Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Achim Stellberger
aus Bruchsal

März 1995

Aufbau und Test eines mit Photodioden ausgelesenen Faserkalorimeters

Die Diplomarbeit wurde von Achim Stellberger ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. K. Meier

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

In der Teilchenphysik werden die fundamentalen Teilchen und ihre Wechselwirkungen erforscht. Das Handwerkszeug für diese Forschungen sind heutzutage die großen Teilchenbeschleuniger und Speicherringe, wie zum Beispiel der Speicherring HERA [Her81] am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg, die hochenergetische Teilchenstrahlen zur Kollision bringen. HERA wurde zur Untersuchung der Struktur des Protons gebaut und bringt zu diesem Zweck Elektronen und Protonen zur Kollision. Um die Reaktionsprodukte der einzelnen Teilchenkollisionen nachzuweisen, stellt man an den Wechselwirkungspunkten der Strahlen große Detektoren auf, die in der Lage sind, die Energie und den Impuls der auslaufenden Teilchen zu bestimmen. Aus diesen Daten kann Aufschluß über die innere Struktur der streuenden Teilchen gewonnen werden. Für die Energiemessung in solchen Detektoren werden Kalorimeter eingesetzt. Von diesen Detektorkomponenten gibt es zwei Arten, hadronische und elektromagnetische Kalorimeter. Diese beiden Arten dienen zur Energiemessung verschiedener Teilchensorten. Hadronische Kalorimeter dienen zur Messung der stark wechselwirkenden Hadronen und elektromagnetische zur Messung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen wie Elektronen und Photonen. Das Funktionsprinzip eines Kalorimeters ist es, das einlaufende Teilchen zu absorbieren und dessen Energie, die dann im Kalorimeter steckt, durch ein aktives Medium in ein elektrisch meß- und auslesbares Signal umzuwandeln. Daß es zwei Arten von Kalorimetern gibt liegt daran, daß die verschiedenen Teilchen verschiedene Absorptionsmechanismen haben. Hadronen legen, bis sie vollständig absorbiert sind, eine viel längere Strecke im Material zurück als Elektronen. Deshalb sind hadronische Kalorimeter viel größer und massiver als elektromagnetische. Im folgenden wird nur über elektromagnetische Kalorimeter gesprochen werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung eines neuartigen Typs eines elektromagnetischen Faserkalorimeters. Ein Faserkalorimeter besteht aus einem Absorbermaterial mit hoher Kernladungszahl und darin eingebetteten szintillierenden Fasern. Die szintillierenden Fasern repräsentieren das oben schon angesprochene aktive Medium. Fällt ein Elektron in das Kalorimeter ein, so entsteht in den Fasern Licht, dessen Menge proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist. Der Mechanismus, der das Licht in den Fasern entstehen läßt, wird im ersten Kapitel besprochen werden. Das Licht, das aus der Faser austritt, kann dann nachgewiesen werden. Die eigentliche Energiemessung beruht dann auf der Aussage, daß die erzeugte Lichtmenge proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist.

Im Rahmen der Verbesserung des existierenden H1-Detektors am Speicherring HERA wird zur Zeit ein solches Kalorimeter eingebaut. Bei diesem Kalorimeter, dem sogenannten SPACAL [PRO93], erfolgt der Nachweis des Lichtes mit Photomultipliern. Diese haben jedoch verschiedene Nachteile:

- Photomultiplier haben im Magnetfeld des Detektors einen dramatischen Verstärkungsverlust
- Die Verstärkung ist zeitlich nicht konstant [Knob94]
- Es wird eine Hochspannungsversorgung benötigt
- Die Optik und Elektronik, die zur Auslese der Fasern mit Photomultipliern erforderlich ist, benötigt viel Platz hinter dem Kalorimeter

Aufgrund dieser Probleme wird versucht, andere Nachweismethoden zur Messung des Lichts aus den Fasern anzuwenden.

In dieser Arbeit wird untersucht, ob es möglich ist, Photodioden zur Auslese der Fasern zu verwenden. Diese haben zwar die oben genannten Nachteile nicht, brauchen aber einen elektronischen Vorverstärker, der die sehr schnellen und schwachen Lichtpulse aus den Fasern vorverstärkt und an die Auslese weitergibt. Elektronische Verstärker sind jedoch immer mit Rauschen behaftet, und das hat zur Folge, daß Lichtmengen, die ein Signal im Bereich des Rauschens ergeben würden, nicht mehr nachgewiesen werden können. Diese Art der Auslese hat aber auch Vorteile wie z.B. eine sehr gute Ortsauflösung, da theoretisch jede Faser einzeln auf je eine Photodiode gekoppelt werden kann (dies ist bei Photomulipliern aus Kosten- und Platzgründen nicht möglich). Hauptsächlich wegen der Probleme mit den rauschenden Vorverstärkern wurde solch ein Kalorimeter noch nie gebaut. Damit ist das Hauptziel dieser Arbeit abgesteckt, nämlich zu zeigen, daß diese neuartige Art der Lichtauslese technisch realisierbar ist und brauchbare Ergebnisse liefert.

Um abschätzen zu können, ab welcher Energie im Kalorimeter ein Signal gesehen werden kann, wird eine absolute Eichung des Rauschens benötigt. Deshalb beschäftigt sich das zweite Kapitel der Arbeit mit der Eichung einer Referenzlichtquelle, die dann für die Messung des Rauschens weiterverwendet wird. Das Rauschen wird in der Einheit "Anzahl Photoelektronen" vermessen.

Im Rahmen der Arbeit wurde ein Prototyp gefertigt, von dessen Aufbau das dritte Kapitel handelt. Das vierte Kapitel schließlich diskutiert die Ergebnisse von Teststrahlmessungen mit dem Prototypen.

Eine Zusammenfassung und ein Ausblick beenden diese Arbeit.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen der Kalorimetrie

1.1 Elektromagnetische Kalorimeter

1.1.1 Schauerausbreitung in elektromagnetischen Kalorimetern

Die prinzipielle Funktionsweise eines Kalorimeters wurde schon in der Einleitung kurz erwähnt. In diesem Abschnitt sollen die Vorgänge im Kalorimeter näher betrachtet werden. Ausführliche Abhandlungen über die Theorie von Kalorimetern sind in der einschlägigen Literatur wie zum Beispiel [Kle87] zu finden. Hier wird nur ein kurzer Überblick über die wesentlichen Vorgänge gegeben.

Wenn ein Elektron oder ein Photon auf Materie, wie z.B. ein Kalorimeter, trifft, können Wechselwirkungen mit dieser stattfinden. Geladene Teilchen treten hauptsächlich über die elektromagnetische Wechselwirkung mit der sie umgebenden Materie in Wechselwirkung. Mögliche Prozesse sind die Emission von Čerenkovlicht oder Übergangsstrahlung und die Ionisation der Atome in der Materie. Alle diese Prozesse ziehen einen Energieverlust des einlaufenden Teilchens nach sich, wobei bei niedrigen Energien im Bereich von einigen GeV die Ionisation der Atome in der Materie den dominierenden Anteil darstellt. Der Energieverlust $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ durch Ionisation pro im Material zurückgelegter Wegstrecke wird durch die Bethe-Bloch Formel [Kle87] angegeben.

Betrachtet man speziell Elektronen, die in ein Material einlaufen, wird aufgrund der geringen Masse der Elektronen noch ein weiterer Prozeß, die Emission von Bremsstrahlung, für den Energieverlust des Elektrons wichtig. Bremsstrahlung wird emittiert, wenn das Elektron im Feld eines Atomkernes abgebremst wird und seine kinetische Energie in Form von Photonen abstrahlt. Der Energieverlust pro zurückgelegter Wegstrecke durch Bremsstrahlung $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems}$ steigt proportional zur Energie des Elektrons an. Ein diesen Prozeß beschreibender Parameter ist die

Strahlungslänge X_0. Die Strahlungslänge X_0 ist definiert als die Materialdicke, die im Mittel von einem hochenergetischen Elektron durchlaufen werden muß, damit die Energie des Elektrons um den Faktor $\frac{1}{e}$ durch Emission von Bremsstrahlung reduziert wird. In Tabelle 1.1 ist für einige Materialien der Wert der Strahlungslänge angegeben. Der Faktor

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} \approx \frac{Z \cdot E_C}{580\ MeV} = 1 \tag{1.1}$$

gibt an, ab welcher Energie der Energieverlust durch Bremsstrahlung genau so groß ist wie der durch Ionisation, wobei Z die Kernladungszahl des Kalorimetermaterials ist. Diese Energie wird kritische Energie E_C genannt. Werte von E_C für verschiedene Materialien sind in Tabelle 1.1 aufgelistet. Oberhalb dieser Energie ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung ausschlaggebend, unterhalb der durch Ionisation.

Photonen tragen keine Ladung und können deshalb nicht über die bis jetzt besprochenen Mechanismen mit der Materie wechselwirken. Die Wechselwirkungsmöglichkeiten für Photonen sind:

- Photoeffekt $\gamma + Atom \longrightarrow e^- + Atom$
- Comptoneffekt $\gamma + e^- \longrightarrow \gamma + e^-$
- Paarbildung $\gamma + Atomkern \longrightarrow e^+ + e^- + Atomkern$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer der oben genannten Prozesse hängt von der Photonenenergie ab. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Photoeffekts fällt mit $\frac{1}{E_\gamma^3}$ ab. Das führt dazu, daß der Photoeffekt nur bis zu Energien von einigen 100 keV relevant ist, in diesem Energiebereich aber dominiert. Die Wahrscheinlichkeit für Comptoneffekt fällt mit $\frac{1}{E_\gamma}$ ab und dominiert für Energien im Bereich von 1 MeV. Die Paarbildung kann aufgrund der zu erzeugenden Masse von Elektron und Positron erst ab einer Schwellenenergie von $E_{Schwelle} = 2m_ec^2 \approx 1.02\ MeV$ auftreten. Jenseits dieser Schwelle steigt die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung dann stetig mit der Energie an, was dazu führt, daß die Paarbildung bei Photonenenergien von mehr als 2 MeV der dominierende Prozeß ist. Im Grenzfall hoher Photonenenergien findet mit einer Wahrscheinlichkeit von 54% innerhalb einer Strahlungslänge eine Paarbildung statt.

Mit den eben besprochenen Grundlagen kann jetzt die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers erklärt werden. Ein mit der Energie E_0 in das Kalorimetermaterial einlaufendes Elektron strahlt innerhalb der ersten Strahlungslänge mit großer Wahrscheinlichkeit ein Bremsstrahlungsquant ab. Die Energie dieses Photons wird im Mittel zwischen E_0 und E_0/e liegen. Ist die Energie des Elektrons nach der Abstrahlung des Photons noch größer als die kritische Energie, wird es innerhalb der zweiten Strahlungslänge wieder ein Photon abstrahlen. Das erste abgestrahlte Photon seinerseits macht mit 54% Wahrscheinlichkeit innerhalb der zweiten Strahlungslänge eine Paarbildung, so daß nach dem Durchlaufen einer Schichtdicke von $2X_0$ im Mittel 4 Teilchen vorhanden sind. Der beschriebene Prozeß setzt sich in der beschriebenen Weise immer weiter fort, jedes Teilchen wird sich im Mittel innerhalb einer Strahlungslänge in zwei andere teilen, bis die Energie der einzelnen Teilchen die kritische Energie erreicht hat. Nach dem Durchlaufen einer Schichtdicke von nX_0 sind also 2^n Teilchen vorhanden, die im Mittel die Energie $E_0/2^n$ haben. Wenn die Teilchen schließlich die kritische Energie erreicht haben, beginnt der Schauer auszusterben. Die Elektronen verlieren dann ihre Energie durch Ionisation und nicht mehr durch Bremsstrahlung. Das führt dazu, daß keine neuen Teilchen mehr entstehen. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß aus einem einlaufenden Elektron hoher Energie eine ganze Kaskade aus niederenergetischen Elektronen, Positronen und Photonen entsteht. Diese Sekundärteilchen deponieren ihre Energie durch Ionisation oder Photoeffekt im Material.

Aus dem oben erklärten Mechanismus der Schauerbildung wird klar, daß die Energie nicht an einem Punkt im Kalorimeter deponiert wird, sondern daß sich aufgrund der Schauerausbreitung eine dreidimensionale Energieverteilung im Kalorimeter ergibt. Wird die Energieverteilung um die Schauerachse betrachtet, so ist festzustellen, daß ca. 99% der Schauerenergie in einem Radius von $3R_M$ um die Schauerachse enthalten ist. Dabei bedeutet R_M den Molière Radius, der wie folgt definiert ist:

$$R_M = 21MeV\frac{X_0}{E_C} \tag{1.2}$$

Aus der gemessenen Energieverteilung im Kalorimeter kann also folglich auf den Auftreffort des einlaufenden Teilchens zurückgeschlossen werden.

1.1.2 Energiemessung mit einem elektromagnetischen Kalorimeter

Ein Kalorimeter hat, wie schon gesagt, die Aufgabe, die Energie des einfallenden Teilchens zu messen. Dazu muß im Kalorimeter ein aktives Medium enthalten sein, das die durch die Ionisation, die von den Schauerteilchen ausgeht, entstandene Ladung nachweisen kann. Der Nachweis der Ionisation kann entweder direkt durch die Messung der entstandenen Ladung oder durch andere Signalformen, die infolge der Ionisation auftreten, erfolgen. Wird ein szintillierendes Material als aktives Medium verwendet, entsteht bei der Rekombination der angeregten Elektronen Licht, das nachgewiesen werden kann. Die Menge der Ladung oder des Lichtes, das entsteht, ist proportional zur Wegstrecke, die die Gesamtheit der ionisierenden Teilchen im aktiven Medium zurücklegen. Diese Wegstrecke läßt sich mit der im vorigen Abschnitt dargelegten Schauertheorie berechnen. Es ergibt sich, daß die integrierte Wegstrecke aller ionisierenden Teilchen im Kalorimeter proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist. Folglich ist die Menge des im Kalorimeter entstehenden Lichtes oder der im Kalorimeter entstehenden Ladung proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

Es gibt bauartbedingt zwei verschiedene Arten von Kalorimetern:
-homogene Kalorimeter und
-Samplingkalorimeter.

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem Material, das gleichzeitig als Absorber- und als Nachweismedium dienen kann. Als Absorbermedien werden Materialien mit hoher Kernladungszahl verwendet, da die Strahlungslänge mit wachsender Kernladungszahl stark abnimmt und die Kalorimeter deshalb entsprechend kleine Dimensionen haben. Ein klassisches Beispiel für ein homogenes Kalorimeter ist ein NaI-Kristall.

Samplingkalorimeter bestehen aus 2 Materialien, wobei eine Komponente als Absorbermedium und die andere als Nachweismedium dient. Für ein Samplingkalorimeter ist der Schauer nur im aktiven Medium sichtbar, er wird an bestimmten Stellen abgetastet. Daher der Name Samplingkalorimeter.

Im folgenden soll nur noch von Samplingkalorimetern gesprochen werden, weil der Prototyp, der in dieser Arbeit aufgebaut worden ist, von diesem Typ ist. Es handelt sich um ein Faserkalorimeter mit Blei als Absorbermaterial und szintillierenden Fasern als aktives Medium.

Die Energieauflösung eines Samplingkalorimeters setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Der erste Beitrag zur Energieauflösung, der besprochen werden soll, ist der Samplingterm. Der Samplingterm ist eine Folge der Abtastung. Ein Samplingkalorimeter sieht nur die Spurlänge der geladenen Schauerteilchen im aktiven Medium, und diese kann aufgrund der Abtastung fluktuieren. Das Kalorimeter mißt nämlich die Anzahl der Teilchen im Schauer über ihre Spurlänge. Fliegen im Mittel N Schauerteilchen durch das aktive Medium, so fluktuiert deren Anzahl gemäß der Poissonstatistik mit $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Da N proportional zur Anfangsenergie E_0 ist, ergibt sich für die relative Energieauflösung:

$$\frac{\sigma}{E} = S_1 \cdot \left.\frac{1}{\sqrt{E_0}}\right|_{Sampl.} \tag{1.3}$$

Das ist der Samplingterm, wobei S_1 eine Proportionalitätskonstante ist.

Einen weiteren Beitrag zur Energieauflösung bringt die Fluktuation der Anzahl der aus einem endlich ausgedehnten Kalorimeter austretenden Schauerteilchen mit sich. Diese Fluktuation bedeutet nämlich einen unterschiedlich großen Energieverlust, der einen Beitrag zur relativen Energiauflösung liefert. Diese Fluktuationen wachsen linear mit der Energie an. Es ergibt sich für die relative Energieauflösung ein konstanter Beitrag $\left.\frac{\sigma}{E}\right|_{Verlust} = S_2 = const.$.

Der nächste Beitrag zur Energieauflösung rührt von einem vom Kalorimeter unabhängigen Effekt her, vom Rauschen der das Kalorimeter auslesenden Elektronik. Dieses Rauschen liefert eine von der Energie unabhängige Schwankung des ausgelesenen Kalorimetersignales. Das bedeutet für die relative Energieauflösung einen Beitrag von der Form:

$$\frac{\sigma}{E} = \left.\frac{S_3}{E}\right|_{Rauschen} \tag{1.4}$$

Dieser Term wird für den aufgebauten Prototypen wichtig sein. Für große Energien spielt dieser Term, da E im Nenner steht, fast keine Rolle mehr.

Kalorimeter werden normalerweise nicht als ganzes, sondern in kleinen Teilbereichen, die je einem Auslesekanal entsprechen, ausgelesen. Durch Bauteiltoleranzen oder Unregelmäßigkeiten bei der Montage des Kalorimeters kann es zu Unterschieden in den einzelnen Kanälen kommen, die Anlaß zu Inhomogenitäten geben. Trifft zum Beispiel ein Elektron mit einer bestimmten Energie in einen Kanal, so kann die Antwort des Kanals verschieden von der Antwort sein, die das Elektron in einem anderen Kanal auslösen würde. Diese Unschärfe in der Energiemessung liefert auch einen Beitrag zur Energieauflösung, der aber durch das Einführen von Kalibrationskonstanten in der Energierekonstruktion aus den Kalorimeterdaten minimiert werden kann. Ohne diese Maßnahme würden die Inhomogenitäten im konstanten Term enthalten sein.

Da alle drei Beiträge zur Energieauflösung unabhängig voneinander sind, können sie quadratisch zur Gesamtauflösung addiert werden. Es ergibt sich:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{S_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + (S_2)^2 + \left(\frac{S_3}{E}\right)^2} \tag{1.5}$$

Das ist die gesamte Energieauflösung eines Samplingkalorimeters.

1.2 Hadronische Kalorimeter

Hadronen sind stark wechselwirkende Teilchen, die, wenn sie in Materie einlaufen, nicht über die in Abschnitt 1.1.1 angesprochenen Mechanismen wechselwirken, sondern aufgrund der viel größeren Wirkungsquerschnitte über die starke Wechselwirkung mit den Atomkernen des Absorbermaterials in Wechselwirkung treten. Läuft ein Hadron in ein Material ein, so entstehen durch inelastische Stöße mit Atomkernen sekundäre Hadronen, die widerum in weiteren Stößen tertiäre Hadronen erzeugen usw. Es entsteht eine Kaskade von Hadronen, die erst dann abbricht, wenn die Energie der Teilchen so klein geworden ist, daß sie entweder abgebremst oder absorbiert werden. Die räumliche Skala, auf der diese Prozesse ablaufen, ist die nukleare Absorptionslänge λ, diese ist viel größer als die in Abschnitt 1.1.1 definierte Strahlungslänge. Das hat zur Folge, daß hadronische Schauer viel ausgedehnter sind als elektromagnetische und deshalb hadronische Kalorimeter viel größer und massiver als elektromagnetische sein müssen. Für die Energieauflösung hadronischer Kalorimeter gelten im Wesentlichen die gleichen Überlegungen wie bei elektromagnetischen Kalorimetern. Für eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften hadronischer Kalorimeter wird auf die einschlägige Literatur verwiesen [Kle87].

In Tabelle 1.1 sind die Strahlungslänge X_0, die kritische Energie E_C, der Molière Radius R_M und die nukleare Absorptionslänge λ für verschiedene Materialien aufgelistet.

Material	X_0 $[mm]$	E_C $[MeV]$	R_M $[mm]$	λ $[cm]$
Al	83	47	39.76	36.7
Fe	17.5	35	15.4	16.7
Pb	5.6	6.9	17.04	17.1

Tabelle 1.1: Verschiedene Daten für einige Materialien [Kle87]

Kapitel 2

Absolute Eichung einer Referenzlichtquelle mit Hilfe eines Photomultipliers

2.1 Vorgehensweise

In dieser Arbeit wird das Ziel verfolgt, das aus den Fasern eines elektromagnetischen Faserkalorimeters kommende Licht, mit Photodioden nachzuweisen. Wie schon in der Einleitung erwähnt, wird dazu ein elektronischer Vorverstärker gebraucht. Dieser hat jedoch, wie alle elektronischen Schaltungen, die Eigenschaft zu rauschen. Rauschen bedeutet, daß am Ausgang des Vorverstärkers auch dann ein völlig zufällig schwankendes Signal vorhanden ist, wenn am Eingang des Systems überhaupt kein Signal anliegt. Dieses Rauschen stört nicht, wenn die Amplitude des zu erwartenden "echten" Signals sehr viel größer ist, als die Amplitude der erratischen Rauschsignale, das heißt, wenn das Verhältnis von Signalamplitude zu Rauschamplitude sehr viel größer als eins ist. Ist dieses Verhältnis aber ungefähr gleich eins, kann Rauschen und Signal nicht mehr unterschieden werden. Um abschätzen zu können, wo diese Grenze, bei der Signal und Rauschen nicht mehr unterschieden werden können, auf der Energieskala des Kalorimeters liegt, wird eine Eichung des Rauschsignals in einer absoluten Einheit, die proportional zur im Kalorimeter deponierten Energie ist, benötigt. Es ist naheliegend, zu diesem Zweck eine Einheit, die die Lichtmenge beschreibt, zu benutzen, da die aus dem Kalorimeter kommende Lichtmenge proportional zur deponierten Energie ist.

Da die Lichtmengen sehr klein sind, wird zur Eichung ein hochempfindliches Meßgerät zur Messung von Lichtmengen gebraucht. Dazu soll ein Photomultiplier verwendet werden. Ein Bild des schematischen Aufbaus eines Photomultipliers ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Ein Photomuliplier besteht aus einem evakuierten Glaskolben, in dem die Photokathode und das verstärkende Dynodensystem untergebracht sind. Die Photoka-

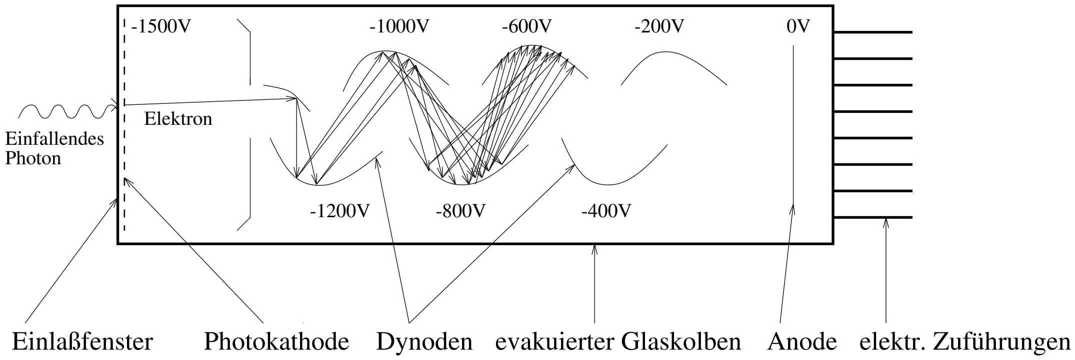


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers

thode besteht aus einem Material, das eine geringe Austrittsarbeit für Elektronen aufweist, so daß auf die Kathode auftreffende Photonen mit einer Wahrscheinlichkeit von 10-20% durch Photoeffekt ein Elektron aus der Kathode herausschlagen können. Diese Wahrscheinlichkeit wird Quanteneffizienz η genannt. Die Anzahl der Photoelektronen N_{pe} und die Anzahl der auftreffenden Photonen N_{ph} hängen also über die Quanteneffizienz wie folgt zusammen:

$$N_{pe} = \eta \cdot N_{ph} \tag{2.1}$$

Es muß noch bemerkt werden, daß die Quanteneffizienz im allgemeinen von der Wellenlänge des Lichtes abhängt. Die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen ist also ein der Lichtmenge proportionales Maß, das als Einheit zur absoluten Eichung einer Lichtquelle dienen kann. Auf diese Einheit "Anzahl Photoelektronen" wird im folgenden geeicht werden.

Ein Elektron, das an der Photokathode von Abbildung 2.1 ausgelöst wird, wird durch die anliegende Spannung auf die erste Dynode zu beschleunigt, trifft auf diese und löst dort mehrere Sekundärelektronen aus. Diese werden durch die zwischen erster und zweiter Dynode liegende Spannung erneut beschleunigt, treffen auf die zweite Dynode usw. Am Schluß des Prozesses kommt ein Ladungspuls an der Anode des Photomultipliers an. Die Anzahl der Elektronen am Ausgang entsprechen durch den Multiplikatonsprozeß an den Dynoden einem Vielfachen der anfänglich vorhandenen Elektronen an der Photokathode. Die Verstärkung G des Photomultipliers ist als das Verhältnis von Anodenstrom I_a zu Kathodenstrom I_k gegeben:

$$G = \frac{I_a}{I_k} \tag{2.2}$$

Verstärkungsfaktoren von handelsüblichen Photomultipliern liegen im Bereich von $10^5 - 10^7$ [HAM94]. Diese großen Verstärkungen machen die Empfindlichkeit eines Photomultipliers aus.

Soll eine gepulste Lichtquelle in der Einheit Photoelektronen geeicht werden, so muß nur die Photokathode mit den Lichtpulsen aus der Lichtquelle beleuchtet werden. Die Lichtpulse lösen auf der Photokathode die entsprechende Anzahl von Photoelektronen aus, auf die man mit dem gemessenen Ausgangssignal des Photomultipliers über die Verstärkung zurückschließen kann. Die Eichung der Lichtquelle ist nach dieser Messung auf die Kenntnis der absoluten Verstärkung des Photomultipliers reduziert.

Da im normalen Betrieb bei kontinuierlicher Beleuchtung eine Messung des Kathodenstromes nicht möglich ist, muß Anoden und Kathodenstrom bei definierten Beleuchtungsbedingungen getrennt gemessen werden, um die Verstärkung zu bestimmen. Diese Schwierigkeit kann jedoch umgangen werden, wenn zum Impulsbetrieb übergegangen wird. Wird nämlich pro Puls nur ein Photoelektron ausgelöst, so ist die Anfangsladung genau bekannt und es muß nur noch die Ladung, die an der Anode ankommt, gemessen werden. Diese, geteilt durch die Elementarladung e des Elektrons, gibt dann direkt die absolute Verstärkung des Photomultipliers an.

Im folgenden wird zunächst die Theorie der sogenannten Einelektronenenspektren von Photomultipliern behandelt, und anschließend die Messung derselben im Rahmen dieser Arbeit.

2.2 Theorie des Einelektronenspektrums

2.2.1 Der ideale Photomultiplier

Wird die Photokathode eines Photomultipliers mit einer gepulsten Lichtquelle schwacher Intensität beleuchtet, so ist die Anzahl der auf die Photokathode auftreffenden Photonen nicht konstant, sondern aufgrund des statistischen Prozesses der Photonenemission an der Lichtquelle, poissonverteilt. Hat ein Photon die Kathode getroffen, so besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, die von der Quanteneffizienz angegeben wird, daß ein Elektron ausgelöst wird. Falls ein Elektron ausgelöst wird, besteht wiederum eine Wahrscheinlichkeit, daß es auf die erste Dynode auftrifft und dort dann den Verstärkungsprozeß in Gang setzt. Diese drei Prozesse können, da sie voneinander unabhängig sind, miteinander gefaltet werden. Es ergibt sich eine Poissonverteilung für die auf die erste Dynode auftreffenden Elektronen:

$$P(n,\mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \tag{2.3}$$

$P(n,\mu)$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß n Photoelektronen auf die erste Dynode auftreffen, wenn im Mittel μ Elektronen dies tun. Die mittlere Anzahl der auftreffenden Elektronen berechnet sich zu

$$\mu = m\eta c_0, \tag{2.4}$$

wobei m die mittlere Zahl der auf die Photokathode auftreffenden Photonen, η die Quanteneffektivität und c_0 die Sammeleffizienz der ersten Dynode sind. Im folgenden wird angenommen, daß c_0 gleich 1 ist, was für die meisten Photomultiplier eine gute Annahme ist [PHI94].

Nachdem die Elektronen aus der Photokathode freigesetzt sind, tritt das verstärkende Dynodensystem des Photomultipliers in Aktion. Die Elektronen lösen, wenn sie auf die Dynoden treffen, Sekundärelektronen aus. Wird angenommen, daß dieser Prozeß ebenfalls einer Poissonverteilung gehorcht, so folgt daraus, daß nach wenigen Dynoden die Verteilung der Elektronenanzahl, die die Antwort des Dynodensystems auf ein einzelnes Elektron darstellt, in eine Gaußverteilung übergeht. Das ist der Fall, weil der Mittelwert der Elektronenanzahl mit wachsender Anzahl der durchlaufenen Dynoden schnell ansteigt, und die Poissonverteilung für große Mittelwerte in die Gaußverteilung übergeht. Die Gaußverteilung wird um so schneller und besser realisiert, je schneller die Anzahl der Elektronen mit der der Dynoden ansteigt, also je höher die Anzahl der Sekundärelektronen, die an der ersten Dynode ausgelöst werden, ist. Eine weitere Voraussetzung für die Realisierung einer Gaußverteilung ist, daß auch alle ausgelösten Elektronen an der nächsten Dynode ankommen, da ansonsten die Verteilung der Anzahl der Sekundärelektronen keiner Poissonverteilung mehr entsprechen würde. Das bedeutet, daß die Sammeleffektivität der ersten Dynoden nahe eins sein muß. Unter diesen Voraussetzungen erhält man als Antwort des Dynodensystems auf ein einzelnes Elektron:

$$G_1(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_1} \exp(-\frac{(x-Q_1)^2}{2\sigma_1^2}) \tag{2.5}$$

In dieser Gleichung bedeutet x die Ausgangsladung und Q_1 die mittlere Ladung, die der Photomultiplier an seinem Ausgang abliefert, wenn ein Elektron auf die erste Dynode trifft. σ_1 ist die Standardabweichung der Gaußkurve. Laufen mehrere Elektronen gleichzeitig durch das Dynodensystem und wird angenommen, daß die einzelnen Verstärkungsprozesse unabhängig voneinander ablaufen, so ist die Antwort des Systems auf n Elektronen durch die Faltung von n Einelektronenverteilungen gegeben:

$$G_n(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}\,\sigma_1} \exp(-\frac{(x-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}) \tag{2.6}$$

Die gesamte Ausgangsladungsverteilung eines idealen rauschfreien Photomultipliers ergibt sich aus der Summe über alle möglichen Anzahlen von ausgelösten Photoelektronen n der Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der entsprechenden Anzahl Photoelektronen (Gleichung 2.3) multipliziert mit den entsprechenden Ausgangsladungsverteilungen aus Gleichung 2.6.

$$S_{ideal}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sqrt{2\pi n}\,\sigma_1} \exp(-\frac{(x-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}) \tag{2.7}$$

Für n=0 stellt $G_0(x) = \delta(x)$ die Deltafunktion dar. Das heißt, falls kein Eingangssignal vorhanden ist, wird auch kein Ausgangssignal erhalten.

2.2.2 Der reale Photomultiplier

Bei einem realen Photomultiplier gibt es jedoch immer Hintergrundprozesse, die im vorhergehenden Abschnitt nicht berücksichtigt wurden. Diese Rauschereignisse erzeugen auch ein Ausgangssignal und nehmen somit Einfluß auf die Ausgangsladungsverteilung. Es gibt zweierlei Arten von Rauschereignissen

1. Solche, die nicht mit der Beleuchtung des Photomultipliers korreliert sind.
2. Rauschereignisse, die von der Beleuchtung induziert werden.

Beispiele für Rauschen der 1. Art sind

- Fluktuationen des Dunkelstromes (Schrotrauschen) ([PHI94])
- Thermische Emission von Elektronen aus den Dynoden oder der Photokathode.
- Feldemission
- Hintergrundstrahlung, wie z.B. kosmische Strahlung oder natürliche Radioaktivität.

Beispiele für das der 2. Art sind

- Photoemission der fokussierenden Elektroden und Dynoden.
- Photoelektronen, die die erste Dynode verfehlen und verloren gehen.

Für die Auswirkung der verschiedenen Prozesse auf das Ausgangsladungsspektrum muß aber zwischen den diskreten Rauschereignissen, die hohe Ladungspulse am Ausgang verursachen können, und dem kontinuierlichen Rauschen, welches im Allgemeinen nur eine kleine Verschmierung des Ausgangssignals bewirkt, unterschieden werden. Die kontinuierlichen Komponenten kann man durch eine Gaußverteilung beschreiben, die diskreten durch eine abfallende Exponentialfunktion ([Bell94]). Gibt man also kein Licht auf den Photomultiplier, so erhält man keine Deltafunktion am Ausgang, sondern eine Rauschverteilung gemäß:

$$B(x) = \frac{(1-w)}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}) + w\Theta(x)\alpha\exp(-\alpha x) \tag{2.8}$$

Dabei bedeutet σ_0 die Standardabweichung des kontinuierlichen Rauschanteils, w ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in der Meßperiode ein diskretes Rauschereignis auftritt. $\Theta(x)$ ist die Stufenfunktion und α der Koeffizient in der normierten Exponentialfunktion. Das Ausgangsladungsspektrum eines realen Photomultipliers ist die Faltung der idealen Verteilung mit der Rauschverteilung :

$$S_{real}(x) = \int_0^\infty S_{ideal}(x')B(x-x'-Q_0)\,dx' \tag{2.9}$$

$$S_{real}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \times [(1-w)G_n(x-Q_0) + wI_{G_n \otimes E}(x-Q_0)]$$

wobei

$$\begin{aligned}
I_{G_n \otimes E}(x-Q_0) &= \int_{Q_0}^{x} G_n(x'-Q_0)\alpha \exp[-\alpha(x-x')]\, dx' \\
&= \frac{\alpha}{2} exp[-\alpha(x - Q_n - \alpha\sigma_n^2)] \\
&\quad \times \left[erf\left(\frac{|Q_0 - Q_n - \sigma_n^2\alpha|}{\sigma_n\sqrt{2}} \right) \right. \\
&\quad \left. + sign(x - Q_n - \sigma_n^2\alpha) \times erf\left(\frac{|x - Q_n - \sigma_n^2\alpha|}{\sigma_n\sqrt{2}} \right) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Q_n &= Q_0 + nQ_1 \\
\sigma_n &= \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2} \approx \begin{cases} \sigma_0 & n = 0 \\ \sqrt{n}\sigma_1 & n > 0 \end{cases}
\end{aligned}$$

Es wird in Gleichung 2.9 nur von 0 an integriert, da unter den gemachten Voraussetzungen $S_{ideal}(x)$ für $x < 0$ gleich Null ist. Aufgrund der Funktionsweise des ADCs (= Analog to Digital Converter), der die Ausgangsladung des Photomultipliers mißt und, auch wenn er keine Ladung von außen erhält, von sich aus eine bestimmte Ladung, die von der Integrationszeit abhängt, aufintegriert, haben die Spektren eine systematische Verschiebung Q_0. Dies ist in Gleichung 2.9 schon berücksichtigt. Weiterhin muß noch bemerkt werden, daß $G_n(x)$ jetzt eine Faltung der Gleichung 2.6 mit dem gaußischen Teil der Gleichung 2.8 darstellt, also eine Gaußkurve mit dem Mittelwert Q_n und der Standardabweichung σ_n. $erf(x)$ ist die Fehlerfunktion, die als $erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2)\, dt$ definiert ist.

Als Ergebnis kann festgehalten werden, daß die Gleichung 2.9 sieben freie Parameter, die das Einelektronspektrum eines Photomultipliers charakterisieren, enthält. Zwei von ihnen (Q_0 und σ_0) definieren das Pedestal, zwei weitere (w und α) beschreiben den diskreten Hintergrund. Als das Pedestal wird das Ladungsspektrum verstanden, das ohne Beleuchtung gemessen wird. Das eigentliche Signal wird von Q_1, σ_1 und μ charakterisiert, wobei μ die Intensität der Lichtquelle, und Q_1 und σ_1 den Verstärkungsprozeß beschreiben. Hier ist auch der eigentliche Vorteil der Methode zu sehen, nämlich daß die Lichtintensität und der Verstärkungsprozeß voneinander getrennt werden können. Können aus einem gemessenen Spektrum die oben genannten Parameter bestimmt werden, kann direkt aus Q_1 über die Beziehung

$$G = \frac{Q_1}{e}, \tag{2.10}$$

wobei e die Elementarladung ist, die Verstärkung G des Photomultipliers bestimmt werden. Eine genauere Beschreibung des dargelegten Sachverhaltes findet sich in [Bell94].

2.3 Der Meßaufbau

Zur Messung des Einelektronenspektrums eines Photomulipliers wird eine gepulste Lichtquelle benötigt, die so schwach ist, daß sie pro Puls im Mittel nur wenige Elektronen aus der Photokathode herauslöst. Zu diesem Zweck wurde ein Leuchtdiodenpulser gebaut, der eine LED (=Light Emitting Diode) für eine Zeitspanne von 4 ns einschaltet. Die Einschaltspannung wurde mit 3V dabei so niedrig gewählt, daß entsprechend wenig Licht erzeugt wurde. Ein Schaltbild des Pulsers findet sich im Anhang A.1.1. Der gesamte Meßaufbau ist in Abbildung 2.2 skizziert. Der

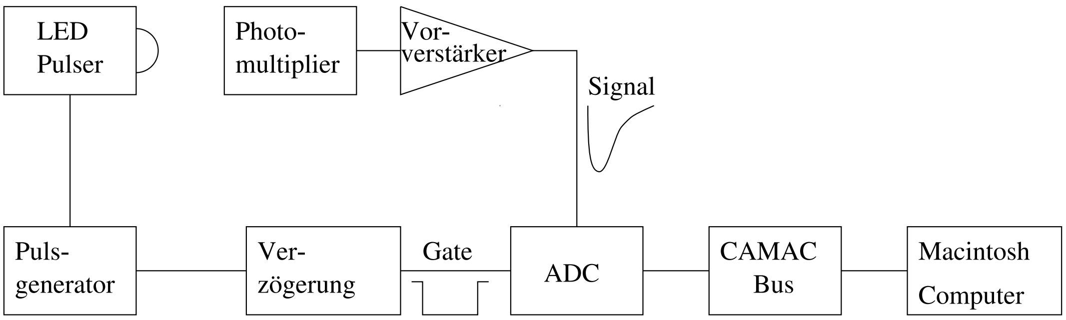


Abbildung 2.2: Meßaufbau zur Messung der Einelektronspektren

Pulser wird durch einen Pulsgenerator ausgelöst und emittiert Licht, welches auf die abgeklebte Photokathode des Photomultipliers[1] trifft. Die Photokathode wurde bis auf ein Loch von 2 mm Durchmesser in der Mitte der Photokathode abgeklebt, um Inhomogenitäten der Photokathode auszuschalten und um die Lichtmenge zu reduzieren. Das durch das Licht erzeugte Photomultipliersignal wird vorverstärkt (Schaltbild des Vorverstärkers im Anhang A.1.2) und an einen ADC[2] (=Analog to Digital Converter) weitergeleitet, der die in dem Signal enthaltene Ladung mißt und digitalisiert. Der ADC braucht zur Messung der Ladung noch ein zweites Signal, welches ihm mitteilt, über welche Zeitspanne er Ladung integrieren soll. Dieses Signal muß eine feste Zeitbeziehung zu dem des Photomultipliers haben, damit der interessierende Puls immer in das vom ADC gemessene Zeitfenster fällt. Dieses Signal, das 'Gate' (deutsch:Tor), wird ebenfalls vom Pulsgenerator erzeugt und über Verzögerungsleitungen mit dem zu messenden Signal synchronisiert. Nachdem dann der ADC die integrierte Ladung digitalisiert hat, wird er über den CAMAC-Bus [Leo87] von einem Macintosh Computer ausgelesen.

[1] VALVO XP2008 (Datenblatt im Anhang ??)
[2] LeCroy 2249

2.4 Meßergebnisse

In Abbildung 2.3 ist ein mit dem oben beschriebenen Meßaufbau gemessenes Spektrum zu sehen. Um die Kurvenparameter zu extrahieren, wurde die Funktion aus Gleichung 2.9 an das Spektrum angepaßt. Die Ausgleichskurve an die Meßwerte wurde mit Hilfe des CERN-Programmpakets MINUIT [Min92] errechnet. Die sich daraus ergebenden Parameter mit ihren Fehlern sind aus Tabelle 2.1 ersichtlich. Für die Ausgleichskurve wurden die Beiträge bis $n = 7$ aus der Summe in Gleichung 2.9 berücksichtigt, das χ^2/ndf der Anpassung beträgt 0.9, wobei die Anzahl der Freiheitsgrade $ndf = 190$ ist. Aus Q_1 kann man mit Gleichung 2.10 und der Eichung der ADC-Skala, die Verstärkung des Photomulitpliers ausrechnen:

$$G = \frac{Q_1}{e}\frac{1}{P2} = 1.48 \cdot 10^6 \pm 7\% \tag{2.11}$$

Dabei ist $P2$ die Kalibrationskonstante aus der ADC-Eichung, mit deren Hilfe Q_1 von der Einheit "ADC-Kanäle" in die Einheit "Ladung in pC" umgerechnet wird. Die Messung dieser Konstante ist im Anhang A.2 näher erklärt. Die Unsicherheit im Wert für die Verstärkung von 7% kommt aus dem Fehler für die Kalibrationskonstante P_2, der Fehler von Q_1 aus der Anpassung von 0.6% ist dagegen zu vernachlässigen.

In Abbildung 2.4 werden verschiedene Spektren, die mit unterschiedlichen Beleuchtungsintensitäten aufgenommen wurden, gezeigt. Zusätzlich sind noch die nach Gleichung 2.9 errechneten Ausgleichskurven und deren einzelne Summenglieder für $n = 0, 1, 2\ldots$ getrennt eingezeichnet.

Mit diesem geeichten Photomultiplier wurde ein LED-Pulser geeicht. Der Pulser lieferte 440 Photoelektronen pro Puls auf der Photokathode des VALVO XP2008 Photomultipliers. Der Pulser emittierte grünes Licht. Dieser geeichte LED-Pulser wird im folgenden für die Vermessung des Rauschens des Vorverstärkers für die Photodiode verwendet werden.

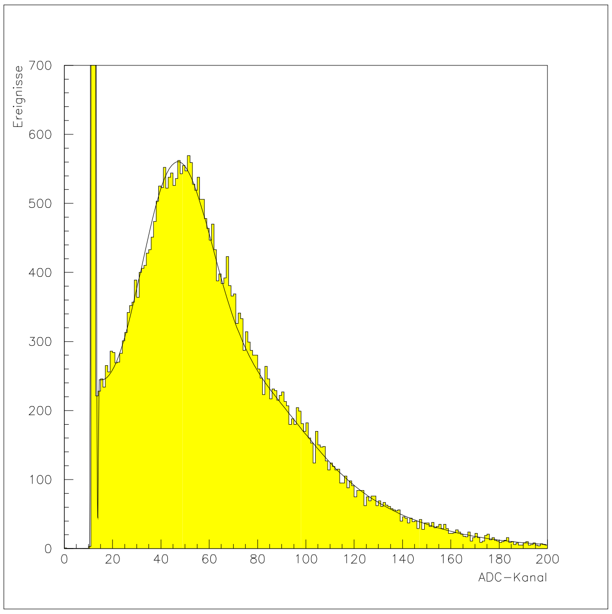
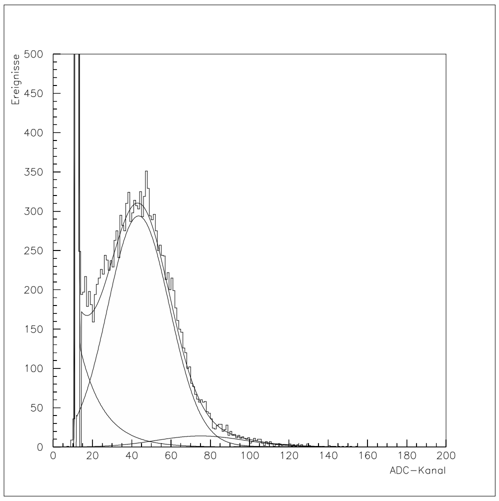


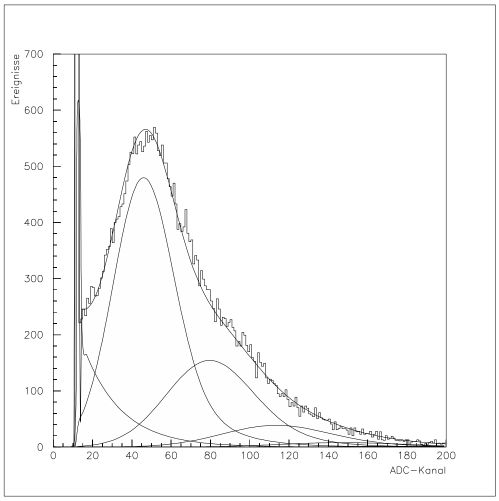
Abbildung 2.3: Gemessenes Einelektronenspektrum eines Photomultipliers. Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse gegen die ADC-Kanalnummer. Zusätzlich eingezeichnet ist die Ausgleichskurve nach Gleichung 2.9 , die das gesamte Spektrum einschließlich des Pedestals beschreibt.

Parameter	**Wert**	**Fehler**	**Einheit**	**Bedeutung**
Q_0	12.134	± 0.004	ADC-Kanäle	Pedestalmittelwert
σ_0	0.312	± 0.004	ADC-Kanäle	Pedestalbreite
Q_1	32.3	± 0.2	ADC-Kanäle	Mittelwert des Einelektronpeaks
σ_1	15.3	± 0.2	ADC-Kanäle	Breite des Einelektronpeaks
w	0.18	± 0.01	—	Wahrscheinlichkeit für diskretes Rauschereignis
α	0.053	± 0.002	—	Normierungsfaktor für e-Funktion
μ	0.85	± 0.01	—	Mittlere Anzahl der Photoelektronen

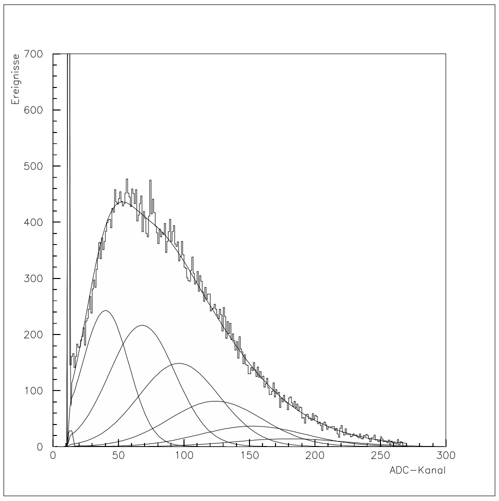
Tabelle 2.1: Aus der in der obigen Abbildung durchgeführten Anpassung gewonnene Parameter



0.17 Photoelektronen



0.85 Photoelektronen



2.5 Photoelektronen

Abbildung 2.4: Einelektronspektren für verschiedene Beleuchtungsintensitäten mit eingezeichneten Ausgleichskurven und Summenglieder der Ausgleichskurven. Die Zahlenwerte unter den Bildern geben die mittlere Anzahl der an der Photokathode ausgelösten Elektronen an.

2.5 Einelektronspektren von Fine Mesh Photomultipliern

Da herkömmliche Photomultiplier im Magnetfeld einen rapiden Verstärkungsabfall zeigen [HAM94], wurden für den Einsatz im Magnetfeld die sogenannten Fine Mesh Photomuliplier (FMP) entwickelt. Deren Dynoden bestehen aus feinen Metallnetzen, die parallel hintereinander angeordnet sind. Diese spezielle Anordnung sorgt dafür, daß bei axialer Ausrichtung des FMPs mit dem Magnetfeld sich die störende Wirkung des Magnetfelds auf die Flugbahn der Elektronen innerhalb des FMPs sehr viel weniger auf den Verstärkungsprozeß auswirkt. Dies resultiert aus der Tatsache, daß die Lorentzkraft klein wird für kleine Winkel zwischen Elektronflugrichtung und Magnetfeldrichtung. Solche FMPs erreichen in Magnetfeldern von 1 Tesla noch Verstärkungsfaktoren von 10^4 bis 10^5 [Jan93].

Werden die Einelektronspektren vom FMPs untersucht, so wird festgestellt, daß diese nicht die gleiche Form wie die herkömmlicher Photomultiplier haben. Das liegt daran, daß für die Herleitung von Gleichung 2.9 angenommen wurde, daß die Sammeleffizienz der ersten Dynode nahezu eins ist. Diese Annahme kann bei den FMPs nicht mehr aufrecht erhalten werden. Der Grund hierfür ist, daß die erste Dynode ein Netz ist, durch das ankommende Elektronen entweder durchschlüpfen oder auftreffen können. Die Durchlaßwahrscheinlichkeit ist durch das Verhältnis der Fläche innerhalb der Maschen zur Gesamtfläche gegeben. Dieses Verhältnis liegt für FMPs bei ca. 50% [Heck94]. Da das elektrische Feld axial verläuft, wird die Auftreffwahrscheinlichkeit durch die Feldkonfiguration nicht weiter erhöht. In

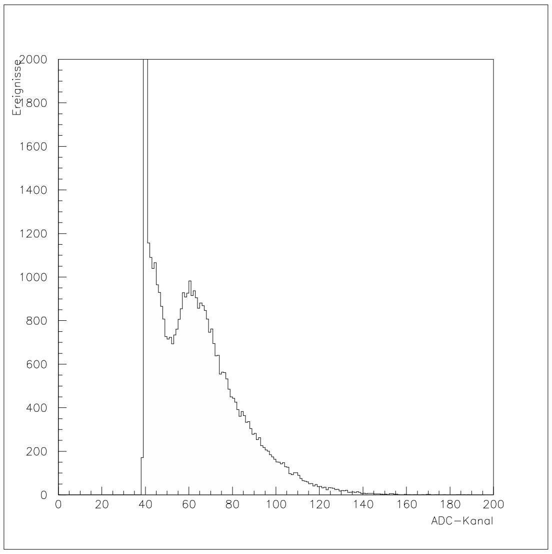


Abbildung 2.5: Einelektronspektrum eines Fine Mesh Photomultipliers

Abbildung 2.5 ist ein mit einem FMP[3] aufgenommenes Einelektronenspektrum zu sehen. Zwischen dem eigentlichen Einelektronsignal und dem Pedestal ist noch eine weitere Ansammlung von Ereignissen zu sehen. Diese entstehen durch Elektronen, die die erste Dynode verfehlen und den Verstärkungsprozeß erst an der zweiten Dynode beginnen. Dieses Spektrum kann mit der im ersten Abschnitt

[3]HAMAMATSU Typ R5505

entwickelten Theorie nicht mehr beschrieben werden. Eine genauere Abhandlung über Einelektronspektren von FMPs findet sich in [ENO93].

Kapitel 3

Aufbau eines Prototypen für ein mit Photodioden ausgelesenes Faserkalorimeter

3.1 Der allgemeine Aufbau

3.1.1 Die Mechanik

Wie schon im ersten Kapitel erwähnt, besteht ein elektromagnetisches Faserkalorimeter aus einem Material hoher Kernladungszahl und den darin eingebetteten Fasern. Für den Prototypen wurde Blei als Absorbermaterial ausgewählt. Um die szintillierenden Fasern in das Blei zu bringen, werden Bleiplatten verwendet in denen Nuten vorhanden sind, in die die Fasern gelegt werden. Es werden dieselben Bleiplatten verwendet, wie sie für den Bau des neuen Kalorimeters SPACAL [PRO93] für den H1 Detektor produziert worden sind. Eine Skizze des Profils der Platten ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Platten haben in Richtung der Nuten eine Länge von 25 cm und sind 8 cm breit, so daß in einer Bleiplatte jeweils 89 Nuten nebeneinander vorhanden sind. Der Durchmesser der Fasern ist 0.5 mm.

Für den Aufbau des Testmoduls wurden 100 Bleiplatten verwendet. Diese wie in der Skizze übereinandergelegt ergaben einen Bleiklotz von 8cm Höhe, 8cm Breite und 25cm Länge. Fasern sind nur in der Mitte des Moduls auf einer Fläche von 2x2cm bestückt. Es sind 24 Lagen mit jeweils 24 Fasern pro Lage bestückt, dies ergibt eine Gesamtzahl von 576 Fasern. Jeweils 9 Fasern bilden einen Auslesekanal, so daß sich 64 Kanäle ergeben. Die restlichen Nuten im Blei bleiben leer, beziehungsweise nur mit Luft gefüllt. Das Volumenverhältnis Blei zu Fasern beträgt 2:1. Eine Skizze der Frontansicht des Prototypen findet sich in Abbildung 3.2.

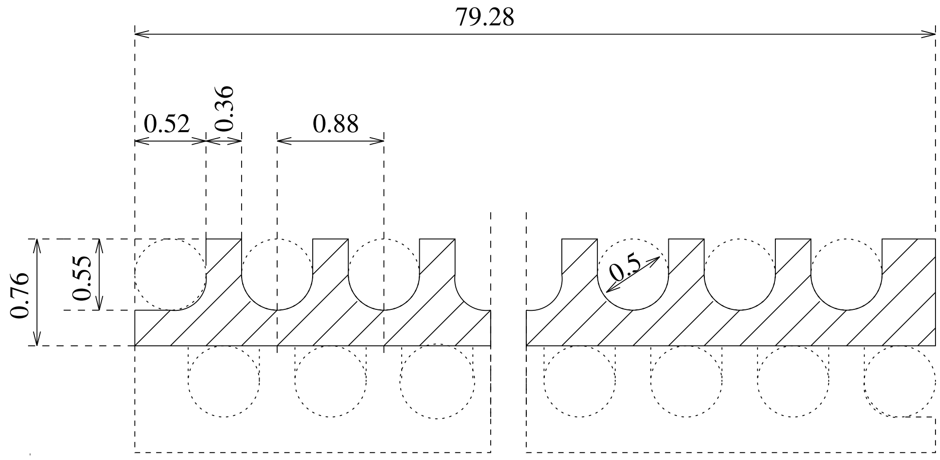


Abbildung 3.1: Profil der zum Bau des Prototypen verwendeten Bleiplatten. Es ist ein Schnitt senkrecht zur Laufrichtung der Nuten zu sehen. Alle Maße sind im Millimetern angegeben. Die gestrichelt eingezeichnete Bleiplatte zeigt, wie die einzelnen Platten übereinander zu liegen kommen.

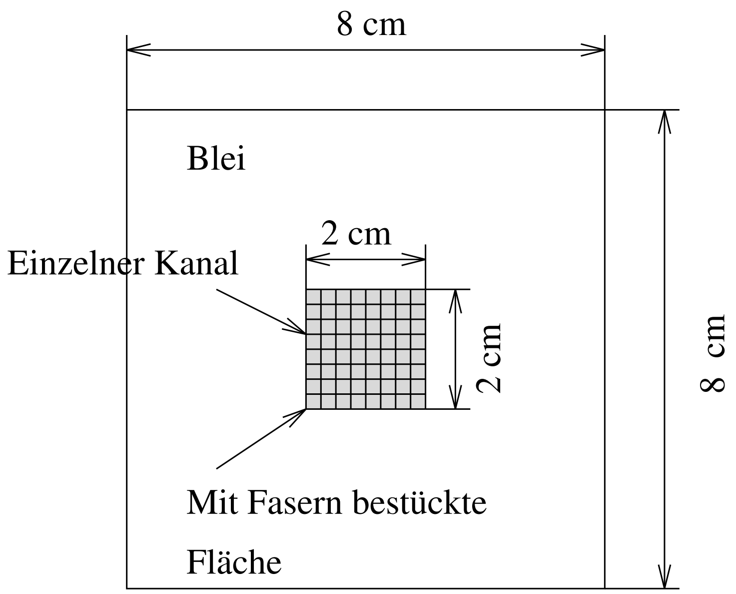


Abbildung 3.2: Frontansicht des Testmoduls. Es ist der Querschnitt senkrecht zur Richtung der Nuten zu sehen. Zusätzlich sind die einzelnen Flächen der Auslesekanäle eingezeichnet.

3.1.2 Die Fasern

Die Fasern sind der aktive Teil des Kalorimeters, der einen Teil der deponierten Energie in Licht umwandelt, und müssen möglichst gut auf die sie auslesenden Photodioden abgestimmt werden bzw. umgekehrt. Da Photodioden ihre maximale Empfindlichkeit im roten bis infraroten Spektralbereich haben, sollte das Licht, das von den Fasern emittiert wird, möglichst auch in diesem Wellenlängenbereich liegen. Die dieser Forderung am nächsten kommende kommerziell erhältliche Faser ist der Typ BCF-20 von der Firma Bicron. Das Emissionsspektrum dieser Faser ist in Abbildung 3.3 abgebildet. Das Emissionsmaximum liegt bei einer Wellenlänge

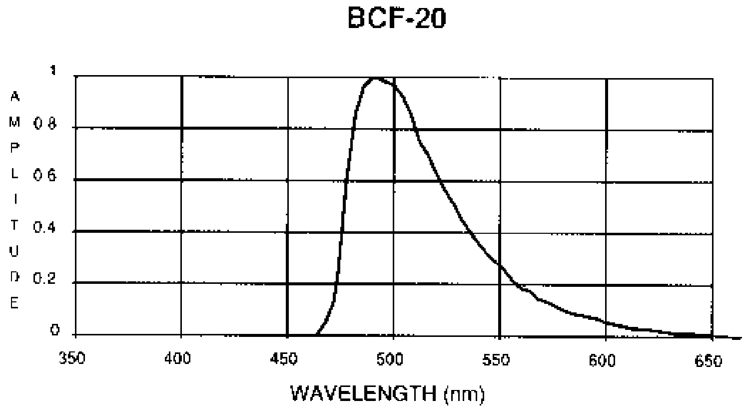


Abbildung 3.3: Emissionsspektrum der Fasern von Typ BCF-20 der Firma Bicron. [Bic94]

von 492 nm. Die Abschwächungslänge der Faser, das ist die Länge, nach der die Intensität eines Lichtpulses, der durch die Faser läuft, um den Faktor $\frac{1}{e}$ abgefallen ist, ist größer als 3 Meter. Die Abklingzeit eines Lichtpulses, der aus einer momentanen (deltaförmigen) Anregung herrührt, ist 2.7 ns. Diese Daten sind dem Datenblatt der Fasern, das im Anhang **??** abgedruckt ist, entnommen.

Für den Bau des Prototypen wurden Fasern von 35 cm Länge verwendet, die so in die Nuten der Bleiplatten gelegt sind, daß die Fasern vorne mit den Bleiplatten bündig abschließen und hinten 10cm aus dem Blei herausragen. Das ist notwendig, um die Fasern an die Photodioden ankoppeln zu können, ohne daß sie zu sehr gebogen werden müssen. Die Auffächerung der Fasern ist durch die Größe der Ausleseelektronik bedingt, da die Photodioden eine Fläche von 7x7 cm bedecken, wobei die aktive Fläche des Prototypen nur 2x2 cm groß ist. Es ist jedoch zu bemerken, daß die aktive Fläche der Photodioden kleiner ist als die aktive Fläche des Prototypen. Die Größe der auslesenden Photodiodenmatrix ist im wesentlichen durch die Größe des Gehäuses der Photodioden bestimmt.

3.1.3 Die Photodiode

Die Hauptgesichtspunkte bei der Auswahl der Photodiode waren die spektrale Empfindlichkeit, die Möglichkeit der Ankopplung an die Faser und die Geschwindigkeit der Photodiode. Die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode sollte, wie schon oben erwähnt, möglichst gut zum Emissionsspektrum der Fasern passen. Weiterhin muß das Licht aus den Fasern möglichst ohne Verluste auf die Photodiode gekoppelt werden. Dies geschieht am besten durch Verklebung der Fasern auf die Diode. Die Geschwindigkeit ist wichtig, weil im Hinblick auf spätere Anwendungsmöglichkeiten eines solchen Kalorimeters die Anstiegszeit des Signals möglichst unter 50 ns bleiben soll. Die am besten geeignete Diode ist der Typ SFH 2030 von der Firma Siemens. Die Diode hat eine aktive Fläche von 1x1 mm und eine Anstiegszeit von 5 ns. Außerdem ist die Diode in einem Plastikgehäuse untergebracht, so daß die Fasern leicht aufgeklebt werden konnten. Es sind je 3 Fasern auf eine Photodiode geklebt. Mehr Fasern können wegen der kleinen aktiven Fläche der Photodiode nicht aufgebracht werden. Je 9 Fasern bilden einen Auslesekanal, so daß die Signale von jeweils drei Photodioden elektrisch addiert werden müssen. Diese Aufgabe übernimmt der Vorverstärker, der im Abschnitt 3.2 behandelt wird. Eine Skizze der Kopplung der Fasern an die Photodiode ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Die Kurve der spektralen Empfindlichkeit ist in Abbildung 3.4 abgebildet. Das Maximum der Kurve liegt bei 850 nm. Das Datenblatt der Diode ist im Anhang ?? zu finden.

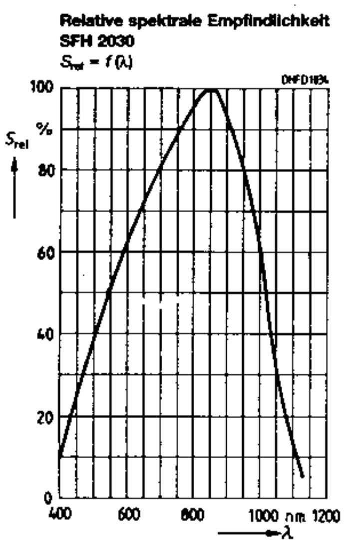


Abbildung 3.4: Relative spektrale Empfindlichkeit der Photodiode. [Sie]

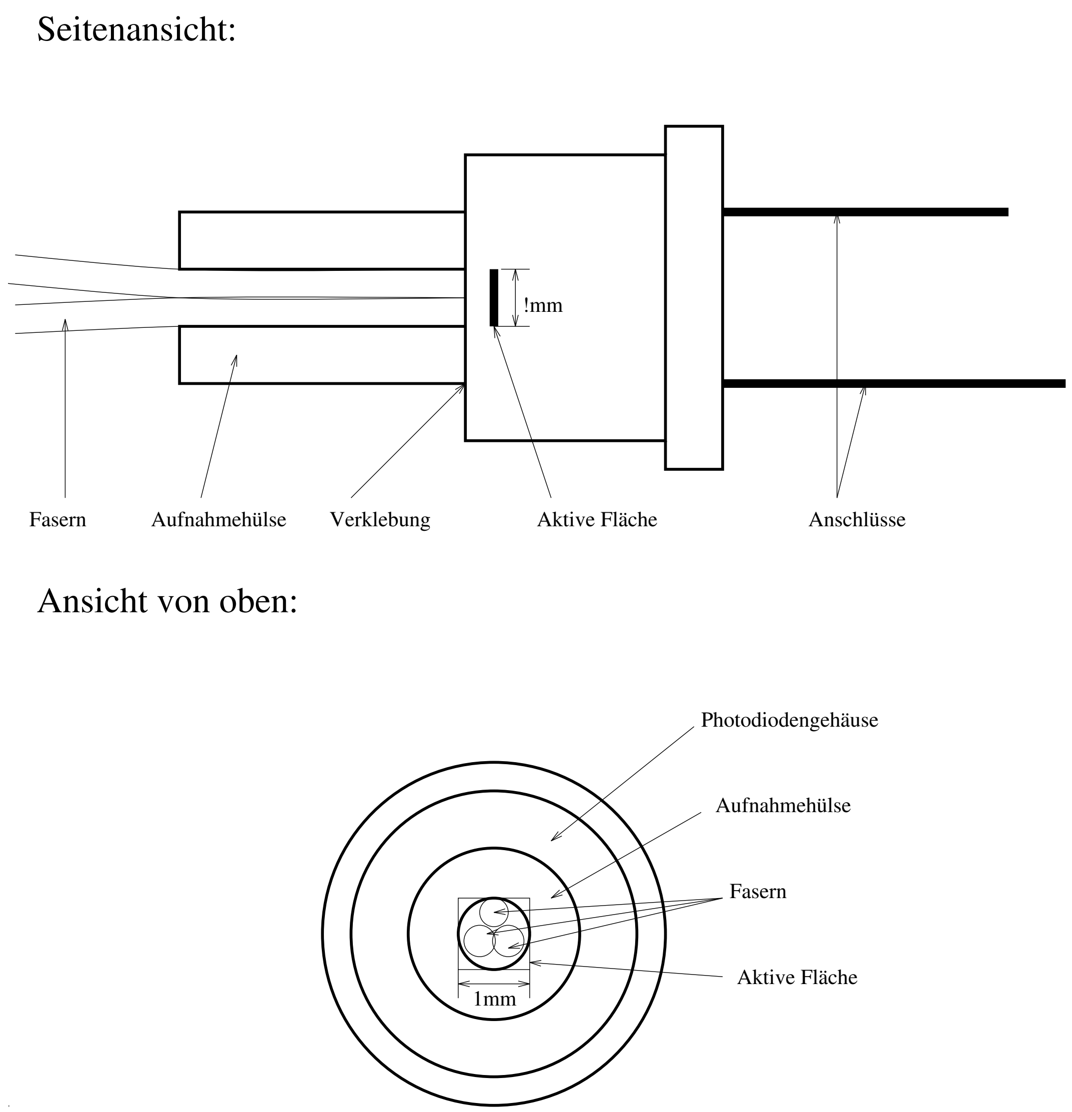


Abbildung 3.5: Kopplung der Fasern an die Photodiode. Die Fasern werden von einer auf die Photodiode aufgeklebten Aufnahmehülse aufgenommen und sind darin mit optischem Kleber fixiert. Der Abstand zwischen Fasern und aktiver Fläche der Photodiode ist minimal.

3.1.4 Übersicht über den Gesamtaufbau

Die gesamte Konfiguration eines Kanals ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Wie schon

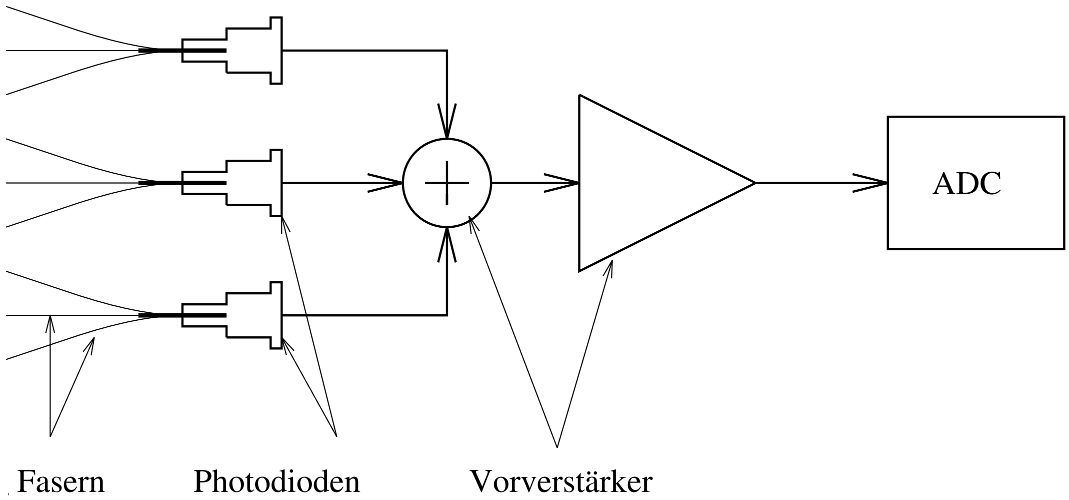


Abbildung 3.6: Gesamtaufbau eines Kanals. Drei Fasern werden auf je eine Photodiode gekoppelt. Die elektrischen Signale von drei Photodioden werden dann im Vorverstärker elektrisch addiert, verstärkt und mit dem ADC ausgelesen.

besprochen, bilden je 9 Fasern einen Kanal. Die Kanäle sind, wie in Abbildung 3.2 zu sehen, angeordnet. Die Fasern werden in zwei Stufen zu einem Kanal zusammengefaßt. In der ersten Stufe wird das Licht aus je 3 Fasern optisch über die Kopplung an der Photodiode addiert. In der zweiten Stufe werden jeweils die Signale von 3 Photodioden elektrisch addiert. Das Summensignal aus den 9 Fasern wird dann verstärkt und an den auslesenden ADC weitergeleitet.

Ein Bild des fertig aufgebauten Prototypen ist in Abbildung 3.7 abgebildet. Um Licht von außen abzuschirmen, ist die gesamte Anordnung bis auf die Elektronik in einem lichtdichten Gehäuse aus Aluminium untergebracht.

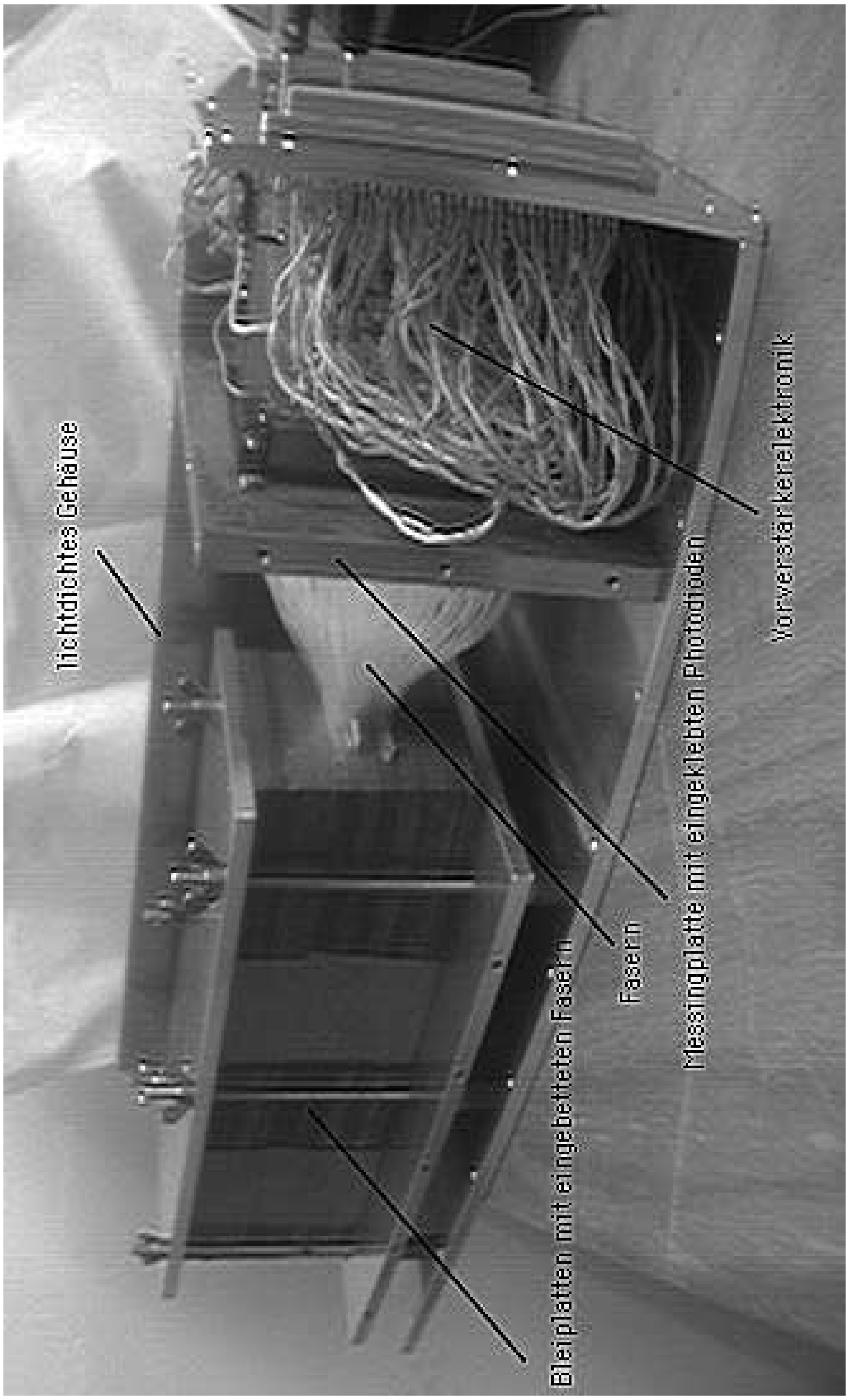


Abbildung 3.7: Bild des fertig aufgebauten Prototypen. Der gesamte Aufbau ist in einem lichtdichten Aluminiumgehäuse untergebracht.

3.2 Der Vorverstärker

3.2.1 Funktionsweise des Vorverstärkers

Der wichtigste Teil des Prototypen ist der Vorverstärker, der die Photodiodensignale verstärkt und an die auslesenden ADCs weitergibt. Das Schaltbild des speziell entwickelten Verstärkers ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Im Folgenden wird die Funktion des Verstärkers erläutert.

In Abbildung 3.8 sind 3 gleiche Eingangsstufen für die Photodioden, die mit PHD1,PHD2 und PHD3 gekennzeichnet sind, zu sehen. Im folgenden wird die Funktion einer solchen Eingangsstufe am Beispiel der Stufe, in der PHD1 eingebaut ist, erklärt. Die in Sperrichtung betriebene Photodiode ist mit ihrer Kathode an die Versorgungsspannung VD+ von 34 V angeschlossen. In dieser Beschaltung wirkt die Photodiode wie eine lichtgesteuerte Stromquelle. Fällt Licht auf den pn-Übergang der Photodiode, so werden die durch das Licht freigesetzten Ladungsträger sofort durch die anliegende Spannung abtransportiert, und es fließt ein Strom, der nur von der Beleuchtungsintensität abhängt. Da die Lichtpulse, die ein ins Kalorimeter einlaufendes Elektron in den Fasern auslöst, sehr kurz sind (Abklingzeit 2.7 ns, s.o.), handelt es sich um sehr kurze Strompulse, die der Anstiegszeit der Photodiode entsprechen. Diese kurzen Strompulse aus der Photodiode, werden, wie aus dem Schaltplan ersichtlich ist, in das Gate des FETs (Feldeffekttransistor) TR1 gekoppelt. Jeder Transistor hat sogenannte parasitäre Kapazitäten. Parasitäre Kapazitäten sind Kapazitäten, die üblicherweise in Schaltbildern wegen ihrer geringen Größe nicht auftauchen, aber durch die Konstruktion der Bauteile bedingt immer vorhanden sind. So hat auch der in dieser Schaltung verwendete Transistor BF245A eine parasitäre Gatekapazität. Diese Kapazität läßt sich in Gedanken als einen Kondensator zwischen Gate und Source des FET's TR1 darstellen, und ist in Abbildung 3.8 gestrichelt eingezeichnet. In dieser Kapazität wird die Ladung, die in dem Strompuls aus der Photodiode enthalten ist, gespeichert. Die Ladung fließt nicht sofort über den Widerstand R1 ab, weil die Zeitkonstante des RC-Gliedes, das aus diesem Widerstand und der parasitären Gatekapazität von TR1 gebildet wird, sehr viel größer als die Dauer des Strompulses aus der Photodiode ist. Die in der parasitären Gatekapazität gespeicherte Ladung führt nach der Beziehung $dU_{G-S} = \frac{Q}{C_{G-S}}$ zu einer Erhöhung der Gate-Source Spannug dU_{G-S}. C_{G-S} bedeutet den Wert der parasitären Gatekapazität. Anschließend entlädt sich die Gatekapazität langsam mit der Zeitkonstante des RC-Gliedes, das aus der Gatekapazität C_{G-S} und dem Gatewiderstand R1 gebildet wird. Da die Lichtmengen sehr klein sind, ist auch die Ladungsmenge Q in der obigen Gleichung klein. Das heißt um eine große Spannungsänderung dU_{G-S} am Gate zu bewirken, muß die Gatekapazität möglichst klein sein. Die Spannungsänderung dU_{G-S} soll groß sein, damit die Änderung des Drainstromes dI_{Drain}, die über die Steilheit $S = \frac{dI_{Drain}}{dU_{G-S}}$ des FETs mit dU_{G-S} zusammenhängt, auch groß wird.

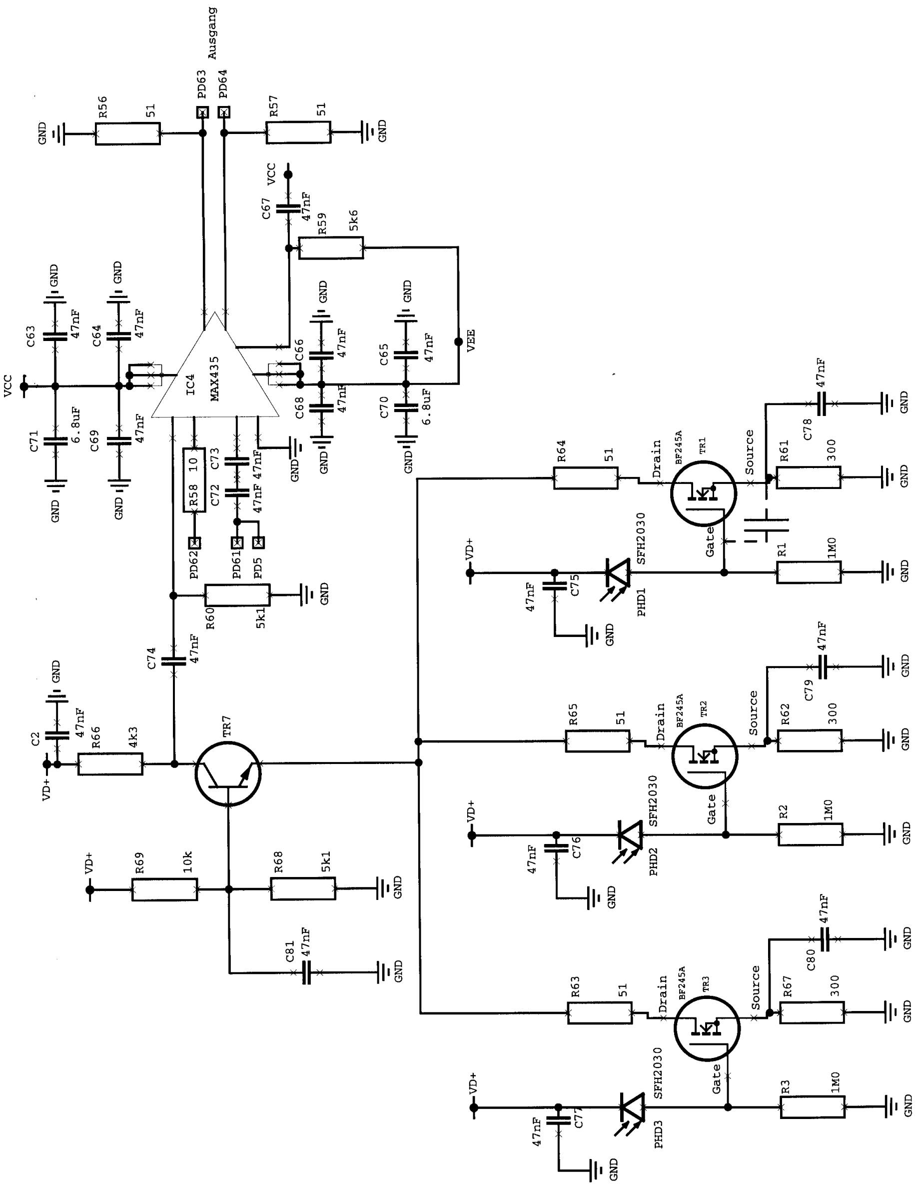


Abbildung 3.8: Schaltbild des Vorverstärkers. Zu sehen sind die drei Eingangsstufen mit den Photodioden PHD1, 2, 3 und der Operationsverstärker MAX435, der die Signale aus dem Ausgang über ein twisted pair Kabel zum ADC treibt. VD+ ist die Betriebsspannung von 34 V und VEE bzw. VCC die Versorgungsspannungen für den Operationsverstärker von plus bzw. minus 5 V.

Eine weitere Forderung an den FET ist, daß er in der Lage sein sollte, die Grenzfrequenz des Signals zu übertragen, und daß er eine große Steilheit hat, damit er das Spannungssignal am Gate gut verstärkt. Das Datenblatt des FET's ist im Anhang ?? abgedruckt. Die soeben beschriebene Eingangsstufe wandelt also, zusammenfassend gesagt die Lichtpulse an der Photodiode in schon verstärkte Strompulse am Drain des FET's um. Die Eingangsstufe ist, wie schon bemerkt, in Schaltbild 3.8 3mal zu sehen. Dies entspricht den 3 elektrisch zu addierenden Photodioden.

Die elektrische Addition der 3 Signale findet am Emitter des npn-Transistors TR7 statt. Die Summe der 3 Drainströme, die in die Widerstände R63, R64 und R65 fließen, fließt durch diesen Transistor und erzeugt am Widerstand R66 einen Spannungsabfall, der dem Summensignal der drei Ströme entspricht. Der Transistor T7 muß ebenfalls in der Lage sein, die Grenzfrequenz des Signals möglichst gut zu übertragen.

Das durch die erste Verstärkerstufe erzeugte Signal wird über den Kondensator C74 kapazitiv ausgekoppelt und durch den nachfolgenden Operationsverstärker MAX435 um den Faktor 13 verstärkt. Der Operationsverstärker hat einen differentiellen Ausgang und treibt ein twisted pair Kabel, das die Signale zum ADC überträgt. Ein Ausgangssignal des Verstärkers ist in der Abbildung 3.9 abgebildet.

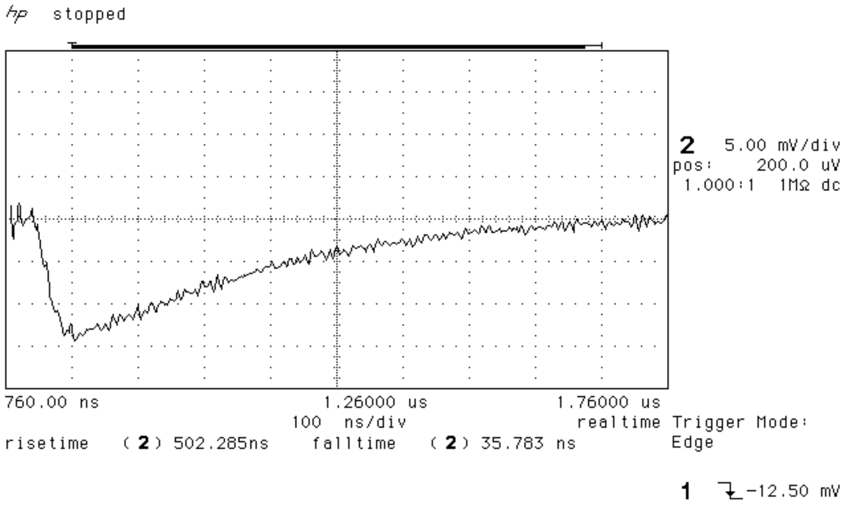


Abbildung 3.9: Signal am Ausgang des Vorverstärkers. Die Zeitablenkung ist 100ns/DIV und die vertikale Ablenkung ist 5 mV/DIV.

Die Problemstellen im Verstärker, die Rauschen verursachen können sind dort zu finden, wo er am empfindlichsten ist, nämlich an den Gates der Eingangsfeldeffekttransistoren TR1, TR2 und TR3. Diese Punkte müssen von äußeren

Einkopplungen gut abgeschirmt werden. Es hat sich im Laufe der Entwicklung des Verstärkers herausgestellt, daß der Hauptbeitrag zum Rauschen am Ausgang des Verstärkers vom Eigenrauschen der FETs am Eingang herrührt und der Beitrag des Operationsverstärkers MAX435 zur Generation des Rauschens vernachlässigbar ist. Deshalb ist, um die niedrigen Rauschfrequenzen zu unterdrücken, die Möglickeit genutzt worden, den Operationsverstärker so zu beschalten, daß sein Frequenzgang dem eines Tiefpasses entspricht. Eine weitere kritische Stelle, was Einkopplungen von außen angeht, ist die Übertragung der Signale über ein Kabel. Um Gleichtakteinkopplungen von Masseschleifen und andere Störeinflüsse zu unterdrücken, wurde eine differentielle Übertragung über abgeschirmte twisted pair Kabel bevorzugt.

3.2.2 Das Rauschen des Vorverstärkers

Um das Rauschen zu quantifizieren und auf der absoluten Energieskala des Kalorimeters festzulegen, wird die im zweiten Kapitel beschriebene Referenzlichtquelle verwendet. Dazu wird einmal ein ADC-Spektrum bei völliger Dunkelheit, und einmal bei Beleuchtung der Photodiode mit der Referenzlichtquelle aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

Der linke Peak entspricht dem ADC-Spektrum bei Dunkelheit, der rechte dem bei Beleuchtung mit der Referenzlichtquelle, die 440 Photoelektronen liefert. Die aus einer Anpassung einer gaußförmigen Ausgleichskurve gewonnenen Werte für den Mittelwert μ und die Standardabweichung σ der Gaußkurve sind aus der Abbildung ersichtlich. Die Standardabweichung des Pedestals entspricht dem Rauschen des Vorverstärkers. Rechnet man die Standardabweichung von ADC-Kanälen in Photoelektronen um, so ergibt sich mit

$$\sigma_{Phel} = 440 \cdot \frac{\sigma_{Ped}}{\mu_{Sig} - \mu_{Ped}} \tag{3.1}$$

ein σ_{Phel} von 24 Photoelektronen. In der obigen Gleichung bedeuten μ_{Sig} und μ_{Ped} jeweils die Mittelwerte der beiden Peaks.

Aus Testmessungen mit Prototypen für das schon erwähnte SPACAL ist bekannt, daß pro MeV im Kalorimeter deponierter Energie ca. 2 Photoelektronen nachgewiesen werden [Gör93]. Allerdings wurden bei diesen Messungen blaue Szintillationsfasern vom Typ BCF-12 der Firma Bicron verwendet. Wird davon ausgegangen, daß wie im Datenblatt der Fasern angegeben, beide Fasertypen pro Einheit deponierter Energie gleich viele Photonen produzieren, die jedoch verschiedene Farben haben, so folgt daraus, daß unter Berücksichtigung der verschiedenen Quanteneffizienzen $\eta_{grün} \approx 5\%$ und $\eta_{blau} \approx 22\%$ der Photokathode des auslesenden Photomultipliers, von den grünen Fasern um den Faktor $\eta_{grün}/\eta_{blau} \approx 0.2$ weniger Photoelektronen ausgelöst werden. Denn ist die Zahl der Photonen gleich N_{Ph}, so berechnet sich die Zahl der Photoelektronen, die von blauen Photonen auf der

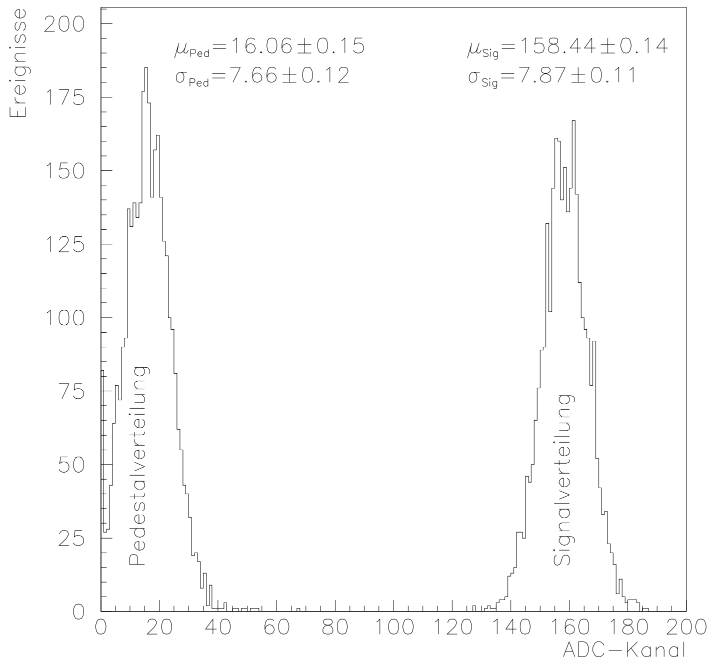


Abbildung 3.10: ADC-Spektren des Vorverstärkers. Der linke Peak ist das Spektrum bei Dunkelheit und entspricht dem Rauschen des Vorverstärkers. Der rechte Peak entspricht dem Spektrum bei Beleuchtung mit der Referenzlichtquelle. Es sind jeweils die Ergebnisse für den Mittelwert μ und die Standardabweichung σ aus der Anpassung einer Gaußkurve an die gemessenen Spektren zu sehen.

Photokathode ausgelöst werden zu $N_{PE_{blau}} = \eta_{blau} \cdot N_{Ph}$. Die Zahl der Photoelektronen, die von grünen Photonen ausgelöst werden, ist $N_{PE_{grün}} = \eta_{grün} \cdot N_{Ph}$. Wird die eine in die andere Gleichung eingesetzt, so ergibt sich

$$N_{PE_{grün}} = \frac{\eta_{grün}}{\eta_{blau}} N_{PE_{blau}} \tag{3.2}$$

Diese Umrechnung ist relevant, weil die Referenzlichtquelle ebenfalls grünes Licht emittiert und deshalb das Rauschen in "grünen Photoelektronen", d.h. in Elektronen, die von grünem Licht auf der Photokathode eines Photomultipliers ausgelöst werden, geeicht ist. Folglich liefert der Prototyp ca. 0.4 Photoelektronen pro MeV. Mit dieser Zahl kann die Breite des Rauschens nach

$$\sigma_{rausch} = \frac{24}{0.4 \frac{1}{MeV}} = 60 MeV \tag{3.3}$$

auf die Energieskala umgerechnet werden. Das Ergebnis bedeutet, daß ab dieser im entsprechenden Kanal deponierten Energie ein signifikantes Signal im Kalorimeter gesehen werden kann. Im Hinblick auf die spätere Auswertung sei hier schon gesagt, daß für die Energiemessung mit dem Prototypen eine Anzahl von Kanälen aufsummiert werden. Die in Gleichung 3.3 berechnete Breite für das Rauschen gilt aber nur für einen einzelnen Kanal. Für die Addition von N Kanälen wird deshalb eine Breite von $\sqrt{N} \cdot 60\ MeV = 360\ MeV$ erwartet, wenn zum Beispiel $N = 36$ ist. Diese Breite entspricht dem Parameter S_3 aus Gleichung 1.5. Dieser Wert ist sehr ungenau. Zum einen sind die Angaben über die Anzahl der Photoelektronen aus [Gör93] mit einem anderen Prototypen gewonnen worden. Weiterhin sind die Angaben über die Quanteneffizienzen ebenfalls ungenau. Ein weiterer Beitrag zur Unsicherheit liefert die unterschiedliche Ankopplung der Referenzlichtquelle an den zur Eichung verwendeten Photomultiplier und an die mit der Lichtquelle vermessene Photodiode. Eine realistische Abschätzung für diese beiden Fehlerquellen ist jeweils ein Fehlerbeitrag von 10%, so daß sich ein Gesamtfehler für den Parameter S_3 von 15% ergibt.

Kapitel 4

Ergebnisse von Testmessungen im Elektronenstrahl

4.1 Der Meßaufbau

Der im vorigen Kapitel beschriebene Prototyp wurde am Elektronenteststrahl 24 des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) im Hamburg getestet. Dieser Teststrahl hat eine von 1-5 GeV einstellbare Strahlenergie. Der Teststrahl wird produziert, indem die Elektronen des DESY-Synchrotrons mit 7.4 GeV Energie auf ein Primärtarget geschossen werden. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Primärtarget werden unter anderem Bremsstrahlungsquanten frei, die dann auf ein sekundäres Target treffen und dort durch Paarbildung Elektronen auslösen.

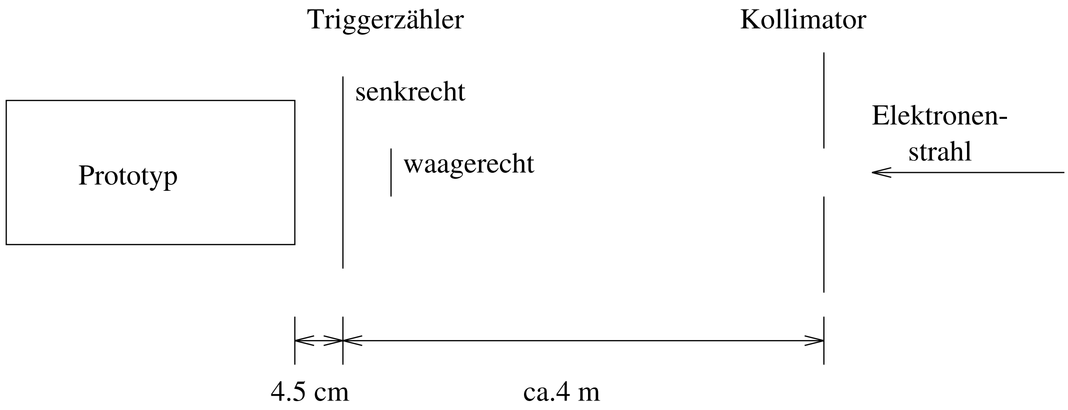


Abbildung 4.1: Meßaufbau am DESY Teststrahl

Diese aus dem Sekundärtarget austretenden Elektronen werden durch Ablenkung in einem Magnetfeld nach ihrem Impuls selektiert. Die Auswahl des Strahlimpulses erfolgt dann über einen Kollimator. Als Sekundärtarget wurde eine 3

Energie [GeV]	$\frac{\Delta E}{E}$ **[%]**
1	5.7
2	4.3
3	3.8
5	2.3

Tabelle 4.1: Energieauflösung des Strahls für verschiedene Energien [App95].

mm Dicke Kupferplatte verwendet. Die Energieauflösung des Strahls bei den verschiedenen Energien für dieses Target ist aus Tabelle 4.1 ersichtlich. Der gesamte Meßaufbau ist in Abbildung 4.1 skizziert.

Das Auslöse-(=Trigger)signal für die Auslese des Moduls wurde von zwei Fingerszintillatoren mit angeschlossenen Photomultipliern erzeugt. Dabei war die Triggerbedingung eine Koinzidenz der beiden PM-Signale. Die genaue Form der beiden Fingerzähler und die von ihnen definierte Trefferfläche ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

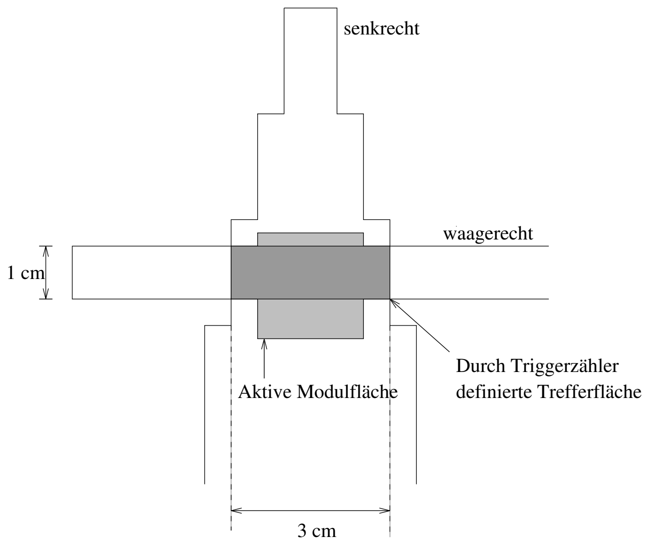


Abbildung 4.2: Anordnung der Triggerzähler in Strahlrichtung gesehen

Sowohl der Prototyp als auch das Triggerkreuz waren auf einem Fahrtisch montiert, der in horizontaler und vertikaler Richtung bewegt werden konnte.

Die Konfiguration der Ausleseelektronik ist in Abbildung 4.3 abgebildet. Die Signale der beiden Triggerphotomultiplier werden zunächst, um das Rauschen zu unterdrücken und um digitale Signale zu erhalten, auf Diskriminatoren gegeben. Die Ausgänge der beiden Diskriminatoren werden dann auf eine logische UND-Verknüpfung gegeben, die die Koinzidenz feststellt. Der Ausgang der UND-Einheit löst dann das Gate für den ADC[1] aus, auf den direkt die Ausgänge der Vorverstärker des Prototypen gehen. Der ADC wird dann schließlich über CAMAC von einem Macintosh Computer ausgelesen. Ein Kalorimetersignal und dessen Lage im ADC-Gate ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Gatelänge wurde auf ein möglichst gutes Signal-Rausch Verhältnis optimiert und beträgt 370 ns.

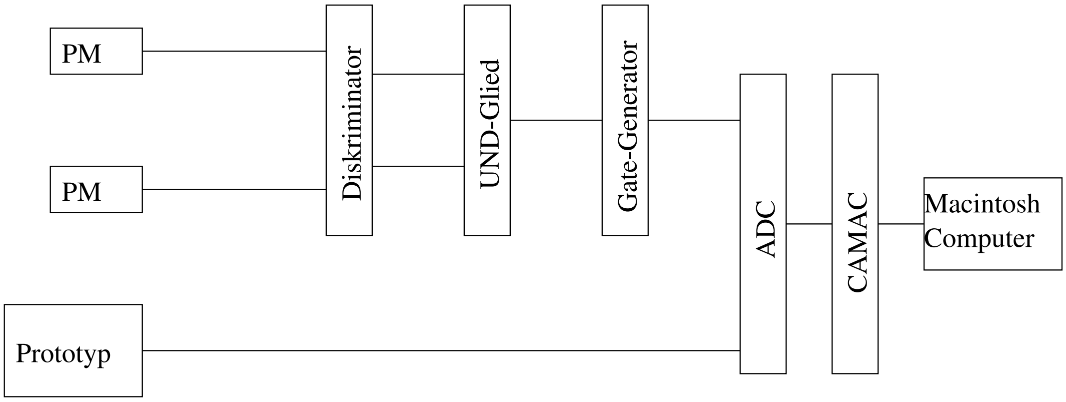


Abbildung 4.3: Ausleseelektronik am Teststrahl

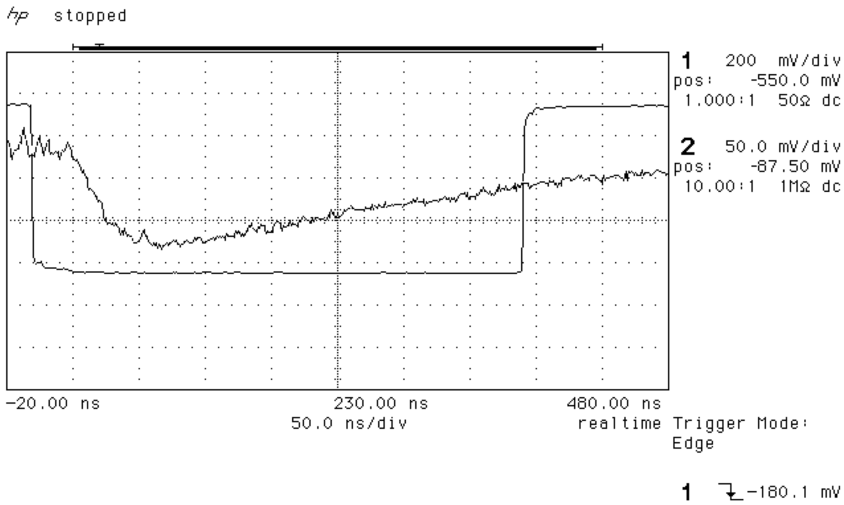


Abbildung 4.4: Eingangssignal und Gate am ADC

[1]CAEN C205

Das Meßprogramm, das durchgeführt wurde, umfaßte folgende Messungen:

- Variation der Gatelänge am ADC bei fester Elektronenenergie und senkrechtem Einschuß auf das Kalorimeter, um das Signal-Rausch Verhältnis zu optimieren.

- Variation der Elektronenenergie bei senkrechtem Einschuß und optimierter Gatelänge. Über diese Messungen wird berichtet werden.

- Variation der Elektronenenergie und des Einschußwinkels bei optimierter Gatelänge. Über diese Messungen wird in der Arbeit nicht berichtet werden, da sich das Kalorimeter als zu klein erwiesen hat, um hierfür sinnvolle Ergebnisse zu liefern.

4.2 Die Ortsrekonstruktion

4.2.1 Die radiale Form elektromagnetischer Schauer

Ein Elektron, das in einem Kalorimeter absorbiert wird, deponiert seine Energie klarerweise an der Stelle im Kalorimeter, an der es aufgetroffen ist. Aufgrund der im ersten Kapitel besprochenen Mechanismen der Schauerausbreitung ist jedoch die Energiedeposition im Kalorimeter nicht punktförmig, sondern über einen gewissen Bereich im Kalorimeter verteilt. Da im Prototypen keine longitudinale Segmentation vorhanden ist, kann nur die Energieverteilung in der Ebene senkrecht zur Laufrichtung der szintillierenden Fasern beobachtet werden. Ein mit Hilfe des Programmpakets GEANT [Gea93] simuliertes Schauerprofil von um 0.5° von der Senkrechten abweichend auf das Kalorimeter auftreffenden Elektronen mit 4 GeV Energie ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Die in der Simulation aufgesetzte Geometrie des Kalorimeters ist genau die gleiche wie sie der Prototyp hat, d.h. das Verhältnis von Blei zu Fasern und die Anordnung der Fasern im Blei entsprechen dem Prototypen. Der einzige Unterschied zwischen der Geometrie in der Simulation und der des Prototypen ist, daß in der Simulation alle Nuten der Bleiplatten mit Fasern belegt sind, und das Kalorimeter unendlich ausgedehnt ist [Scl94]. Um statistische Fluktuationen innerhalb des Schauers zu unterdrücken, wurden die Profile von 100 Elektronen addiert.

Die radiale Energieverteilung um den Auftreffpunkt des Elektrons fällt bei kleinen Abständen zum Auftreffpunkt sehr schnell ab. In der Tat sind im Radius von 1 cm um den Auftreffpunkt 70 % der Gesamtenergie enthalten. Dieser schnelle Abfall geht in einen langsameren Abfall über, der sich bis zu sehr großen Abständen hinzieht. Diese charakteristische Form elektromagnetischer Schauer läßt sich durch die Summe zweier abfallender Exponentialfunktionen beschreiben, die verschiedene Abfallkonstanten haben. In Abbildung 4.5 ist eine solche Funktion dem Profil angepaßt. Die Abfallkonstanten sind aus der Zeichnung ersichtlich. Die Ortsrekonstruktion hat zum Ziel, aus dieser Energieverteilung, die mit dem Kalorimeter meßbar ist, den Auftreffpunkt des Elektrons auf das Kalorimeter zu berechnen. Werden, wie es im Folgenden der Fall ist, nur Elektronen betrachtet, die senkrecht auf das Kalorimeter auftreffen, so fällt der Schwerpunkt der Energieverteilung aus Abbildung 4.5 mit dem Auftreffpunkt zusammen. Das ist nicht mehr der Fall, wenn die Elektronen unter einem anderen Winkel als 90° auftreffen, weil dann die radiale Energieverteilung um den Auftreffpunkt nicht mehr rotationssymmetrisch ist, da die eigentliche Symmetrieachse die Richtung des einlaufenden Elektrons ist und nicht mehr mit der Laufrichtung der Fasern übereinstimmt. Der energiegewichtete Schwerpunkt wird nach der folgenden Gleichung berechnet:

$$\vec{s} = \frac{1}{E} \int \vec{x} \frac{dE}{dr}(r)\, d^2x \tag{4.1}$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{4.2}$$

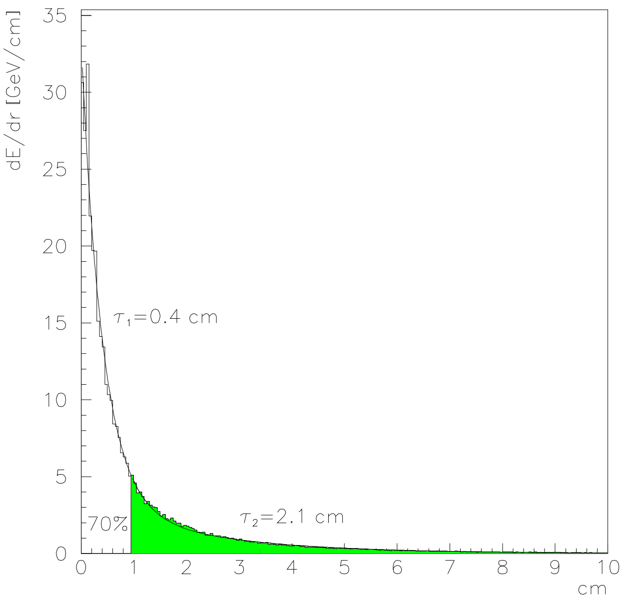


Abbildung 4.5: Simuliertes Schauerprofil von Elektronen mit 4 GeV Energie. Aufgetragen ist die Energie, die in einem Ring der Breite dr im Abstand r vom Auftreffpunkt deponiert ist, gegen den Abstand r vom Auftreffpunkt. Es ist eine Funktion der Form $k_1 \cdot \exp(-x/\tau_1) + k_2 \cdot \exp(-x/\tau_2)$ angepaßt. Die Ergebnisse der angepaßten Parameter τ_1 und τ_2 sind aus der Zeichnung ersichtlich.

Dabei bedeutet $\vec{s}$ den Schwerpunkt, E die Gesamtenergie und $\frac{dE}{dr}$ das radiale Schauerprofil wie es in Abbildung 4.5 abgebildet ist.

4.2.2 Ortsrekonstruktion mit Hilfe eines Kalorimeterbildes

Zur Berechnung des Auftreffpunktes nach Gleichung 4.1 wird die radiale Energieverteilung $\frac{dE}{dr}$ benötigt, die mit dem Kalorimeter gemessen werden muß. Die Berechnung ist streng nur richtig in der kontinuierlichen Form von Gleichung 4.1, die Kalorimeterdaten liefern aber nur diskrete Energiewerte für die einzelnen Auslesekanäle. Wie hängen die kontinuierliche Energieverteilung und die Daten, die das Kalorimeter mißt, zusammen ? Um das herauszufinden werden die einzelnen Schritte der Datenaufnahme betrachtet. Jeder Kanal summiert die gesamte in ihm deponierte Energie ohne Rücksicht auf Variationen der Energiedeposition innerhalb der Kanalfläche auf. Dies entspricht einer Mittelung des Schauerprofils über die Kanalfläche. Die Folge dieser Operation ist, daß Einzelheiten der Energieverteilung innerhalb der Kanäle verloren gehen, die Energieverteilung wird unschärfer.

Der Schwerpunkt der Verteilung wird jedoch nicht verändert. Der zweite Schritt ist dann die Abtastung der Energieverteilung an den Kanalmittelpunkten, da die ausgelesenen Werte nur einem Punkt im Kalorimeter zugeordnet werden können. Bei diesem Schritt geht Information verloren, die nur mit großem Aufwand (Interpolation der Abtastwerte) wiedergewonnen werden kann. Bei der Aufnahme der Kalorimeterdaten werden genau dieselben Schritte ausgefürt wie bei der Aufnahme eines Grauwertbildes mit einer CCD-Kamera. Das ist leicht einzusehen, da die Matrix aus Photodioden des Prototypen und die Photodiodenmatrix eines CCD-Chips prinzipiell gleich sind. Es ist also gerechtfertigt, von der Aufnahme eines Schauerbildes zu reden. Diese Analogie wird sich später noch als nützlich erweisen. Ein solches mit dem Kalorimeter aufgenommenes Bild eines Ereignisses ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Aus der Abbildung 4.6 ist, genau wie in der Simu-

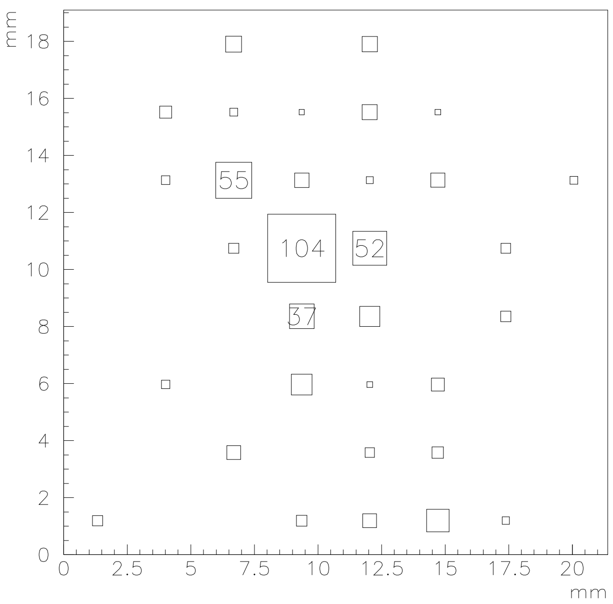


Abbildung 4.6: Ein mit dem Kalorimeter aufgenommenes Ereignis von einem 5 GeV Elektron. Aufgetragen ist die Frontansicht der aktiven Fläche des Prototypen von ca. 2x2 cm. An den jeweiligen Kanalmittelpunkten sind Quadrate, deren Fläche proportional zum ADC-Eintrag des Kanals ist, eingezeichnet. Die Zahlen bedeuten die ADC-Einträge der entsprechenden Kanäle. Es sind nur Kanäle eingezeichnet, die über dem Rauschschnitt von $0.5 \cdot \sigma_{rausch}$ liegen. Es ist deutlich zu sehen, daß das Bild sehr verrauscht ist.

lation, ein hoher Anteil der Energie in der Mitte des Schauers und breite Ausläufer bei größeren Abständen, die allerdings schon sehr verrauscht sind, zu sehen. Die

Lage des Kanals mit der höchsten Energie ist folglich ein guter Anhaltspunkt für den Auftreffort des Elektrons.

Es stellt sich nun die Frage, wie gut der Auftreffpunkt mit der vorhandenen Information aus den Kalorimeterdaten rekonstruiert werden kann. Die diskrete Näherung für Gleichung 4.1 ist das energiegewichtete Mittel der Abtastpunkte:

$$\vec{s}_{diskret} = \frac{1}{\sum_i dE_i} \cdot \sum_i \vec{x_i} \cdot \frac{dE_i}{dA_i} \, dA_i \tag{4.3}$$

Dabei bedeutet dE_i die Energie im i-ten Kanal, dA_i dessen Fläche und $\vec{x_i}$ dessen Mittelpunkt. Diese Gleichung geht im Grenzwert für $dA_i \longrightarrow 0$ in Gleichung 4.1 über. In Gleichung 4.3 wird noch über eine unendlich große Fläche summiert. Aufgrund der endlichen Modulfläche ist das aber nicht möglich, und die Berechnung muß auf einer endlichen Fläche mit endlich vielen Abtastpunkten, die den Kanälen entsprechen, durchgeführt werden. Der Fehler, der dadurch entsteht, ist jedoch klein, wenn der Energiegehalt der Abtastpunkte, die nicht mehr berücksichtigt werden, klein ist, und diese Punkte deshalb sowieso nichts mehr zur Berechnung des energiegewichteten Schwerpunktes beitragen würden. Dieser Abschneidefehler kann aber auch verschwinden, wenn die eben gemachte Voraussetzung nicht erfüllt ist, nämlich genau dann, wenn der Mittelpunkt der Berechnungsmaske, die herangezogen wird, und die Symmetrieachse des Schauerprofils, die dem Auftreffpunkt entspricht, zusammenfallen. Denn wenn der Auftreffpunkt genau in der Mitte des Kanals mit der höchsten Energie, der als Mitte der Berechnungsmaske gewählt wird, liegen würde, und von statistischen Schauerfluktuationen und Rauschen abgesehen wird, sich gegenüberliegende Abtastpunkte in der Summe von Gleichung 4.3 aufgrund der Radialsymmetrie genau herausheben würden. Liegt der Einschußort nicht genau in der Mitte des Kanals, so ist dies nicht mehr der Fall und es ergibt sich eine Korrektur in Richtung des tatsächlichen Auftreffpunktes. Wie aus Abbildung 4.6 ersichtlich, ist das Bild sehr verrauscht. Das verfälscht die tatsächliche Form des Schauerprofils, und es müssen Schritte zur Minimierung dieses Einflusses auf die Ortsrekonstruktion unternommen werden. Als Maßnahme zur Unterdrückung des Rauschens berücksichtigt man nur die Kanäle in der Berechnungsmaske, die einen gewissen Mindestenergieinhalt haben, der von der Breite des Rauschens abhängt, es wird eine sogenannter Rauschschnitt oder noise cut (engl.) gemacht. Weiterhin muß eine sinnvolle Größe für die Berechnugsmaske gewählt werden. Ist diese zu groß, so wird zu viel Rauschen berücksichtigt, ist sie zu klein, geht Information verloren. Für die Maske wurde eine Größe von 5x5 Kanälen gewählt. In Abbildung 4.7 ist dasselbe Ereignis wie in Abbildung 4.6 mit zusätzlich eingezeichneter Berechnungsmaske und nach Gleichung 4.3 berechnetem Schwerpunkt abgebildet.

Um zu untersuchen, wie gut die oben besprochene Rekonstruktion funktioniert, wurden Ereignisse mit vorgegebenem Einschußpunkt simuliert. Dies geschah in der folgenden Weise:

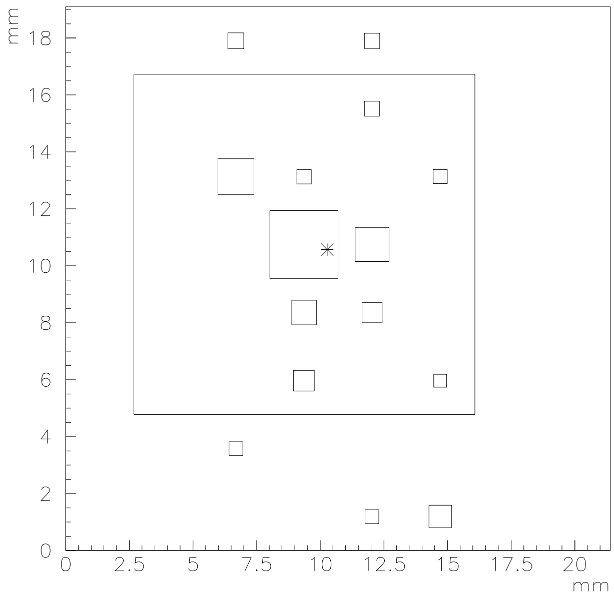


Abbildung 4.7: Dasselbe Ereignis wie in der vorigen Abbildung, jedoch mit eingezeichneter Berechnungsmaske und berechnetem Schwerpunkt. Es sind nur Kanäle eingezeichnet und bei der Berechnung berücksichtigt, die über $1.5 \cdot \sigma_{rausch}$ liegen.

Es wurde mit Hilfe einer über das ganze Modul gleichverteilten Wahrscheinlichkeitsfunktion ein zufälliger Einschußort ausgewählt. Anschließend wurden dann die Punkte der Bildmatrix entsprechend den Werten einer Gaußkurve, die ihr Maximum im Auftreffpunkt hat, gefüllt. Eine Gaußkurve wurde gewählt, um der schon erwähnten Verschmierung des tatsächlichen Schauerprofils Rechnung zu tragen. Die Normierung der Gaußkurve wurde so gewählt, daß die Summe der Einträge in allen Kanälen gleich der von echten Ereignissen war. Ein derart simuliertes Ereignis ohne aufgeprägtes Rauschen ist in Abbildung 4.8 abgebildet.

Auf solche simulierte Ereignisse ohne Rauschen wurde dann die oben besprochene Ortsrekonstruktion angewendet und jeweils der Abstand zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Auftreffpunkt berechnet. Die Verteilung der Abstandswerte ist in Abbildung 4.9 für verschiedene Rauschschnitte aufgetragen. In diesen Verteilungen sind nur Ereignisse berücksichtigt, die einen Abstand vom Mittelpunkt des Kalorimetermoduls haben, der kleiner als 5 mm ist. Denn es ist klar, daß Auftreffpunkte am Rand der aktiven Fläche nicht richtig rekonstruiert werden können, weil ein Teil des Schauers nicht mehr im Kalorimeter gesehen wird, und somit ein Teil der zur Berechnung des Schwerpunktes benötigten Abtastpunkte fehlt.

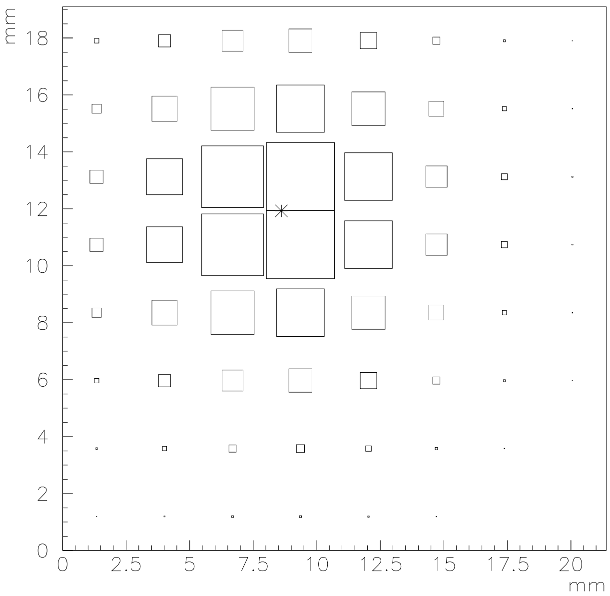
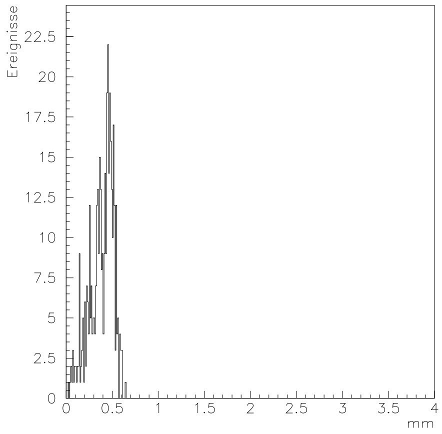


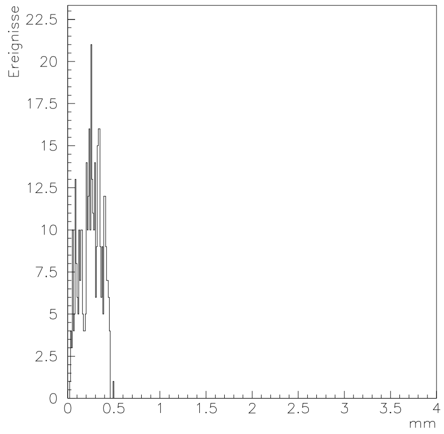
Abbildung 4.8: Ein Ereignis das, wie im Text beschrieben, simuliert wurde. Der Stern repräsentiert den tatsächlichen Auftreffpunkt.

Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Verteilungen vom Rauschschnitt zu sehen, was auch verständlich ist, da eine Veränderung der Schnittschwelle die Hinzunahme oder das Weglassen von Stützpunkten für die Berechnung des Schwerpunktes bedeutet. Wie aus Abbildung 4.9 ersichtlich, ist die Ortsrekonstruktion für einen Rauschschnitt von $1.5 \cdot \sigma_{rausch}$ am besten, da für diesen Schnitt die Verteilung schon bei 0.4 mm aufhört. Das bedeutet, daß der maximale Abstand zwischen tatsächlichem und rekonstruiertem Auftreffpunkt höchstens 0.4 mm ist. Die Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte auf der aktiven Fläche des Kalorimeters und deren Projektion auf die y-Achse ist für die Rekonstruktion mit einem Rauschschnitt von $1.5 \cdot \sigma_{rausch}$ in den Abbildungen 4.10 und 4.11 dargestellt.

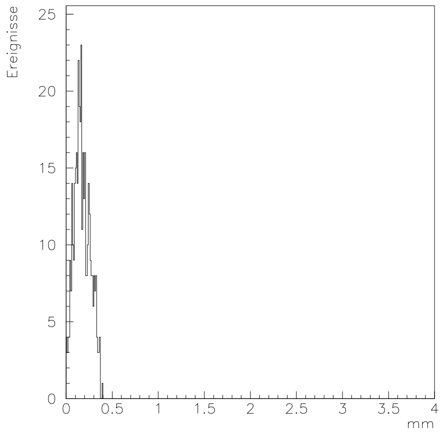
Besonders in der projizierten Darstellung ist eine Anhäufung von Ereignissen in der Mitte der Kanäle zu sehen. Diese Anhäufungen müssen ein Effekt der Rekonstruktion sein, weil die Verteilung der Einschußpunkte in der Simulation völlig flach ist. Dieser Effekt ist eine Folge der schon oben angesprochenen Abtastung. Da im vorliegenden Fall aufgrund des Rauschens und der endlichen Modulgröße nur endlich viele Abtastpunkte zur Berechnung des Schwerpunktes herangezogen werden, bestimmt der Kanal mit dem höchsten Energiegewicht die wesentliche Lage des Schwerpunkts. Dieser Punkt kann aber nicht mehr durch Punkte mit kleinerem Energiegewicht, die aber dafür weiter außen liegen, verändert werden, da diese in der Summe nicht mehr berüchsichtigt werden (Rauschen).



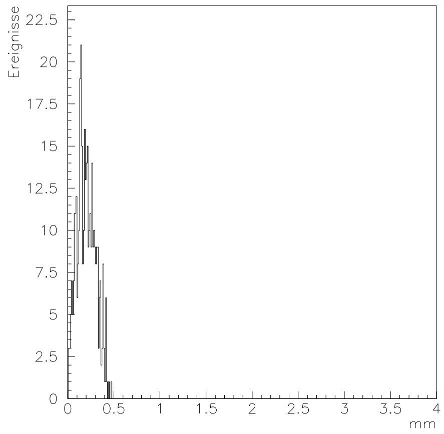
$0.5 \cdot \sigma_{rausch}$



$1 \cdot \sigma_{rausch}$



$1.5 \cdot \sigma_{rausch}$



$2 \cdot \sigma_{rausch}$

Abbildung 4.9: Abstand tatsächlicher-rekonstruierter Einschußort von simulierten Ereignissen ohne Rauschen für verschiedene Rauschschnitte

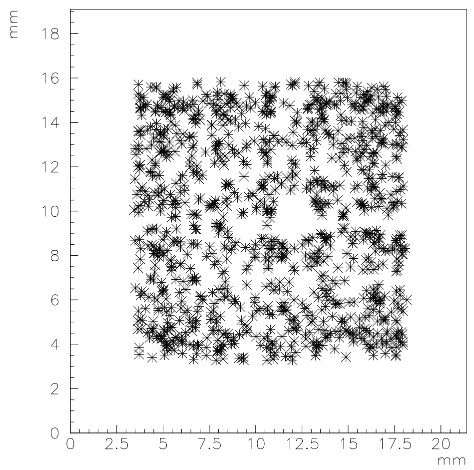


Abbildung 4.10: Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte von simulierten Ereignissen ohne Rauschen. Aufgetragen ist die aktive Fläche des Kalorimeters, jeder Stern repräsentiert einen Einschußort. Randpunkte sind weggelassen, da diese nicht rekonstruiert werden können.

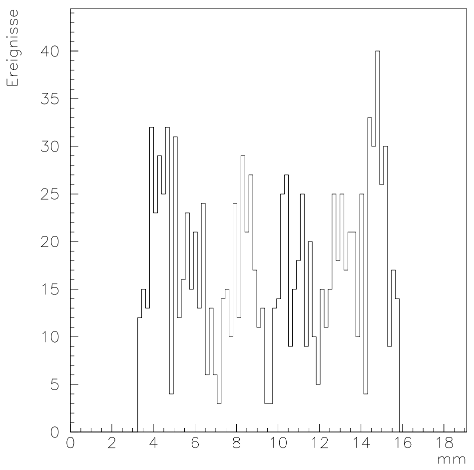


Abbildung 4.11: Projektion der vorigen Abbildung auf die y-Achse. An den Kanalgrenzen, die bei 5, 7, 10, 12 und 14 mm liegen, sind deutliche Einbrüche in der Verteilung zu sehen.

Dies führt zu einer Übergewichtung des Kanals mit der höchsten Energie und deshalb zur Anhäufung der rekonstruierten Orte in der Kanalmitte. Dieses Problem läßt sich dadurch lösen, daß der Kanal mit der höchsten Energie bei der Berechnung des Schwerpunkts einfach weggelassen wird. Das ist dadurch gerechtfertigt, daß die Information, die in diesem Kanal steckt, schon durch die Platzierung der Berechnungsmaske ausgenutzt wird. Wird dann bei der Schwerpunktsberechnung dieser Punkt weggelassen, macht man keinen großen Fehler, da wenn, wie schon weiter oben erwähnt, die Mitte der Berechnungsmaske und der Aufreffpunkt gut übereinstimmen, nur darauf geachtet werden muß, daß die Rotationssymmetrie der Schauerform erhalten bleibt. Die Rotationssymmetrie bleibt bei der Wegnahme des mittleren Punktes offensichtlich erhalten, und es ist deshalb richtig, den Schwerpunkt so zu berechnen.

Eine mit dieser Methode berechnete Verteilung der Auftreffpunkte im Modul und deren Projektion auf die y-Achse ist in den Abbildungen 4.12 und 4.13 abgebildet. Es ist eine deutlich homogenere Verteilung zu sehen, die keine Anhäufung von Ereignissen in den Kanalmitten mehr zeigt. Die Verteilung der Abstände von rekonstruierten zu tatsächlichen Auftreffpunkten ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

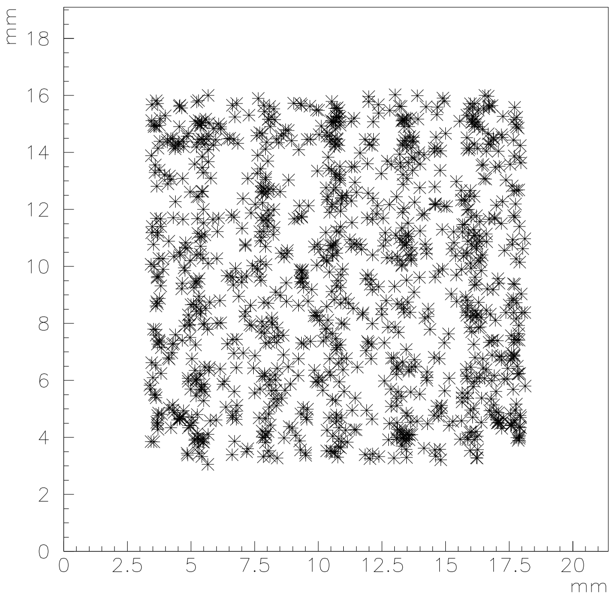


Abbildung 4.12: Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte von simulierten Ereignissen ohne Rauschen im Modul. Die Auftreffpunkte sind ohne den Mittelpunkt berechnet.

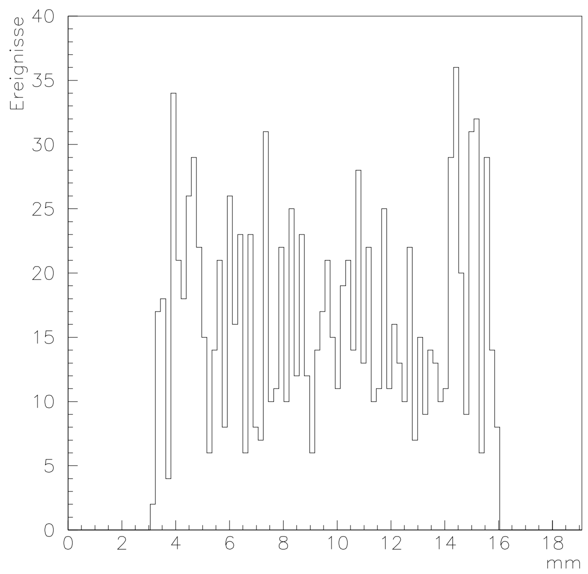


Abbildung 4.13: Projektion des vorigen Bildes auf die y-Achse. Es sind keine Einbrüche an den Kanalgrenzen mehr zu sehen.

In Abbildung 4.14 ist keine Verbesserung gegenüber der alten Methode (Abbildung 4.9 links unten) zu sehen, die Verteilung bleibt ungefähr gleich. Also kann insgesamt der Schluß gezogen werden, daß die Berechnungsmethode für den energiegewichteten Schwerpunkt, die den Kanal mit der höchsten Energie nicht berücksichtigt, zwar nicht aufgrund einer besseren absoluten Ortsrekonstruktion, aber aufgrund einer besseren Wiedergabe der tatsächlichen Verteilung der Auftreffpunkte, bevorzugt werden sollte. Im folgenden wird immer dieser Algorithmus für die Ortsrekonstruktion verwendet werden.

In der bisherigen Diskussion wurde nur über simulierte Ereignisse ohne Rauschen gesprochen. In einem realen Kalorimeterbild tritt jedoch, wie schon des öfteren erwähnt, Rauschen auf. Um diesem Umstand rechnung zu tragen, wurde den wie oben simulierten Bildern ein gaußisches Rauschen, dessen Breite gleich der des Rauschens des realen Kalorimeters ist, überlagert. Das kommt der Realität sehr nahe, da wie aus Abbildung 3.10 ersichtlich, das Rauschen der Vorverstärker ebenfalls gaußische Form hat. Ein derart erzeugtes Ereignis mit tatsächlichem und rekonstruiertem Auftreffpunkt ist in Abbildung 4.15 abgebildet. Die Verteilung der Abstände tatsächlicher-rekonstruierter Auftreffpunkt ist in Abbildung 4.16 zu sehen.

Der Effekt des Rauschens hat dramatische Auswirkungen. Waren bei simulierten Ereignissen die größten Abstände zwischen tatsächlichem und rekonstruiertem

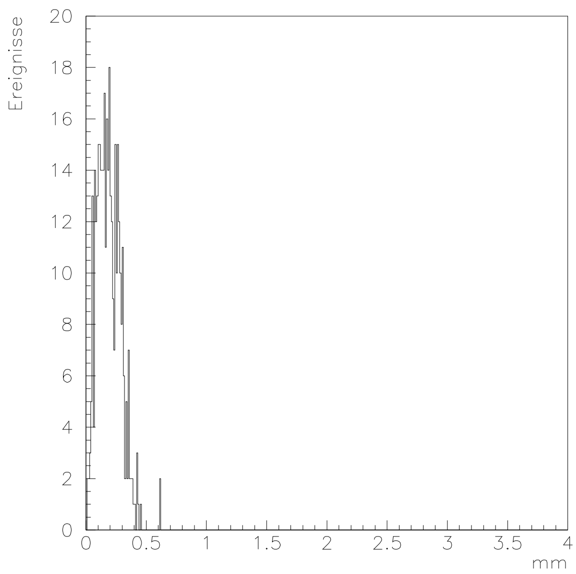


Abbildung 4.14: Abstand tatsächlicher-rekonstruierter Einschußort von simulierten Ereignissen ohne Rauschen bei Berechnung des Schwerpunktes ohne den Mittelpunkt.

Auftreffpunkt im Bereich von 0.5 mm, so sind diese jetzt im Bereich von 2-2.5 mm. Das wiederum bedeutet, daß die Ortsauflösung des Prototypen einzig und allein durch das Rauschen limitiert ist. Es müssen also Maßnahmen ergriffen werden, um das Rauschen zu unterdrücken. Es wurde schon öfter auf die Analogie der vorliegenden Aufnahme eines Schauerbildes mit dem Kalorimeter und der Aufnahme eines richtigen Bildes hingewiesen. In der Bildverarbeitung gibt es ähnlich gelagerte Probleme mit verrauschten Bildern, aus denen bestimmte Strukturen extrahiert werden sollen, wie sie hier auftreten. Deshalb ist es naheliegend Methoden der Rauschunterdrückung aus der Bildverarbeitung anzuwenden. Auf diese Methoden und deren Anwendung wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

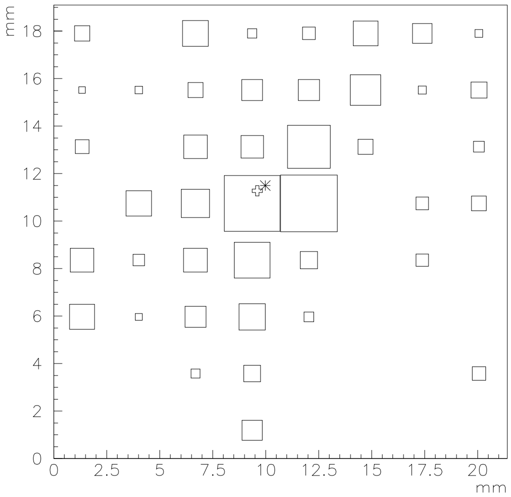


Abbildung 4.15: Ein simuliertes Ereignis mit aufgeprägtem Rauschen und rekonstruiertem und tatsächlichem Auftreffpunkt. Der Stern repräsentiert den tatsächlichen und das Kreuz den rekonstruierten Auftreffpunkt.

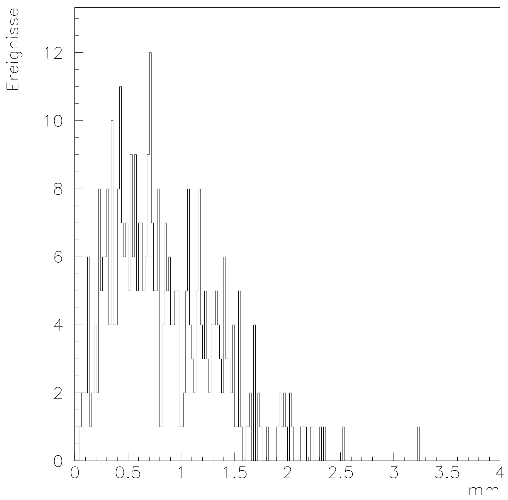


Abbildung 4.16: Abstand tatsächlicher-rekonstruierter Einschußort von simulierten Ereignissen mit Rauschen.

4.2.3 Glättung von Kalorimeterbildern zur Rauschunterdrückung

In der Bildverarbeitung werden für verschiedenste Zwecke Filteralgorithmen zur Bearbeitung von Pixelmatrizen entwickelt. Das Ziel all dieser Operationen ist es die interessierende Information aus einem Bild zu extrahieren. Interessierende Informationen können zum Beispiel Verläufe von Kanten im Bild, die Form von Flächen mit gleicher Textur oder ähnliches sein. Rauschen in Bildern macht es im allgemeinen schwieriger, wenn nicht gar unmöglich, solche Informationen zu gewinnen. Deshalb wird versucht, vor der Anwendung des eigentlich interessierenden Algorithmus auf das digitale Bild, das Rauschen aus dem Bild zu entfernen.

Zu diesem Zweck werden sogenannte Glättungsfilter eingesetzt, die benachbarte Bildpunkte miteinander verknüpfen. Die allgemeine Form solcher Glättungsoperationen ist in Abbildung 4.17 dargestellt.

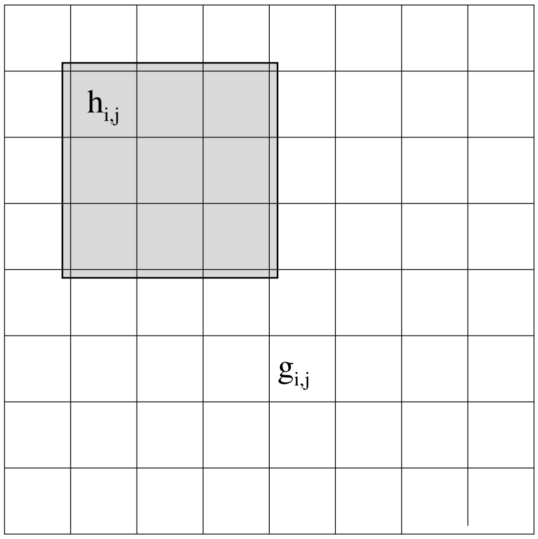


Abbildung 4.17: Prinzip einer Glättungsoperation. Um jeden Bildpunkt in der Pixelmatrix wird eine Maske von Gewichtsfaktoren $h_{i,j}$ gelegt, die grau eingefärbt ist. Anschließend werden die Bildeinträge $g_{i,j}$ in der Maske mit dem entsprechenden Gewichtsfakor multipliziert und alle Ergebnisse der Multiplikationen in der Maske addiert. Der sich ergebende Wert wird dann an das zentrale Pixel zurückgeschrieben.

Eine symmetrischeMaske von Gewichtsfaktoren vorgegebener Größe wird so an jeden Punkt der Bildmatrix geschoben, daß der zentrale Punkt der Maske auf dem jeweiligen Bildpunkt zu liegen kommt. Anschließend werden die Grauwerte aller Bildpunkte $g_{i,j}$ innerhalb der Maske mit dem Gewichtsfaktor $h_{i,j}$, der auf dem jeweiligen Bildpunkt zu liegen kommt, multipliziert, und die Ergebnisse für alle

Bildpunkte innerhalb der Maske addiert. Der sich daraus ergebende Wert wird an das zentrale Pixel zurückgeschrieben. In einer Formel läßt sich die Glättungsoperation folgendermaßen ausdrücken:

$$g'_{i,j} = \sum_{l,m=1}^{n} h_{l,m}\, g_{i-\frac{n+1}{2}+l,j-\frac{n+1}{2}+m} \tag{4.4}$$

In dieser Gleichung bedeuten n die Größe der Maske, die ungerade sein sollte, und $g'_{i,j}$ den modifizierten Grauwert. Als Ergebnis dieser Operation erhält man ein modifiziertes Bild. Das Aussehen des neuen Bildes hängt natürlich stark von der Wahl der Gewichtsfaktoren ab. Umgekehrt folgt daraus, daß bei geeigneter Wahl der Gewichtsfaktoren das Bild in gewollter Weise verändert werden kann. Die Operation der Glättung, wie sie beschrieben wurde, entspricht einer Faltung des zweidimensionalen Bildes mit der Glättungsmaske. Wird in den Fourierraum übergegangen, so ist die Multiplikation des fouriertransformierten Bildes mit der Fouriertransformierten der Faltungsmaske eine der Faltung im Ortsraum äquivalente Operation. Eine ausführliche theoretische Beschreibung von Glättungsoperationen und deren Wirkungen in Orts- und Fourierraum ist in [Jäh91] gegeben. Aus der Diskussion in [Jäh91] ergibt sich, daß die allgemeine Wirkung von Glättungsoperationen eine Dämpfung hoher Wellenzahlen im Bild ist. Im Ortsraum bedeutet das, daß feine Strukturen im Bild, wie zum Beispiel Rauschen, verschwinden. Wenn die interessierenden Bildstrukturen ebenfalls so fein sind, daß sie weggedämpft werden, so macht die Glättung keinen Sinn. Ist das aber nicht der Fall, so kann bei geeigneter Wahl der Glättungsmaske erreicht werden, daß das störende Rauschen verschwindet, die interessierende Bildstruktur aber erhalten bleibt.

Auf die zu untersuchenden Kalorimeterbilder wird eine sogenannte Binomialmaske angewendet. Die Form der Maske mit den Gewichtsfakoren ist in Abbildung 4.18 zu sehen.

$$\frac{1}{16} * \begin{array}{|c|c|c|} \hline 1 & 2 & 1 \\ \hline 2 & 4 & 2 \\ \hline 1 & 2 & 1 \\ \hline \end{array}$$

Abbildung 4.18: Form der Glättungsmaske, die auf die Kalorimeterbilder angewendet wird, mit den entsprechenden Gewichtsfakoren.

Im Folgenden soll die Wirkung dieser Maske auf ein Kalorimeterbild plausibel gemacht werden. Zunächst ist zu bemerken, daß die Summe aller Gewichte 1 ergibt. Daraus folgt, daß der mittlere Grauwert des Bildes erhalten bleibt. Wird die Glättungsmaske aus Abbildung 4.18 in einem Bereich des Bildes angewendet, in dem nur Rauschen enthalten ist, bewirkt die Glättungsoperation eine Mittelung der verrauschten Grauwerte. Dies führt zu einer Verminderung der Fluktuation der Grauwerte im geglätteten Bild, da ein Grauwert jetzt nicht mehr für sich allein steht, sondern für eine Mittelung aus mehreren Pixeln, die alle gleich rauschen. Denn bekanntlich ist die Fluktuation des Mittelwertes von Zufallszahlen kleiner als die Fluktuation der Zufallszahlen selbst. Wird die Maske in einem Bereich des Bildes angewendet, der ein echtes Signal enthält, führt die Mittelung der benachbarten Pixel zu einer leichten Ausschmierung des Signals über die benachbarten Kanäle, das Bild wird unschärfer.

Um die rauschdämpfende Wirkung der Glättungsoperation auf die Bilder zu untersuchen, sind in der Abbildung 4.19 alle Grauwerte einer gewissen Anzahl von Kalorimeterbildern, die nur Rauschen enthalten, vor und nach der Glättung in ein Histogramm eingetragen. Es ist eine deutliche Abnahme der Breite der Verteilung

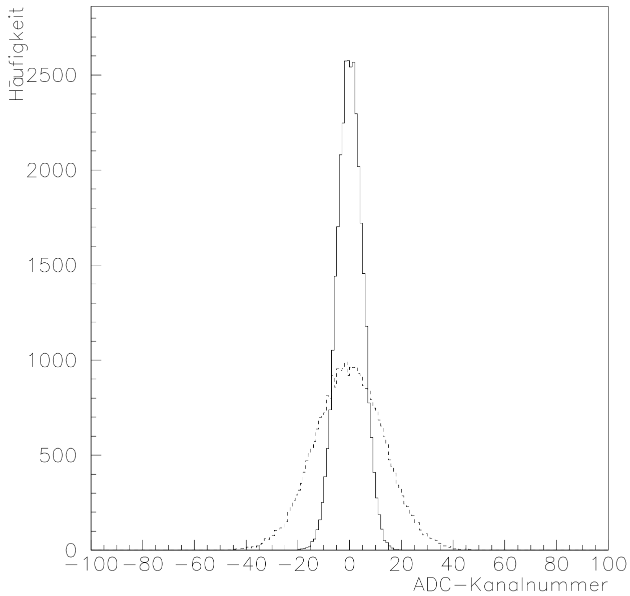


Abbildung 4.19: Verteilung von Grauwerten (ADC-Kanalnummern) von echten Kalorimeterbildern, die nur Rauschen enthalten. Aufgetragen ist die Häufigkeit der entsprechenden ADC-Kanalnummer über der Kanalnummer selbst. Die durchgezogene Kurve ist die Verteilung nach der Glättung, die Gestrichelte die vorher.

festzustellen, was eine starke Reduktion des Rauschens bedeutet. Vor der Glättung hatte die gestrichelte Verteilung aus 4.19 eine mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert von 13.25 Kanälen, nachher eine von 4.93.

Abbildung 4.20 zeigt ein echtes Ereignis von einem Elektron mit 5 GeV Energie vor und nach der Glättungsoperation.

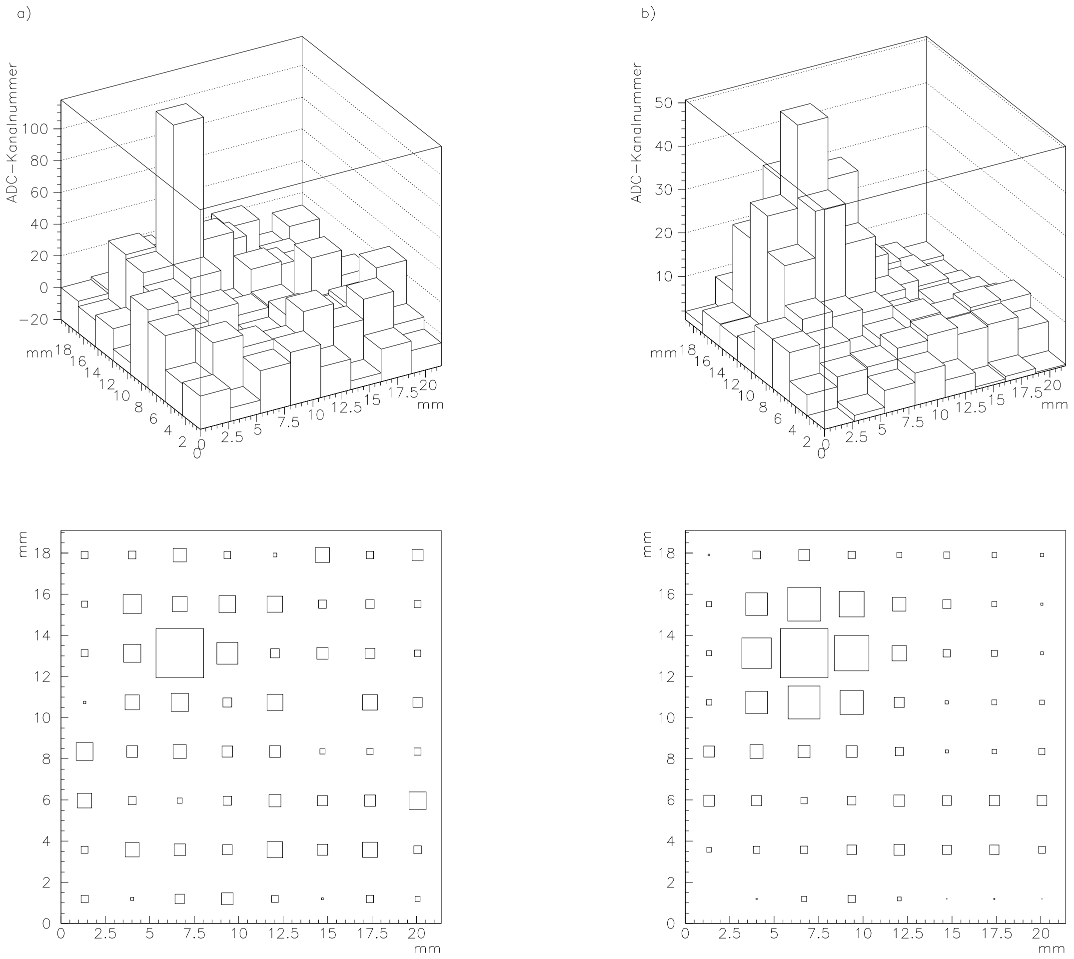


Abbildung 4.20: Vergeich zwischen echten Ereignissen a) vor und b) nach der Glättung mit der 3x3 Binomialmaske. Es sind jeweils zwei verschiedene Darstellungen des gleichen Ereignisses vor und nach der Glättung abgebildet.

Es ist eine deutliche Dämpfung des Rauschens zu erkennen. Im geglätteten Bild tritt die Peakstruktur der Energieverteilung im Modul sehr viel deutlicher hervor als im ursprünglichen Bild. Für die Ortsrekonstruktion kann also eine verbesserte Ortsauflösung erwartet werden, wenn anstatt der ursprünglichen Bilder die geglätteten Bilder verwendet werden. Die Messung der Ortsauflösung des Prototypen wird im nächsten Abschnitt behandelt.

4.2.4 Die Ortsauflösung des Prototypen

Da im Teststrahl am DESY keine Spurenkammern zur genauen Ortsmessung der Auftreffpunkte der Elektronen vorhanden waren, wurde die Ortsauflösung über eine indirekte Methode bestimmt. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist, wurde die durch die Fingerzähler definierte Trefferfläche so eingerichtet, daß eine Kante der Trefferfläche mitten in der aktiven Modulfläche lag. Das bedeutet, daß im Modul nur Auftreffpunkte rekonstruiert werden dürfen, die auf der oberen Seite der Kante in der Trefferfläche liegen, da nur Elektronen, die in der Akzeptanzfläche der Fingerzähler liegen registriert werden. Wird davon ausgegangen, daß das Strahlprofil über die aktive Modulfläche eine homogene Verteilung von auftreffenden Elektronen liefert, so folgt daß die Verteilung der tatsächlichen Auftreffpunkte im Modul eine Stufenfunktion mit einer scharfen Kante am Ort der Szintillatorkante ist. Die Verteilung der im Modul rekonstruierten Auftreffpunkte müßte im Idealfall unendlich guter Ortsauflösung genau diese Stufenfunktion wiederspiegeln. Bei endlicher Ortsauflösung jedoch wird die scharfe Kante in der tatsächlichen Verteilung durch die Ortsauflösung verschmiert werden. Das ist der Fall, weil durch die endliche Ortsauflösung Elektronen, die genau an der Kante auftreffen, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit an einem leicht gegenüber dem tatsächlichen Auftreffpunkt verschobenen Ort rekonstruiert werden und somit keine scharfe Kante erhalten werden kann. Die Entstehung der Verteilung der Auftreffpunkte, die im Modul registriert werden, ist in Abbildung 4.21 bildlich in der Projektion auf die y-Achse dargestellt. Um die Form der im Kalorimetermodul gemessenen Verteilung der Auftreffpunkte in der Projektion auf die y-Achse mit einer analytischen Formel zu beschreiben, muß die Projektion der Akzeptanz der Triggerzähler auf die y-Achse, die wenn der waagerechte Triggerzähler in Abbildung 4.2 parallel zur x-Achse des Kalorimetermoduls ausgerichtet ist, einer Stufenfunktion

$$\Theta(y-P3)=\begin{cases}0 & y-P3<0\\ 1 & y-P3\geq 0\end{cases} \tag{4.5}$$

entspricht, mit der Kurve für Ortsauflösung, die einer Gaußkurve

$$g(x)=P1\cdot\exp\left(\frac{x^2}{2P2^2}\right) \tag{4.6}$$

entspricht, gefaltet werden. Es ergibt sich folgende analytische Formel:

$$f(x)=P1\cdot\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}erf\left(\frac{x-P3}{\sqrt{2}P2}\right)\right) \tag{4.7}$$

In dieser Formel bedeutet P3 den Ort der Triggerkante auf der y-Achse, P2 die Ortsauflösung des Kalorimeters und P1 ist eine Normierungskonstante. Wird eine Kurve der Form aus Gleichung 4.7 an die im Kalorimetermodul gemessene

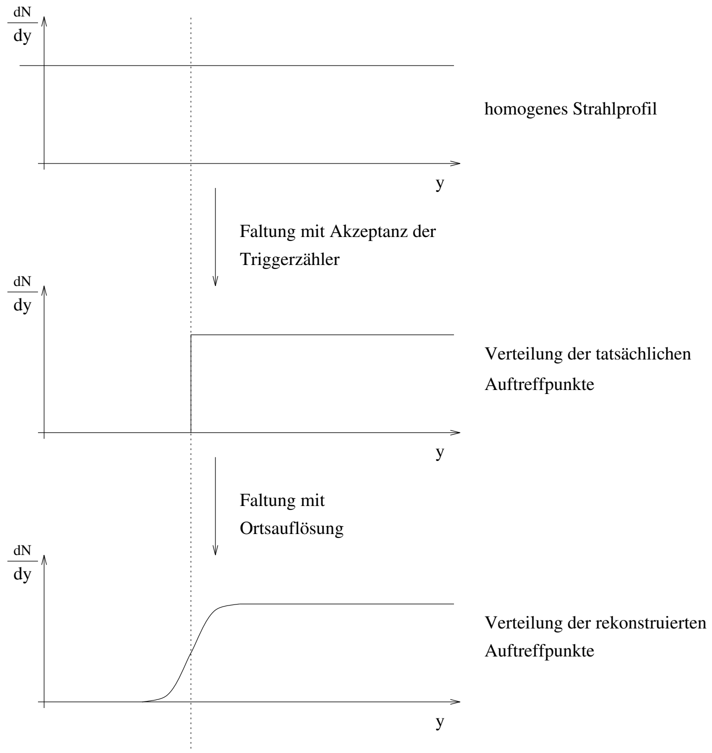


Abbildung 4.21: Entstehung der im Modul registrierten Verteilung der Auftreffpunkte in der Projektion auf die y-Achse. Aufgetragen ist jeweils die Anzahl der Auftreffpunkte pro Ortsintervall $\frac{dN}{dy}$ gegen den Ort y.

Verteilung angepaßt, kann aus dem Ergebnis für den Parameter P2 aus der Anpassung die Ortsauflösung angegeben werden. Es ist noch anzumerken, daß einige Annahmen gemacht worden sind , die nicht unbedingt erfüllt sein müssen. So wurde zum Beispiel angenommen, daß die Triggerzähler eine Akzeptanz aufweisen, die an der Kante des Szintillators eine unendlich scharfe Kante hat, dies ist in der Realität nicht der Fall. Trifft nämlich ein einfallendes Elektron genau streifend an der Kante des Szintillators auf, so kann es sein, daß aufgrund von Inhomogenitäten an der Szintillatorkante weniger Licht erzeugt wird und deshalb dieses Ereignis vielleicht nicht ausgelesen wird. Eine Triggerkante allein produziert also schon eine leicht verschmierte Kante in der Verteilung der tatsächlichen Auftreffpunkte. Ein weiterer Fehler kann entstehen, wenn der Fingerszintillator nicht exakt mit der x-Achse des Kalorimetermoduls ausgerichtet ist, weil dann, selbst wenn man eine unendlich scharfe Kante des Szintillators annimmt, bei der Projektion auf die y-Achse durch die Verkippung des Szintillators eine Unschärfe entsteht. Alle diese Einflüsse auf die Verbreiterung der Kante in der Verteilung der Auftreffpunkte können bei der hier benutzten Methode zur Bestimmung der Ortsauflösung nicht getrennt werden, weil nur die Information über die Summe all dieser Effekte in der aufgenommenen Verteilung steckt. Folglich kann hier nur eine obere Grenze für die Ortsauflösung angegeben werden.

In Abbildung 4.22 ist die Verteilung von rekonstruierten Orten von Elektronen mit 4GeV Energie und deren Projektion auf die y-Achse mit einer angepaßten Funktion der Form der Gleichung 4.7 zu sehen. Die Ortsrekonstruktion wurde ohne vorherige Glättung durchgeführt. In Teilbild a) der Abbildung 4.22 ist deutlich die Kante des Triggerzählers zu erkennen. Aus der Anpassung der Kurve ergibt sich eine obere Grenze von (1.37 ± 0.17) mm für die Ortsauflösung des Prototypen.

Wird dieselbe Prozedur mit den gleichen Ereignissen bei vorheriger Glättung durchgefürt, ergibt sich als Ergebnis die Abbildung 4.23.

Wie erwartet verbessert sich die obere Grenze für die Ortsauflösung auf 1.04 ± 0.13 mm.

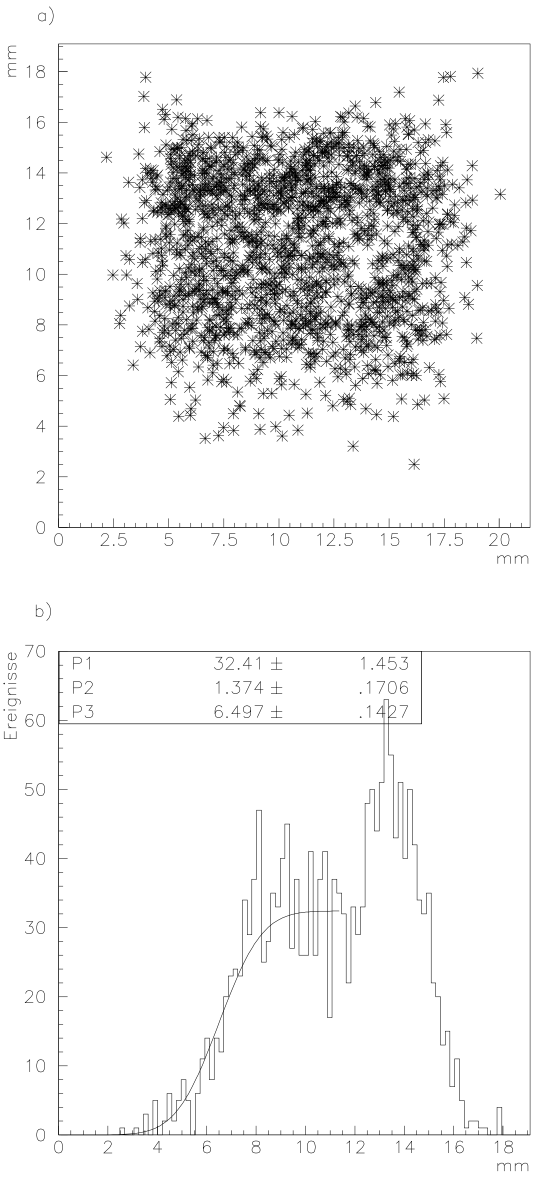


Abbildung 4.22: a) Verteilung der rekonstruierten Orte von Elektronen mit 4 GeV im Kalorimetermodul. b) Projektion von a) auf die y-Achse mit Anpassung der errechneten Kurve aus Gleichung 4.6. Der Parameter P2 entspricht der Ortsauflösung. Der Peak in Teilbild b) kann nur durch eine Inhomogenität im Strahl, die durch vor dem Kalorimeter stehende Detektoren verursacht sein kann, erklärt werden. Das Loch in der Verteilung von Teilbild a) ist durch einen fehlerhaften Kanal verursacht.

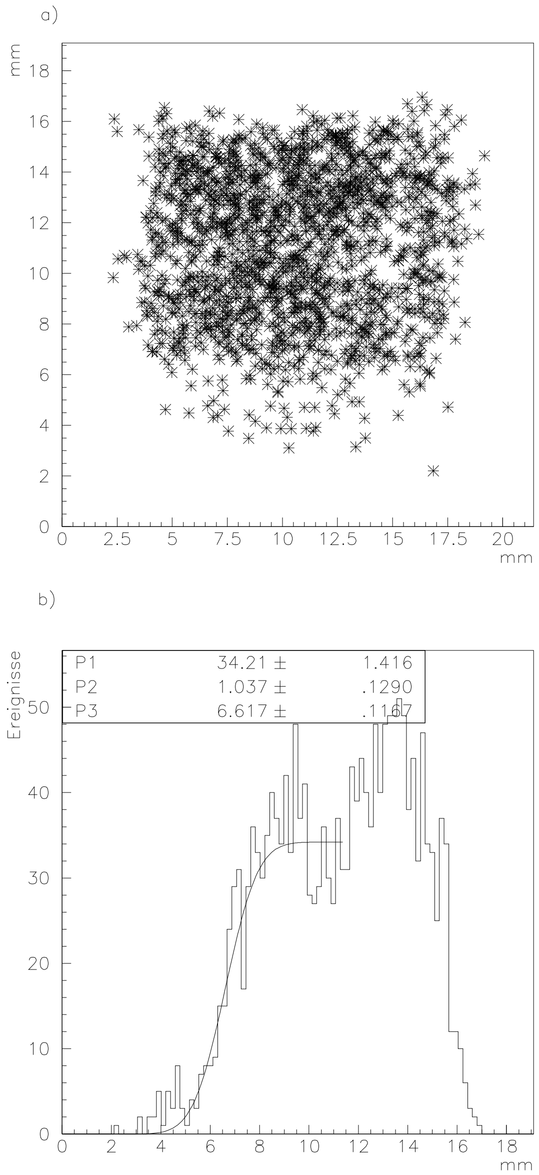


Abbildung 4.23: a) Verteilung der rekonstruierten Orte im Modul bei vorheriger Glättung der Bilder. b) Projektion von a) auf die y-Achse mit Anpassung der errechneten Kurve aus Gleichung 4.6..

4.3 Die Energierekonstruktion

4.3.1 Abgleich der einzelnen Kanäle

Um die Energie eines einfallenden Elektrons zu messen muß, wie schon im ersten Kapitel erwähnt, die gesamte aus dem Kalorimeter kommende Lichtmenge aufaddiert werden. Bei der in der Energieberechnung durchgeführten Addition der Beiträge der einzelnen Kanäle muß darauf geachtet werden, daß alle Proportionalitätskonstanten für die einzelnen Kanäle, die den Zusammenhang zwischen der im Kanal deponierten Energiemenge und der entsprechenden Lichtmenge angeben, den gleichen Wert haben. Ist das nicht der Fall, so hängt nämlich die gemessene Energie vom Einschußort des Elektrons im Kalorimeter ab, und das wiederum gibt Anlaß zu einem Beitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung. Fluktuationen in der Lichtausbeute der Kanäle bei gleicher im Kanal deponierter Energie können zum Beispiel durch verschieden gute Ankopplungen der Szintillationsfasern an die Photodioden, oder verschiedene Verstärkungen der Vorverstärker, die durch Bauteiltoleranzen bedingt sein können, begründet sein.

Um diese Inhomogenitäten im Kalorimeter, die die Energieauflösung verschlechtern, zu beseitigen, wird ein Abgleich der Kanäle durchgeführt. Dies geschieht in der folgenden Weise:
Es wird für jedes Ereignis der Kanal mit der höchsten ADC-Kanalnummer gesucht. Anschließend wird der Wert im Kanal in ein für diesen Kanal gebuchtes Histogramm eingetragen. Diese Eintragung wird jedoch nur vollzogen, wenn mehr als 9% der im gesamten Modul gesehenen Energie in diesem Kanal deponiert sind. Das geschieht, um sicher zu gehen, daß der Einschuß in diesen Kanal ziemlich zentral war und deshalb Fluktuationen in der Energiedeposition aufgrund von unterschiedlichen Einschußorten innerhalb des Kanals weitgehend vermieden werden. Diese Prozedur wird für alle Ereignisse eines Runs (=zusammenhängende Messung) durchgeführt. Sind alle Ereignisse verarbeitet, wird der Mittelwert aller Kanäle betrachtet, die genügend Statistik aufweisen. Sind alle Mittelwerte innerhalb ihrer Fehler gleich, sind keine weiteren Maßnahmen erforderlich, die Kanäle sind abgeglichen. Ist das aber nicht der Fall, müssen Kalibrationskonstanten für die Kanäle eingeführt werden.

Um zu zeigen, daß der Prototyp abgeglichen ist, wurden alle Histogramme von Kanälen mit genügend Statistik auf 1 normiert und dann addiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.24 abgebildet.

Die Breite der in Abbildung 4.24 angepaßten Gaußkurve beträgt 16 ± 4 ADC-Kanäle. Allein aufgrund des Rauschens wird aber schon eine Breite der Verteilung von 13 ADC-Kanälen erwartet. Diese beiden Werte sind innerhalb ihrer Fehler gleich, woraus folgt, daß die Kanäle, die aufgrund von genügend Statistik, untersucht werden konnten, abgeglichen sind. Wäre das nämlich nicht der Fall, so müßte sich die Breite der Verteilung in Abbildung 4.24 echt von der Breite, die allein durch das Rauschen verursacht ist, unterscheiden. Denn wenn sich die Mittelwerte der

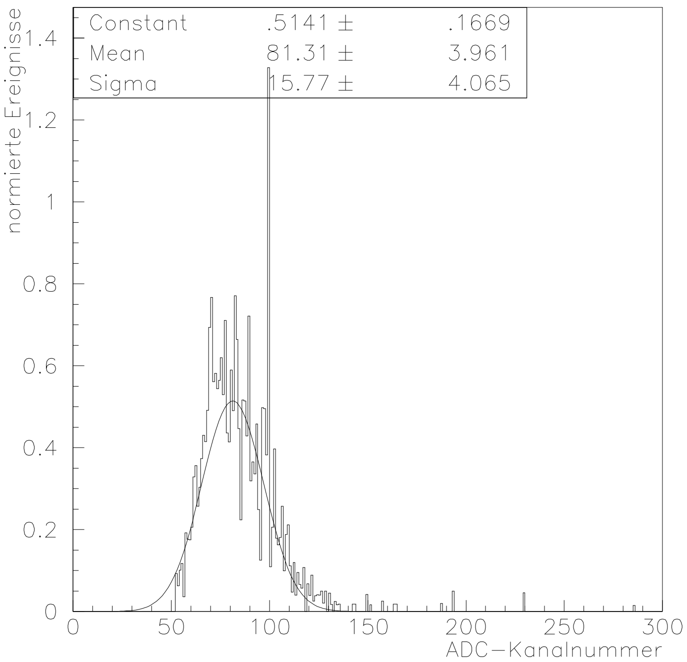


Abbildung 4.24: Addition aller normierten Histogramme für alle Kanäle mit genügend Statistik. Den Meßwerten ist eine Gaußkurve angepaßt. Die aus der Anpassung gewonnenen Parameter sind aus der Abbildung ersichtlich.

Kanäle, die addiert werden, unterscheiden, ergibt dies einen Beitrag zur Breite der Verteilung in Abbildung 4.24. Folglich müssen keine Kalibrationskonstanten eingeführt werden, und die Energie kann durch einfache Addition der Inhalte der Kanäle berechnet werden.

4.3.2 Energiemessung mit dem Prototypen

Die Energierekonstruktion kann also einfach durch Addition der Inhalte der Kanäle, die ein vom Rauschen zu unterscheidendes Signal aufweisen durchgeführt werden. Um eine gute Energieauflösung zu erhalten, muß jedoch darauf geachtet werden, daß nicht zuviel Rauschen mit aufaddiert wird. Zur Unterdrückung des Rauschens kann der schon bei der Ortsrekonstruktion erwähnte Rauschschnitt angewendet werden, das heißt bei der Berechnung der Energie werden nur solche Kanäle berücksichtigt, die einen Inhalt haben, der größer als eine bestimmte Schwelle ist. Als weitere Maßnahme wird ausgenutzt, daß die Energiedeposition vornehmlich am Ort des Auftreffpunktes stattfindet. Deshalb ist es günstig, für die Energieberechnug eine Maske bestimmter Größe mit ihrem Mittelpunkt auf den Kanal mit dem größten Inhalt zu legen und nur die Kanäle, die innerhalb dieser Maske liegen, zur Energieberechnug heranzuziehen. Als freie Parameter zur Optimierung der Energieauflösung stehen also die Größe der Berechnungsmaske und die Höhe des Rauschschnittes zur Verfügung.

Die Unterdrückung des Rauschens durch Glättung der Kalorimeterbilder, die bei der Ortsrekonstruktion so erfogreich war, bringt hier keine Verbesserung der Energieauflösung. Das ist leicht einzusehen, denn die Glättung erhält den mittleren Grauwert des Bildes und genau dieser wird zur Energieberechnung herangezogen. Deshalb sind sämtiche nachstehende Ergebnisse mit ungeglätteten Kalorimeterbildern berechnet.

In Abbildung 4.25 ist die Energieauflösung $\frac{\sigma}{E}$ als Funktion der Maskengröße in (Kanäle x Kanäle) gezeigt. Für die Berechnung der Energieauflösung wurden Daten von Elektronen mit 4 GeV Energie verwendet. Der Rauschschnitt war fest bei einer Schwelle von $0.5 \cdot \sigma_{rausch}$. Um der Verschlechterung der Energieauflösung durch laterale Energieverluste, die wegen der kleinen Größe des Prototypen auftreten, entgegenzuwirken, wurden in der Berechnung nur Ereignisse berücksichtigt, deren rekonstruierter Auftreffpunkt maximal 3 mm vom Zentrum der aktiven Kalorimeterfläche entfernt ist.

Es ist eine deutliche Verbesserung der Energieauflösung des Prototypen mit der Zunahme der Größe der Berechnungsmaske zu erkennen. Aus Abbildung 4.25 wird deutlich, daß der Prototyp zur Energiemessung eigentlich zu klein ist, denn wenn der Verlauf der Kurve extrapoliert wird, ergibt sich bei Verwendung von größeren Berechnungsmasken eine weitere Verbesserung der Energieauflösung. Dies ist jedoch wegen der geringen Größe der aktiven Fläche des Kalorimeters nicht möglich. Wird die Berechnungsmaske allerdings zu groß, so wird sich die Energieauflösung wieder verschlechtern, weil dann die äußeren Kanäle kein Signal mehr enthalten und nur noch Rauschen beitragen.

Eine mit dem Prototypen gemessene Energieverteilung von Elektronen mit 4 GeV Energie ist in Abbildung 4.26 abgebildet. Um laterale Energieverluste zu vermeiden, sind nur Ereignisse in der Verteilung berücksichtigt, deren Abstand vom Zentrum des Kalorimeters maximal 5 mm ist. Der Rauschschnitt ist auf eine Schwelle von $0.5 \cdot \sigma_{rausch}$ optimiert.

Aus der Verteilung in Abbildung 4.26 ergibt sich eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{100.7}{777.6} \pm 4\% = (13 \pm 0.5)\% \tag{4.8}$$

bei 4 GeV.

Um die Zusammensetzung der gemessenen Energieauflösung aus den verschiedenen in Abschnitt 1.1.2 besprochenen Terme, die Beiträge zur Energieauflösung liefern, herauszufinden, werden die einzelnen Terme aus Gleichung 1.5 betrachtet.

Der Rauschterm kann über die gemessenen Pedestalverteilungen, deren Breite das Rauschen angibt, berechnet werden. Die Breite der Pedestals beträgt 13 ADC-

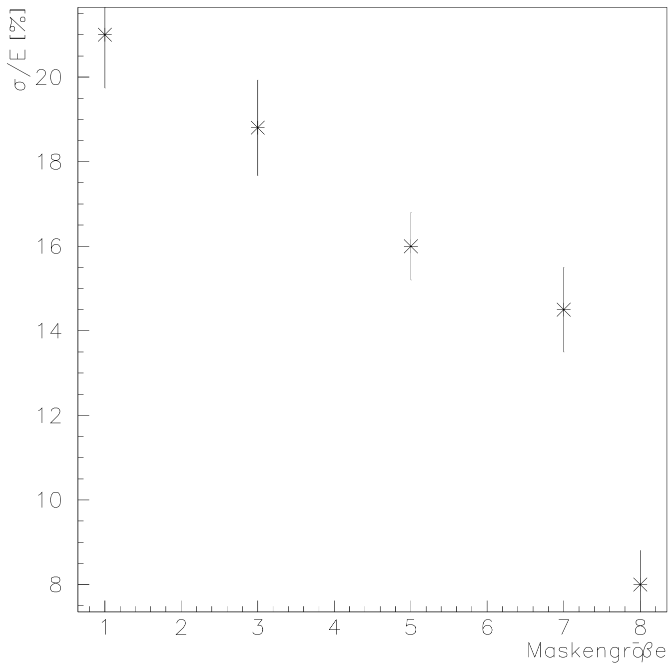


Abbildung 4.25: Energieauflösung in % als Funktion der Maskengröße in *Kanäle x Kanäle*. Beim x-Wert 8x8 Kanäle wird als Berechnungsmaske das ganze Modul benutzt. Zu beachten ist der unterdrückte Nullpunkt auf der y-Achse.

Kanäle. Zur Berechnung der Energie werden aber im Mittel $< N >$ Kanäle aufaddiert, wobei $< N >$ die mittlere Anzahl der Kanäle ist, die über die Rauschschwelle kommen. Deshalb erwartet man für die Breite einer Summenverteilung σ_{sum} von $< N >$ Kanälen einen Wert von

$$\sigma_{sum} = \sqrt{< N >} \cdot \sigma_{rausch} \tag{4.9}$$

In dieser Gleichung bedeutet σ_{rausch} die Breite einer einzelnen Pedestalverteilung. Die mittlere Anzahl $< N >$ der Kanäle, die pro Ereignis über den Rauschschnitt kommen, hängt von der Lage der Schnittschwelle ab. In Abbildung 4.27 ist die Verteilung der Anzahl der Kanäle, die pro Ereignis über dem Rauschschnitt liegen abgebildet. Für die Berechnung dieser Verteilung sind dieselben Ereignisse wie sie für die Berechnung der Energieverteilung in Abbildung 4.26 verwendet wurden, verarbeitet. Der Rauschschnitt beträgt $0.5 \cdot \sigma_{rausch}$.

Der Mittelwert der Verteilung ist 36 Kanäle, das heißt im Mittel werden die Inhalte von 36 Kanälen zur Energieberechnung addiert. Also wird für die Sum-

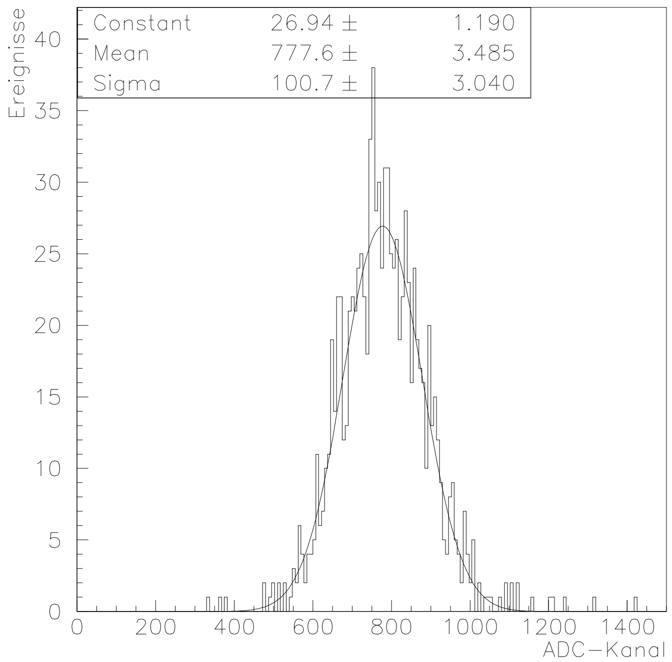


Abbildung 4.26: Energieverteilung von Elektronen mit 4 GeV Energie. Der gemessenen Verteilung ist eine Gaußkurve angepaßt. Die aus der Anpassung extrahierten Parameter der Gaußkurve sind aus der Abbildung ersichtlich.

menverteilung eine Breite von

$$\sigma_{sum} = \sqrt{< N >} \cdot \sigma_{rausch} = \sqrt{36} \cdot 13 = 78 \; Kanäle \tag{4.10}$$

erwartet.

Es muß aber auch berücksichtigt werden, daß durch die Fluktuation der Anzahl der Kanäle, die zur Energieberechnug beitragen, ebenfalls ein Beitrag zur Verbreiterung der Summenverteilung entsteht, der vom reinen Rauschen, dessen Beitrag zur Breite in Gleichung 4.10 angegeben ist, unabhängig ist. Dieser Beitrag zur Breite läßt sich mit der mittleren quadratischen Abweichung in Abbildung 4.27 abschätzen. Denn diese gibt die mittlere Fluktuation der Anzahl der Kanäle, die zur Energieberechnung herangezogen werden, an, wobei jeder Kanal, der zusätzlich in der Energieberechnung berücksichtigt wird, im Mittel einen Inhalt, der der Höhe des Rauschschnittes entspricht, zur Gesamtenergie beiträgt. Folglich berechnet sich der Beitrag zur Breite aus der Fluktuation der Anzahl der zur Berechnung der Energie herangezogenen Kanäle zu:

$$\sigma_{<N>} = RMS \cdot 0.5 \cdot \sigma_{rausch} = 4.3 \cdot 0.5 \cdot 13 = 28 \; Kanäle \tag{4.11}$$

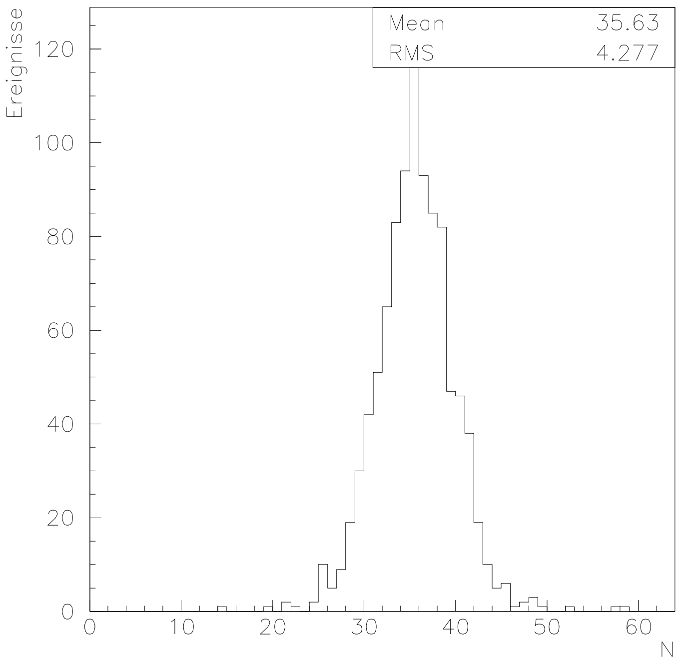


Abbildung 4.27: Verteilung der Anzahl der pro Ereignis über der Rauschschwelle liegenden Kanäle N. Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse, die genau N Kanäle enthalten, die über dem Rauschschnitt liegen, gegen die Anzahl der pro Ereignis über der Rauschschwelle liegenden Kanäle. Mittelwert und quadratische Abweichung der Verteilung vom Mittelwert sind aus der Abbildung zu erkennen.

In dieser Gleichung bedeutet RMS die mittlere quadratische Abweichung aus Abbildung 4.27 und $0.5 \cdot \sigma_{rausch}$ die Höhe des Rauschschnittes. Dieser Beitrag zur Verbreiterung der Summenverteilung wird für hohe Rauschschnitte bedeutend, denn bei hohen Rauschschnitten wird die Fluktuation der zur Energieberechnung herangezogenen Kanäle relativ zur absoluten Anzahl der berücksichtigten Kanäle groß.

Die durch das Rauschen verursachte Gesamtbreite der Summenverteilung ergibt sich aus der quadratischen Addition der beiden eben besprochenen Beiträge zu:

$$\sigma_{sum} = \sqrt{28^2 + 78^2} = 83\ Kan\ddot{a}le \tag{4.12}$$

Diese aufgrund des Rauschens erwartete Breite der Energieverteilung entspricht einem Beitrag zur Energieauflösung von 10.5 %. Dieser ist kleiner als die Energieauflösung der gemessenen Verteilung aus Abbildung 4.26. Die restlichen Beiträge zur Energieauflösung müssen also vom Samplingterm und vom konstanten Term der Gleichung 1.5 herrühren.

Aus Messungen mit Prototypen, die denselben Aufbau wie das hier untersuchte Kalorimeter haben, aber mit Photomultipliern ausgelesen werden, ist der Samplingterm bekannt [Gör93]. Dieser ist

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E}} \tag{4.13}$$

Für Elektronen mit 4 GeV Energie liefert der Samplingterm einen Beitrag zur Energieauflösung von 3.5 %. Um den konstanten Term zu berechnen, muß der oben abgeleitete Beitrag des Rauschterms und der angegebene Beitrag des Samplingterms zur Energieauflösung quadratisch von der gemessenen Energieauflösung abgezogen werden. Weiterhin muß die Energieauflösung des Elektronenstrahls, die nach Tabelle 4.1 ca. 3% beträgt, berücksichtigt werden, indem sie ebenfalls quadratisch abgezogen wird. Für den konstanten Term ergibt sich also ein Beitrag von:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{konst} = \sqrt{13^2 - 10.5^2 - 3.5^2 - 3^2} = 6.1\% \tag{4.14}$$

In den schon erwähnten Messungen, in denen das Kalorimeter mit Photomultipliern ausgelesen wurde, wurde der konstante Term zu 1% bestimmt [Gör93]. Allerdings wurde in diesen Messungen ein praktisch unendlich ausgedehntes Kalorimeter verwendet, was zu einer Verkleinerung des konstanten Terms führt. Der konstante Term von 6% erscheint aufgrund der kleinen Größe des Prototypkalorimeters als sinnvoll.

Zusammenfassend läßt sich also die Energieauflösung des Prototypen folgendermaßen in Form von Gleichung 1.5 darstellen:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{7\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (6.1\%)^2 + \left(\frac{420\ MeV}{E}\right)^2} \tag{4.15}$$

Der hier bestimmte Parameter $S_3 = 420\ MeV$ aus Gleichung 1.5 stimmt innerhalb der Fehler mit dem aus der Eichung des Rauschens mit der Referenzlichtquelle in Abschnitt 3.2.2 gewonnenen Wert überein.

4.3.3 Linearität des Prototypen

Um die Linearität der Energiemessung mit dem Prototypen zu überprüfen, wurde die Variabilität der Energie des Elektronenstrahls ausgenutzt. In Abbildung 4.28 ist der Mittelwert der mit dem Kalorimeter aufgenommenen Energieverteilungen gegen die eingestellte Einschußenergie der Elektronen aufgetragen.

Im Idealfall eines linear arbeitenden Kalorimeters sollte sich aus den Punkten in Abbildung 4.28 eine Gerade, die durch den Ursprung des Koordinatensystems geht, ergeben. Offensichtlich ist das nicht der Fall. Dieser Effekt kann aus der Berechnung der Energieverteilungen erklärt werden. Die Energieverteilungen sind

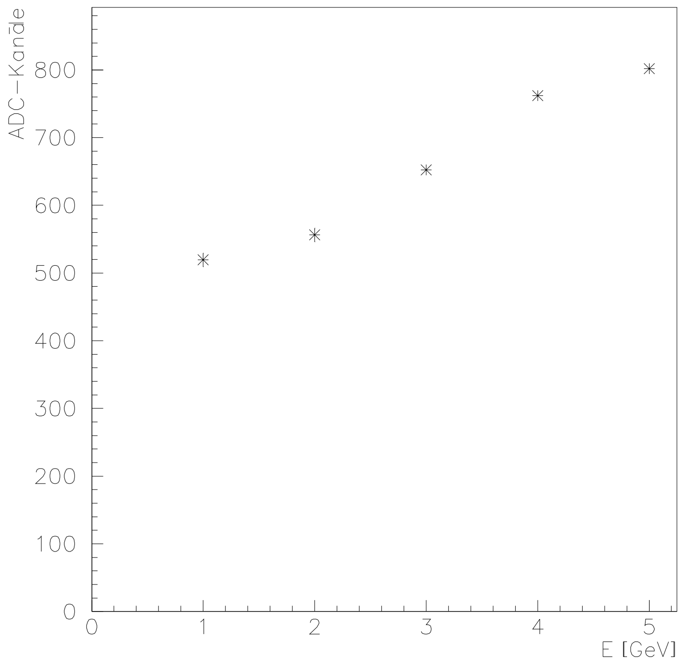


Abbildung 4.28: Linearität der Energiemessung. Aufgetragen ist der Mittelwert der mit dem Kalorimeter aufgenommenen Energieverteilung in ADC-Kanälen, gegen die Einschußenergie der Elektronen in GeV. Die Energieverteilungen sind mit einem Rauschschnitt von $0.5 \cdot \sigma_{rausch}$ berechnet. Die Fehlerbalken sind kleiner als die zur Darstellung der Punkte verwendeten Symbole.

für die Meßpunkte in Abbildung 4.28 mit einem Rauschschnitt von $0.5 \cdot \sigma_{rausch}$ berechnet. Das bedeutet, daß nur solche Kanäle zur Gesamtenergie beitragen, die einen größeren Inhalt haben als es der halben Breite des Rauschens entspricht. Würde mit diesem Algorithmus die Energie für Ereignisse berechnet, bei denen nur Rauschen und kein Signal im Kalorimeter vorhanden ist, ergäbe sich eine Verteilung, deren Mittelwert nicht Null, sondern positiv ist. Das kommt einfach daher, daß bei der Berechnung der Energie nur positive Beiträge, die über der Rauschschwelle liegen, berücksichtigt werden. Das ist der Grund warum in der Abbildung 4.28 der Mittelwert der Energieverteilung für Elektronen mit 1 GeV Energie überhöht ist, und eine durch die Meßpunkte gelegte Gerade nicht durch den Nullpunkt geht.

Der eben erklärte Effekt, der die Nichtlinearität in Abbildung 4.28 erklärt, wird um so unwichtiger, je mehr Energie im Kalorimeter gesehen wird. Denn der Beitrag zum Signal, der durch das Rauschen, das über den Rauschschnitt hinaus geht, verursacht wird, wird relativ zum Gesamtsignal immer geringer, da der Rauschbeitrag konstant bleibt, der Beitrag vom echten Signal aber immer zunimmt.

Die Nichtlinearität muß ebenfalls verschwinden, wenn der Rauschschnitt so hoch angesetzt wird, daß kein Rauschen mehr aufaddiert wird. In Abbildung 4.29 sind die Mittelwerte von Energieverteilungen, die mit verschiedenen Rauschschnitten berechnet sind, aufgetragen.

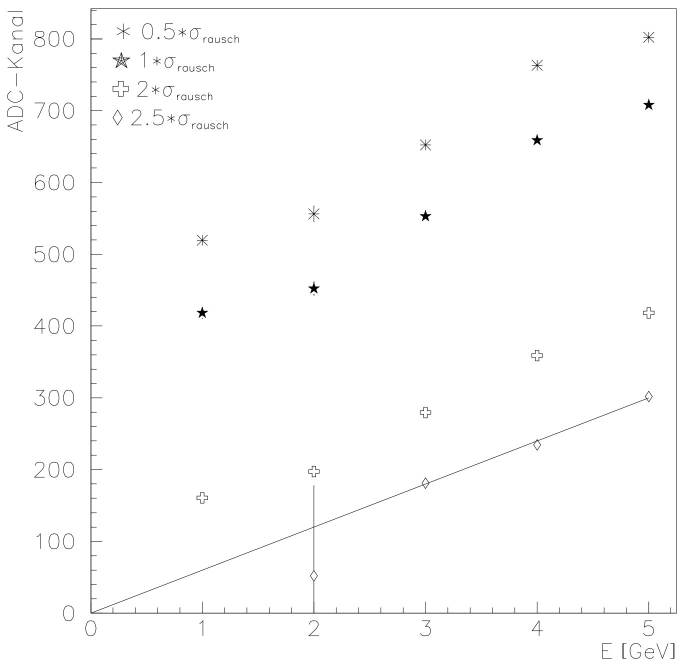


Abbildung 4.29: Mittelwerte von Energieverteilungen mit unterschiedlichen Rauschschnitten aufgetragen gegen die Einschußenergie. Die zum jeweiligen Rauschschnitt gehörigen Punkte sind in der Abbildung gekennzeichnet. Für einen Rauschschnitt von $2.5 \cdot \sigma_{rausch}$ arbeitet das Kalorimeter linear. Bei den Punkten ohne Fehlerbalken sind die zur Darstellung der Punkte verwendeten Symbole größer als diese.

Aus Abbildung 4.29 ist zu erkennen, daß mit wachsendem Rauschschnitt die Nichtlinearität abnimmt, bis schließlich bei einem Rauschschnitt von $2.5 \cdot \sigma_{rausch}$ der Zusammenhang zwischen dem Mittelwert der Energieverteilung im Kalorimeter und der Einschußenergie linear wird.

Allerdings ist ebenfalls festzustellen, daß die Mittelwerte der Energieverteilungen im Kalorimeter mit steigendem Rauschschnitt fallen, was dazu führt, daß die

Energieauflösung schlechter wird, weil sich die Breite der Energieverteilung nicht entsprechend verringert. Das bedeutet, daß ein höherer Rauschschnitt zwar die Linearität der Energiemessung verbessert, aber auch einen Teil des dem Rauschen überlagerten Signals mit abschneidet, so daß sich die Energieauflösung verschlechtert.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß das Kalorimeter die Energie linear mißt. Die Nichtlinearitäten werden durch die Auswertealgorithmen wegen des großen Rauschens erzeugt.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde untersucht, ob die Auslese eines Faserkalorimeters mit Photodioden möglich ist. Zu diesem Zweck wurde ein Prototypkalorimeter aufgebaut und getestet.

In den Testmessungen wurde bewiesen, daß Signale von ins Kalorimeter einlaufenden Elektronen gesehen werden können. Dabei wurden Schauerprofile mit einer noch nie erreichten Granularität eines Kalorimeters beobachtet.

Die wesentlichen Eigenschaften des Kalorimeters sind durch das Rauschen der die Photodioden auslesenden Vorverstärker bestimmt. Die gemessene obere Grenze der Ortsauflösung von 1 mm ist völlig durch das Rauschen dominiert. Die gemessene Energieauflösung von 13% bei einer Energie von 4 GeV setzt sich im Wesentlichen aus dem dominierenden Rauschterm von 10.5% und dem konstanten Term von 6.1% zusammen. Der konstante Term liefert aufgrund der kleinen Ausdehnung des Kalorimeters einen so großen Beitrag.

Die Vorteile eines solchen Kalorimeters liegen in der guten Ortsauflösung und der Möglichkeit, einen sehr kompakten Apparat zu bauen, wenn die Vorverstärkerelektronik entsprechend klein gebaut werden kann (SMD oder ASIC). Wenn jedoch eine gute Energieauflösung gefragt ist, so ist dieses Kalorimeter anderen Typen unterlegen.

Aufgrund der genannten Eigenschaften wird ein solches Kalorimeter dort in der Praxis seine Einsatzmöglichkeiten finden, wo eine gute Ortsauflösung, eine weniger gute Energieauflösung und ein möglichst kompakter Apparat verlangt werden.

Ein Kalorimeter dieser Art ist für den Einbau in den H1-Detektor im Speicherring HERA am DESY in Hamburg projektiert. Dieses Kalorimeter soll zur Energie- und Ortsmessung von Positronen, die unter sehr kleinen Winkeln von kleiner 1° gestreut werden, eingesetzt werden. Dazu muß das Kalorimeter in die Strahlröhre eingebaut werden. Dieser Umstand verlangt einen sehr kompakten Aufbau des Meßapparates. Außerdem ist für die Physik, die man mit diesem Kalorimeter betreiben will, eine gute Ortsauflösung erforderlich. Ein Kalorimeter vom Typ des Prototypen ist für diese Aufgabe geradezu prädestiniert. Um jedoch den Prototypen zur Einbaureife zu bringen, muß noch viel Entwicklungsarbeit geleistet werden.

Anhang A

Messung der Einelektronenspektren

A.1 Schaltbilder

A.1.1 Der Pulser

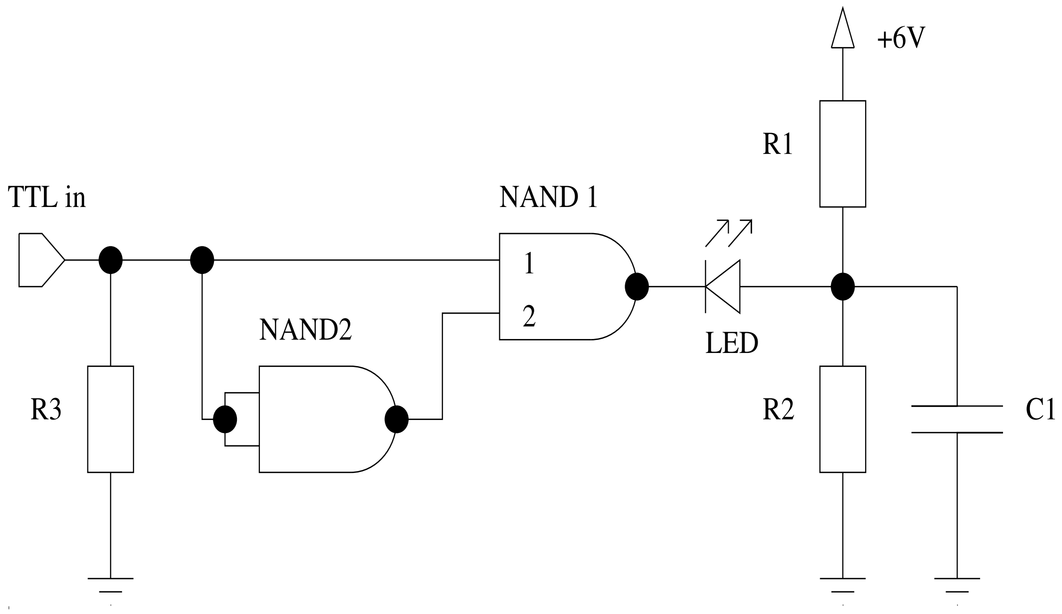


Abbildung A.1: Schaltbild des Pulsers

Der Pulser wird in TTL Logik betrieben. Der Widerstand R3 dient als Abschlußwiderstand für die Triggerleitung, die den Pulser mit einem TTL-Signal auslöst. Im Ruhezustand, d.h. wenn eine logische Null, die in der TTL Logik 0 V Spannung entspicht, am Eingang des Pulsers liegt, liegt am Eingang 1 von

NAND1 eine 0 und am Eingang 2, da NAND2 als Inverter geschaltet ist, eine 1. Dies ergibt am Ausgang von NAND1 eine logische eins, die physikalisch der Betriebsspannung des Gatters von 6 V entspricht. Das bedeutet, daß an der LED, deren Anode durch den Spannungsteiler, der aus R1 und R2 (R1=R2) gebildet wird, auf +3 V gehalten wird, 3 V in Sperrichtung anliegen. Wird eine logische Eins an den Eingang gelegt, geht Eingang 1 von NAND1 ebenfalls sofort auf eine logische 1. Eingang 2 jedoch, der noch auf 1 liegt, geht erst nach der Gatterlaufzeit (4 ns) des Inverters NAND2 auf eine logische 0. Das hat zur Folge, daß für diese Zeit, in der das Eingangssignal von NAND2 verzögert wird, an beiden Eingängen 1 und 2 von NAND1 eine 1 liegt und deshalb der Ausgang für diese Zeitdauer auf eine logische 0 geschaltet wird. Das bedeutet, daß die LED für eine Dauer von 4 ns an 3 V in Durchlaßrichtung gelegt wird. Da eine Diode im wesentlichen eine Kapazität darstellt, die während des Einschaltens aufgeladen wird, muß diese nach dem Abschalten wieder entladen werden. Die LED leuchtet solange, bis sie wieder völlig entladen ist, so daß sich ein Lichpuls mit einer Breite von ca. 10ns ergibt. Ein mit einem Photomultiplier aufgenommenes Bild der Pulsform ist in Abbildung A.2 gezeigt.

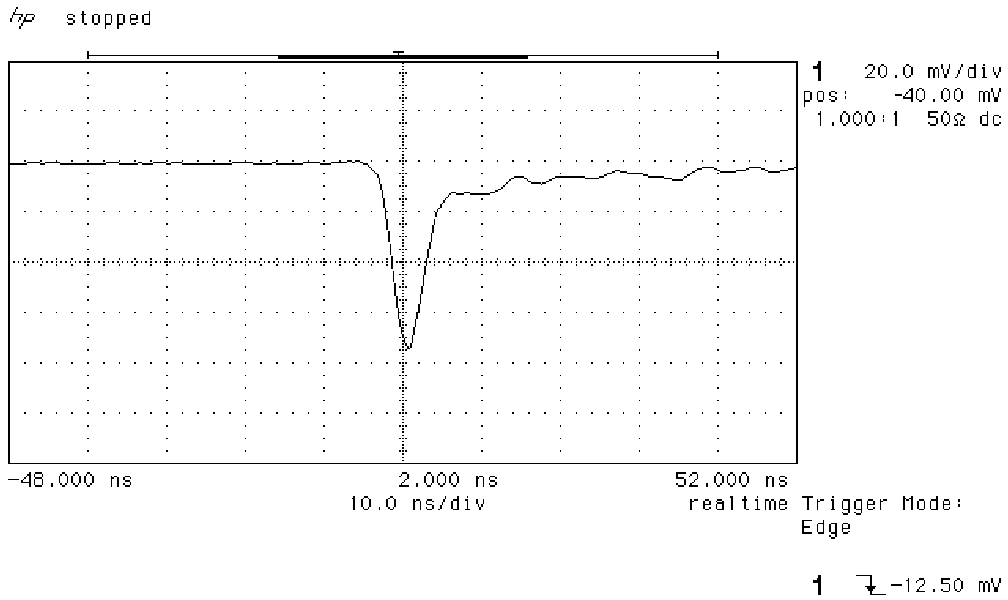


Abbildung A.2: Das Lichtsignal des Pulsers mit einem Photomultiplier gemessen.

A.1.2 Der Vorverstärker

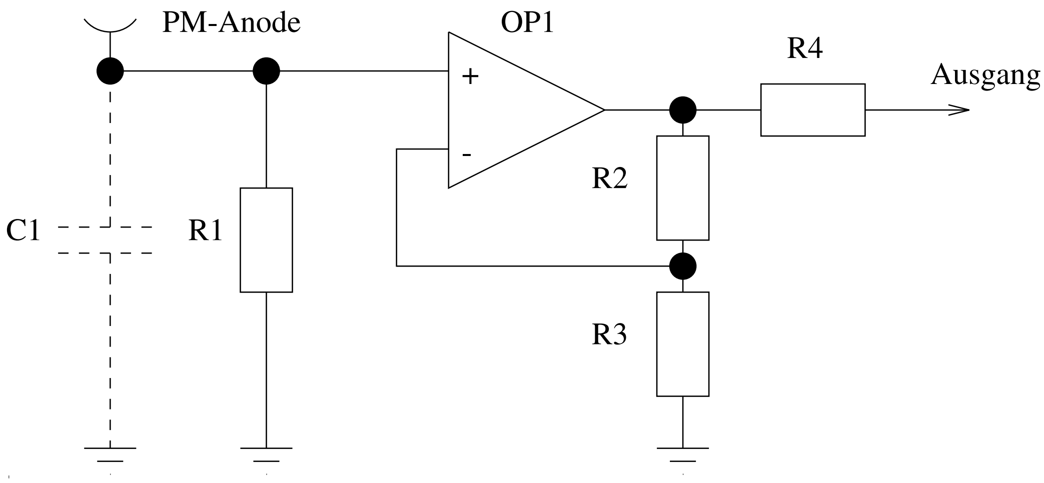


Abbildung A.3: Schaltbild des Vorverstärkers für die Photomultipliersignale. Der gestrichelt eingezeichnete Kondensator soll die parasitäre Anodenkapazität symbolisieren

Das Schaltbild des Vorverstärkers wird in Abbildung A.3 gezeigt. Die Anode eines Photomultipliers kann in guter Näherung als eine ideale Stromquelle betrachtet werden. Da die Photomultiplierignale aufgrund der Breite des Lichtpulses eine typische Breite von 10ns haben, wird, falls die Zeitkonstante des RC-Gliedes, das aus R1 und C1 gebildet wird, viel länger als diese Zeit ist, die gesamte Ladung des Pulses aus dem Photomultiplier auf C1 gespeichert. C1 entlädt sich dann mit der Zeitkonstante τ des RC-Gliedes. C1 ist gestrichelt eingezeichnet, weil es sich bei dieser Kapazität um die parasitäre Anodenkapazität gegenüber dem Gehäuse handelt, deren Wert a priori nicht bekannt ist. Der Spannungsverlauf an R1 wird von dem nachfolgenden Operationsverstärker OP1 an den ADC weitergeleitet. Ein Ausgangssignal des Vorverstärkers ist in Abbildung A.4 zu sehen.

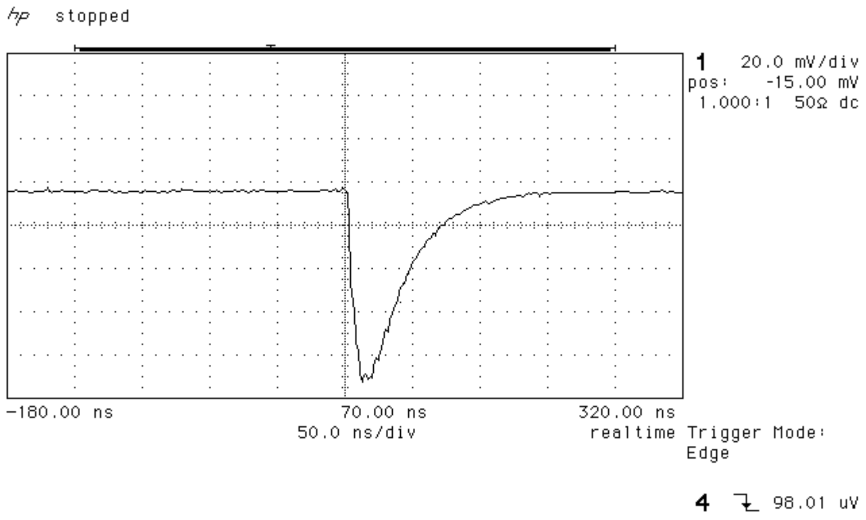


Abbildung A.4: Ausgangssignal des Vorverstärkers. Der Anstieg des Signals ist durch die Bandbreite des Operationsverstärkers gegeben. Der Abfall stellt die Entladung der Kapazität C1 über den Widerstand R1 dar.

A.2 Eichung der ADC-Skala

Um aus den gemessenen Einelektronenspektren die Verstärkung eines Photomultipliers zu berechnen, ist es notwendig zu wissen, wie die ADC-Kanalnummer mit der von der Anode des Photomultipliers eingekoppelten Ladung zusammenhängt. Dazu wurde eine Eichkurve aufgenommen, die in Abbildung A.6 zu sehen ist. Die Messung ist mit dem in Abbildung A.5 abgebildeten Aufbau durchgeführt.

Ein Pulsgenerator erzeugt am Abschlußwiderstand R1=50Ω 10ns breite Rechteckspannungspulse, deren Amplitude über den eingebauten Abschwächer variiert werden kann. R2 ist so gewählt, daß $R2 \gg R_{ein}$ ist, wobei R_{ein} der Eingangswiderstand des Vorverstärkers ist. Deshalb fällt über R2 praktisch die ganze an Punkt 1 in Abbildung A.5 liegende Spannung ab. Der Strom durch R2 berechnet sich nach dem Ohmschen Gessetz zu $I_{R2} = U_{R2}/R2$. Dieser Strom ist wegen $R2 \gg R_{ein}$ unabhängig vom Lastwiderstand R_{ein}. Deshalb wirkt R2 als Stromquelle, die Ladung direkt an der Anode des Photomultipliers einkoppelt. Diese Ladung Q berechnet sich zu

$$Q = \frac{U_{R_2}}{R_2}\Delta t D \tag{A.1}$$

In Gleichung A.1 bedeutet D die am Abschwächer eingestellte Dämpfung und Δt die Dauer des Rechteckpulses. Werden für verschiedene Abschwächereinstellungen die ADC-Kanalwerte aufgenommen, so ergibt sich als Ergebnis die Abbildung A.6.

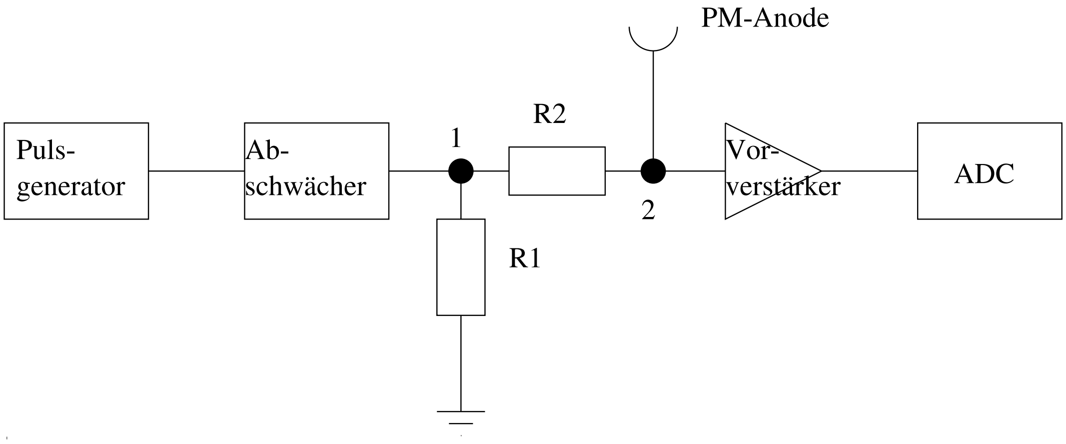


Abbildung A.5: Meßaufbau für die Aufnahme der Eichkurve

Wie zu sehen ist, ergibt sich eine nichtlineare Kennlinie. Das hat die Folge, daß die Spektren verzerrt werden und deshalb korrigiert werden müssen. Zu diesem Zweck wird an die Meßpunkte ein Polynom 3. Grades angepaßt, das dann für die Korrektur verwendet wird. Die Meßwerte werden so korrigiert, daß sich nach der Korrektur ein linearer Zusammenhang zwischen der durch die Anode eingkoppelten Ladung und dem angezeigten ADC-Kanal ergibt. Die Korrektur wird so durchgeführt, daß die Steigung der Kennlinie nach der Korrektur gleich dem Parameter P2 des in Abbildung A.6 angepaßten Polynoms ist. Der Wert dieses Parameters ist in Abbildung A.6 abzulesen. Die horizontalen Fehlerbalken in Abbildung A.6 kommen aus der Ungenauigkeit der Ladungsmessung. Die Messung der Ladung, die sich nach Gleichung A.1 berechnet, erfolgt über die Messung der Spannungsamplitude U_{R2} und der Pulsbreite Δt mit Hilfe eines Oszilloskops. Die Meßgenauigkeit beträgt für die Zeit- bzw. Spannungsmessung jeweils 5%. Dies ergibt einen Gesamtfehler für die Ladung von 7%. Die vertikalen Fehlerbalken in Abbildung A.6 entsprechen der Ablesegenauigkeit des ADC-Kanalwertes. Der Fehler der Steigung in der linearen Kennlinie nach der Korrektur ergibt sich aus der Durchführung der Korrektur mit den schlechtesten Anpassungskurven an die Meßwerte von Abbildung A.6, die aber noch durch die Fehlerbalken laufen. Dieser Fehler wird von dem Programmpaket MINUIT [Min92], mit dem die Anpassung durchgeführt wurde, mit ausgegeben und ist in Abbildung A.6 mit ausgedruckt. Er ist ungefähr gleich dem Fehler aus der Ladungsmessung und beträgt 7%.

In Abbildung A.7 ist ein Spektrum vor und nach der Korrektur zu sehen. Wenn die Verstärkung eines Photomulipliers nach Gleichung 2.10 berechnet werden soll, muß der Faktor $P2$ aus Abbildung A.6 mit berücksichtigt werden. Das in Gleichung 2.10 einzusetzende Q_1 berechnet sich zu:

$$Q_1 = Q_{1fit}\frac{1}{P2} \tag{A.2}$$

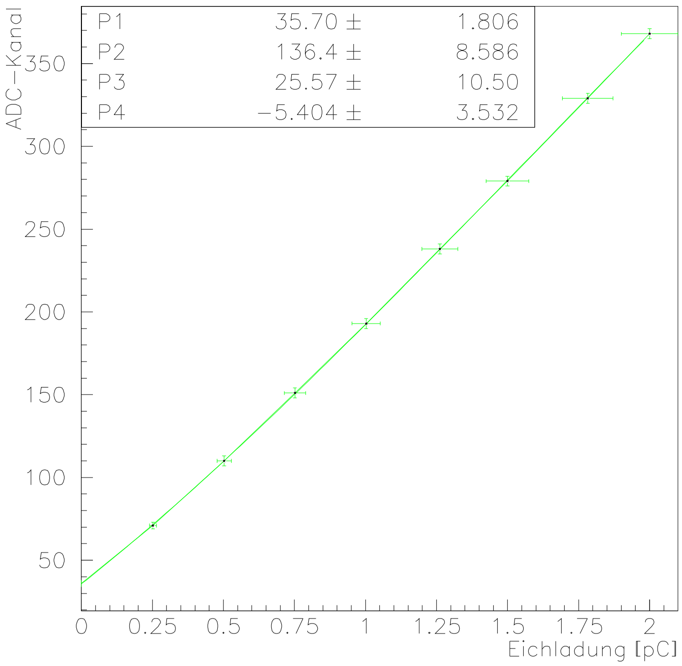


Abbildung A.6: Eichkurve für das System Vorverstärker+ADC. An die Punkte wurde ein Polynom der Form $y = P4 \cdot x^3 + P3 \cdot x^2 + P2 \cdot x + P1$ angepaßt.

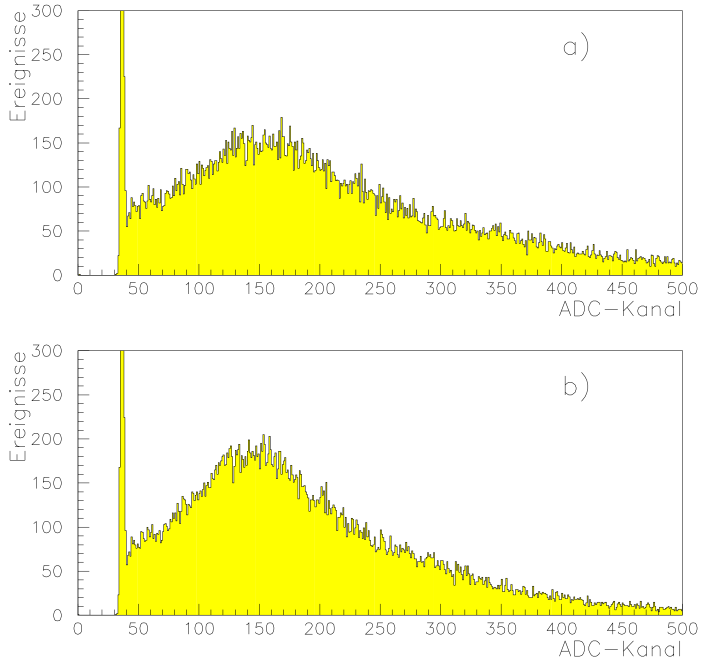


Abbildung A.7: Vergleich der Einelektronspektren vor und nach der Kennlinienkorrektur
a): vorher b): nachher

Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. K. Meier möchte ich mich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Hochenergiephysik in Heidelberg durchführen zu können, bedanken. Auch für die intensive und sehr hilfreiche Betreuung seitens Herrn Prof. Dr. Meier möchte ich mich bedanken.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. F. Eisele, der die Aufgabe der Zweitkorrekur übernommen hat.

Für die vielseitige Hilfe, die mir während meiner Diplomarbeit zuteil wurde, möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Institutes für Hochenergiephysik bedanken. Insdesondere:
Den Herren K. Schmitt, P. Stock, M. Keller, T. Steigleder, R. Megele und E. Ulses aus der Elektronikwerkstatt für die Hilfe beim Aufbau der Elektronik.
Den Herren H. Maier und R. Musch aus der mechanischen Werkstatt für die Fertigung des mechanischen Aufbaus.
Den Herren C. Brune, Dr. K. Zuber, S. Tapprogge und J. Janoth für die Beantwortung der vielen Fragen, die ich Ihnen gestellt habe.

Herrn S.Schleif möchte ich für die Überlassung des von Ihm geschriebenen Simulationsprogrammes danken.

Bei Herrn Dr. J. Stiewe bedanke ich mich für den Transport meiner Meßapparaturen nach Hamburg.

Für die kritische Durchsicht des Manuskrips danke ich den Herren Dr. K. Zuber, Dr. J. Stiewe, J. Janoth und den beiden Damen E. Wittemann und C. Brandt recht herzlich.

Für die freundliche Unterstützung am DESY möchte ich mich bei Herrn Dr. J. Ferencei bedanken.

Zum Schluß ein herzliches Dankeschön meinen Eltern, die mich in der ganzen Zeit meiner Ausbildung großartig unterstützt haben.

x

Literaturverzeichnis

[App95] Rolf-Dieter Appuhn, Private Mitteilung (1995)

[Bell94] E.H.Bellamy et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 339(1994) 468-476

[Bic94] Bicron Corporation, Scintillating Optical Fibers, Katalog 1994

[ENO93] R.Enomoto et. al., Feasibility Study of Single-Photon Counting Using a Fine Mesh Phototube for an Aerogel Readout, KEK-Preprint 1993

[Gea93] Manual zu GEANT, Cern (1993)

[Gör93] Aldo Menzione, Angelo Scribano, Proceedings of the Fourth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, 1993 :
Ulrich Görlach, The New Lead Scintillating Fiber Calorimeter for the H1 Detector

[HAM94] HAMAMATSU Photonics, Katalog über Photomultiplier 1994

[Heck94] Andreas Heck, Serienmessungen an Fine-Mesh-Photomultipliern in Magnetfeldern bis 1.2 Tesla, Diplomarbeit 1994

[Her81] HERA A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY, 1981

[Jäh91] B.Jähne, Digitale Bildverarbeitung, Zweite Auflage Springer Verlag 1991

[Jan93] Joachim Janoth, Untersuchungen zum Verhalten von Photomultipliern in Magnetfeldern bei Feldstärken bis zu 2 Tesla, Diplomarbeit 1993

[Kle87] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag 1987

[Knob94] Holger Knoblich, Untersuchungen zur Stabilität vo Fine-Mesh- Photomultipliern, Diplomarbeit 1994

[Leo87] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag 1987

[Min92] F.James et.al., Manual zu MINUIT 92.1, Cern (1992)

[PHI94] PHILIPS, Photomultiplier Tubes, Principles&Applications (1994)

[PRO93] The H1 Collaboration, Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector

[Scl94] Siegmar Schleif, Untersuchung des Einflusses von passivem Material auf die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter, Diplomarbeit 1994

[Sie92] Siemens, Si-Foto-Detektoren und IR-Lumineszenzdioden, Datenbuch 1991/92