maximums, also die Bestimmung des Parameters  $A_2$ . Um die Datenanalyse zu verbessern und den Parameter  $A_2$  noch genauer zu bestimmen, wurde in einem weiteren Schritt versucht, das Spektrum vor dem Gaußfit zu glätten. Dazu stellte das GEP-Programmpaket eine *Smooth*-Funktion zur Verfügung, die neue Werte  $\bar{y}$  aus der

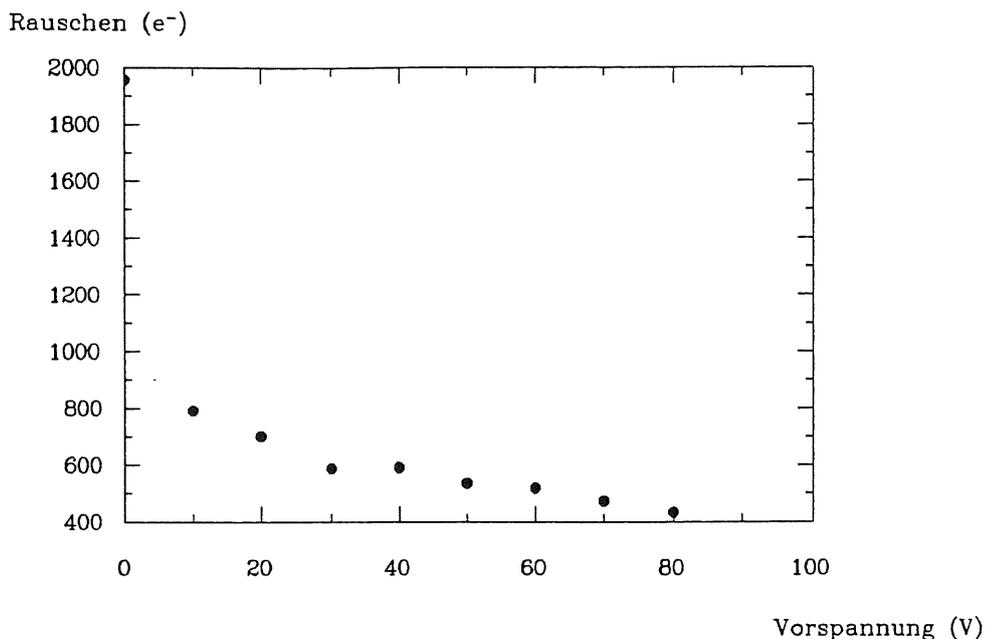


Abb. 3.4: Aufgetragen ist hier das Rauschen in  $e^-$  bei verschiedenen Vorspannungen der Photodiode. Die Photodiode befand sich senkrecht zum Magnetfeld. Bei parallel aufgenommenen Testpulserspektren betrug  $\sigma \approx 160 e^-$ .

Mittelwertbildung benachbarter Meßwerte  $y_i$  erzeugt:

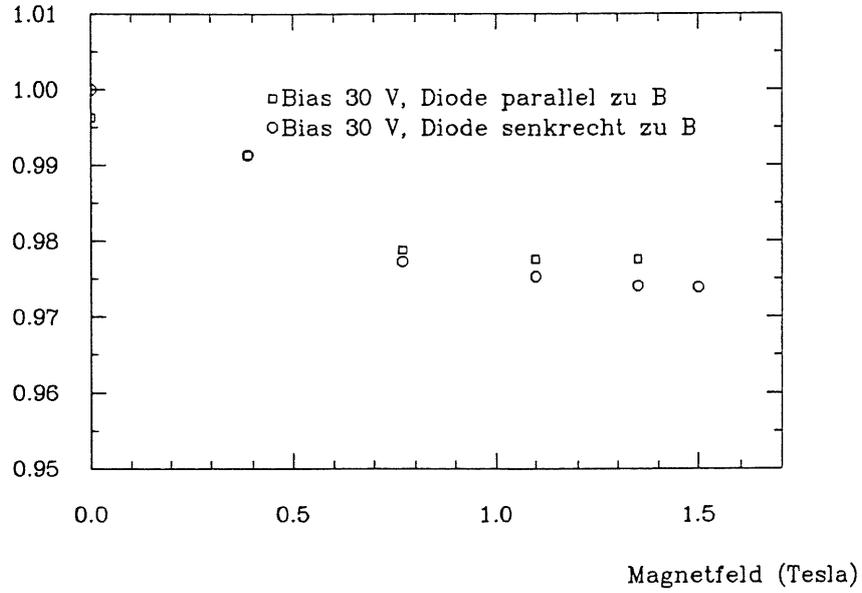
$$\bar{y} = \frac{1}{3} \sum_{\nu=-1}^1 y_{i+\nu} \quad (3.10)$$

Die einzige Auswirkung der Glättung bestand darin, daß die Fehler der einzelnen Parameter nach dem Gaußfit verschwindend gering wurden (siehe dazu Kap. 3.2.5) und somit physikalisch keinen Sinn machten. Da dieses Verfahren ansonsten keine Änderung bzw. Verbesserung der Ergebnisse brachte, wurden die Gaußkurven an die ungeglätteten Spektren angepaßt. Eine andere Möglichkeit zur Verbesserung der Datenanalyse bestand noch darin, den Untergrund von den Spektren abzuziehen. Diese Möglichkeit wurde aber nicht genutzt, da die Bestimmung des Untergrundes nicht eindeutig war und die Daten durch Anwendung dieses Verfahrens nicht einer zum Teil willkürlichen Manipulation ausgesetzt werden sollten.

### 3.2.4 Ergebnisse der Vormessungen

Im Folgenden sollen die Meßergebnisse der Voruntersuchungen dargestellt werden. Aufgenommen wurden Spektren der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle bei verschiedenen Magnetfeldern und Vorspannungen mit der Shapezeit von  $2 \mu\text{s}$ , die bezogen auf das Rauschen die optimale Energieauflösung gewährleistet. Abb.3.4 zeigt die Abhängigkeit des Rauschens von der Vorspannung im Bereich von 10 bis 80 V. Die Abnahme des Rauschens mit wachsender Spannung wird als Folge sich verringernder Kapazität interpretiert. Offenbar ist bei 80 V die Sperrschicht noch nicht ganz durchgezogen. Dies hat seinen Grund im Spannungsabfall am Zuleitungswiderstand, der im Gigaohmbereich liegt bei Sperrströmen im 10 nA-Bereich.

Pulshöhe (normiert)



Pulshöhe (normiert)

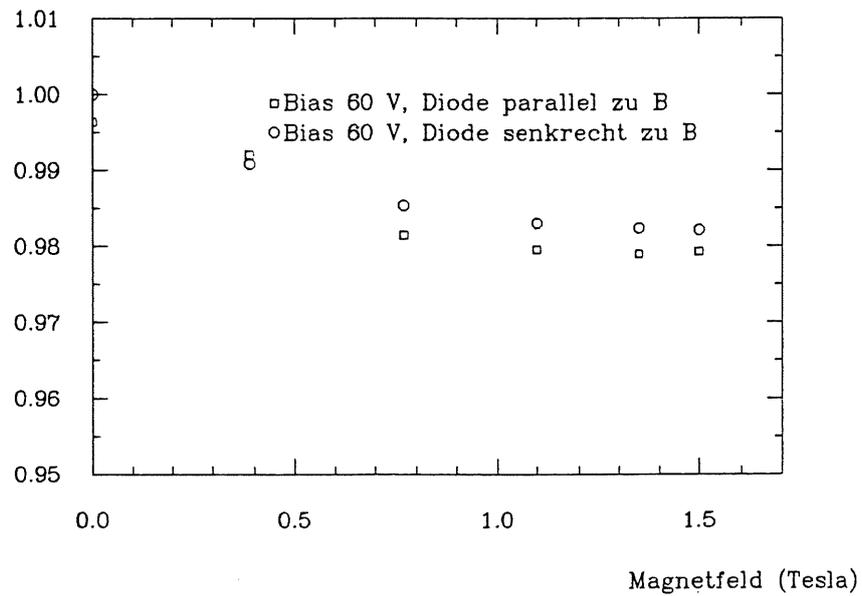


Abb. 3.5: Die Graphik zeigt die Abhängigkeit der Lage des Photopeaks bei paralleler und senkrechter Stellung der Diode zum Feld, gemessen bei einer Vorspannung von 30 und 60 V.

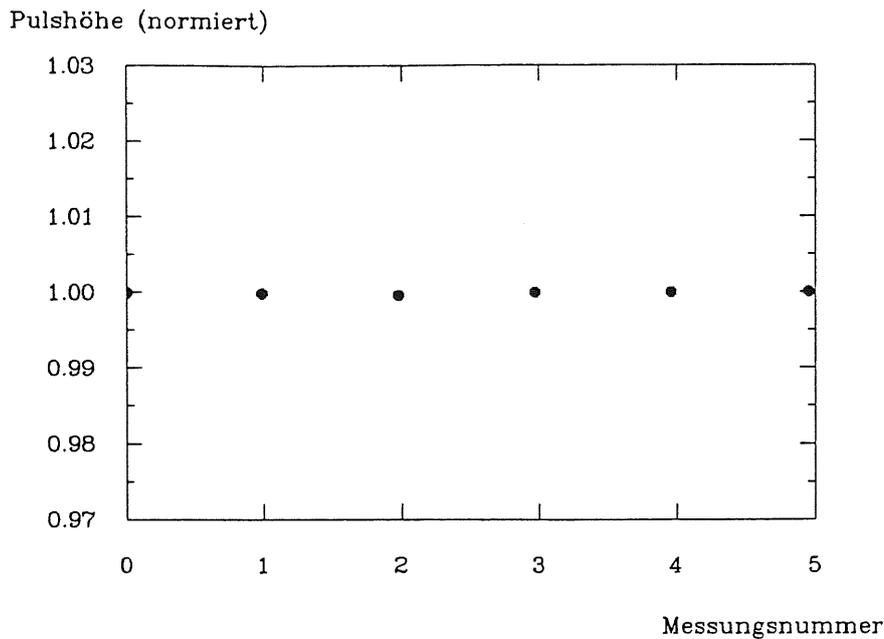


Abb. 3.6: Reproduzierbarkeit des Photopeakmaximums

Nach Angaben des Herstellers sollte die maximale Vorspannung 50 V nicht überschreiten. Wegen dieser Vorgabe wurde die erste Meßreihe bei 30 und 60 V durchgeführt. Das Ergebnis der Messungen war eine Abnahme der Signalhöhe um 2.2 bzw. 1.8 % über den gesamten zur Verfügung stehenden Feldbereich bis 1.5 T bei paralleler Stellung der Diode in Bezug auf das Magnetfeld. Bei senkrechter Stellung zum Feld ergab sich eine Abnahme von 2.6 bzw. 1.7 %. Die Ergebnisse sind in Abb.3.5 graphisch dargestellt.

Da die Anzahl der in der Photodiode gebildeten Elektron-Loch-Paare nicht vom Magnetfeld abhängig sein sollte, wurde eigentlich keine Änderung des Signals erwartet. Deshalb wurde zunächst geprüft, ob die Abnahme des Signals auf die Meßgenauigkeit zurückgeführt werden konnte. Dazu wurden, um die Reproduzierbarkeit des Photopeakmaximums sicherzustellen, einige Messungen ohne Magnetfeld vorgenommen. Wie aus Abb.3.6 zu erkennen ist, ließ sich das Maximum mit einer Ungenauigkeit  $< 0.2\%$  reproduzieren, was einer Abweichung von  $< 1$  Kanal entsprach. Da die Messung ohne Feld erfolgte, war die Stellung der Diode in diesem Fall für die Durchführung der Meßreihe ohne Bedeutung. Die nur geringe Abweichung lieferte demnach keine Erklärung für den gemessenen Effekt.

Als zweite mögliche Fehlerquelle wurde der Einfluß des Magnetfeldes auf die Elektronik in Betracht gezogen. Wie in Kap. 3.2.2 bereits erwähnt wurde, befand sich der Vorverstärker im Streufeld des Magneten, so daß daher rührende Störungen nicht ausgeschlossen werden konnten. Um die Richtigkeit dieser Annahme zu beweisen, wurden mit Hilfe eines BNC-Testpulsers, der sich außerhalb des Feldes befand, Testpulse in den Vorverstärker eingespeist. Zur Kontrolle der vorherigen Daten wurden gleichzeitig noch einmal Spektren der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle aufgenommen. Um eine bessere Auflösung zu erhalten, betrug die Vorspannung jetzt 80 V. Diese Meßreihe wurde analog zu den vorherigen in paralleler und senkrechter Diodenanordnung durchgeführt. Das Magnetfeld bewirkte hier eine Abnahme der Signalhöhe um 1.1 % sowohl bei paralleler als auch bei senkrechter Konfiguration,

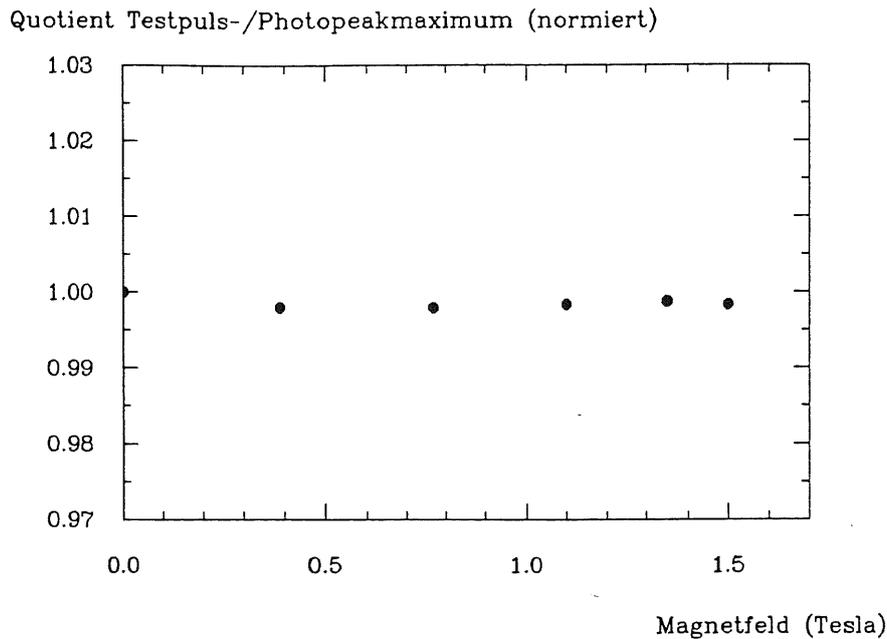


Abb. 3.7: Hier ist der Quotient aus Testpuls- und Photopeakmaximum gegen das Magnetfeld aufgetragen. Aus der Konstanz der Werte läßt sich schließen, daß das Feld keinen Einfluß auf die Diode hat.

sowie eine gleichgroße Abnahme des Testpulsersignals. Der Quotient aus Testpuls- und Photopeakmaximum war in der Tat konstant, wie aus Abb.3.7 zu sehen ist. Diese Konstanz ließ den Schluß zu, daß die Abnahme der Signalhöhen ihre Ursache im Einfluß des Magnetfeldes auf den Vorverstärker haben.

Damit war indirekt der Beweis erbracht, daß die Photodiode eine unabhängig vom Magnetfeld konstante Signalhöhe liefert. Gewünscht wurde nun noch der direkte Beweis. Dazu mußte der Vorverstärker aus dem Streufeld des Magneten herausgenommen und das Kabel zwischen Diode und Vorverstärker verlängert werden. Um ein noch meßbares Signal zu erhalten, wurde die Shapezeit auf  $0.5 \mu\text{s}$  verringert. Die Folge war eine Verbreiterung des Peaks. Durch eine noch bessere Isolation des Kupferkästchens konnte dann schließlich erreicht werden, daß bis zu einer Feldstärke von maximal  $1.3 \text{ T}$  verwertbare Spektren auf-liefen.

In Abb.3.8 ist das Ergebnis dieser Meßreihe dargestellt. Wie aus der Abb.3.8 leicht zu erkennen ist, sind die Schwankungen der Meßwerte um den Mittelwert  $< \pm 0.5 \%$ . Diese kleinen Schwankungen liegen in der Größenordnung von der Ungenauigkeit, mit der sich das Maximum des Photopeaks reproduzieren läßt. Dies dient als genügend guter Beweis, daß das Magnetfeld keine Auswirkung auf die Arbeitsweise der Photodiode hat.

### 3.2.5 Fehlerbetrachtungen zu den Vormessungen

Von Interesse bei den vorausgegangenen Messungen war die Lage des Photopeakmaximums. Dieser Wert wurde, genauso wie sein Fehler, mit Hilfe von Gaußfits errechnet. Der Fehler, mit dem das Maximum bestimmt werden konnte, lag bei  $0.8 - 1.0 \%$ .

Erwähnt wurde schon (Abb.3.6), daß die Photopeaks mit einer Ungenauigkeit von  $< 0.2 \%$  reproduziert werden konnten. Als systematischer Fehler muß der Offset des ADC's ange-

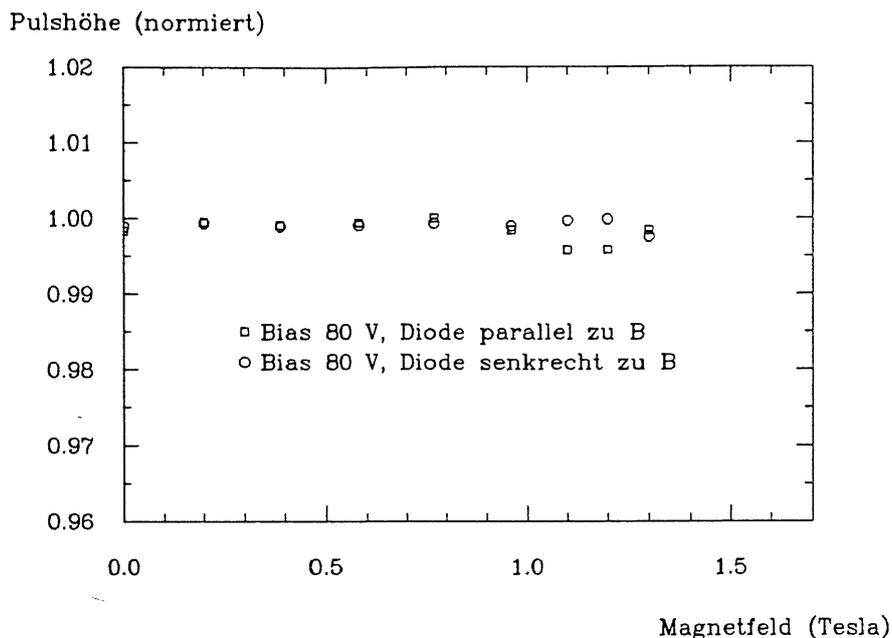


Abb. 3.8: Die Graphik zeigt die Abhängigkeit der Lage des Photopeaks bei paralleler und senkrechter Stellung der Diode zum Feld, gemessen bei einer Vorspannung von 80 V. Der Vorverstärker befand sich in dieser Meßreihe außerhalb des Streufeldes des Magneten.

sehen werden. Dieser wurde mit Hilfe eines Testpulsers festgestellt. Eine entsprechende Korrektur wurde für die Meßergebnisse vorgenommen. Wie weiter oben schon besprochen wurde, konnten die Meßfehler, die dadurch entstanden, daß sich der Vorverstärker im Streufeld des Magneten befand, behoben werden.

### 3.3 Das Modul im transversalen Magnetfeld

Da das Signal der Photodiode durch das Magnetfeld unbeeinflusst blieb, stellte sich im nächsten Schritt die Frage, wie ein ganzes Kalorimetermodul auf das Feld reagieren würde. Insbesondere war zu prüfen, ob die für die Module verwendeten Vorverstärker gegen das Magnetfeld unempfindlich sind. Messungen hierzu wurden am DESY-Teststrahl 22 durchgeführt. In Realiter steht das BEMC parallel zum Feld. Der sich am Teststrahl befindliche Magnet hatte dagegen eine senkrechte Ausrichtung des Feldes in Bezug auf den Strahl und somit auch auf das zu testende Modul. Da ein Drehen des Magneten nur unter großer Mühe und erheblichem Personalaufwand bewerkstelligt werden konnte, sind zuerst Versuche in der senkrechten Konfiguration ausgeführt worden. An dieser Stelle erscheint es sinnvoll, einige Aussagen über die verwendeten Kalorimetermodule voranzustellen.

#### 3.3.1 Beschreibung des Moduls

Das BEMC besteht aus 88 Modulen, die in einer Aluminiumtonne zwischen Frontplatte und einem rückwärtigen Träger eingehängt sind. Um dem Kalorimeter eine kreisförmige Gestalt zu geben, gibt es neben 56 quadratischen Modulen auch 32 dreieckige bzw. trapezförmige Zähler. Die weiter unten angegebenen Maße beziehen sich nur auf die qua-

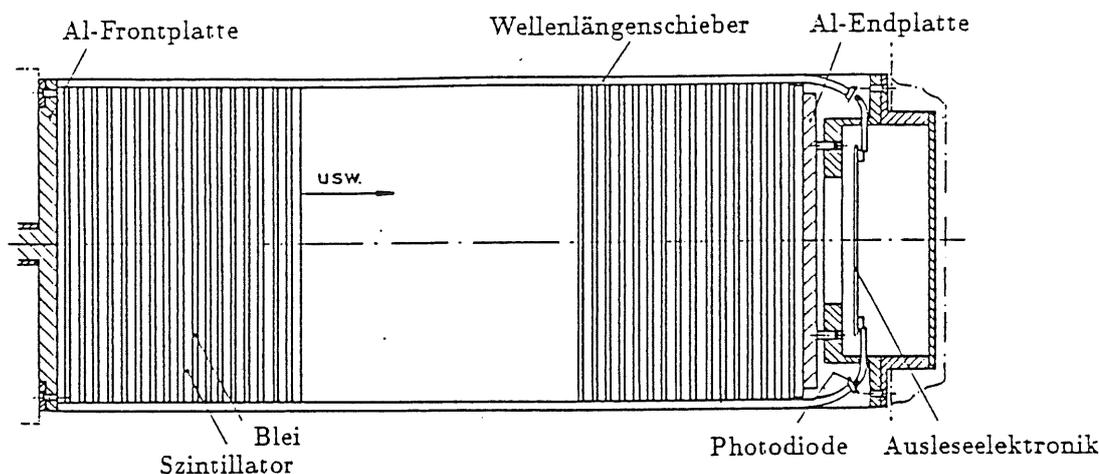


Abb. 3.9: Aufbau eines Kalorimetermoduls

dratischen Konfigurationen, mit denen auch die Versuche durchgeführt wurden. Die drei Hauptkomponenten eines Moduls sind:

- Die abwechselnd angeordneten Blei- und Szintillatorschichten
- Die Leitung des Lichts zur Ausleseelektronik über Wellenlängenschieber
- Die Ausleseelektronik, bestehend aus Photodioden und Vorverstärker

Dabei besteht das Kalorimeter aus 49 Bleiplatten mit einer Dicke von jeweils  $2.5\text{ mm}$  und 50 Szintillatorplatten aus dem Material SCSN-38, deren Dicke  $4\text{ mm}$  beträgt. Zwischen den einzelnen Lagen befindet sich  $0.2\text{ mm}$  starkes Papier. Das Papier ist teilweise geschwärzt und dient der Homogenisierung der Lichtsignale in Querrichtung der Stacks. Aus der Richtung eines vom Wechselwirkungspunkt ausgehenden Teilchens gesehen sind die ersten 35 Szintillator- und 34 Bleiplatten rechteckig mit den Seitenlängen  $157.1 \times 150.5\text{ mm}^2$ . Die nachfolgenden 15 Blei- und Szintillatorschichten sind dagegen quadratisch mit den Maßen  $150.5 \times 150.5\text{ mm}^2$ . Die vier Seiten des Kalorimetermoduls sind mit jeweils gegenüberliegenden langen bzw. kurzen Wellenlängenschiebern von  $3\text{ mm}$  Dicke abgedeckt. Sie werden mit  $0.3\text{ mm}$  dicken Nylonfäden zu den Blei- und Szintillatorschichten auf Abstand gehalten. Auf der Außenseite werden die Wellenlängenschieber durch teilweise geschwärztes Reflektorpapier abgedeckt. Diese gesamte Anordnung ist in eine Stahlbox mit  $0.2\text{ mm}$  Wanddicke eingebaut, deren Seitenabmessung  $158.0 \times 158.0\text{ mm}^2$  beträgt. Die ganze Box ist  $40\text{ cm}$  lang. Insgesamt stehen bei geradem Einschuss 22 Strahlungslängen zur Verfügung. Das Schauermaximum, also die Tiefe der maximalen Energiedeposition, liegt für Elektronen von  $5\text{ GeV}$  bei  $5 - 6 X_0$ , bei  $30\text{ GeV}$  ergibt sich eine Tiefe von  $6 - 7 X_0$ . Die Wellenlängenschieber sind am Ende etwas zum Modulinneren hin gekrümmt, so daß die auf den Stirnseiten aufgeklebten Photodioden nicht durch Teilchen, die entlang dem Wellenlängenschieber laufen (sie sind sozusagen Kanäle im Kalorimeter mit geringerer Massendichte), getroffen werden können. Die Wellenlängenschieber laufen nicht konisch auf die Photodioden zu, sondern werden bewußt senkrecht abgeschnitten. Die  $3\text{ cm}$  langen Photodioden decken etwa  $38\%$  der Stirnfläche der Wellenlängenschieber ab. Von den insgesamt 6 Wellenlängenschiebern dienen die vier langen zur Weiterleitung des aus den elektromagnetischen Schauern herrührenden Lichts. Es sind jeweils zwei  $78\text{ mm}$  breite Platten nebeneinander an den Seiten der Module angebracht und erstrecken sich über alle Schichten. Die Signale der Photodioden werden mit vier Vorverstärkern ausgelesen. An den beiden anderen Seiten der Module befinden sich die beiden kurzen  $156\text{ mm}$  breiten Wellenlängenschieber. Sie sind mit jeweils 2 Photodioden versehen. Die Signale der 2 Dioden

werden aber parallel in einen gemeinsamen Vorverstärker gegeben, der ein Summensignal liefert. Diese Wellenlängenschieber erstrecken sich nur über die hinteren 15 Lagen Szintillator des Moduls. Die Deposition hadronischer Energie ist über das Kalorimeter verteilt, so daß mit Hilfe dieser Anordnung der Wellenlängenschieber eine Unterscheidung zwischen Elektron- und Pionschauer zu 80 % möglich ist.

Am Ende eines Moduls befindet sich die Ausselelektronik. Sie besteht aus 6 ladungsempfindlichen Vorverstärkern<sup>5</sup>. Über eine abschraubbare Platte am Ende eines Moduls läßt sich die Elektronik erreichen, um z.B. das Auswechseln eines fehlerhaften Vorverstärkers zu ermöglichen. Ein wie eben beschriebenes Kalorimetermodul ist in Abb.3.9 graphisch dargestellt.

Zum Szintillationsprozeß sowie zum Szintillatormaterial ist an dieser Stelle nichts mehr hinzuzufügen. Einige Anmerkungen dazu finden sich in Kap. 2.4 und im Anhang C. Dagegen sollen nun noch einige Aussagen über die Wellenlängenschieber gemacht werden.

### Der Wellenlängenschieber

Der für die Erfordernisse des SCSN-38 geeignete Wellenlängenschieber ist der "Y-7" aus dem Grundstoff PMMA<sup>6</sup>. Y-7 ist die Bezeichnung des im Wellenlängenschieber zu 30 ppm enthaltenen Farbstoffes. Die Aufgabe des Wellenlängenschiebers besteht in der Lichtsammlung des in den Szintillatorplatten entstehenden Szintillationslichtes und dessen Lichtleitung zur Photodiode. Außerdem verschiebt er die Wellenlänge des blauen Szintillationslichtes hin zu grünem Licht, also in einen für die Photodiode empfindlichen Bereich. Die von der Wellenlänge und dem Material abhängige Abschwächlänge  $X_a$  beträgt beim Y-7 für das in den grünen Spektralbereich verschobene Licht  $\approx 140$  cm. Dabei ist  $X_a$  so definiert, daß nach einer Abschwächlänge die Intensität des Lichtes um den Faktor  $1/e$  verringert wird. Bei einer Kombination von SCSN-38 und Y-7 geben [Kam83] eine Abschwächlänge von  $(91.0 \pm 11.5)$  cm an. Emissions- und Absorptionsspektrum finden sich in Kap. 2.4.3 zusammen in einer Abbildung mit den Spektren der Bestandteile des Szintillatormaterials.

Das Diodensignal wird längs des Wellenlängenschiebers abgeschwächt. Gemessen wurde von [Eis89] eine Abschwächung von maximal 30 % mit steilem Gradienten in Diodennähe. Mit Hilfe von Schattenreflektorfolien wird diese Ortsempfindlichkeit in der engültigen Bauweise der Module ausgeglichen. Bei den hier beschriebenen Versuchen spielt dieser Effekt keine Rolle, da das Schauermaximum für Energien  $\leq 5$  GeV überwiegend im vorderen Teil des Moduls liegt.

### 3.3.2 Die Meßanordnung

Wie weiter oben schon erwähnt wurde, sind die hier beschriebenen Messungen am DESY-Teststrahl 22 durchgeführt worden. In Abb.3.10 ist der Versuchsaufbau graphisch dargestellt. Am Teststrahl befand sich ein Magnet, der senkrecht zum Strahl ausgerichtet war und damit nicht die im BEMC bestehende parallele Anordnung der Komponenten simulieren konnte. Zu einem späteren Zeitpunkt wurde der Magnet um  $90^\circ$  gedreht.

In Abb.3.10 bezeichnet das kleinere, gepunktet gezeichnete Rechteck schematisch die Komponenten des Moduls. Nur die für die Registrierung der elektromagnetischen Schauer zuständigen Dioden bzw. Vorverstärker der langen Wellenlängenschieber (sie werden mit B, C, E und F bezeichnet) wurden ausgelesen. Außerdem kennzeichnet das Rechteck die dem Magnetfeld ausgesetzten Komponenten der Meßanordnung. Insbesondere bedeutet

<sup>5</sup>Die Vorverstärker werden von der Pinneberger Firma Vitrohm gebaut und sind Nachbildungen der vom Max Planck Institut in München entwickelten MPI-Vorverstärker.

<sup>6</sup>PMMA = Poly-Methyl-Meth-Acrylat; Herstellerfirma KYOWAGAS

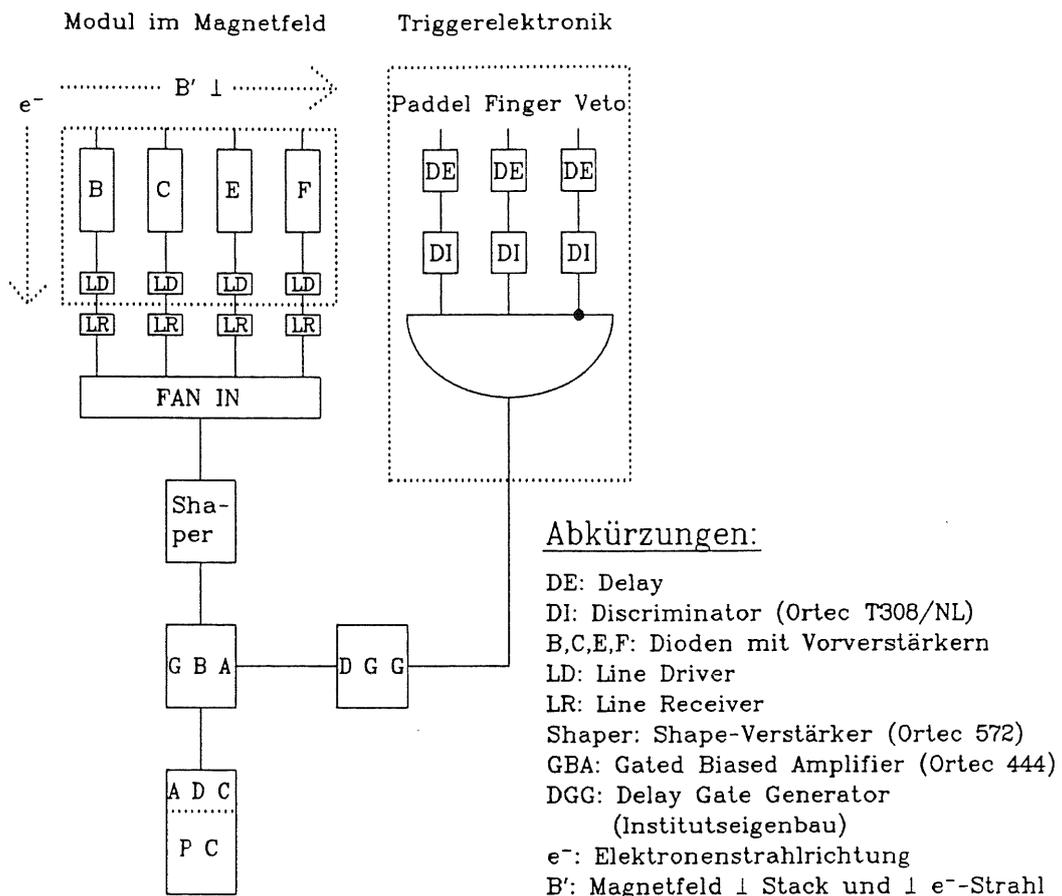


Abb. 3.10: Meßanordnung: Das Kalorimetermodul im transversalen Magnetfeld

dies, daß die Vorverstärker permanent dem Magnetfeld ausgesetzt waren.

Ein in der Werkstatt gebautes Gestell diente der Positionierung des Kalorimetermoduls. Die Bestimmung des Strahlflecks war durch die Abmessungen der Szintillatoren des Triggers gegeben. Direkt am Ausgang aus dem Kollimator des Elektronenstrahls befand sich ein großflächiger Szintillator, Paddel genannt. Diesem folgte in einer Entfernung von einigen Metern ein Szintillatorplättchen von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ , welches üblicherweise als Finger bezeichnet wurde. Direkt hinter dem Finger war der sogenannte Vetoähler aufgebaut. Dies ist ein Szintillator mit einem Loch von  $7 \text{ mm}$  Durchmesser. Die bestmögliche Ortsauflösung war damit durch das Loch des Vetoählers bestimmt. Das Modul mitsamt Magnet befand sich ca.  $2 \text{ m}$  hinter dem Vetoähler. Deshalb war der Strahlfleck ungenauer definiert als die  $7 \text{ mm}$  Lochdurchmesser. Nach Abschätzungen wurde der Strahlfleck mit  $1.5 \text{ cm}$  Durchmesser angenommen.

Die Triggerbedingung war dann erfüllt, wenn ein Teilchen am Paddel und Finger ein Signal erzeugte, am Vetoähler aber kein Signal lieferte. Dies kann durch eine logische Koinzidenz-Antikoinzidenzeinheit realisiert werden (siehe Abb.3.10). Mit Hilfe von Delays wurden die Signale zeitlich aufeinander abgestimmt, da die Logik die Gleichzeitigkeit der Signale erforderte. Als Eingangssignal für die Logik wurden somit die verzögerten und diskriminierten Signale der drei Szintillatoren benutzt. Als Diskriminator wurde der Ortec

*T308/NL* verwandt. Die diskriminierten Signale von Paddel und Finger waren negative Rechteckpulse von  $-1\text{ V}$  Höhe und  $5\text{ ns}$  Dauer bzw.  $10\text{ ns}$  beim Vetosignal. Bei Erfüllen der Triggerbedingung bildet der Delay-Gate-Generator aus dem Ausgangssignal der Logikeinheit einen positiven Rechteckpuls von real  $3\text{ V}$  Höhe und  $0.1\text{ }\mu\text{s}$  Länge, passend für den Gateeingang des Gated Biased Amplifiers (GBA).

Die vorverstärkten Diodensignale des Kalorimetermoduls wurden über ein  $40\text{ m}$  langes Twisted-Pair-Kabel aus dem Strahlbereich in den Meßraum geleitet. Dazu werden die in Abb.3.10 eingezeichneten, sich an den beiden Enden des Kabels befindlichen Line Driver und Line Receiver benötigt. Der Line Driver verstärkt das Signal und sorgt für die Impedanzanpassung der hochohmigen Ausgangselektronik an das niederohmige Twisted-Pair-Kabel. Der Line Receiver hat dagegen die Aufgabe, das Kabel von der wiederum hochohmigen Nachfolgeelektronik zu entkoppeln, wird also für die Impedanzanpassung am Ende des Kabels benötigt.

Die im Meßraum empfangenen Signale des Moduls wurden mit Hilfe eines FAN-IN's addiert und in den in Kap. 3.2.2 näher beschriebenen Shape-Verstärker eingespeist. Mit zwanzigfacher Verstärkung konnten bei einer Shapezeit von  $0.5\text{ }\mu\text{s}$  bi- oder unipolare Signale von ca.  $2\text{ V}$  Höhe gewonnen werden. Diese geschapten Signale wurden als Eingangssignale des GBA verwendet. Die Ausgangssignale des GBA ( $< 8\text{ V}$ ) wurden mit dem ADC digitalisiert, so daß sie mit dem PC analysiert werden konnten.

### Auswertung der Meßdaten

Wie schon bei den Vormessungen wurden die vom PC aufgenommenen Daten am institutseigenen *DEC-PDP*-Rechner auf Magnetbänder überspielt. Diese Bänder wurden dann von einer *IBM*- Großrechenanlage gelesen. Einige schon existierende Programme sorgten dafür, daß die überspielten Spektren in Datensätze des schon in Kap.3.2.3 erwähnten GEP-Programmpaketes abgelegt wurden.

Die eigentliche Auswertung wurde wieder mit Hilfe von Gaußfits durchgeführt. An die Spektren wurden Gaußkurven angepaßt, die dann Aussagen über die Lage des Maximums, Halbwertsbreite etc. enthielten. Ein Abziehen des Untergrundes war nicht erforderlich. Aus den in Kap. 3.2.3 genannten Gründen wurden die Spektren vor dem Anpassen einer Gaußkurve auch nicht geglättet.

Im Prinzip war die Methode der Auswertung identisch zu der, die bei der Analyse der Daten der Photodiodenmessungen verwandt wurde (Kap. 3.2.3).

### 3.3.3 Ergebnisse

Bevor mit den eigentlichen Messungen begonnen werden konnte, mußte der Magnet am Teststrahl 22 geeicht werden. Dies geschah mittels einer Hall-Sonde. Eichkurven und Eigenschaften des Magneten finden sich im Anhang A.

Die ersten Messungen (Abb.3.11) wurden mit einer Einschußenergie von  $3\text{ GeV}$  durchgeführt. Der Grund hierfür war, daß bei dieser Energie der Teststrahl die höchste Zählrate lieferte. In Abb.3.11 ist im oberen Bild für diese Energie die normierte Pulshöhe gegen verschiedene Magnetfeldstärken aufgetragen. Es zeigt sich, bezogen auf die Messung ohne Feld, eine Zunahme der Signalthöhe von  $3.7\%$  bei einer Feldstärke von  $0.625\text{ T}$ . Zur Kontrolle wurde das Kalorimetermodul um  $90^\circ$  um seine Längsachse gedreht und die Messung wiederholt. Es stellte sich ein Effekt der gleichen Größenordnung ein. Diese Meßreihe ist in Abb.3.11 durch die Dreiecke gekennzeichnet. Die Energieauflösung  $\sigma/E$  bewegte sich bei diesen Messungen relativ konstant zwischen  $6.4$  und  $6.5\%$ .

Nun mußte geprüft werden, ob sozusagen triviale Gründe den beobachteten Anstieg der Signale mit wachsendem Feld erklären konnten, ob beispielsweise die Abhängigkeit der

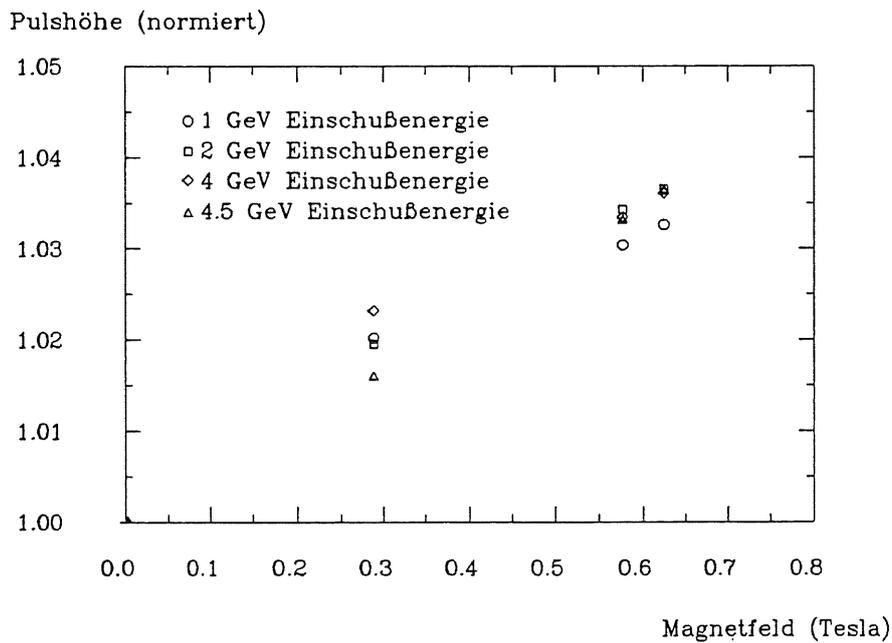
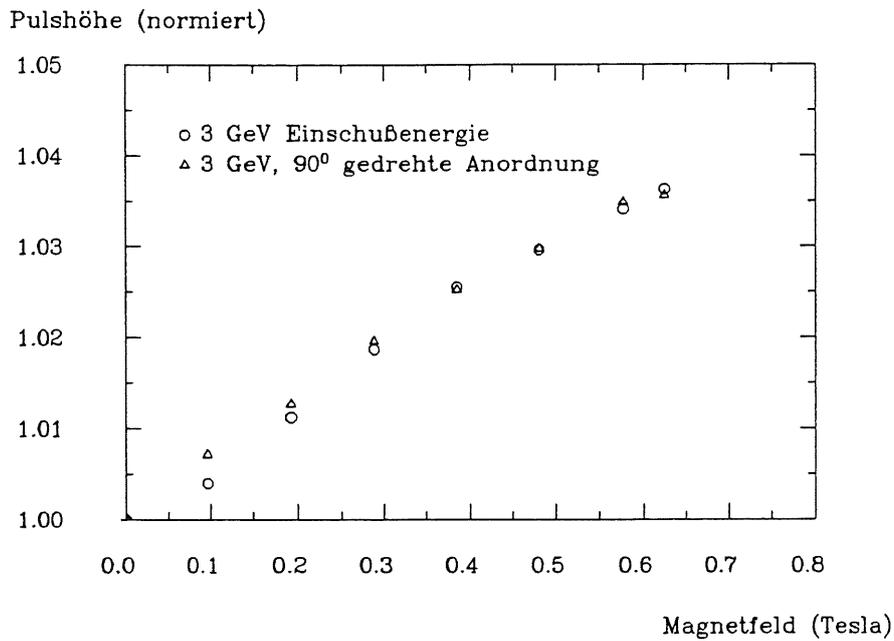


Abb. 3.11: Hier wurden die normierten Pulshöhen gegen das transversale Magnetfeld aufgetragen. Das untere Bild stellt den Effekt bei 1, 2, 4 und 4.5 GeV Einschussenergie dar. Die obere Abbildung zeigt die Abhängigkeit bei 3 GeV, wobei die Dreiecke eine Messung beschreiben, bei der das Modul um  $90^\circ$  um seine Längsachse gedreht wurde.

Einschußenergie	1 GeV	2 GeV	3 GeV	3 GeV, gedreht	4 GeV	4.5 GeV
Erhöhung des Signals	3.26 %	3.65 %	3.63 %	3.56 %	3.60 %	3.63 %

Tab. 3.1: Zunahme der Signalthöhe bei 0.625 T im transversalen Magnetfeld

Einschußenergie	1 GeV	2 GeV	3 GeV	3 GeV, gedreht	4 GeV	4.5 GeV
Erhöhung des Signals	6.2 %	6.6 %	6.6 %	6.4 %	6.5 %	6.6 %

Tab. 3.2: Zunahme der Signalthöhe bei 1.2 T im transversalen Magnetfeld (lineare Extrapolation der bei Feldstärken  $\geq 0.3 T$  gewonnenen Meßdaten). Der Mittelwert der Signalüberhöhung beträgt 6.48 %.

Signalthöhe vom Einschufort durch Ortsverschiebung im Magnetfeld dafür verantwortlich sein könnte. Dazu wurde

1. die Ortsempfindlichkeit des Kalorimetermoduls gemessen <sup>7</sup>.
2. die Signalthöhenempfindlichkeit für unterschiedliche Einschufenergien untersucht.

Bei Punkt 2 wird davon ausgegangen, daß mit wachsender Energie und Steifigkeit der Elektronen sich die Einschufposition immer weniger verschiebt, so daß mit zunehmender Energie die Veränderung des Signals mit dem Magnetfeld immer kleiner werden müßte (vorausgesetzt, daß die Ortsempfindlichkeit die Erklärung sein sollte). Im Inneren des Moduls wird auf Grund des Auftretens von Elektronen und Positronen, die unterschiedlich abgelenkt werden, eine Strahlverbreiterung erwartet. Die Messungen für 1, 2, 4 und 4.5 GeV Einschufenergie sind in Abb.3.11 im unteren Bild dargestellt. In Tabelle 3.1 ist die Zunahme der Signalthöhe beim Maximalfeld von 0.625 T für die verschiedenen Einschufenergien aufgelistet. Die Begrenzung der Energien nach oben und unten war durch den DESY-Teststrahl gegeben. Die Zählraten waren bei 1 bzw. 4.5 GeV sehr schlecht, so daß eine Messung viel Zeit in Anspruch nahm.

Aus Tabelle 3.1 ist zu entnehmen, daß die Zunahme der Signalthöhe nicht mit der Einschufenergie zusammenhängt, d.h. die Magnetfeldabhängigkeit der Energiesignale ist unabhängig von der Strahlenergie. Hieraus läßt sich schließen, daß die Abhängigkeit der Signalthöhe vom Einschufort als Begründung für den Effekt nicht richtig sein kann. Dieser Beweis wurde noch direkt erbracht durch die Messung der Ortsempfindlichkeit des Kalorimetermoduls (siehe Kap. 3.3.4).

In Tabelle 3.2 sind die Signalüberhöhungen für die verschiedenen Einschufenergien extrapoliert worden. Dazu wurde durch die bei Feldstärken  $\geq 0.3 T$  gewonnenen Meßdaten eine Ausgleichsgerade gezogen. Bildet man den Mittelwert der in Tabelle 3.2 aufgeführten Werte, wird in einem Magnetfeld von 1.2 T eine 6.48 %-tige Zunahme der Pulshöhe erwartet. Schließlich konnten die Extrapolationen durch Messungen im transversalen Feld bei höheren Feldstärken nachgeprüft werden. Dazu wurde ein Magnet am Teststrahl 21 verwandt, der Felder bis zu 1.65 T lieferte. Die Benutzung des Magneten wurde von der ZEUS-Kollaboration gestattet, was aber nur kurzzeitig möglich war, so daß nur eine Meßreihe bei 3 GeV durchgeführt wurde. Der Meßaufbau war ähnlich. Der Trigger bestand aus zwei Triggerkreuzen mit je zwei Szintillatorfingerzählern von 1 cm<sup>2</sup> Überlappfläche.

<sup>7</sup>Bei Verschiebung des Einschufortes aus der Mitte heraus ergibt sich eine Abnahme der Signalthöhe (siehe Kap. 3.3.4).

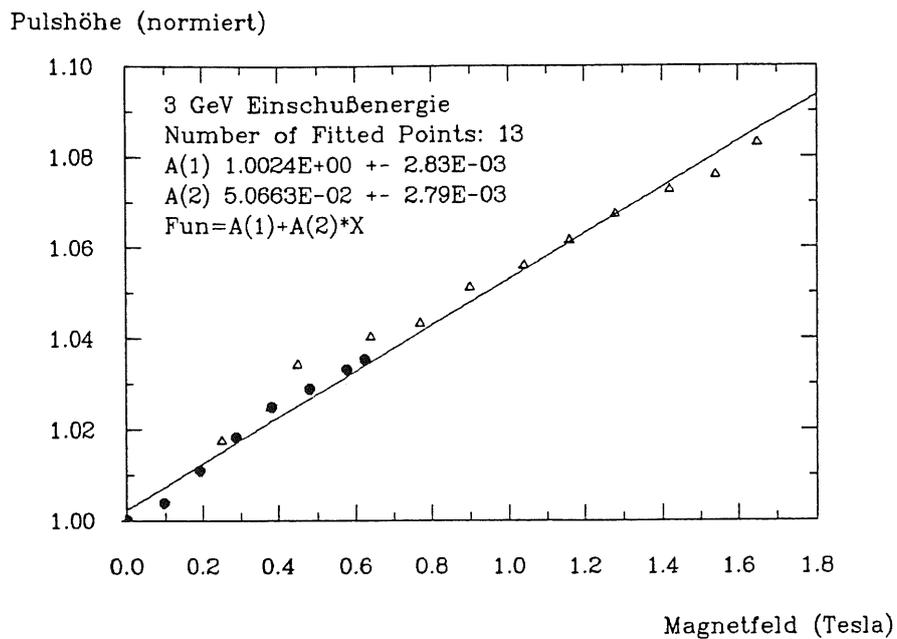


Abb. 3.12: Die Dreiecke wurden bei 0.38 T auf die in Abb.3.11 gezeigten und hier als Punkte nochmals aufgeführten Werte der vorhergehenden Messung mit einem Maximalfeld von 0.625 T bei der gleichen Einschubenergie von 3 GeV normiert. Die durch die Dreiecke gezogene Ausgleichsgerade hat eine Steigung von 5.07 % pro Tesla. Hiermit erhält man bei 1.2 T eine Impulsüberhöhung von 6.1 %. Zusammen mit dem Offset ergibt sich bei dieser Feldstärke eine Zunahme der Signalhöhe von 6.3 %.

Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb.3.12 dargestellt. Dabei bezeichnen die Dreiecke die beim Herauffahren des Magnetfeldes gewonnenen Meßwerte. Zum besseren Vergleich mit der Messung im Maximalfeld von 0.625 T sind die dort bei einer Einschubenergie von 3 GeV erhaltenen Werte noch einmal als Punkte in die Graphik eingetragen worden. Erwähnt werden sollte, daß sich bei dieser Messung eine Schwierigkeit bei der Bestimmung der Signalhöhe für die Feldstärke  $B = 0$  T ergab. Bei eingeschaltetem Magneten mit Strom  $I = 0$  A und ausgeschalteten Magneten ergaben sich unterschiedliche Signalhöhen. Dies läßt sich durch die Remanenz des Magneten erklären. Daher wurden die Signalhöhen bei 0.38 T auf die frühere Messung von Abb.3.11 normiert, bei der das Feld mit einer Hall-Sonde vermessen wurde. Bis zu einer Feldstärke von 1.65 T ist aus Abb.3.12 ein linearer Anstieg der Signalhöhe erkennbar. Bei Feldern  $\leq 0.2$  T waren Messungen nicht möglich, da die Stromversorgung darauf nicht eingerichtet war. Mit Hilfe der in Abb.3.12 eingezeichneten Ausgleichsgeraden läßt sich feststellen, daß bei 1.65 T eine ca. 8.6 %-tige Zunahme der Pulshöhe erreicht wird. Im relevanten Feld von 1.2 T beträgt dieser Wert  $\approx 6.3$  %, was mit der Extrapolation in Tabelle 3.2 relativ gut übereinstimmt.

Abschließend kann gesagt werden, daß trotz der oben erwähnten Schwierigkeit die Messung am ZEUS-Magneten mit der vorigen Messung konsistente Ergebnisse lieferte. Insbesondere konnte keine Sättigung in der Zunahme der Signalhöhe beobachtet werden, sondern ein stetiges Anwachsen der Pulsüberhöhung mit größer werdendem Feld. Im Folgenden soll nun der Beweis erbracht werden, daß die Ursache für diesen Effekt nicht in

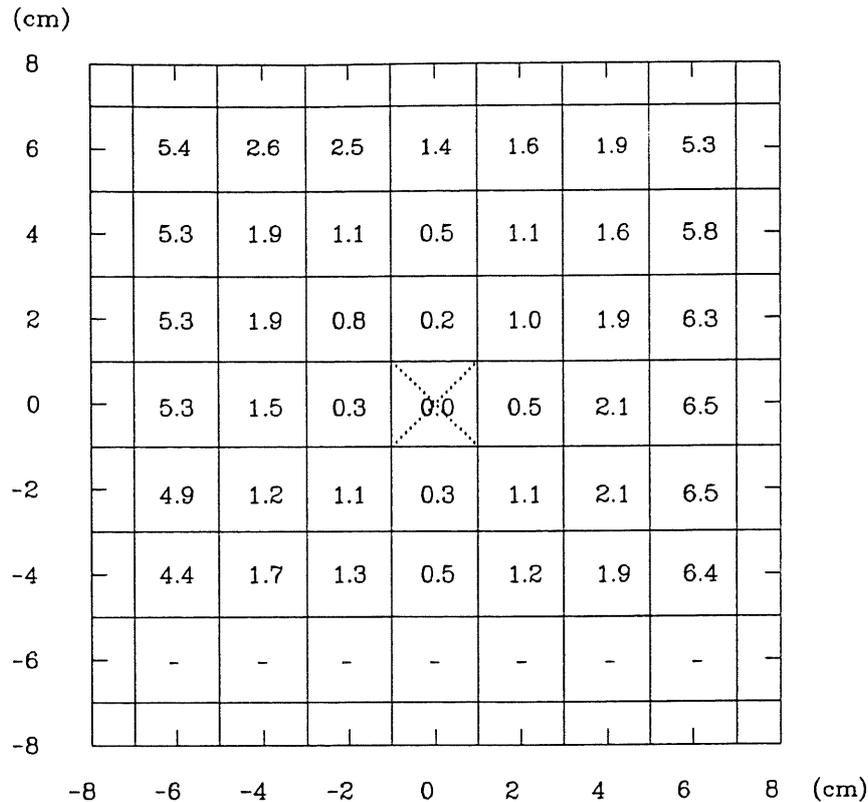


Abb. 3.13: Die Graphik zeigt die prozentuale Abnahme der Signalhöhe am jeweiligen Einschußort bezogen auf die Signalhöhe im Mittelpunkt des Kalorimetermoduls. Die Achsenbeschriftung gibt die Entfernung vom Mittelpunkt in cm an.

der Abhängigkeit der Signalhöhe vom Einschußort auf das Kalorimetermodul zu suchen ist. Alle im Weiteren beschriebenen Messungen sind wieder ausschließlich am Teststrahl 22 durchgeführt worden.

### 3.3.4 Messungen zur Ortsempfindlichkeit

Bei den hier beschriebenen Messungen wurde das Kalorimetermodul aus dem Magneten herausgenommen und auf einen Fahrtisch, der sich zwischen Paddel und Finger befand, gestellt. Mit diesem Fahrtisch konnte der Einschußort variiert werden.

Der Strahlfleck besaß jetzt einen Durchmesser von  $7\text{ mm}$ , so daß der Einschußort mit dieser Genauigkeit bestimmt war. Zuerst wurde mit  $3\text{ GeV}$  Elektronen in die Modulmitte eingeschossen. Dann wurden bei gleicher Energie in  $2\text{ cm}$  Schritten nach rechts / links bzw. oben / unten Meßpunkte aufgenommen. Ausgelesen wurden dabei immer das Summensignal der vier elektromagnetischen Wellenlängenschieber bzw. Photodioden. In Abb.3.13 ist das Ergebnis dargestellt. Die in der Matrix eingetragenen Zahlen bezeichnen die prozentuale Abnahme des Signals am jeweiligen Einschußort bezogen auf die Signalhöhe im Mittelpunkt des Kalorimetermoduls. Der Mittelpunkt ist durch ein "X" gekennzeichnet. Die Darstellung der Meßwerte ist nicht ganz symmetrisch, da auf das Einschießen an den unteren Rand des Moduls verzichtet wurde. Die bis dorthin gewonnenen Daten reichten aus, um die Abhängigkeit der Signalhöhe vom Einschußort als Ursache für den gemessenen

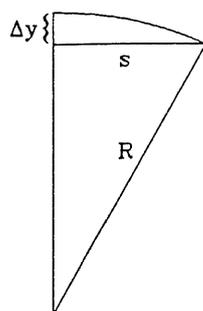


Abb. 3.14: Ablenkung des Elektronenstrahls im Magnetfeld

Magnetfeldeffekt ausschließen zu können.

Als Resultat dieser Messung ergab sich bei Einschuß in die acht den Mittelpunkt umgebenden Meßpunkte eine maximale Abnahme der Pulshöhe von  $\approx 1\%$  in Bezug auf das Signal im Mittelpunkt. Für die 16 Meßpunkte, die die oben genannten 8 Einschußorte umgeben und sozusagen das mittlere Quadrat in der Matrix bilden, ergab sich eine maximale Abweichung von  $\approx 2\%$ . Bei den äußeren Meßpunkten verringerte sich die Pulshöhe um  $\approx 6\%$ .

Der in den vorherigen Versuchen (Kap. 3.3.3) verwandte Elektronenstrahl wird auf dem Weg durch das Magnetfeld abgelenkt. Für Elektronen mit  $p = 3 \text{ GeV}/c$  ergibt sich in einem Magnetfeld von  $B = 0.5 \text{ T}$  ein Krümmungsradius von  $R = 20 \text{ m}$ . Sei nun mit  $s$  die Wegstrecke bezeichnet, die der Strahl vom Eindringen in das Magnetfeld bis zum Auftreffen auf das Kalorimetermodul zurücklegt. Dann ergibt sich die Abweichung  $\Delta y$  mit der der Strahl auf Grund der Ablenkung im Magnetfeld auf das Modul trifft aus (siehe Abb.3.14):

$$\Delta y = R - \sqrt{R^2 - s^2} \quad (3.11)$$

Die Strecke  $s$  betrug  $\approx 40 \text{ cm}$ . Damit ergibt sich eine Abweichung von  $\Delta y = 4 \text{ mm}$ . Der Strahlfleck war auf  $7 \text{ mm}$  definiert. Die Messungen der Ortsempfindlichkeit ergaben eine Änderung der Pulshöhe von  $1\%$  im Bereich von  $2 \text{ cm}$  um den Mittelpunkt des Kalorimetermoduls. Da die Ablenkung des Elektronenstrahls durch das Magnetfeld kleiner ist als die Ausdehnung des Strahlflecks selbst, kann die Ursache für den gefundenen Effekt nicht die Abhängigkeit der Signalhöhe vom Einschußort sein.

Bei den Vorversuchen mit der Photodiode führte der sich im Streufeld des Magneten befindliche Vorverstärker zu einer Abnahme der Signalhöhe. Das Ergebnis dieser Messungen war, daß die Photodiode als Ursache für den hier beobachteten Effekt ausgeschlossen werden konnte. Deshalb mußte überprüft werden, ob die Elektronik durch das Magnetfeld beeinflusst wurde.

### 3.3.5 Testpulsermessungen

Da die Vorverstärker sich innerhalb des Kalorimetermoduls befinden und damit auch im Magnetfeld, wurde analog zu den Messungen mit der Photodiode auch hier ein Testpulsersignal in das Modul eingespeist. Benutzt wurde hier, wie auch im Folgenden, ein *BNC*-Testpulser. Diese Testpulsermessungen wurden gleichzeitig zu den Energiemessungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb.3.15 graphisch dargestellt, wobei hier nur eine Meßreihe aufgeführt ist. Das Ergebnis ist aber repräsentativ für alle anderen nicht abgebildeten Versuchsreihen.

Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die Signalhöhe im Rahmen der Meßgenauigkeit

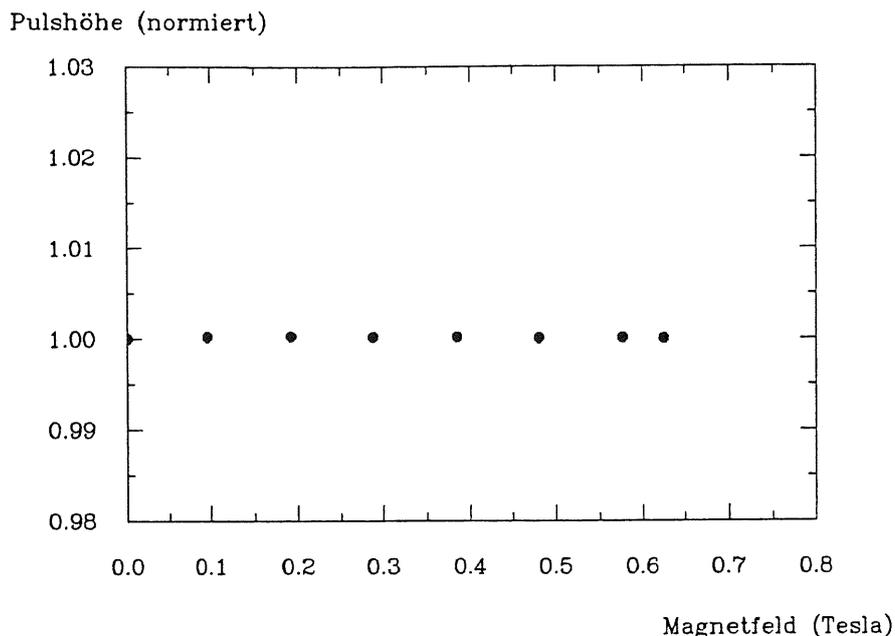


Abb. 3.15: Die Graphik zeigt die Abhängigkeit der Lage der Testpulsersignale vom Magnetfeld. Die Breite der Signale betrug ca. 72 MeV bzw.  $\sigma/E \approx 1.4\%$ .

konstant ist. Das Signal ließ sich unabhängig vom äußeren Feld mit einer Genauigkeit von  $\leq 0.1\%$  reproduzieren. Hierdurch schied der Einfluß des Magnetfeldes auf die Vorverstärker als Ursache für die Magnetfeldabhängigkeit der Signale aus. Die Breite der Testpulsersignale betrug bei den hier abgebildeten Meßwerten ca. 72 MeV bzw.  $\sigma/E \approx 1.4\%$ . Im Gegensatz zu den Teststrahlungsmessungen konnten die Testpulserspektren sehr schnell aufgenommen werden. Durch Ausfall des Strahles bedingt zogen sich die Messungen der Energiesignale zum Teil über zwei Tage hin, während eine Versuchsreihe mit dem Testpulsers in Zeiträumen  $\leq 30$  Minuten durchgeführt werden konnte. Hieraus entstand die Idee, daß Temperaturschwankungen in der Meßhalle die Elektronik beeinflussen haben könnte und damit der Effekt zu erklären sei. Aus diesem Grund wurden mit dem Kalorimetermodul Temperaturmessungen durchgeführt. Da das gesamte Kalorimeter nach Einbau in den H1-Detektor auch nicht bei Zimmertemperatur arbeiten wird, hatte diese Versuchsreihe außerdem noch Bedeutung hinsichtlich der Kalibration, da eine Temperaturabhängigkeit der Signale berücksichtigt werden mußte.

### 3.3.6 Temperaturmessungen

Um diese Messungen auszuführen, mußte der Aufbau des Kalorimetermoduls geändert werden. Dazu wurde die hintere Platte, vor der sich die Elektronik befindet, ersetzt durch eine Kupferplatte. Die von der Werkstatt des I. Institutes selbstgefertigte Platte enthielt eine Kühlschleife mit einem Ein- und einem Ausgang für das Kühlmittel. Über Kunststoffschläuche war die Apparatur mit einer Kühlmaschine verbunden. Als Kühlmittel diente Isopropylalkohol.

Die Temperatur an den Vorverstärkern wurde mit Hilfe eines NTC-Widerstandes <sup>8</sup> be-

<sup>8</sup>NTC = Negative Temperature Coefficient; d.h., daß der Widerstand mit steigender Temperatur abnimmt.

stimmt. Dieser Widerstand wurde direkt an einem Vorverstärker hinter der Kühlplatte festgeklemmt. Über zwei Kabel war der Widerstand zur Widerstandsmessung mit einem digitalen Ohmmeter verbunden. Anhand des abgelesenen Widerstandes konnte so die Temperatur am Vorverstärker ermittelt werden. Dazu mußte der Widerstand vorher natürlich geeicht werden. Dies geschah durch Herunterkühlen der Flüssigkeit auf  $+5^{\circ}\text{C}$  und Ablesen des Widerstandes. Anschließend wurde die Temperatur in  $5^{\circ}$  Schritten bis auf  $+60^{\circ}\text{C}$  erhöht und eine Eichkurve aufgenommen. Die Temperatur der Kühlflüssigkeit wurde mit einem Thermometer gemessen.

Durch den NTC-Widerstand konnte die Temperatur am Ort eines Vorverstärkers ziemlich genau bestimmt werden, wobei aber Temperaturgradienten innerhalb der Elektronik nicht auszuschließen waren. Das Herstellen einer Ausgleichstemperatur nahm sehr viel Zeit in Anspruch. Gemessen wurde in einem Temperaturbereich von  $+5^{\circ} - +60^{\circ}\text{C}$ . Tiefere Temperaturen wären möglich gewesen, aber eine Vereisung der Elektronik sollte vermieden werden, weshalb die  $5^{\circ}\text{C}$  nicht unterschritten wurden.

Der Meßaufbau entsprach bis auf die eben beschriebenen Änderungen dem, der bei den Messungen zur Ortsempfindlichkeit verwandt wurde. Das entspricht also einer Anordnung wie in Abb.3.10 gegeben, mit dem Unterschied, daß sich das Kalorimetermodul nicht im Magneten, sondern zwischen Paddel und Finger befand.

Bei den Messungen wurde in die Mitte des Moduls Elektronen mit einer Energie von  $3\text{ GeV}$  eingeschossen. Diese Versuche wurden über einen Temperaturbereich von  $10^{\circ} - 40^{\circ}\text{C}$  durchgeführt. Außerdem wurden Testpulserspektren über einen Bereich von  $5^{\circ} - 60^{\circ}\text{C}$  aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abb.3.16 aufgeführt. Aus der Abbildung ist zu entnehmen, daß sich beim Einschuß der  $3\text{ GeV}$  Elektronen die Pulshöhe über den gesamten Temperaturbereich um weniger als  $0,5\%$  änderte. Im Rahmen der Meßgenauigkeit kann also von einer Konstanz der Signale gesprochen werden. Analoges gilt für die Testpulsermessungen. Hier liegen die Änderungen im Promill-Bereich, so daß die Temperaturunabhängigkeit der Signale über den Meßbereich angenommen werden kann. Hinsichtlich der Kalibration der Kalorimetermodule können solche Effekte vernachlässigt werden.

Ein anderes Problem ist die Zunahme des Rauschens mit der Temperatur. In Abb.3.17 ist die prozentuale Änderung von  $\sigma$  als Funktion der Temperatur aufgetragen. Als Ergebnis erhält man, daß sich  $\sigma$  zwischen  $10^{\circ}$  und  $60^{\circ}\text{C}$  um  $34,9\%$  erhöht. Die abgebildeten Daten stammen aus Testpulsermessungen. Das Rauschen der Testpulsersignale betrug bei einer Temperatur von  $+10^{\circ}\text{C}$  ca.  $60\text{ MeV}$ . Die starken Schwankungen könnten darauf zurückgeführt werden, daß lokal in der Elektronik Temperaturschwankungen auftraten, die nicht gemessen werden konnten. Das erwartete globale Ansteigen von  $\sigma$  mit zunehmender Temperatur ist dagegen deutlich erkennbar. Da die Pulshöhenmessungen konstante Werte lieferten, war die genaue Temperaturbestimmung für diese Meßreihen von nicht so entscheidender Bedeutung wie für die Rauschmessung. Die Temperaturbestimmung ist, wie aus der Beschreibung des Meßaufbaus hervorgeht, die sicherlich mit dem größten Fehler behaftete Größe. Da aber die Rauschmessung nicht das eigentliche Ziel des Versuches darstellte, sondern als nützliche Beigabe zu den anderen Messungen entstand, wurde nicht versucht, den Aufbau zwecks besserer Ergebnisse zu verändern.

Als Endergebnis dieser Versuchsreihe kann im gemessenen Bereich die Unabhängigkeit der Energie- und Testpulsersignale von der Temperatur herausgestellt werden. Insgesamt brachte auch diese Meßreihe, genau wie die vorherigen, keinen Aufschluß über die Ursache der Magnetfeldabhängigkeit der Energiesignale.

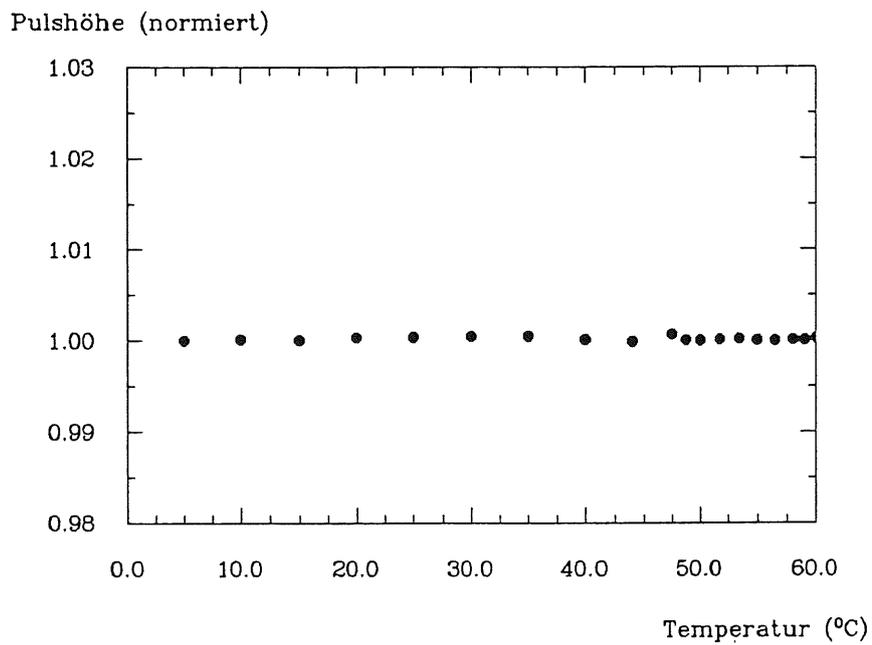
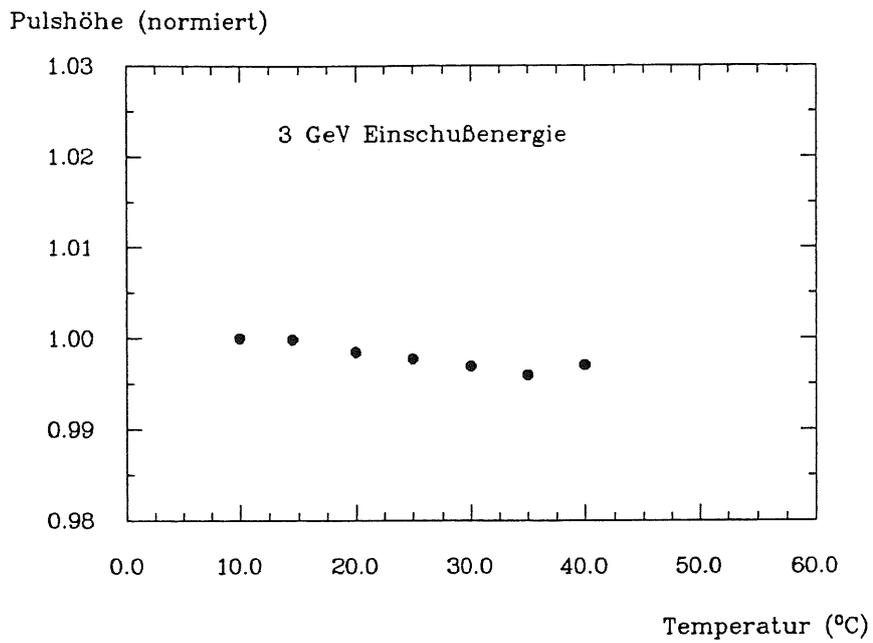


Abb. 3.16: In der oberen Abbildung wird die Abhängigkeit der Energiesignale von der Temperatur dargestellt. Unten sind Messungen mit einem Testpulser über einen etwas größeren Temperaturbereich aufgeführt.

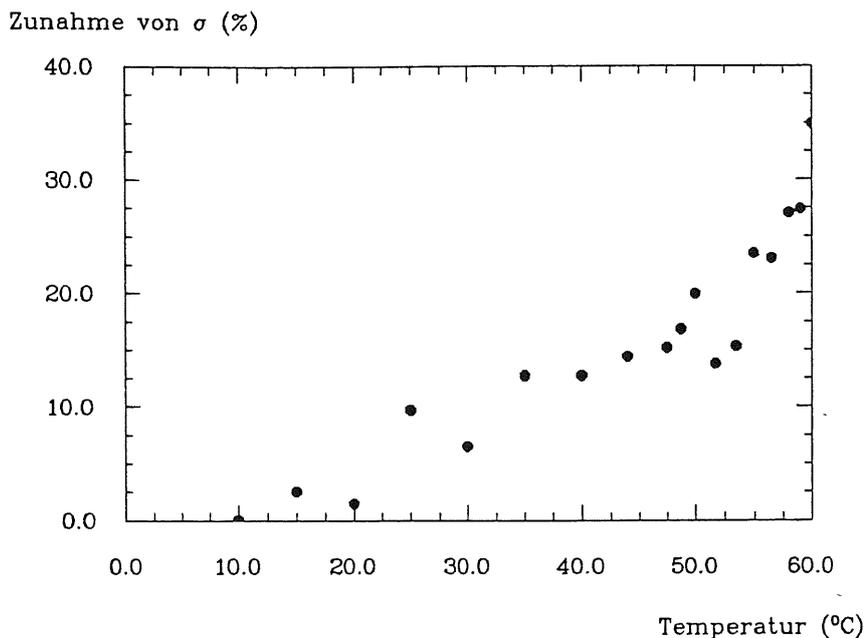


Abb. 3.17: Die Abbildung zeigt die prozentuale Zunahme von  $\sigma$  bei steigender Temperatur. Die Daten stammen aus Testpulsermessungen. Bei einer Temperatur von 10°C betrug das Rauschen der Signale ca. 60 MeV.

### 3.4 Das Modul im axialen Magnetfeld

Die eigentliche Aufgabe war es, den Einfluß des Magnetfeldes auf ein Kalorimetermodul in Anlehnung an die Verhältnisse im H1-Detektor zu untersuchen, in dem das Feld parallel zum BEMC ausgerichtet ist. Deshalb wurde versucht, mit einer solchen Anordnung einige Meßreihen aufzunehmen.

#### 3.4.1 Die Meßanordnung

Die Forderung nach einem zum Elektronenstrahl parallel stehenden Feld ließ sich nur durch ein Drehen des am Teststrahl 22 stehenden AEG-Magneten erreichen. Dieser Magnet bestand aus zwei Spulenhälften, die auch einzeln nutzbar waren. Bei den in Kap. 3.3 beschriebenen Messungen waren beide Hälften miteinander verschraubt. Aus Platzgründen wurde nur eine Spulenhälfte parallel zum Elektronenstrahl gedreht. Dies hatte ein erneutes Aufnehmen von Eichkurven zur Folge. Ein anderer Grund dafür war, daß sich das Modul jetzt nicht mehr in der Mitte der beiden Spulenhälften befand, sondern in der Mitte einer Hälfte und nach der unteren Graphik in Abb.A.1 im Anhang A nicht von einer Homogenität des Magnetfeldes ausgegangen werden durfte.

Daraufhin wurde die Meßapparatur aufgebaut. Der Aufbau stimmte in den entscheidenden Punkten mit dem in Abb.3.10 beschriebenen überein. Da diese Messung parallel zu Messungen einer anderen Gruppe durchgeführt wurde, ist der Einfachheit halber auch deren Triggerelektronik übernommen worden. Anstatt Paddel, Finger und Veto wurden hier zwei Triggerkreuze zur Verfügung gestellt, die jeweils eine Durchtrittsfläche von  $1 \text{ cm}^2$  für den Elektronenstrahl aufwiesen. Die Signale der vier Szintillatorplatten, die die beiden Kreuze bildeten, wurden nach Durchgang durch Delays und Diskriminatoren über ein lo-

Einschußenergie	1 GeV	2 GeV	3 GeV	4 GeV	4.5 GeV	5 GeV	6 GeV
Erhöhung des Signals	3.54 %	3.60 %	3.47 %	3.45 %	3.41 %	3.37 %	3.41 %

Tab. 3.3: Zunahme der Signalhöhe bei 0.74 T im axialen Magnetfeld

Einschußenergie	1 GeV	2 GeV	3 GeV	4 GeV	4.5 GeV	5 GeV	6 GeV
Erhöhung des Signals	3.43 %	3.48 %	3.39 %	3.26 %	3.28 %	3.20 %	3.30 %

Tab. 3.4: Zunahme der Signalhöhe bei 0.69 T im axialen Magnetfeld

gisches AND miteinander verknüpft. Nach dem Durchlauf durch die beiden Triggerkreuze traf der Elektronenstrahl auf das Kalorimetermodul. Die dort entstandenen Signale wurden entsprechend Abb.3.10 weiterverarbeitet. Die verwandten Geräte unterschieden sich auch nicht zu den in den vorherigen Messungen benutzten. Abgesehen von den Unterschieden in der Triggerelektronik wurde also dieselbe Versuchsanordnung wie in Kap. 3.3 aufgebaut.

### 3.4.2 Ergebnisse

Bei den Messungen in Kap. 3.3 befand sich das Kalorimetermodul in der Mitte der beiden Spulenhälften des Magneten. Da jetzt der Magnet parallel zum Elektronenstrahl stand, war nun das Modul in etwa in der Mitte einer Spulenhälfte plaziert. Wie aus der unteren Graphik in Abb.A.1 im Anhang A ersichtlich ist, erhöht sich damit das Magnetfeld. Es ist natürlich klar, daß am Ort des Moduls für diese Anordnung eine neue Eichkurve aufgenommen wurde. Der Verweis auf Anhang A soll nur der Erklärung dienen, warum hier bei höheren Feldstärken gemessen werden konnte. Es stellte sich heraus, daß das erreichbare Maximalfeld mit 0.74 T mehr als 0.1 T größer war als in Kap. 3.3. Im Gegensatz zu den ersten Messungen war jetzt auch die Zählrate des Elektronenstrahls größer, so daß jetzt auch Messungen bei 5 und 6 GeV durchgeführt werden konnten. Diese Verbesserung wurde durch eine Veränderung der Lage des Konversionstargets erreicht.

Die Ergebnisse sind in Abb.3.18 aufgeführt. In Tabelle 3.3 ist die Zunahme des Energiesignals beim maximal erreichbaren Feld von 0.74 T im Vergleich zum Signal ohne Magnetfeldeinwirkung für die verschiedenen Energien aufgelistet. Zum besseren Vergleich mit den Ergebnissen aus Tabelle 3.1 ist in Tabelle 3.4 die Zunahme der Signalhöhe bei einem Feld von 0.69 T aufgeführt. Dieser Meßwert kam den 0.625 T aus Tabelle 3.1 am nächsten. Man erkennt, daß der hier gemessene Effekt um ca. 0.3 % kleiner ist als der im transversalen Feld beobachtete. Im Rahmen der Meßgenauigkeit kann aber die Signalüberhöhung als unabhängig von der Magnetfeldrichtung angesehen werden, da die Meßdaten im transversalen und im axialen Feld in guter Übereinstimmung sind. Dies dokumentiert Abb.3.19. Ein anderes erwähnenswertes Ergebnis ist der in Abb.3.18 dargestellte steile Anstieg der Kurve bis  $\approx 0.2 T$ . Bei größeren Feldstärken verringert sich der Betrag um den die Energiesignale zunehmen, d.h. die Kurve wird flacher. Dies kann insbesondere aus der Kurve entnommen werden, die mit 3 GeV Einschußenergie aufgenommen wurde. Dieser Effekt trat bei den Messungen im transversalen Feld nicht so deutlich hervor. Aus der Gestalt der hier gemessenen Kurven läßt sich schon eher eine Sättigung in der Zunahme der Pulshöhe bei steigendem Magnetfeld vermuten als aus den Meßwerten in Kap. 3.3. In Tabelle 3.5 sind zum Vergleich mit Tabelle 3.2 linear extrapolierte Werte der Signalüberhöhung bei

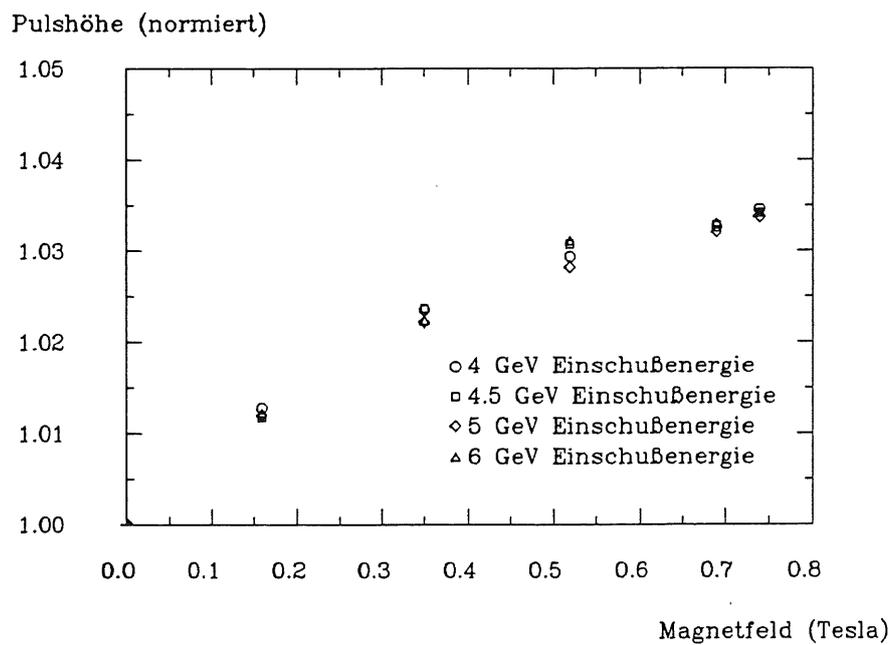
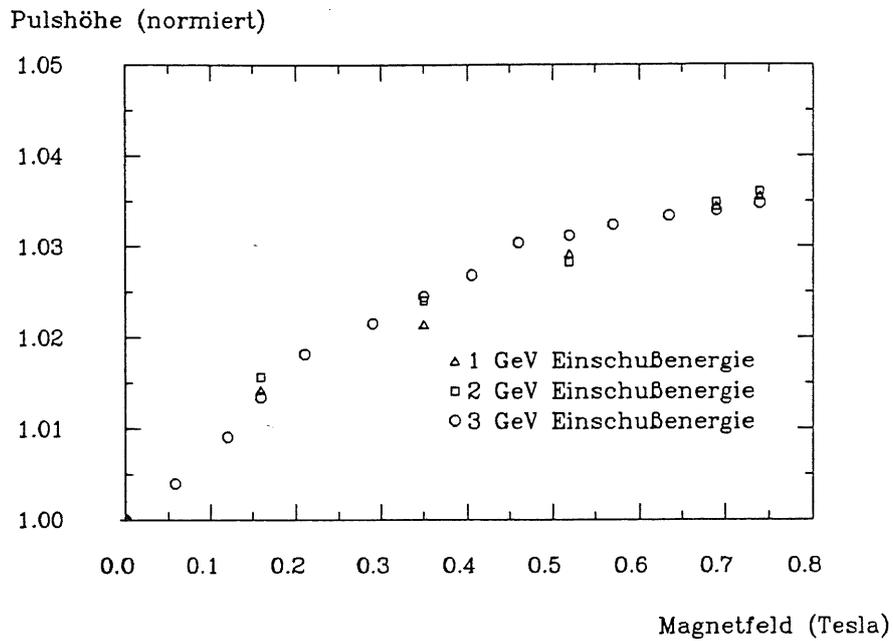


Abb. 3.18: Hier wurden die normierten Pulshöhen gegen das axiale Magnetfeld aufgetragen. Das obere Bild stellt den Effekt bei 1, 2 und 3 GeV Einschubenergie dar. Die untere Abbildung zeigt die Abhängigkeit bei 4, 4.5, 5 und 6 GeV.

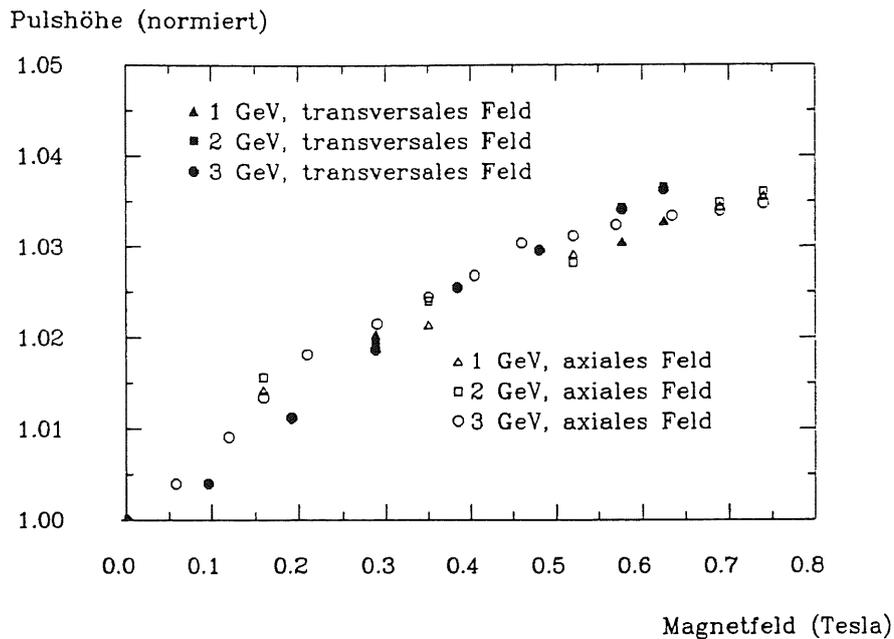


Abb. 3.19: Die Abbildung dokumentiert die Übereinstimmung der Meßwerte aus dem axialen und dem transversalen Magnetfeld bei drei verschiedenen Einschußenergien.

einigen Einschußenergien für ein Magnetfeld von 1.2 T angegeben. Zu erkennen ist, daß im Mittel bei dieser Feldstärke mit einer 5.82 %-tigen Zunahme der Pulshöhe gerechnet werden muß.

Auch bei den hier betrachteten Messungen im axialen Magnetfeld wurden Testpuls-

Einschußenergie	1 GeV	2 GeV	3 GeV	4 GeV	4.5 GeV	5 GeV	6 GeV
Erhöhung des Signals	6.0 %	6.1 %	5.9 %	5.7 %	5.7 %	5.6 %	5.7 %

Tab. 3.5: Zunahme der Signalhöhe bei 1.2 T im axialen Magnetfeld (lineare Extrapolation der bei Feldstärken  $\geq 0.3$  T gewonnenen Meßdaten). Der Mittelwert der Signalüberhöhung beträgt 5.82 %.

spektren aufgenommen. Wie schon bei den Messungen im transversalen Feld zeigte sich eine Konstanz der Pulshöhe bei wachsendem Feld.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß auf Grund der Übereinstimmung der Meßergebnisse im transversalen und axialen Magnetfeld die Signalüberhöhung als unabhängig von der Feldrichtung betrachtet werden kann. Auch läßt sich bei beiden Anordnungen keine Abhängigkeit von der Einschußenergie erkennen. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich für eine Feldstärke von 1.2 T der Mittelwert der Signalüberhöhungen der insgesamt 13 Extrapolationen aus Tabelle 3.2 und 3.5 zu 6.12 %. Vor diesem Hintergrund kann der Effekt bei einer gewünschten Meßgenauigkeit der Kalorimetermodule von 1 % nicht mehr vernachlässigt werden, sondern muß bei der Kalibration der Module für den Einsatz im H1-Detektor berücksichtigt werden.

Einschußenergie (GeV)	1	2	3	4	4.5
$\sigma/E$ (%)	13.3	8.0	6.4	5.2	5.15

Tab. 3.6: Energieauflösungen für die Messungen mit dem Kalorimetermodul im transversalen Magnetfeld

Einschußenergie (GeV)	1	2	3	4	4.5	5	6
$\sigma/E$ (%)	11.9	9.9	8.0	6.2	5.7	5.4	4.7

Tab. 3.7: Energieauflösungen für die Messungen mit dem Kalorimetermodul im axialen Magnetfeld

### 3.5 Fehlerbetrachtungen zu den Magnetfeldmessungen

Die Fehlerquellen lassen sich in statistische und systematische Fehler aufteilen:

#### Statistische Fehler

Die wichtigste Größe bei den Messungen mit dem Kalorimetermodul im Magnetfeld war die Lage des Maximums der gemessenen Spektren. Diese Werte, sowie deren Fehler wurden mit Hilfe von Gaußfits berechnet. Es zeigte sich, daß der vom Programm berechnete Fehler bei der Bestimmung des Maximums ca.  $\pm 0.2\%$  betrug. Dieser Wert wird nach Gl. 3.9 bestimmt und stellt die statistische Unsicherheit dar, mit der man die Maxima erhalten kann.

Für die meisten Meßreihen wurden Kontrollmessungen durchgeführt. Hierbei ergab sich, daß die Meßergebnisse mit einem Fehler von  $< \pm 0.1\%$  reproduziert werden konnten.

Eine andere Größe, die etwas über die Breite der Spektren aussagt, ist die Energieauflösung  $\sigma/E$ . In Tabelle 3.6 sind die Energieauflösungen für die Messungen im transversalen Magnetfeld aufgeführt, in Tabelle 3.7 die Werte für das axiale Feld. Die Energieauflösungen bei den Messungen zur Ortsempfindlichkeit sind nicht extra aufgeführt, sie lagen in der Größe von 6.5%. Erwähnt werden sollte noch, daß die prozentuale Zunahme von  $\sigma$  mit der Temperatur in Abb.3.17 dargestellt ist.

An dieser Stelle sollte erwähnt werden, daß der für eine Feldstärke von 1.2 T aus Tabelle 3.2 und 3.5 zu 6.12% berechnete Mittelwert der Signalüberhöhung eine Standardabweichung von  $\pm 0.385\%$  besitzt.

#### Systematische Fehler

Hier sind folgende Fehlerquellen denkbar:

Das Magnetfeld war innerhalb der Spule nicht völlig homogen (siehe Anhang A). Gemessen wurde das Feld immer am Auftreffpunkt des Elektronenstrahls auf das Modul. Insbesondere im axialen Magnetfeld muß daher berücksichtigt werden, daß das Feld entlang des Moduls nicht konstant war. Der Auftreffpunkt auf das Modul befand sich am Ort größter Feldstärke. Aus Abb.A.1 ist erkennbar, daß sich dann über eine gesamte Modullänge eine Abnahme der Feldstärke um  $\approx 18\%$  ergibt. Bei den hier benutzten Einschußenergien wird das Schauermaximum nach ca. 10 cm Eindringtiefe ( $\approx 7 X_0$ ) in das Kalorimeter erreicht. An dieser Stelle ergibt sich gegenüber der Feldstärke am Auftreffpunkt eine Abnahme um  $\approx 2\%$ , weshalb hierdurch nicht die etwas geringere Zunahme der Signalthöhe im axialen

Magnetfeld erklärt werden kann.

Eine andere Fehlerquelle ist die Genauigkeit, mit der der Einschußort bestimmt werden konnte. Einerseits lag das an der Ausdehnung des Strahlflecks von  $\approx 1 \text{ cm}^2$ , andererseits war das Modul entweder auf einem von der Werkstatt gebauten Gestell oder auf einem Fahrtisch plaziert, wobei letzterer auf  $1 \text{ mm}$  Genauigkeit eingestellt werden konnte. Die Messungen zur Ortsempfindlichkeit ließen aber erkennen, daß diese Ungenauigkeiten keinen bedeutenden Einfluß auf die Güte der Messungen hatten. Auch Temperatureinflüsse konnten, wie die in Kap. 3.3.6 durchgeführten Messungen zeigten, vernachlässigt werden.

## Kapitel 4

# Signalhöhen und Zeitmessungen an den Szintillatorplatten der inneren TOF-Vetowände

### 4.1 Die Lichtauslese aus den Szintillatorplatten

In der Pichlerschen Diplomarbeit ([Pic89]) war im Zentralbereich der Szintillatorplatten ( $R < 2 \text{ cm}$ )<sup>1</sup>, aus dem das Szintillationslicht durch einen ausgefrästen  $45^\circ$  Kegel senkrecht zur Platte ausgelenkt und in den darüber montierten Photomultiplier geleitet wird, eine um  $2 \text{ ns}$  frühere Zeitauslesung als in dem daran anschließenden Bereich bei  $R > 2 \text{ cm}$  gemessen worden. Zugleich war aber die Pulshöhe im direkten Sichtbereich des Photomultipliers um etwa einen Faktor 15 (gegenüber dem Außenbereich) überhöht, so daß dieser Bereich in der vorliegenden Arbeit mit reduzierter Dicke des Szintillatormaterials und daraus folgender besserer Angleichung der Signalhöhen über die ganze Platte erneut untersucht wird.

Abb.4.1 zeigt die verwendeten Geometrien der Lichtauslenkung im Mittelbereich der Szintillatorplatte. Der Photomultiplier wird auf den in der Abbildung dargestellten Aufsatz von  $4 \text{ cm}$  Durchmesser aufgepreßt. Der Aufsatz ist auf die Platte aufgeklebt<sup>2</sup>. In der Pichlerschen Diplomarbeit bestand der Aufsatz aus  $2 \text{ cm}$  Szintillatormaterial in der in Abb.4.1 oben angegebenen Anordnung. Ausgehend von dieser Konfiguration wurde der Aufsatz gegen einen nur  $1 \text{ cm}$  hohen Szintillatorzylinder mit einem Durchmesser von  $4 \text{ cm}$  ausgetauscht (Konfiguration 1, Abb.4.6).

Um die Signale noch besser anzugleichen, wurde in einem zweiten Schritt die Szintillatorplatte im Zentralbereich verändert. Die kegelförmige Ausbohrung wurde vergrößert. In die Ausbohrung wurde eine Plexiglasplatte geklebt, die an der dem Photomultiplier zugewandten Seite einen Fläche von  $3 \text{ cm}$  Durchmesser besaß. Die dem Photomultiplier abgewandte Seite hatte einen Durchmesser von  $17.6 \text{ cm}$ . In die Plexiglasplatte war der Lichtauslenkkegel mit einer Flankensteilheit von  $45^\circ$  und  $2 \text{ cm}$  Radius eingefräst.

Auf die so geänderte Konfiguration wurden wiederum verschiedene Aufsätze geklebt. Begonnen wurde mit einem  $2 \text{ cm}$  hohen Kegelstumpf aus Szintillatormaterial. Die Durchmesser dieser Kegelstumpfes betragen oben  $3.8 \text{ cm}$  und unten  $5 \text{ cm}$  (Konfiguration 2, Abb.4.7). Daran anschließend wurde der Kegelstumpf durch einen  $2.5 \text{ mm}$  hohen Szintillatorzylinder mit  $4 \text{ cm}$  Durchmesser ausgetauscht (Konfiguration 3, Abb.4.8). Als weiterer Aufsatz

<sup>1</sup>Die Szintillatorplatten aus SCSN-38 besitzen die Abmessungen  $32 \times 32 \times 2 \text{ cm}^3$ .

<sup>2</sup>Als Kleber wurde ein 2-Komponenten-Silikonklebstoff verwendet, der fast den gleichen Brechungsindex wie das SCSN-38 hat und transparent für das Szintillationslicht ist. Hersteller: General Electric, Silicone Rubber Compound RTV 615A-615B

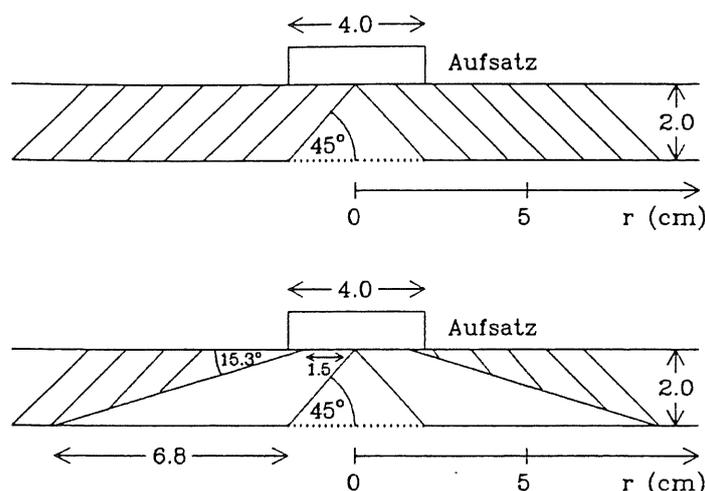


Abb. 4.1: Die Abbildung zeigt die beiden untersuchten Grundkonfigurationen der Szintillatorplatten. Im oberen Bild wird die Platte mit ausgeschnittenem Kegel dargestellt. Unten ist die Szintillatorplatte mit der ausgebohrten und dann mit einer Plexiglasplatte ausgefüllten Fläche zu sehen.

diente ein 2 cm hoher Plexiglaszylinder mit einem Durchmesser von 4 cm (Konfiguration 4, Abb.4.10). Für diese Konfiguration wurde außerdem die Plexiglasplatte neu verklebt. Da dieser Aufbau die Endkonfiguration bilden sollte, wurde ein unlöslicher Kleber benutzt<sup>3</sup>, mit dem sich deutlich bessere Klebeergebnisse erzielen ließen (z.B. war die Anzahl der eingeschlossenen Luftblasen geringer).

Jede der untersuchten Konfigurationen wurde mit weißem Reflektorpapier belegt und dann mit Schrumpffolie lichtdicht verpackt<sup>4</sup>. Ausgespart wurde dabei lediglich ein kreiförmiger Ausschnitt für die verschiedenen Aufsätze, an die der 16-stufige Hamamatsu R2490 Photomultiplier mit Hilfe von Silikonfett<sup>5</sup> angekoppelt wurde, sowie die Innenflächen des 45° Kegels.

Die Installation des Spannungsteilers, sowie das Befestigen der Szintillatorplatten wurden in der gleichen Weise wie in der Pichlerschen Arbeit ([Pic89]) durchgeführt, so daß an dieser Stelle nicht mehr darauf eingegangen werden muß.

## 4.2 Die Pulshöhenmessungen

### 4.2.1 Die Meßanordnung

Der hier benutzte Versuchsaufbau von Triggerzählern, Szintillatorplatte und Elektronik hat starke Ähnlichkeit mit dem in Kap. 3.3.2 beschriebenen (siehe Abb.4.2). Das Magnetfeld war parallel zum Elektronenstrahl ausgerichtet. Der Feldverlauf entsprach also der Geometrie im H1-Detektor. Die Triggerelektronik bestand wieder aus Paddel, Finger und Veto. Die dort erzeugten Signale wurden nach Durchlaufen von Delays und Diskriminatoren durch ein logisches AND miteinander verknüpft, wobei das vom lochförmigen Veto herstammende Signal invertiert werden mußte. Ein Delay-Gate-Generator erzeugte dann die Signale für den Gate-Eingang des Gated-Biased-Ampifiers.

<sup>3</sup>Verwandt wurde der Kleber Stycast K64 A und B der Firma Grace aus Westerlo (Belgien)

<sup>4</sup>Polyverpackung GmbH: LPDE- Schrumpfschlauch-Folie, opak schwarz

<sup>5</sup>Das Fett besaß annähernd den gleichen Brechungsindex wie das Szintillatormaterial, wodurch Lichtverluste durch Reflexion an der auszulesenden Fläche unberücksichtigt bleiben können.

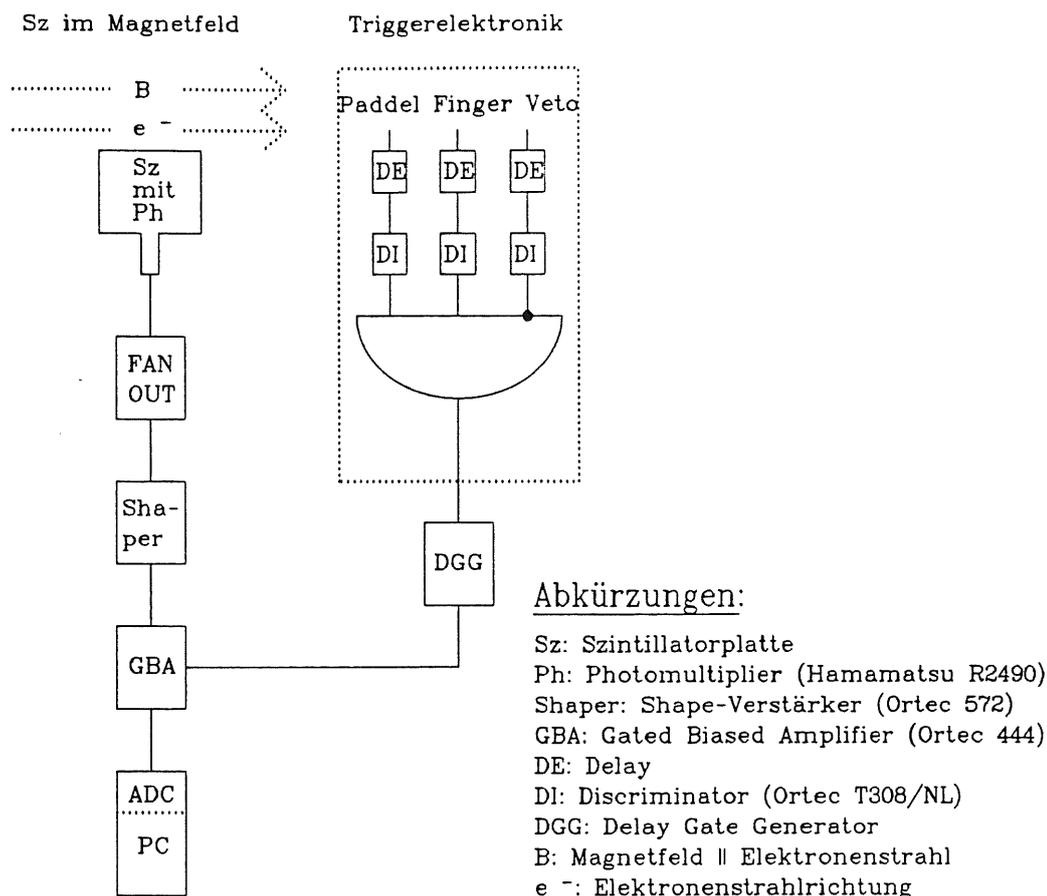


Abb. 4.2: Meßanordnung: Pulshöhenmessungen mit den Szintillatorplatten

Nur während der Magnetfeldmessungen befand sich die Szintillatorplatte mit dem Hamamatsu R2490 Photomultiplier innerhalb des Magneten. Ansonsten wurde sie zwischen Paddle und Finger plaziert, wo der Strahlfleck optimal definiert war. Die Hochspannung für den Photomultiplier lieferte eine *LeCroy HV4032* Spannungsversorgung. Die dort eingestellte Spannung betrug 2300 V. Die empfohlene Betriebsspannung von 2500 V wurde nicht benutzt, da damit die Ausgangssignale des Photomultipliers zu groß wurden. Die vom Elektronenstrahl erzeugten Photomultipliersignale wurden dann über einen FAN IN/OUT in den *Ortec 572*-Shape-Verstärker eingespeist. Die FAN IN/OUT-Einheit wurde eingesetzt, um für die Laufzeitmessungen ein zweites Signal abnehmen zu können. Dadurch konnten Pulshöhen- und Laufzeitmessungen quasi parallel durchgeführt werden. Das Signal aus dem Shape-Verstärker wurde dann als Energieeingangssignal dem GBA zugeführt und bei Koinzidenz mit dem logischen Triggersignal nach Passieren des Gates mit einem ADC digitalisiert. Die Spektren wurden mit Hilfe eines *Ma-Wi-PC*'s aufgenommen. Die Auswertung der Meßdaten erfolgte nach Überspielen der Daten auf den *IBM*-Großrechner.

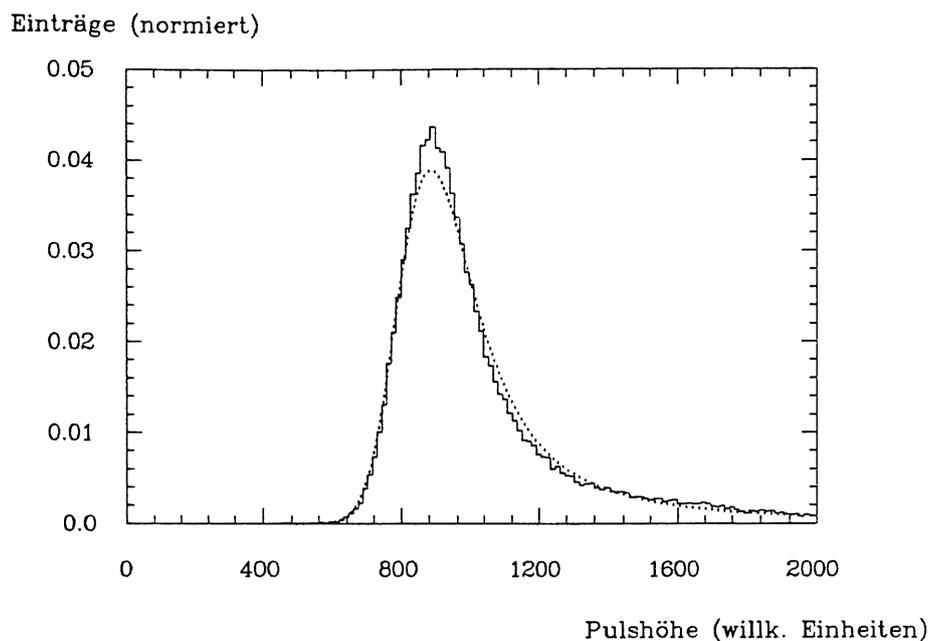


Abb. 4.3: Die Abbildung zeigt ein gemessenes Pulshöhenspektrum. Die durchgezogene Linie entspricht den Meßwerten, die gepunktete Linie ist das Ergebnis eines 3-Parameter-Fits.

#### 4.2.2 Auswertung der Meßdaten

##### Die Landau-Gaußfaltung

Die Verteilung der in der Szintillatorplatte deponierten Energie wird durch die Landauverteilung beschrieben. Die Energieauflösung des Detektors ist durch die Faltung einer Landauverteilung mit einer Gaußfunktion gegeben. Die resultierende Fitfunktion hatte folgende Gestalt:

$$F(x) = \frac{1}{\kappa} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi\left(\frac{X' - \eta}{\kappa}\right) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{X' - x}{\sigma}\right)^2} dX' \quad (4.1)$$

Hier beschreibt  $\eta$  die Lage des Maximums der Landaufunktion, mit  $\kappa$  bzw.  $\sigma$  wird die Breite der Landau- und Gaußfunktion bezeichnet. Die universelle Funktion  $\Phi(\lambda)$  hat folgende Gestalt:

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty + \epsilon}^{+i\infty + \epsilon} e^{ulnu + \lambda u} du, \quad \epsilon > 0 \quad (4.2)$$

Sowohl die Fläche unter der gemessenen Verteilung als auch die Fitfunktion wurden auf eins normiert, weshalb der Funktionswert im Maximum als vierter freier Parameter entfiel. Die drei Parameter  $\eta$ ,  $\kappa$  und  $\sigma$  wurden mit Hilfe eines Fitprogrammes unter der Voraussetzung bestimmt, daß das Fehlermaß  $\chi^2$  minimal wurde. Dabei ist  $\chi^2$  definiert durch:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(F(x_i) - Y(x_i))^2}{(dY_i)^2} \quad (4.3)$$

Mit  $n$  wird dabei die Anzahl der gemessenen Werte  $(x_i, Y(x_i))$  bezeichnet. Die Anpassung der Fitfunktion an die gemessenen Werte wurde durch die Routine *Valley* aus der DESY-Programmbibliothek übernommen.

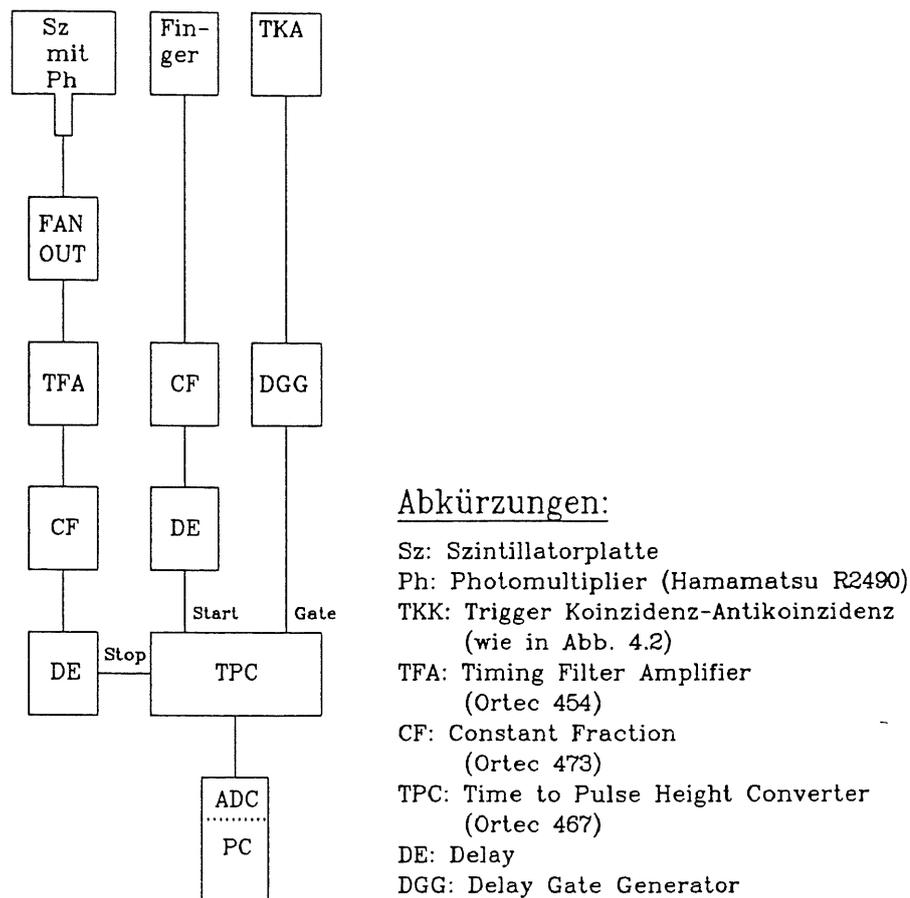


Abb. 4.4: Meßanordnung: Laufzeitmessungen mit den Szintillatorplatten

Aus der Arbeit von [Pic89] ergibt sich, daß die Landau- Gaußfaltung den Verlauf der gemessenen Kurve gut wiedergibt, wenn man die beiden Parameter ( $\kappa, \eta$ ) der Landau-funktion als unabhängig voneinander betrachtet. Mit dem  $\sigma$  der Gaußverteilung stehen dann insgesamt drei freie Parameter zur Verfügung. In Abb.4.3 ist ein gemessenes Pulshöhenspektrum graphisch dargestellt. Als gepunktete Linie dargestellt wurde außerdem das Ergebnis eines 3-Parameter-Fits.

## 4.3 Die Laufzeitmessungen

### 4.3.1 Die Meßanordnung

In Abb.4.4 ist die benutzte Meßanordnung für die Zeitmessung dargestellt. Für die Triggerelektronik wurde dieselbe Koinzidenz benutzt wie in Abb.4.2 beschrieben. Das vom Elektronenstrahl erzeugte Photomultipliersignal wurde für die Laufzeitmessung einem zweiten Ausgang des FAN IN entnommen. Nach Durchgang durch einen Timing Filter Amplifier (EG&G Ortec 454) wurde das Signal in einen Constant Fraction Diskriminator (EG&G Ortec 473) eingespeist. Das Constant Fraction Signal wurde dann über

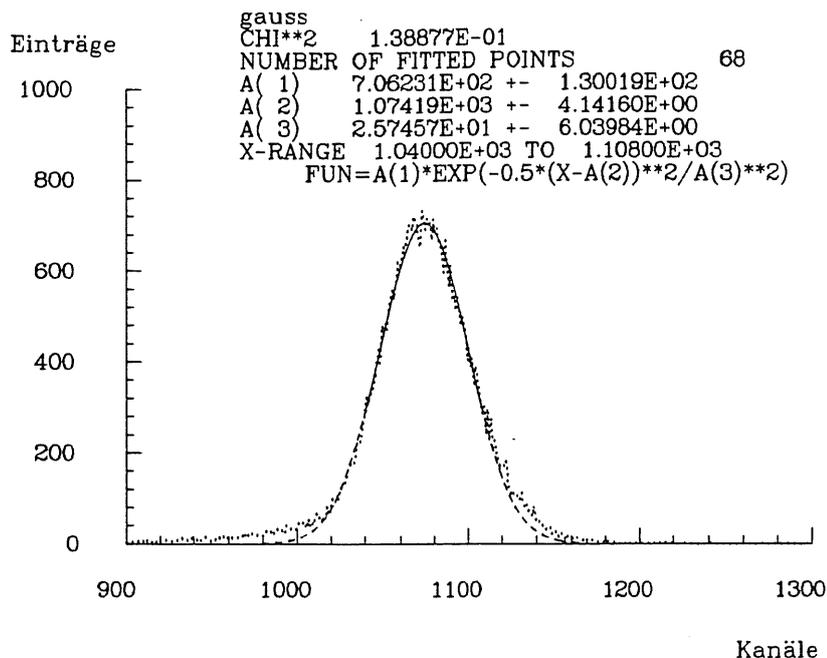


Abb. 4.5: Laufzeitspektrum bei Einschub an den Szintillatorplattenrand. Die Größe  $A(3)$  gibt hier die Zeitauflösung  $\sigma$  an und beträgt nach Umrechnung ca. 0.6 ns. Ein  $\sigma$  dieser Größenordnung wurde bei allen Messungen erhalten.

eine Verzögerungseinheit einem Time to Pulse Height Converter (EG&G Ortec 467) als Stoppsignal zugeführt. Das Startsignal des TPC's erzeugte das Ausgangssignal des in der Koinzidenz enthaltenen Triggerfingers, wieder über Constant Fraction und Delayeinheit. Die in Abb.4.2 dargestellte Trigger Koinzidenz-Antikoinzidenz lieferte das Gatesignal für den TPC. Die Höhe des vom TPC erzeugten Signals war proportional zur Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal. Auf diese Weise konnten die Unterschiede der Signallaufzeit auf der Szintillatorplatte mit Hilfe des Triggerfingers als Referenz bestimmt werden. Analog zu den vorigen Messungen wurden die Signale des TPC's dann über einen ADC digitalisiert, und die entstehenden Spektren mit einem PC aufgenommen.

#### 4.3.2 Auswertung der Meßdaten

Die bei den Laufzeitmessungen gewonnenen TPC-Spektren wurden durch Anpassen von Gaußkurven analysiert. In Abb.4.5 ist ein gemessenes Spektrum mit angepaßter Gaußkurve dargestellt. Schwierigkeiten beim Fitten gab es nur bei den eng beieinanderliegenden Doppellinien, die bei Einschub an den Rand des Aufsatzes auftraten. Hier wurde der Fitbereich verkleinert.

Aus den durch das Anpassen von Gaußkurven gewonnenen Daten über die Lage des Maximums und die Breiten  $\sigma$  ließen sich die Laufzeitunterschiede und Zeitauflösungen bestimmen. Dazu war eine Zeiteichung der Meßapparatur notwendig. Um dies zu bewerkstelligen, wurde das Signal des Photomultipliers in zwei Signale aufgespalten. Das eine diente als Startsignal des TPC's. Das andere Signal wurde mittels eines Delays im ns-Bereich verzögert und dann als Stoppsignal benutzt. Die auflaufenden Linien für verschiedene Verzögerungszeiten ergaben dann die Zeiteichung der ADC-Kanäle. Bei dem hier verwendeten Meßaufbau entsprach 1 ns ca. 47 Kanälen auf dem PC.

Mit Hilfe dieser Zeiteichnung ließen sich Unterschiede in der Lage des Maximums leicht in Laufzeitunterschiede umrechnen, die abhängig vom Einschußort auf die Szintillatorplatte entstanden. Auf diese Weise ließ sich auch die Zeitaufösung  $\sigma$  bestimmen. Sie lag bei den Messungen relativ konstant bei  $600\text{ ps}$  für das Gesamtsystem aus Trigger und Detektor.

#### 4.4 Ergebnisse der Pulshöhen- und Laufzeitmessungen für die verschiedenen Detektorkonfigurationen

Die Ergebnisse der einzelnen Pulshöhen- und Laufzeitmessungen sind in den Abb.4.6-4.11 dargestellt.

In Abb.4.6 sind die Ergebnisse für die Messungen mit der ersten Detektorkonfiguration dargestellt. Hier wurde auf die Szintillatorplatte ein  $1\text{ cm}$  hoher Szintillatorzylinder mit  $4\text{ cm}$  Durchmesser aufgeklebt. Erkennbar ist eine Pulsüberhöhung um den Faktor 5 im Zentralbereich der Szintillatorplatte, d.h. im Sichtbereich des Photomultipliers. Bei Einschuß an den Rand des Zylinders ist aus der Abbildung die aus den Pichlerschen Messungen erwartete Doppelpeakstruktur ersichtlich. Zum Vergleich ist in Abb.4.12 das Ergebnis mit dem  $2\text{ cm}$  hohen Szintillatorkopf aus der Pichlerschen Diplomarbeit dargestellt, bei der sich eine dreifach größere Pulsüberhöhung ergeben hatte. Auch bei den Laufzeitmessungen mit der hier benutzten Konfiguration tritt bei Einschuß an den Rand des Aufsatzes ein Doppelpeak auf, mit einem Sprung von  $1.35\text{ ns}$ . Entfernt man sich dann weiter von der Mitte nimmt die Laufzeit bis in  $10\text{ cm}$  Entfernung um weitere  $2.19\text{ ns}$  zu, so daß sich insgesamt ein Laufzeitunterschied von  $3.54\text{ ns}$  über den gesamten Meßbereich ergibt.

In Abb.4.7 ist die Konfiguration 2 mit aufgeklebtem Kegelstumpf abgebildet. Die Höhe des Kegelstumpfes betrug  $2\text{ cm}$ . Damit sollte der durch das Ausfräsen entstandene Verlust an Szintillatormaterial im Vergleich zur vorigen Konfiguration ausgeglichen werden. Hier ergibt sich bei mittigem Einschuß eine Pulsüberhöhung um den Faktor 4.3 in Übereinstimmung mit dem Pulshöhenspektrum der vorigen Konfiguration in Abb.4.6. Das Laufzeitspektrum hat wieder, wenn auch etwas verzerrt, die wohlbekanntere Form. Am Rand des Kegelstumpfes ist ein Sprung von  $2.4\text{ ns}$  erkennbar. Über den weiteren Plattenbereich nimmt die Laufzeit um weitere  $1.5\text{ ns}$  zu, so daß ein maximaler Unterschied von insgesamt  $3.9\text{ ns}$  festgestellt werden kann.

In Abb.4.8 werden die Ergebnisse der Konfiguration 3 vorgestellt. Der Kegelstumpf wurde dabei gegen einen  $2.5\text{ mm}$  hohen Szintillatorzylinder mit  $4\text{ cm}$  Durchmesser ausgetauscht. Durch die Verminderung des Szintillatormaterials in der Mitte des Detektors sollte eine weitere Homogenisierung der Signalhöhe über den Plattenbereich erreicht werden. In der Tat zeigt Abb.4.8 im Innenbereich der Platte kleinere Pulshöhen als im Außenbereich. Das Laufzeitspektrum zeigt unverändert die Form eines Topfes mit vielen schnellen Responsen im unmittelbaren Sichtbereich des Photomultipliers.

Für diese Konfiguration sind im Folgenden Magnetfeldmessungen durchgeführt worden, welche in Abb.4.9 dargestellt sind. Bei einem Magnetfeld von  $0.85\text{ T}$  wurde bei Einschuß in  $8\text{ bzw. }4\text{ cm}$  Entfernung eine Abnahme der Pulshöhe auf  $22.0\text{ bzw. }23.4\%$  gemessen. Bei mittigem Einschuß liegen die Daten nur für ein Maximalfeld von  $0.79\text{ T}$  vor. Es ergibt sich hier eine Abnahme auf  $25.6\%$ . Zum Vergleich ist in Abb.4.13 die von S. Mordhorst ([Mor89]) gemessene relative Abnahme der Verstärkung des Photomultipliers im Magnetfeld dargestellt. Hier ist bei einem Feld von  $0.85\text{ T}$  eine Verringerung der Signalhöhe auf  $\approx 15\%$  zu erkennen, was in relativ guter Übereinstimmung mit obigen Meßwerten ist. Bei den Laufzeiten zeigen sich bei mittigem Einschuß und bei Meßpunkten in  $8\text{ bzw. }4\text{ cm}$  Entfernung von der Mitte maximale Laufzeitunterschiede von  $0.92, 0.74\text{ und }0.55\text{ ns}$ . Bei der Beobachtung von längeren Laufzeiten bei hohen Magnetfeldern liegt es wiederum nahe, die Pulshöhenabhängigkeit der gemessenen Laufzeiten zu vermuten, obwohl sich dies bei Ver-

wendung der Constant Fraction Diskriminatoren im Zentralbereich der Szintillatorplatten nicht bestätigt hatte. Allerdings sind nun die Signale deutlich kleiner. Mit Hilfe eines Testpulsers, der Pulse von der Form eines Photomultipliers erzeugen konnte, wurde ein Pulshöheneffekt auf die Zeitauflösung nachgewiesen. Der Triggerausgang dieses Testpulsers wurde dabei als Startsignal eines TPC's benutzt. Aus den Testpulsersignalen wurde mittels eines CF-Diskriminators das Stoppsignal generiert. Der Testpulsler besaß zudem einen Ausgang, der eine Gleichspannung von der gleichen Höhe wie die Testpulse erzeugte. Außerdem gab es einen Modus, in dem die Pulshöhe periodisch linear anwuchs bzw. abfiel. Im Folgenden wurde nun die Gleichspannung auf die x-Ablenkung eines Oszilloskopes und das Signal des TPC's auf die y-Ablenkung gegeben. Mit dem Oszilloskop selbst wurde im x-y-Betrieb gearbeitet. Das Signal des Triggerausganges und das Pulshöhensignal des Testpulsers hatten unabhängig von der Pulshöhe immer den gleichen zeitlichen Abstand. Deshalb konnte so die Pulshöhenabhängigkeit der mit dem CF-Diskriminator gemessenen Laufzeit über den gesamten dynamischen Bereich der Testpulsersignale bestimmt werden. Man erhielt eine Kurve, die qualitativ dieselbe Form hatte, wie die Kurve der im Magnetfeld gemessenen Laufzeiten. Das bedeutet, daß die Form der Kurve durch die Pulshöhenabhängigkeit der gemessenen Laufzeiten erklärt werden kann.

Als nächstes wurde der Aufsatz gegen einen 2 cm hohen Plexiglaszylinder mit 4 cm Durchmesser ausgetauscht (Konfiguration 4). Außerdem wurden die Plexiglasplatte und der Zylinder mit einem unlöslichen Kleber versehen. Die Konfiguration ist in Abb.4.10 zu sehen. Da sich in der Mitte der Platte kein Szintillatormaterial befindet, erhält man hier Čerenkovlicht. Die Signalhöhe beträgt 44.3 % vom Maximalwert im Außenbereich der Szintillatorplatte. Die Zeitmessung zeigt die bekannte Trogform.

Letztendlich ist in Abb.4.11 eine fünfte Detektorkonfiguration dargestellt. Hier änderte sich am Aufbau der Szintillatorplatte nichts. Der Unterschied zur vorherigen Detektorkonfiguration besteht darin, daß der gesamte Aufbau um 180° gegen den Elektronenstrahl gedreht wurde, so daß der Strahl jetzt zuerst auf den Photomultiplier traf und dann erst auf die Szintillatorplatte. In dieser Anordnung wird bei mittigem Einschuß das Čerenkovlicht nicht mehr in Richtung des Photomultipliers emittiert. Deshalb werden keine Energiesignale gemessen. Natürlich entfällt auch die Laufzeitmessung. Dies soll dadurch verdeutlicht werden, daß in der Abbildung die Werte bei der Null auf der Zeitachse eingetragen sind. Im äußeren Bereich der Szintillatorplatte ist dann wieder eine Zunahme der Laufzeit um 2.3 ns erkennbar. Dies ist konsistent mit den anderen Meßergebnissen.

## 4.5 Folgerungen aus den Meßergebnissen

Der Bereich der Szintillatorplatte, in dem sich der Aufsatz befindet, trägt nur mit 1.2 % zur Gesamtfläche bei. Im Außenbereich, der mit 98.8 % den weit größten Teil der Detektorkomponente stellt, wurden Laufzeitunterschiede von ungefähr 2 ns gemessen. Die Szintillatorplatten sind im H1-Detektor 2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Daher treten unphysikalische Untergrundereignisse, die im wesentlichen zeitgleich mit dem Protonenbunch sind, ca. 13 ns vor den physikalischen Ereignissen auf. Um die unphysikalischen Ereignisse eliminieren zu können, sollte die Zeitauflösung einen Wert von FWHM = 4 ns haben. Mit den hier gemessenen Laufzeitunterschieden von 2 ns im Außenbereich der Szintillatorplatte ist die Aufgabe damit gut erfüllt.

Für den gesamten Außenbereich der Szintillatorplatte gilt, daß die Pulshöhe nur schwach vom Einschußort abhängig ist. Der starke Anstieg der Pulshöhe im Sichtbereich des Photomultipliers konnte durch Verminderung der Dicke des Szintillatormaterials reduziert werden, hatte aber keinen Einfluß auf die Ergebnisse der Zeitmessungen. Daher könnte man aus der Retrospektive gesehen auch die ursprüngliche Konfiguration beibehalten.

Anfänglich wurde vermutet, daß die Ursache für den Zeitsprung im Auftreten des prompt emittierten Čerenkovlichts liegen könnte. Aber auch die Anstiegszeit des Szintillationslichts ist genügend schnell, so daß das beobachtete Zeitverhalten nicht verständlich scheint. Allerdings ist eine zweite wichtige Eigenschaft des Čerenkovlichts die starke Richtcharakteristik. Dagegen wird das Szintillationslicht isotrop emittiert. Wenn also Čerenkovlicht ohne Reflexionen direkt in den Photomultiplier gelangt, während das Szintillationslicht auf Grund von Mehrfachreflexionen längere Flugwege zurücklegt, so wäre das beobachtete Zeitverhalten erklärt.

Leider wurde die 180° Drehung gegen den Elektronenstrahl nicht mit den Szintillatoraufsätzen durchgeführt. Eine solche Messung wäre unbedingt erforderlich gewesen. So muß eingestanden werden, daß der Zeitsprung momentan noch nicht verstanden ist.

## 4.6 Fehlerbetrachtungen zu den Pulshöhen- und Laufzeitmessungen

Wie schon im vorangegangenen Kapitel soll auch hier zwischen statistischen und den der Meßapparatur systematisch anhaftenden Fehlern unterschieden werden.

### Statistische Fehler

Bei den Laufzeitmessungen hatten die gewonnenen Gaußverteilungen ein  $\sigma$  von ca. 600 ps. Bezogen auf die Lage des Maximums betrug  $\sigma$  ungefähr 2.5 % dieses Wertes. Bei den Messungen in hohen Magnetfeldern verschlechterte sich die Zeitauflösung auf 800 ps. Da die angegebenen Zeitauflösungen relativ konstant waren, sind sie nicht in den Abbildungen zu den Meßergebnissen einzeln als Fehler aufgeführt.

Zur Abschätzung des Fehlers bei der Bestimmung des Maximums der Landau-Gaußfaltung sind von [Pic89] Untersuchungen vorgenommen worden. Spektren aus 20000 Ereignissen sind in mehrere zeitlich aufeinanderfolgende Meßreihen zerlegt worden. Bei der Bestimmung der wahrscheinlichsten Pulshöhe jedes einzelnen Teilspektrums zeigte sich, daß der Fehler bei der Bestimmung selbiger kleiner als 1 % war. Dieses Ergebnis konnte nicht rekonstruiert werden, da die hier betrachteten Ereignisse nicht im List-Mode aufgezeichnet wurden und somit das Spektrum nicht in Teilspektren aufgeteilt werden konnte. Trotzdem erscheint der angegebene Fehler auch für die in dieser Arbeit gewonnenen Meßergebnisse als sinnvoll.

### Systematische Fehler

Hier ergaben sich folgende Fehlerquellen:

1. Asymmetrien innerhalb des Szintillators und bei der Justierung:

Asymmetrien der gemessenen Pulshöhen lassen sich durch Ungenauigkeiten in der Oberflächenstruktur der Szintillatorplatte erklären (z.B. Kratzer auf der Oberfläche). Außerdem ließen sich auch Unterschiede in der die Szintillatorplatte umhüllenden Schrumpffolie nicht vermeiden. So lag z.B. die Folie an einigen Stellen auf der Platte auf, an anderen Stellen wiederum nicht.

Eine erkennbare Fehlerquelle stellte die Justierung der Szintillatorplatte dar. Bei den Messungen ohne Magnetfeld befand sich die Platte auf einem Fahrtisch, so daß die Einschuforte sehr genau eingestellt werden konnten. Hier waren Justierungen im mm-Bereich möglich, was gleichzeitig auch die Größenordnung des Fehlers in der Einstellgenauigkeit darstellt. Im Magnetfeld jedoch stand die Szintillatorplatte

auf einem von der institutseigenen Werkstatt gebauten Gestell, auf dem der Detektor hin- und hergerückt wurde. Hier konnte schätzungsweise eine Genauigkeit von  $\pm 0.5 \text{ cm}$  erreicht werden.

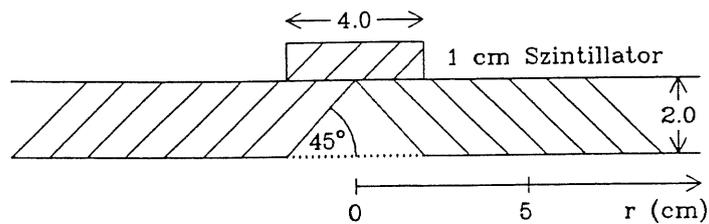
Dies kann z.B. auch aus der Meßkurve in Abb.4.6 abgelesen werden, deren Symmetriepunkt vom gewählten Koordinatenursprung etwas abweicht.

2. Die Qualität der Klebung des Aufsatzes:

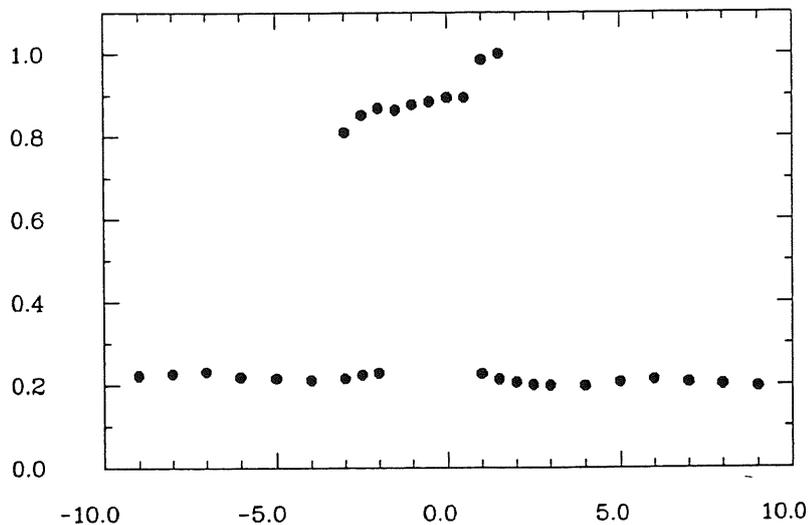
Aussagen über die Größe des Fehlers können hier nicht gemacht werden, da aus Zeitgründen keine Untersuchungen zur Auswirkung der Klebequalität auf die gemessenen Pulshöhen durchgeführt wurden. Es soll nur bemerkt werden, daß das Auftreten von Luftblasen durch Anmischen des Klebstoffes im Vakuum so weit wie möglich vermieden wurde, aber nicht ganz verhindert werden konnte. Vor der Klebung wurden die Szintillatorplatten mit Spiritus gereinigt, so daß Effekte, die durch Verunreinigungen hätten entstehen können, weitgehend ausgeschlossen werden konnten.

3. Die Qualität der Ankopplung an den Photomultiplier:

Da nach den von [Pic89] durchgeführten Messungen die Ankopplung des Photomultipliers an den Szintillator mit optischem Fett eine um den Faktor 2.5 höhere Lichtausbeute bewirkt, als durch Ankopplung mit einem Luftspalt, wurde auch bei den hier beschriebenen Messungen optisches Fett verwandt. Der Nachteil besteht allerdings darin, daß sich die Reproduzierbarkeit im Gegensatz zur Ankopplung mit einem Luftspalt verschlechtert. Nach Messungen von [Pic89] beträgt der Fehler in der Reproduzierbarkeit bei der Benutzung von optischem Fett ca. 8 %, im anderen Fall dagegen nur 1 %.

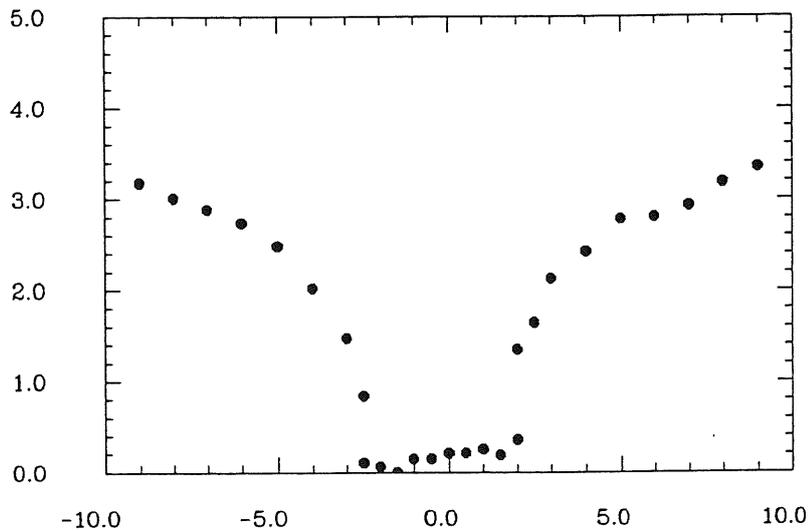


Pulshöhe (normiert)



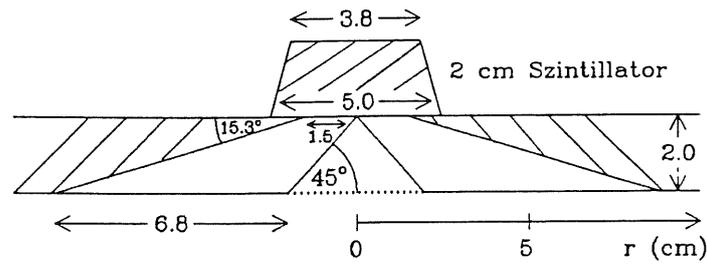
Abstand vom Mittelpunkt (cm)

Laufzeitunterschied (ns)

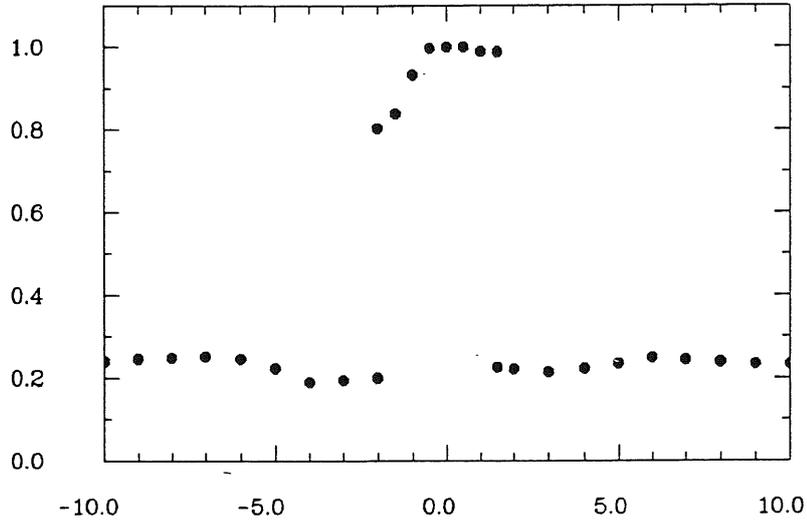


Abstand vom Mittelpunkt (cm)

Abb. 4.6: Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 1

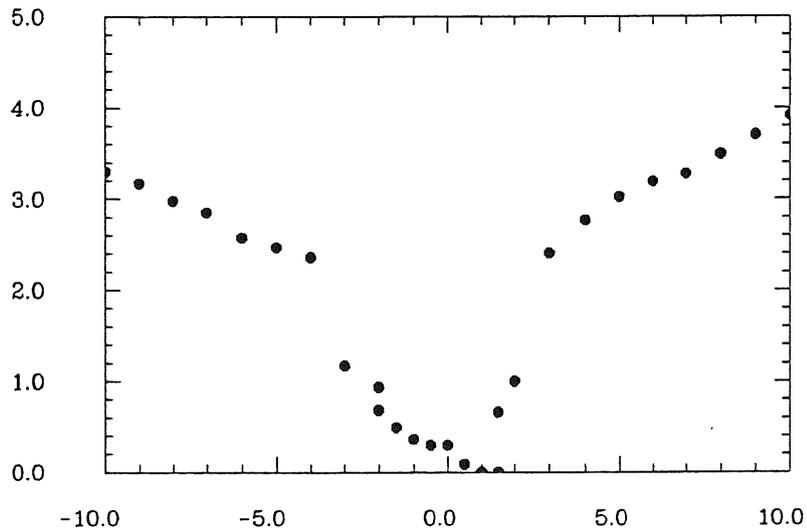


Pulshöhe (normiert)



Abstand vom Mittelpunkt (cm)

Laufzeitunterschied (ns)



Abstand vom Mittelpunkt (cm)

Abb. 4.7: Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 2

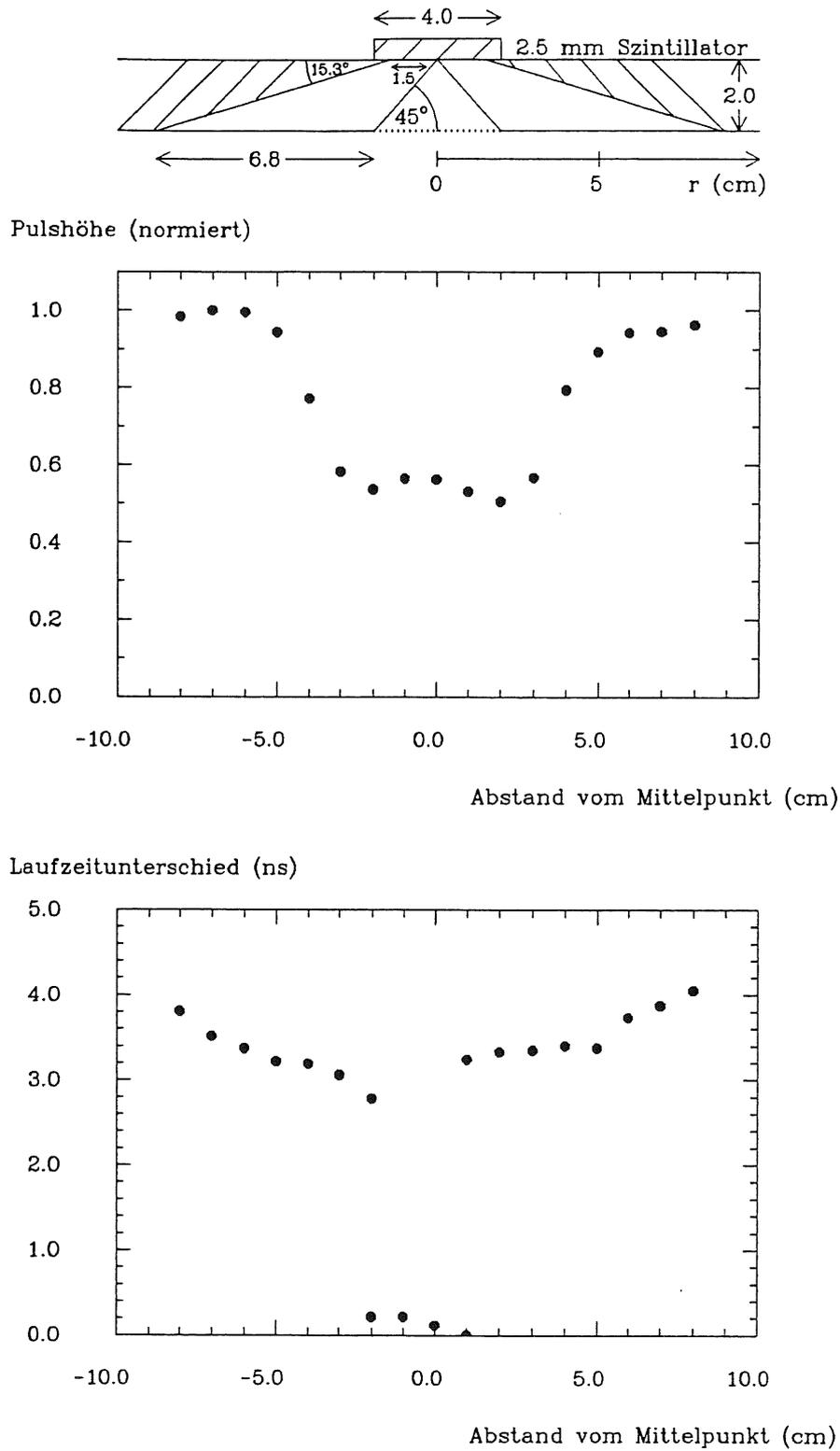
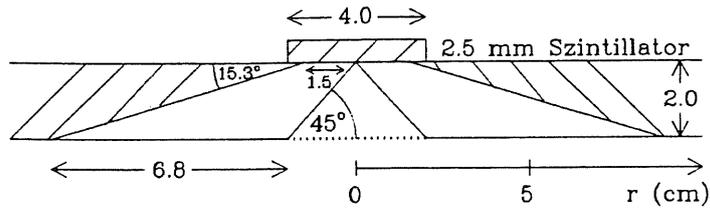
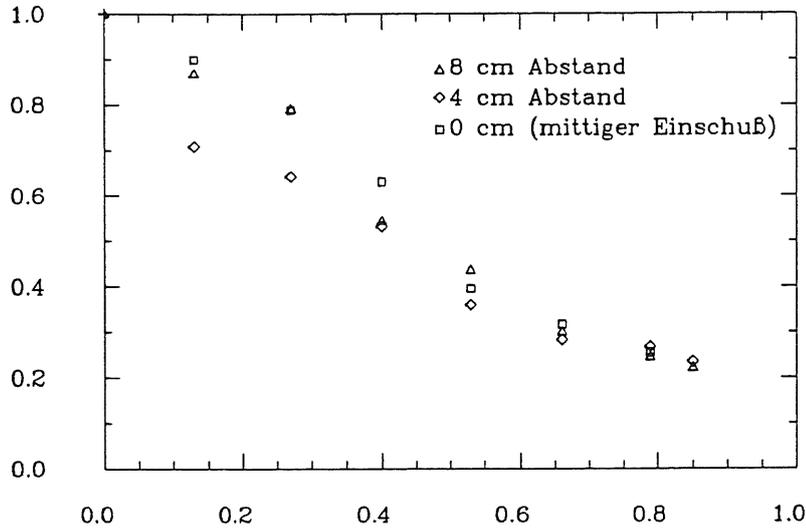


Abb. 4.8: Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 3

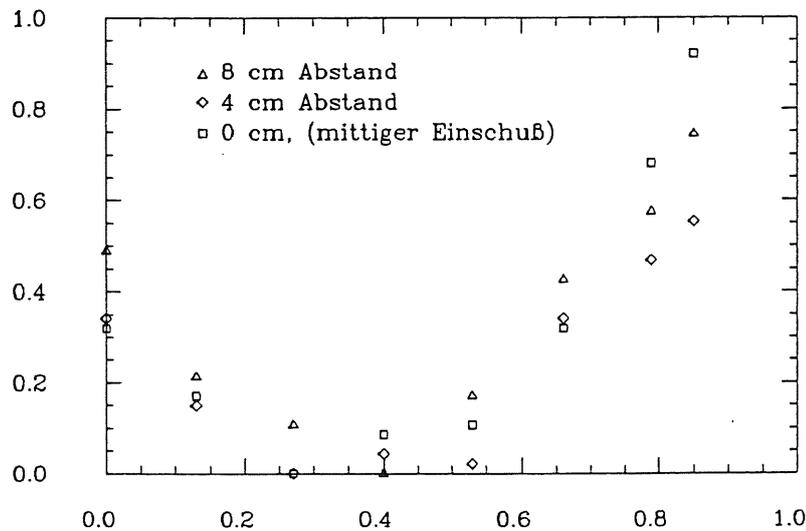


Pulshöhe (normiert)



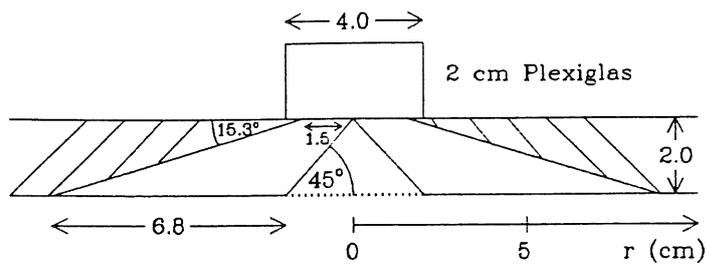
Magnetfeld (Tesla)

Laufzeitunterschied (ns)

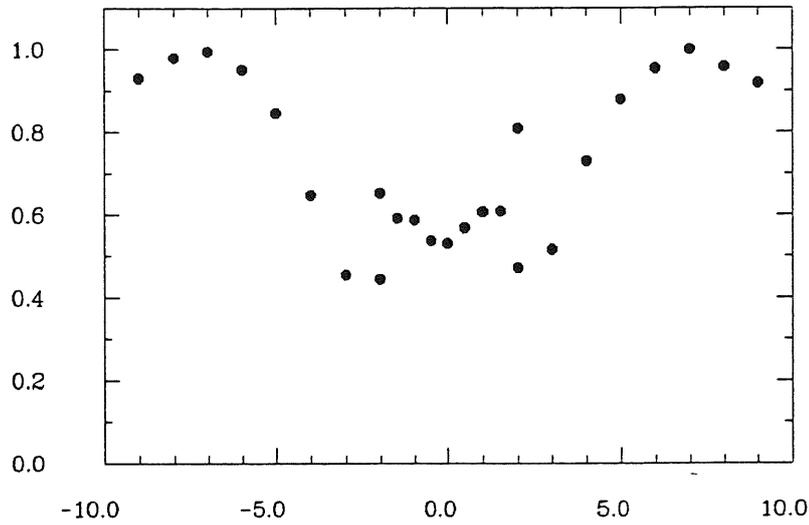


Magnetfeld (Tesla)

Abb. 4.9: Pulshöhen und Laufzeiten im Magnetfeld für Detektorkonfiguration 3

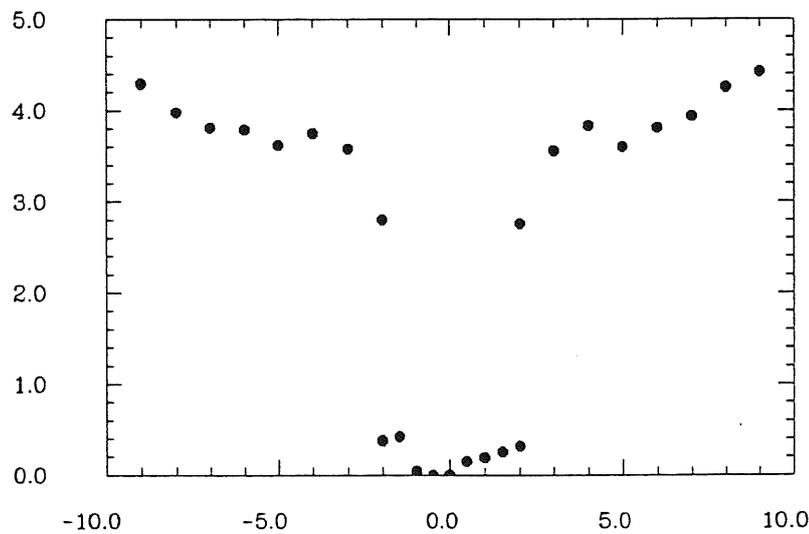


Pulshöhe (normiert)



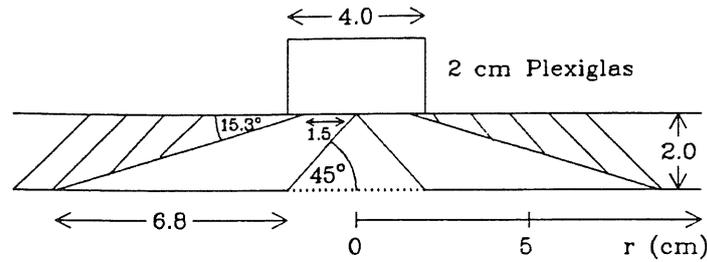
Abstand vom Mittelpunkt (cm)

Laufzeitunterschied (ns)

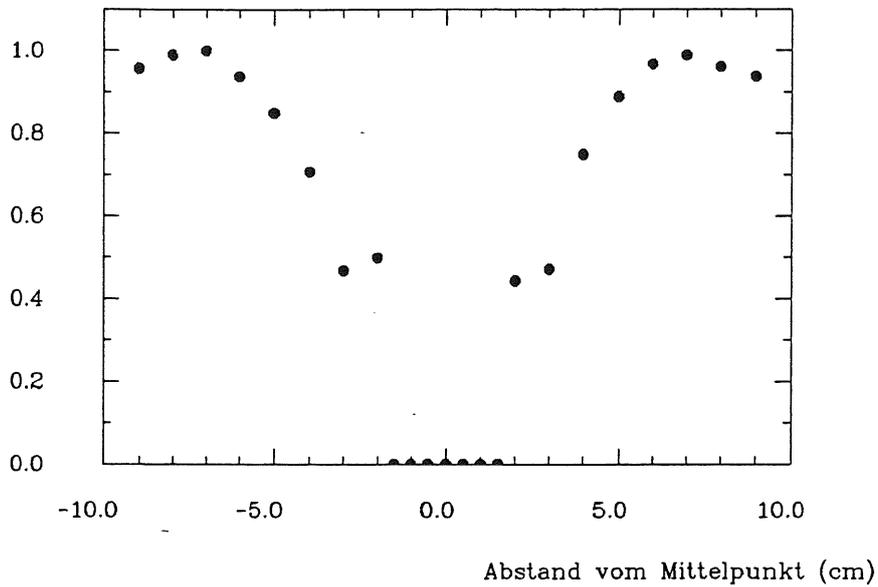


Abstand vom Mittelpunkt (cm)

Abb. 4.10: Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 4



Pulshöhe (normiert)



Laufzeiten (ns)

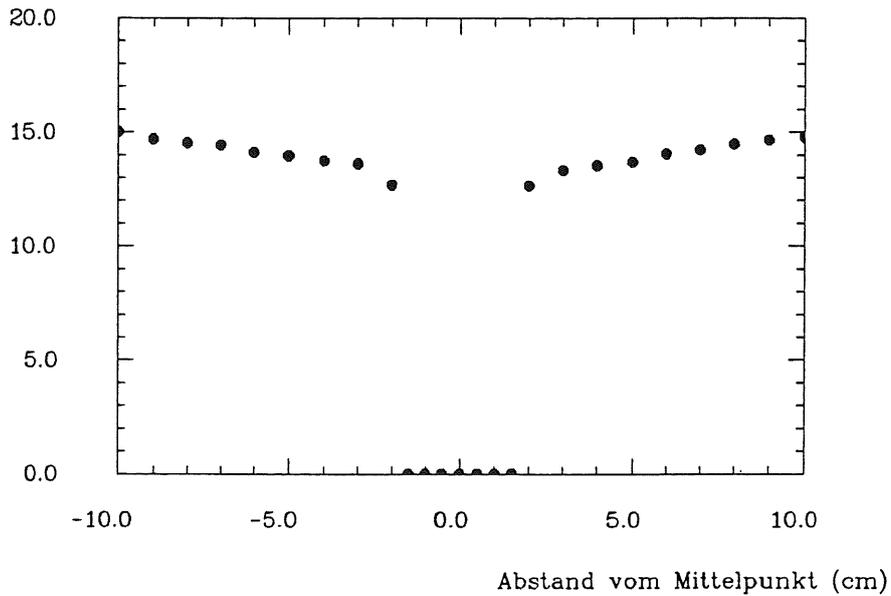


Abb. 4.11: Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 5. Die Konfiguration ist dieselbe wie Konfiguration 4. Im Unterschied zur vorigen Messung wurde die Szintillatorplatte um 180° gedreht, so daß der Elektronenstrahl zuerst auf den Photomultiplier trifft. In dem Bereich, in dem keine Signalhöhen gemessen wurden, konnten auch keine Flugzeiten beobachtet werden.

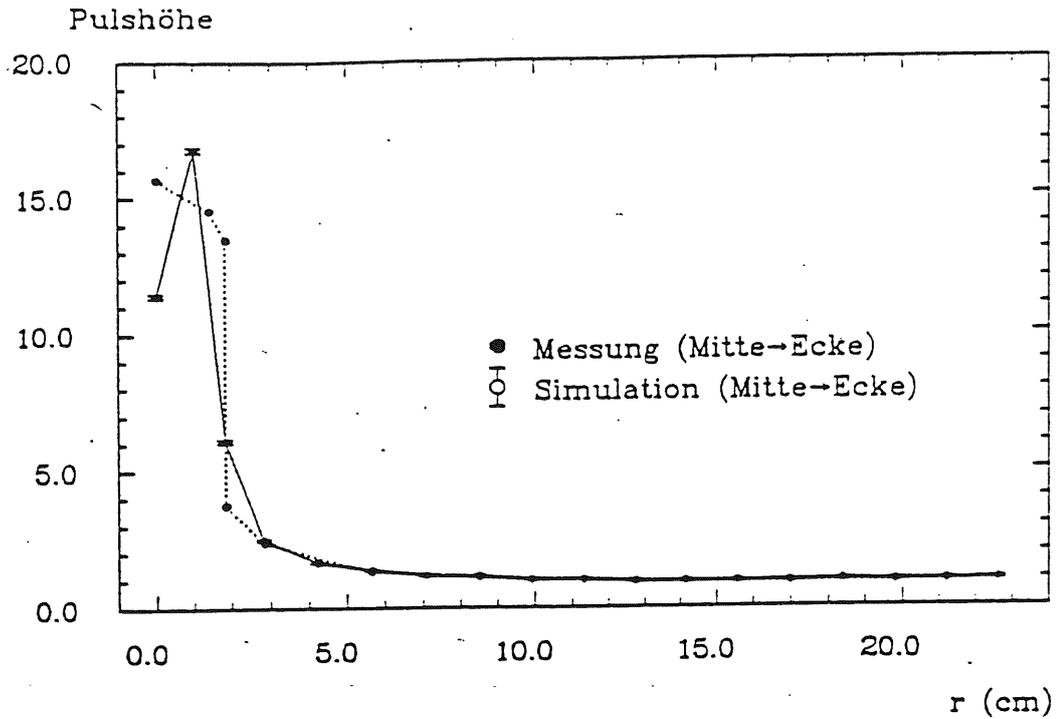


Abb. 4.12: Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Pulshöhe vom Einschußort für die Pichlersche Detektorkonfiguration. Dargestellt sind hier Meßwerte und Ergebnisse aus Simulationsrechnungen. Erkennbar ist die 15-fache Pulsüberhöhung bei mittigem Einschuß.

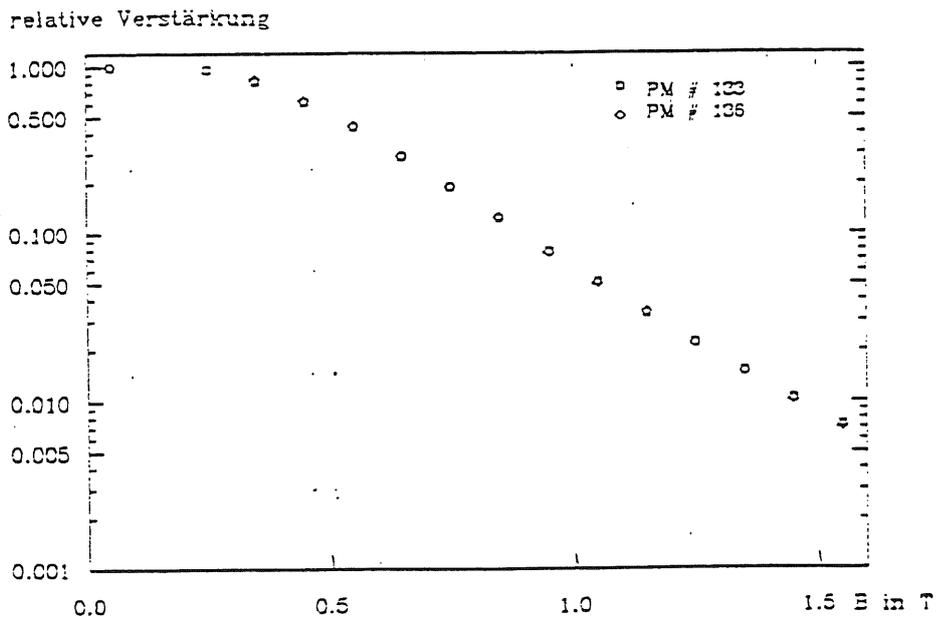


Abb. 4.13: Die Abbildung zeigt die von S. Mordhorst ([Mor89]) gemessene Abnahme der Verstärkung zweier verschiedener Exemplare des Hamamtsu R2490 Photomultipliers im Magnetfeld. Bei 0.8 T zeigt sich eine Abnahme um den Faktor 6. Dies ist in relativ guter Übereinstimmung mit der hier gemessenen Abnahme der Signalhöhe auf  $\approx 20\%$ .

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Diese Arbeit hatte das Verhalten von Plastiksintillatoren in Magnetfeldern zum Thema. Die Untersuchungen waren speziell ausgerichtet auf die Änderung der Signalhöhen im Magnetfeld bei den vom I. Institut für Experimentalphysik gebauten Komponenten des H1-Detektors. Somit gliedert sich diese Arbeit in zwei große Abschnitte, die auch in der Zusammenfassung getrennt behandelt werden sollen:

### 1. Die Module des BEMC im Magnetfeld:

Entsprechend der Verfügbarkeit von Magneten am Teststrahl wurden zuerst Messungen im transversalen Magnetfeld durchgeführt, was nicht der Feldanordnung im H1-Detektor entsprach. Unabhängig von der Einschußenergie zeigte sich in einem Magnetfeld von  $0.625\text{ T}$  eine Zunahme der Signalhöhe von ca.  $3.6\%$ . Bei Feldstärken von  $1.2$  und  $1.65\text{ T}$  konnten  $6.3\%$  bzw.  $8.6\%$ -tige Zunahmen festgestellt werden. Messungen zur Ortsempfindlichkeit der Signale zeigten, daß die Verschiebung des Strahls durch das Magnetfeld als Ursache der beobachteten Signalanstiege ausschied. Im Temperaturbereich zwischen  $5$  und  $60^\circ\text{C}$  war die Signalhöhe konstant, nur das Rauschen zeigte eine Temperaturempfindlichkeit. Testpulsermessungen ergaben eine konstante und feldunabhängige Signalhöhe.

Durch Drehung des Magneten konnte schließlich die Meßanordnung den im H1-Detektor gegebenen Umständen angepaßt werden, wenn auch der Magnet die erforderliche Feldstärke von  $1.2\text{ T}$  nicht liefern konnte. Im Rahmen der erreichbaren Feldstärken bis  $0.74\text{ T}$  brachte das axiale Magnetfeld eine mit den Messungen im transversalen Feld vergleichbare Zunahme der Signalhöhe. Auch in diesem Fall war die Signalüberhöhung unabhängig von der Einschußenergie.

Als Schlußfolgerung bleibt die Aussage, daß bei einer geforderten Genauigkeit der Kalibration des Kalorimeters von  $1\%$  der Signalanstieg im Magnetfeld berücksichtigt werden muß, da bei einer Feldstärke von  $1.2\text{ T}$  nach Mittellung über alle extrapolierten Meßwerte eine Korrektur von  $6.12\%$  erforderlich ist.

### 2. Signalhöhen und Zeitmessungen an den TOF-Veto- Szintillatorplatten:

Im zweiten Abschnitt dieser Arbeit wurde das Verhalten von Signalhöhen und Zeitmessungen im Zentralbereich der Szintillatorplatten für verschiedene Anordnungen der Lichtauslese getestet. Es zeigte sich, daß unabhängig von den Signalhöhen ein Zeitsprung von  $2\text{ ns}$  zwischen dem direkten Sichtbereich des Photomultipliers und dem Außenbereich auftritt. Wenn die Čerenkovstrahlung in diesem Bereich signifikante Beiträge liefert, sichtbar gemacht durch etwa die Tatsache, daß in Detektor-

konfiguration 5 bei Verwendung von ausschließlich Plexiglas im Zentralbereich keine Signale beobachtet werden, wenn sich die Strahlung vom Photomultiplier entfernt (d.h. also bei Einschub durch den Photomultiplier in die Szintillatorplatte), so kann dennoch nach Monte-Carlo-Rechnungen von [Pic89] das Zeitverhalten des prompten Čerenkovlichts im Unterschied zu dem verzögert auftretenden Szintillationslicht den Effekt nicht ausreichend erklären. Gegenwärtig steht demnach eine schlüssige Begründung für den Effekt aus. Die Messungen im Magnetfeld brachten die erwarteten Signalreduktionen. Es ergaben sich Zeitverschiebungen von weniger als  $1\text{ ns}$ . Als Quintessenz kann hier festgestellt werden, daß alle getesteten Detektorkonfigurationen ihre Aufgabe erfüllen, nämlich die im Detektor ca.  $13\text{ ns}$  vor den physikalischen Ereignissen auftretenden unphysikalischen Untergrundereignisse zu identifizieren und ihre Eliminierung zu ermöglichen.

## Anhang A

# Daten zu den benutzten Magneten

### A.1 Daten zum Magneten am Teststrahl 22

Am Teststrahl 22 befand sich ein Zylindermagnet der Firma AEG mit einer Gesamtlänge von 300 cm. Dieser bestand aus zwei miteinander verbundenen Spulenhälften, so daß jede Spulenhälfte eine Länge von 150 cm hatte. Bei den Messungen im transversalen Feld befand sich das Kalorimetermodul direkt in der Mitte der beiden Spulenhälften, also dort, wo auch die Verbindungsstelle war. Hier war ein kleines Loch im Zylindermantel angebracht, durch das der Elektronenstrahl senkrecht zur Feldrichtung in den Innenraum des Magneten gelangen konnte. Das Kalorimetermodul war in 25 cm Abstand zum Eintrittsloch plaziert. An diesem Punkt wurde auch die in der oberen Graphik in Abb.A.1 dargestellte Eichkurve mittels einer Hall-Sonde aufgenommen. Die Eichkurve wurde sowohl bei Herauf- als auch bei Herunterfahren des Feldes gemessen. Da sich keine Unterschiede ergaben ist hier nur die Kurve bei Vergrößern des Feldes aufgetragen.

Im Weiteren durfte nicht von der Homogenität des Magnetfeldes über beide Spulenhälften ausgegangen werden. Das bestätigt die untere Graphik in Abb.A.1. Ausgehend vom Mittelpunkt der beiden Spulenhälften (also vom Ort des Kalorimetermoduls aus), der in der Abbildung als Nullpunkt definiert ist, wurde nach außen hin in eine Richtung das Feld vermessen. Diese Messung wurde bis 50 cm über den Rand der einen Spulenhälfte hinaus fortgesetzt. Das Ergebnis ist in Abb.A.1 für zwei verschiedene, feste Feldstärken im Mittelpunkt des Magneten dargestellt. Man erkennt einen Anstieg des Feldes zur Mitte einer Spulenhälfte hin. Am Rand des Magneten fällt das Magnetfeld rapide ab. Bei einer Entfernung von 140 cm vom Mittelpunkt ist die Feldstärke auf die Hälfte gefallen. Schließlich wird außerhalb der Spulenhälfte in einer Entfernung von  $> 150$  cm das Feld schnell sehr klein. Durch Spiegelung der Kurve an der Ordinate erhält man den Verlauf des Magnetfeldes durch beide Spulenhälften. Es ergibt sich dann eine wannenförmige Struktur des Feldverlaufs im Magneten.

Bei den Messungen im axialen Feld wurden die beiden Spulenhälften voneinander getrennt. Eine der Spulen wurde parallel zum Elektronenstrahl ausgerichtet. Der Ort, an dem sich das Kalorimetermodul befand, ist in Abb.A.1 durch ein Rechteck gekennzeichnet. An dem mit 'x' gekennzeichneten Punkt an der Frontfläche des Kalorimetermoduls wurde erneut eine Eichkurve aufgenommen, auf deren Darstellung aber verzichtet wurde. Das erreichbare Maximalfeld betrug jetzt 0.74 T. Der Feldverlauf innerhalb der Spulenhälfte wurde leider nicht gemessen und konnte somit nur aus dem Verlauf der Feldstärke in der gesamten Spule rekonstruiert werden. Hierzu wurde angenommen, daß der Feldverlauf symmetrisch um den Mittelpunkt der Spulenhälfte ist. Das Ergebnis ist in Abb.A.1 durch

die gestrichelte Linie dargestellt.

## A.2 Daten zum Magneten am Teststrahl 21

Eine Meßreihe bei den Messungen im transversalen Feld wurde am Teststrahl 21 durchgeführt. Der sich hier befindliche Funkenkammer-Magnet, Typ MD, hatte einen einstellbaren Polabstand. Benutzt wurde ein Abstand von 272 mm. Das Gesamtgewicht des Magneten betrug 80 t. In Abb.A.2 ist in der oberen Graphik die Eichkurve für den oben genannten Polabstand aufgeführt. Diese wurde nicht selbst gemessen, sondern ist einem Datenblatt ([Hol66]) entnommen. An vier Meßpunkten wurden jedoch die Werte auf ihre Richtigkeit überprüft. Im unteren Bild wird der Feldverlauf in der Mittelachse des Magneten bei einer Stromstärke von 850 A dargestellt. Der Nullpunkt wurde dabei in den Mittelpunkt zwischen den Polen gelegt. Die Messungen wurden über den Rand der Pole, die eine Außen-/ Innenlänge von 150 / 90 cm aufwiesen, hinaus fortgesetzt. Das Kalorimetermodul befand sich bei den Messungen in der Mitte des Magneten, also am Ort des höchsten Feldes. Auch die untere Graphik wurde dem oben erwähnten Datenblatt entnommen. Dort finden sich noch zusätzliche technische Daten, genauso wie in Tabelle A.1.

Funkenkammermagnet Typ MD	technische Daten
Magnetgewicht, gesamt	80 t
Magnetgewicht, innerer Teil	25 t
Polabstand	272 mm
Gesamtlänge	1500 mm
Polendabrundung (approx.)	$z = \frac{h}{2} + c(e^{\frac{\pi \cdot x}{h}})$
maximale Stromstärke	1500 A
Leistungsverbrauch bei 1500 A	330 kW
Gesamtwiderstand bei 20° C	0.142 Ω
Gesamtwindungszahl	4 · 70 = 280
mittlere Windungslänge	7150 mm
Zahl der Kühlkreise pro Spule	7
Kühlwassermenge bei 1500 A und ΔT = 40° C	120 l/min
erforderl. Differenzdruck für 120 l/min	3 at

Tab. A.1: Technische Daten des Magneten am Teststrahl 21

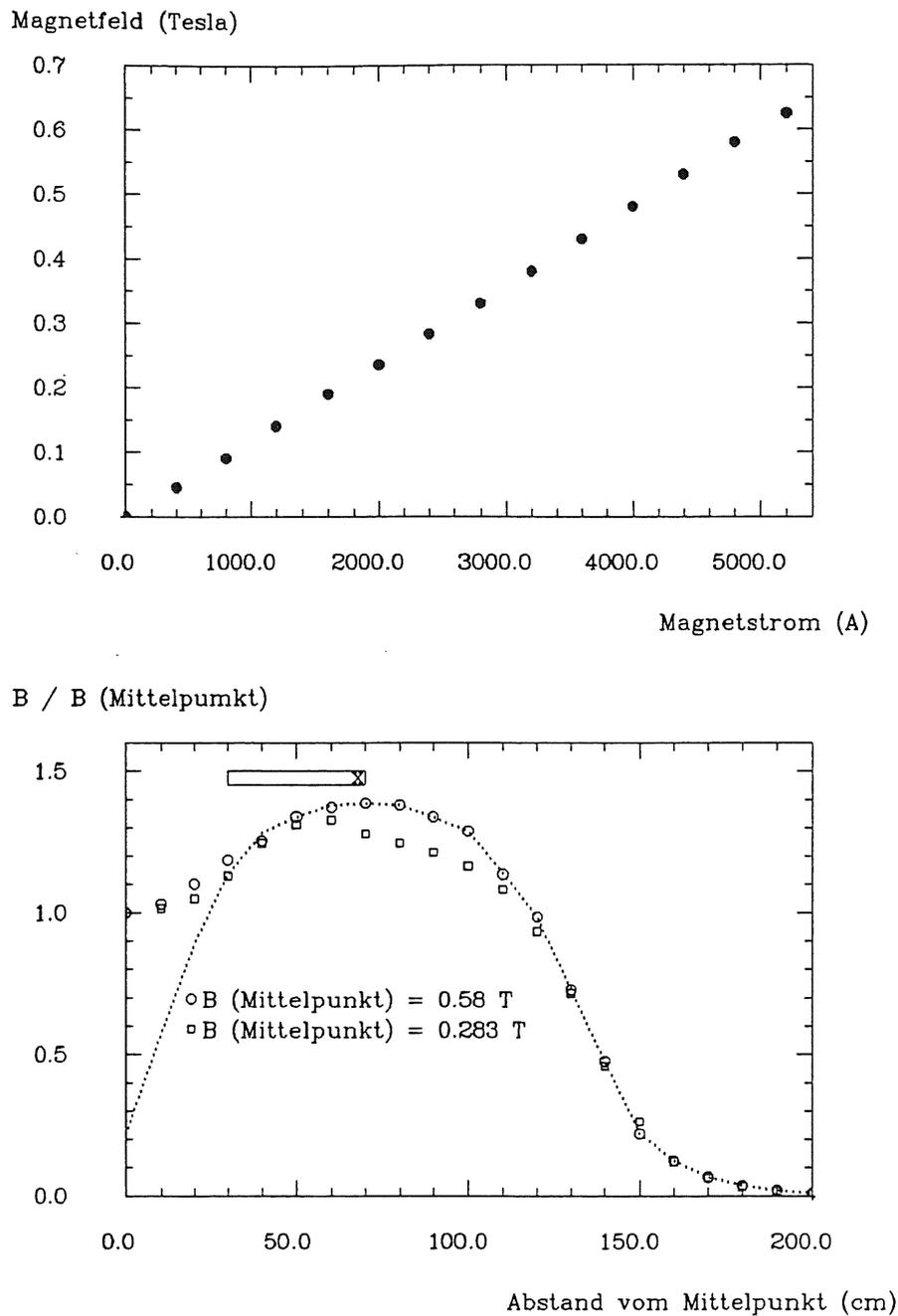
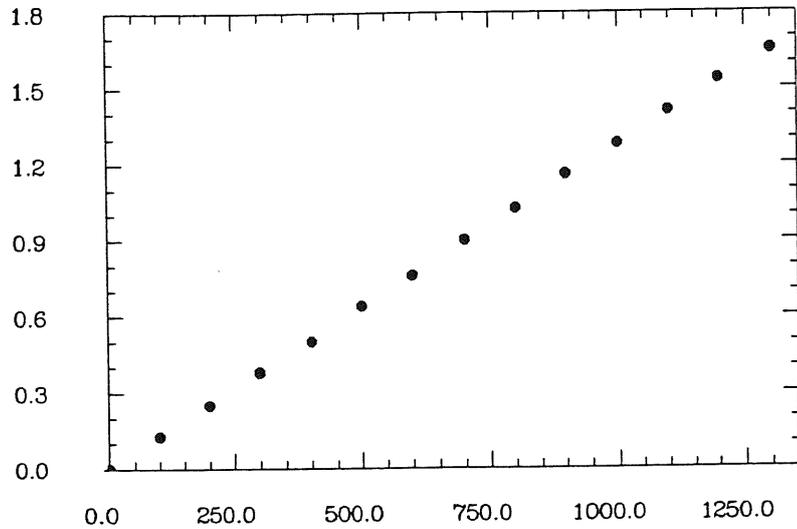


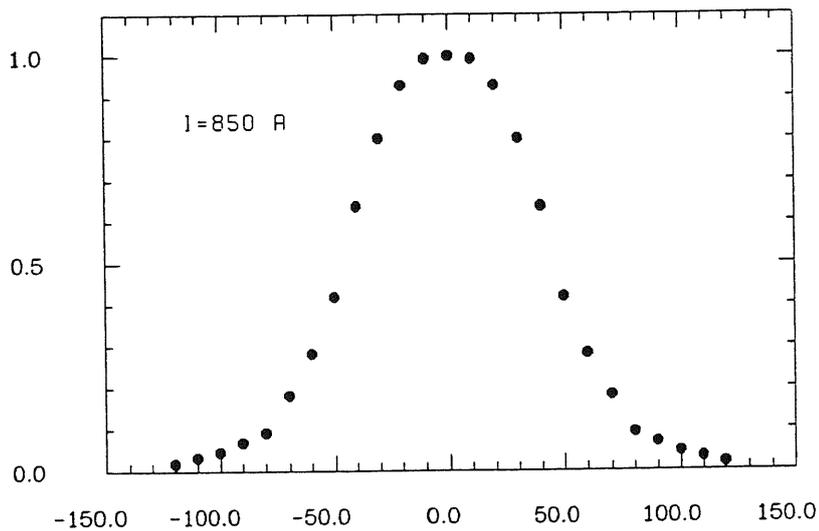
Abb. A.1: Eichkurve des Magneten am Teststrahl 22. Die Meßwerte in der oberen Abbildung wurden im Mittelpunkt des 300 cm langen Magneten aufgenommen, also an der Verbindungsstelle der beiden Spulenhälften. Die untere Abbildung zeigt den relativen Feldstärkeverlauf entlang der Mittelachse einer Spulenhälfte ausgehend von der Verbindungsstelle beider Hälften (0 cm) bis zum Rand des Magneten (150 cm). Zusätzlich wurden noch einige Meßpunkte außerhalb der Spulenhälfte aufgenommen, d.h. bei Abständen  $> 150$  cm. Die Position des Kalorimetermoduls bei den Messungen im axialen Magnetfeld wird durch das eingezeichnete Rechteck beschrieben. Das dort eingetragene 'x' an der Frontfläche des Kalorimetermoduls kennzeichnet die Meßstelle für das Feld im Einzelmagneten, der in der axialen Anordnung benutzt wurde. Gestrichelt eingezeichnet ist der angenommene Feldverlauf des Einzelmagneten.

Magnetfeld (Tesla)



Magnetstrom (A)

B / B (Mittelpunkt)



Abstand vom Mittelpunkt (cm)

Abb. A.2: Eichkurve des Magneten am Teststrahl 21. Die Meßkurven wurden einem Datenblatt ([Hol66]) entnommen, wobei die obere an vier Meßpunkten überprüft wurde.

## Anhang B

# Photomultiplierdaten

Die Untersuchungen an den Szintillatorplatten wurden mit Photomultipliern vom Typ Hamamatsu R2490 durchgeführt. Einige Kenngrößen dieses Photomultipliers sind in Tabelle B.1 aufgeführt. Die Daten stammen aus [Ham85] und [Pic89].

	Hamamatsu R2490
Durchmesser	51 mm
Länge	116 mm
Kathodendurchmesser	38 mm
$U_{\text{Kathode-Anode}}$	2500 V
maximaler Anodenstrom	0.1 mA
max. Spannung zwischen Anode und letzter Dynode	250 V
Kathodenmaterial	Bialkali
Empfindlichkeitsbereich	300-650 nm
maximale Empfindlichkeit bei	420 nm
Dynodenanzahl	16
Dynodenmaterial	Bialkali
Verstärkung bei $U_{\text{ges.}} = 2500 \text{ V}$	$\approx 1.5 \cdot 10^6$
Dunkelstrom	$< 600 \text{ nA}$
Streuung der Signallaufzeit	$\approx 0.92 \text{ ns}$

Tab. B.1: Kenngrößen des Hamamatsu R2490 Photomultipliers

## Anhang C

### Materialdaten

In folgenden Tabellen sind einige Daten zum Szintillatormaterial SCSN-38 und der Trägersubstanz Polystyrol aufgeführt.

	SCSN-38
Dichte	$1.032 \frac{g}{cm^3}$
Brechungsindex	1.59
Wellenlängenbereich des Szintillationslichtes	$\approx 400 - 500 \text{ nm}$
Wellenlänge bei maximaler Intensität	430 nm
Abklingzeit des Szintillationspulses	2.5 ns
Trägersubstanz	Polystyrol
Szintillator	1 % b-PBD
Wellenlängenschieber	0.02 % BDB
Hersteller	Kyowa Gas

Tab. C.1: Materialdaten des SCSN-38

	Polystyrol
Dichte	$1.060 \frac{g}{cm^3}$
Z/A	0.5377
mittleres Ionisierungspotential	68.7 eV
mittlere Elektronendichte	$3.342 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

Tab. C.2: Materialdaten des Polystyrols

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schnittbild des H1-Detektors . . . . .	4
1.2	Aufbau des BEMC . . . . .	7
1.3	Aufbau des TOF . . . . .	7
2.1	Wechselwirkung von Photonen in Blei . . . . .	12
2.2	Entstehung von Čerenkov-Strahlung . . . . .	13
2.3	Struktureller Aufbau der einzelnen Komponenten des SCSN-38 Szintillators	14
2.4	Darstellung des Lumineszenzprinzips im Energiediagramm . . . . .	15
2.5	Absorptions- und Emissionsspektren am Lichttransport beteiligter Stoffe . .	17
3.1	Meßanordnung: Photodiode im Magnetfeld . . . . .	23
3.2	Spektrum der $^{241}\text{Am}$ -Quelle . . . . .	24
3.3	Photopeak mit angepaßter Gaußkurve . . . . .	26
3.4	Abhängigkeit des Rauschens von der Vorspannung . . . . .	27
3.5	Abhängigkeit der Lage des Photopeakmaximums vom Magnetfeld bei einer Vorspannung von 30 und 60 V . . . . .	28
3.6	Reproduzierbarkeit des Photopeakmaximums . . . . .	29
3.7	Quotient aus Testpuls- und Photopeakmaximum gegen Magnetfeld . . . . .	30
3.8	Abhängigkeit der Lage des Photopeakmaximums vom Magnetfeld bei einer Vorspannung von 80 V . . . . .	31
3.9	Aufbau eines Kalorimetermoduls . . . . .	32
3.10	Meßanordnung: Das Kalorimetermodul im transversalen Magnetfeld . . . . .	34
3.11	Magnetfeldabhängigkeit der Energiesignale bei verschiedenen Einschußener- gien im transversalen Magnetfeld bis zu 0.625 T . . . . .	36
3.12	Magnetfeldabhängigkeit der Energiesignale in Feldern bis zu 1.65 T. . . . .	38
3.13	Ortsempfindlichkeit des Kalorimetermoduls . . . . .	39
3.14	Ablenkung des Elektronenstrahls im Magnetfeld . . . . .	40
3.15	Abhängigkeit der Lage der Testpulsersignale vom Magnetfeld . . . . .	41
3.16	Abhängigkeit der Energie- und Testpulsersignale von der Temperatur . . . . .	43
3.17	Prozentuale Zunahme von $\sigma$ bei steigender Temperatur . . . . .	44
3.18	Magnetfeldabhängigkeit der Energiesignale bei verschiedenen Einschußener- gien im axialen Magnetfeld bis zu 0.74 T . . . . .	46
3.19	Vergleich der Meßwerte aus dem axialen und transversalen Magnetfeld . . . .	47
4.1	Grundkonfigurationen der untersuchten Szintillatorplatten . . . . .	51
4.2	Meßanordnung: Pulshöhenmessungen mit den Szintillatorplatten . . . . .	52
4.3	Beispiel eines gefitteten Landauspektrums . . . . .	53
4.4	Meßanordnung: Laufzeitmessungen mit den Szintillatorplatten . . . . .	54
4.5	Laufzeitspektrum bei Einschuß an den Szintillatorplattenrand . . . . .	55
4.6	Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 1 . . . . .	60
4.7	Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 2 . . . . .	61

4.8	Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 3 . . . . .	62
4.9	Pulshöhen und Laufzeiten im Magnetfeld für Detektorkonfiguration 3 . . .	63
4.10	Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 4 . . . . .	64
4.11	Pulshöhen und Laufzeiten für Detektorkonfiguration 5 . . . . .	65
4.12	Abhängigkeit der Pulshöhe vom Einschubort für die Pichlersche Detektor- konfiguration . . . . .	66
4.13	Relative Abnahme der Verstärkung des Hamatsu R2490 Photomultipliers im Magnetfeld (nach (Mor89)) . . . . .	66
A.1	Eichkurve des Magneten am Teststrahl 22 . . . . .	71
A.2	Eichkurve des Magneten am Teststrahl 21 . . . . .	72

# Tabellenverzeichnis

2.1	Abschwächlänge $X_a$ bei verschiedenen Wellenlängen, entnommen aus [Pic89].	17
3.1	Zunahme der Signalhöhe bei 0.625 T im transversalen Magnetfeld . . . . .	37
3.2	Zunahme der Signalhöhe bei 1.2 T im transversalen Magnetfeld (lineare Extrapolation der bei Feldstärken $\geq 0.3 T$ gewonnenen Meßdaten). Der Mittelwert der Signalüberhöhung beträgt 6.48 %. . . . .	37
3.3	Zunahme der Signalhöhe bei 0.74 T im axialen Magnetfeld . . . . .	45
3.4	Zunahme der Signalhöhe bei 0.69 T im axialen Magnetfeld . . . . .	45
3.5	Zunahme der Signalhöhe bei 1.2T im axialen Magnetfeld (lineare Extrapolation der bei Feldstärken $\geq 0.3 T$ gewonnenen Meßdaten). Der Mittelwert der Signalüberhöhung beträgt 5.82 %. . . . .	47
3.6	Energieauflösungen für die Messungen mit dem Kalorimetermodul im transversalen Magnetfeld . . . . .	48
3.7	Energieauflösungen für die Messungen mit dem Kalorimetermodul im axialen Magnetfeld . . . . .	48
A.1	Technische Daten des Magneten am Teststrahl 21 . . . . .	70
B.1	Kenngößen des Hamamatsu R2490 Photomultipliers . . . . .	73
C.1	Materialdaten des SCSN-38 . . . . .	74
C.2	Materialdaten des Polystyrols . . . . .	74

# Literaturverzeichnis

- [Bas85] E. Bassler; GEP: Graphical-Editor-Program for Presenting User Data, Internal Report, DESY R02-81/02, (1985)
- [Blö88] D. Blömker; Verhalten von Plastikszintillatoren in Magnetfeldern, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- [Can77] Canberra; Spectroscopy Preamplifier Model 2001A Instruction Manual (1977)
- [EGG81] EG&G Ortec; Time to Pulse Height Converter, Model 467, Operating and Service Manual (1980)
- [EGG80] EG&G Ortec; Spectroscopy Amplifier and Pile-Up Rejector, Model 572, Operating and Service Manual (1980)
- [EGG75] EG&G Ortec; Constant Fraction Discriminator, Model 473, Operating and Service Manual (1975)
- [EGG69] EG&G Ortec; Instruction Manual, 444 Gated Biased Amplifier, (1969)
- [EGG68] EG&G Ortec; Timing Filter Ampilfier, Model 454, Operating and Service Manual (1969)
- [Eis89] E. Eisen; Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg (1990)
- [Fin89] G. Finsel; Untersuchungen zum Verhalten von Trioden, Tetroden und achtstufigen Photomultipliern in Magnetfeldern bis zu 1.5 T, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Fra87] H. Frauenfelder, E. M. Henley; Teilchen und Kerne, Oldenbourg (1987)
- [Fun88] M. Funk; Untersuchung des Pulshöhenverhaltens von geraden und bogenförmigen Plastikszintillatoren, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- [Gen87] M. Gennis; Entwurf und Test eines Elektromagnetischen Kalorimeters, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987)
- [Gro84] D.E. Groom; Silicon Photodiode Detection of Bismuth Germanate Scintillation Light (1984)
- [Ham85] Hamamatsu Photonics K.K.; Photomultiplier Tubes, (1985)
- [Hec74] E. Hecht, A. Zajac; Optics, Addison-Wesley, London (1974)
- [Hol66] K. Holm, H. Wümpelmann; DESY-Strahlführungsmagnete, Blatt K 30 (1966)
- [Kam83] T. Kamon et Al.; A new Scintillator and Wavelength Shifter, NIM A 213(1983) 261

- [Kas90] H.-P. Kasselmann; Untersuchungen zur Zeit- und Energieauflösung und zum Rauschverhalten der Module für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H-1 Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)
- [Kle29] O. Klein, Y. Nishina; Zeit. f. Physik, 853 (1929)
- [Kno79] G.F. Knoll; Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, New York (1979)
- [Kre89] B. Krebs; Einfluß von Magnetfeldern auf Plastiksintillator, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Lan66] R. Langkau; Szintillationszähler, in H. Neuert: Kernphysikalische Meßverfahren, G. Braun, Karlsruhe (1966)
- [Lon75] E. Longo, I. Sestili; Monte-Carlo Calculations of Photon initiated Showers in Leadglas, NIM 128(1975) 283
- [Mer68] R.E. Merrielfield; Theory of Magnetic Field Effects on the Mutual Annihilation of Triplet Excitons, Journal of Chemical Physics (1968)
- [Mor89] S. Mordhorst; Untersuchungen von Photomultipliern im Magnetfeld, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger; Kern- und Elementarteilchenphysik, VCH Verlagsgesellschaft (1988)
- [Pep89] E. Peppel; Untersuchungen an einem Prototyp-Segment aus vier Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Per87] D.H. Perkins; Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Pub.Inc. (1987)
- [Pic89] C. Pichler; Pulshöhe und Zeitauflösung der Szintillatorplatten für die inneren Veto-Wände des H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Ros56] B. Rossi; High Energy Particles, Prentice Hall, Inc. (1956)
- [Ros83] A. Rost; Grundlagen der Elektronik, Springer, Wien-New York (1983)
- [Sch86] H.U. Schmidt; Meßelektronik in der Kernphysik, Teubner Studienbücher, Stuttgart (1986)
- [You62] H.D. Young; Statistical Treatment of Experimental Data, McGraw-Hill, New York (1962)

# Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen, die bei der Fertigstellung dieser Diplomarbeiten behilflich waren, bedanken.

Besonderer Dank sei folgenden Personen ausgesprochen:

- meinen Eltern, die mir nicht allein durch ihre finanzielle Unterstützung das Studium ermöglicht haben, sondern immer an meinem Werdegang interessiert waren;
- Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für die Aufgabenstellung und die sehr freundliche Betreuung während der Messungen und bei der Erstellung dieser Diplomarbeit;
- Herrn Prof. Dr. R. Langkau für die Hilfe und Unterstützung bei allen anfallenden größeren und kleineren Problemen;
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes, insbesondere Dr. W. Bauhoff, Eiko Eisen, Mathias Funk, Silke Mordhorst und Erich Peppel für ihre Hilfe im Umgang mit der IBM und das freundliche Arbeitsklima;
- Hans-Peter Kasselmann für den beinahe väterlichen Beistand bei wirklich allen anfallenden Problemen, besonders in meiner Anfangszeit am Institut - und natürlich auch für die schönen Stunden in der Cafeteria;
- Christian Pichler für die Hilfe und das große Interesse an den Messungen mit den Szintillatorplatten der Veto-Wände, sowie für unser freundschaftliches Verhältnis, das mir eine große Hilfe bei der Bewältigung der Aufgaben war;
- Götz Korf für viele nützliche Ratschläge im Umgang mit NEWLIB, C-Listen, JCL und GEP;
- Herrn B. Leicht und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt des I. Institutes für ihre Hilfsbereitschaft, Schnelligkeit und Sorgfalt bei der Anfertigung notwendiger Teile für die Experimente;
- Herrn H. Krause für seine Geduld bei Problemen mit dem Vielkanalanalysator und den Datentransfers;
- Frau Berghaus für die Herstellung der Zeichnungen für den DPG-Vortrag.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt zu haben.

Hamburg, im Juni 1990