Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Erforschung der elementaren Bausteine der Materie und den damit verbundenen fundamentalen Wechselwirkungen bildet eines der Hauptarbeitsgebiete der modernen Physik. Die daraus resultierenden Erkenntnisse haben in den vergangenen Jahrzehnten das physikalische Weltbild stark verändert und werden auch in Zukunft zu dessen stetiger Weiterentwicklung führen.
Mit dem Ringbeschleuniger HERA[1] existiert am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg die Möglichkeit, solche Untersuchungen durchzuführen. Hierzu werden Protonen und Elektronen an bestimmten Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An diesen Punkten befinden sich Detektoren, die in der Lage sind, die Energien und Impulse der Reaktionsprodukte nachzuweisen.
Einer dieser Detektoren ist der H1-Detektor, mit dem unter anderem die tiefinelastische Elektron-Proton Streuung untersucht wird. Bei HERA läßt sich dieser Prozeß theoretisch bei Viererimpulsüberträgen von $Q^2 = 0\,GeV^2$ bis zum kinematischen Limit untersuchen. Jedoch werden sehr kleine Impulsüberträge von dem H1-Detektor nicht erfaßt. In diesem Bereich von $0.03 < Q^2 < 0.7\,GeV^2$ befindet sich die Übergangsregion zwischen den physikalischen Prozessen der Photoproduktion und der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung. Um die Akzeptanz des H1-Detektors auf diesen Bereich auszudehnen, wird ein neuer Subdetektor entwickelt, das '*Very Low Q^2 Spektrometer*' (VLQ). Das Spektrometer besteht aus zwei identischen Modulen, die jeweils einen GaAs-Streifendetektor, ein neuartiges Sampling-Kalorimeter sowie ein Flugzeit-Meßsystem zur Erkennung von Untergrundereignissen enthalten. Der GaAs-Streifendetektor dient zur präzisen Bestimmung des Streuwinkels des Elektrons. Die Energie des Elektrons wird mit dem Kalorimeter gemessen, das zusätzlich noch eine Ortsinformation liefert.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Komponenten des optoelektronischen Auslesesystems des Kalorimeters. Einen Schwerpunkt bildet der Test der Verstärkerelektronik, die auf einem Mikrochip integriert ist. Diese Tests sind relevant zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit und Eignung des Auslesechips für das vorgesehene Experiment. Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung eines Meßaufbaus zum Test des optischen Systems des Kalorimeters, bestehend aus Szintillatoren und Wellenlängenschiebern.
In Kapitel 1 wird zunächst auf die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie eingegangen. Dabei steht die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters im Vordergrund.
Der Aufbau und die Funktionsweise des Kalorimeters sind Gegenstand von Kapitel 2. Es werden Ergebnisse von Simulationsstudien präsentiert, die eine Abschätzung der Energie- und Ortsauflösung erlauben.
Die Erläuterung der Schaltungen des Auslesechips erfolgt in Kapitel 3. Diese Grundlagen sind notwendig zur Interpretation der Ergebnisse der nachfolgenden elektronischen Tests.
Die umfangreiche Untersuchung des Auslesechips ist Thema in Kapitel 4. Von besonderem Interesse ist die Linearität und Homogenität der Auslesekanäle. Auch das Rauschen wird eingehend analysiert, da es die Energieauflösung des Kalorimeters beeinflußt.
Schließlich wird in Kapitel 5 ein Meßaufbau beschrieben, mit dem optische Eigenschaften der

---

[1] Hadron-Elektron-Ring-Anlage

Wellenlängenschieber und Szintillatoren untersucht werden können. Mit dem Meßaufbaus wird auch erstmalig die Funktionstüchtigkeit der gesamten optoelektronischen Auslesekette getestet. Eine Zusammenfassung und ein Ausblick beenden diese Arbeit.

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen

In diesem Abschnitt werden kurz die physikalischen Grundlagen erläutert, die zum Verständnis der Funktionsweise eines Kalorimeters von Bedeutung sind.

1.1 Kalorimetrie

Ein Kalorimeter ist im allgemeinen ein Detektor, der zur Messung von Teilchenenergien eingesetzt wird. Das grundlegende Prinzip beruht auf der Absorption der Teilchenenergie im Kalorimetermedium. Bei dem Absorptionsprozeß nutzt man die sogenannte Schauerbildung aus. Sie entsteht durch Sekundärteilchenproduktion infolge sukzessiver Bremsstrahlung und Paarbildung innerhalb des Kalorimeters. Die absorbierte Energie wird mit Hilfe eines geeigneten Nachweismaterials in ein Licht- oder Ionisationssignal konvertiert. Dabei besteht eine proportionale Beziehung zwischen der Größe des Nachweissignals und der deponierten Energie.

Kalorimeter werden in zwei Kategorien eingeteilt, in hadronische und elektromagnetische Kalorimeter. Hadronische Kalorimeter werden zum Nachweis der Energie von stark wechselwirkenden Teilchen, wie z.B. Mesonen, eingesetzt. Elektromagnetische Kalorimeter hingegen dienen zur Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen ab etwa 100 MeV. Ein Beispiel hierfür ist das Kalorimeter, dessen Auslesesystem in dieser Arbeit untersucht wird. Daher wird in der Folge nur noch auf die Funktionsweise und den Aufbau von elektromagnetischen Kalorimetern eingegangen.

1.2 Elektromagnetische Schauerbildung

Durchqueren geladene Teilchen Materie, so wird ein Teil ihrer Energie durch Stöße mit den Atomen an das Medium abgegeben. Der überwiegende Teil dieser Stöße führt zur Anregung oder Ionisation der Atome. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel [1] beschrieben. Es besteht hierbei eine funktionale Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit und der Materialdichte.

Neben der Ionisation ist die Bremsstrahlung ein weiterer Prozeß, der zum Energieverlust in Materie führt. Sie entsteht bei der Abbremsung der Elektronen, oder allgemein geladener Teilchen, im Coulombfeld der Atomkerne. Gemäß den Gesetzen der Elektrodynamik werden hierbei Photonen emittiert. Die Größe des Energieverlustes ist stark material- und energieabhängig. Sie wächst etwa linear mit der Teilchenenergie [2] und quadratisch mit der Ordnungszahl Z des Mediums an. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominiert etwa ab der kritischen Energie E_{krit} gegenüber dem durch Ionisation:

$$E_{krit} \approx \frac{600MeV}{Z} \tag{1.1}$$

Eine weitere wichtige Materialgroße ist die Strahlungslänge X_0. Definitionsgemäß ist X_0 die Wegstrecke, bei der sich die Energie des geladenen Teilchens durch Bremsstrahlung um den Faktor e reduziert hat.

Im Unterschied zur Materiewechselwirkung von geladenen Teilchen, bei der sukzessive Energie abgeben wird, findet die Wechselwirkung von Photonen mit Materie in einem Punkt statt. Hierbei treten drei andere Prozesse in Erscheinung: Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung. Auch diese Prozesse sind stark von der Energie und dem Material abhängig. Der Photoeffekt dominiert bei kleinen Energien im keV-Bereich, der Compton-Effekt bei einigen 100 keV bis zu wenigen MeV. Für hochenergetische Photonen ab einigen MeV überwiegt die Elektron-Positron Paarbildung. Bei diesem Prozeß wandelt sich das Photon im Feld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron Paar um. Die untere Grenze des Paarbildungsprozesses liegt aufgrund der Masse des Elektron-Positron-Paares bei $E = 2m_ec^2 \approx 1.022MeV$.

Mit diesen Grundlagen kann nun die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in einem Kalorimeter erklärt werden. Tritt ein hochenergetisches Elektron mit der Energie E_0 ($> 100MeV$) in das Kalorimetermedium ein, so wird innerhalb der ersten Strahlungslänge X_0 mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit ein Bremsstrahlungsphoton emittiert. Die Energie dieses Photons liegt im Mittel zwischen E_0 und dem e-ten Teil dieses Wertes. Das Photon seinerseits wird mit hoher Wahrscheinlichkeit in der zweiten Strahlungslänge einen Paarbildungsprozeß durchführen. Liegt die Energie des ursprünglichen Elektrons noch über der kritischen Energie E_{krit}, erfolgt in der zweiten Strahlungslänge wiederum die Emission eines Bremsphotons. Es bildet sich also eine Kaskade von Sekundärteilchen, ein sogenannter elektromagnetischer Schauer. Die Zahl der durch Bremsstrahlung und Paarbildung produzierten Teilchen wächst mit der Zahl der Strahlungslängen X_0. Im Mittel sind nach n durchquerten Strahlungslängen 2^n Teilchen vorhanden.
Der Schauer beginnt auszusterben, wenn die Energie der Photonen zur Paarbildung nicht mehr ausreicht, respektive die Energie der Elektronen und Positronen den Wert E_{krit} unterschreitet. Der Energieverlust der verbleibenden Teilchen erfolgt dann durch die oben beschriebenen Prozesse wie Ionisation und Photoeffekt. Zur vollständigen Absorption des elektromagnetischen Schauers sind je nach Energie des Teilchens zwischen 15-25 Strahlungslängen erforderlich. Der Schauer erfährt aufgrund der Vielfachstreuung auch eine transversale Ausdehnung. Mit Hilfe des Moliére-Radius R_m kann man diese Ausdehnung parametrisieren:

$$R_m = 21MeV \cdot \frac{X_0}{E_{krit}} \tag{1.2}$$

Innerhalb eines Radius von $3R_m$ bezüglich der Schauerachse werden 99% der gesamten Schauerenergie deponiert.

Ein wichtiges Charakteristikum eines Schauers ist die Proportionalität zwischen der Primärenergie des eindringenden Teilchens und der Summe der Spurlängen der produzierten Sekundärteilchen. Nähere Betrachtungen [1] zeigen, daß die Energiedeposition durch Ionisation in dem Nachweismedium ebenfalls proportional zur Gesamtspurlänge ist. Durch Messung der Ionisationsenergie, in Form von Licht oder freigesetzter Ladung, kann folglich die Primärenergie E_0 des Elektrons bestimmt werden.

1.3 Kalorimetertypen

Kalorimeter werden in zwei Kategorien unterteilt:

- homogene Kalorimeter
- Sampling Kalorimeter

In homogenen Kalorimetern wird das Absorbermaterial auch gleichzeitig als Nachweismedium eingesetzt. Dies hat den Vorteil einer sehr guten Energieauflösung. Nachteilig wirkt sich jedoch die allgemein große Strahlungslänge des Materials aus. Dies führt zu einer großen Dimensionierung des Detektors. Beispiele für solche Materialien sind Bleiglas und NaI-Kristalle.

Sampling-Kalorimeter bestehen hingegen aus zwei verschiedenen Materialien, dem passiven Absorbermedium und dem aktiven Nachweismedium. Als Absorber dienen Stoffe mit einer hohen Kernladungszahl, weil damit eine kleine Strahlungslänge verbunden ist. Das Nachweismaterial besteht i.a. aus organischem oder anorganischem Szintillator. Die alternierende Anordnung der beiden Medien bildet eine Sandwich-Struktur. Darauf basiert der Namen des Sampling-Kalorimeters, da der Schauer nur in den Ebenen des aktiven Nachweismediums abgetastet wird.

1.3.1 Energieauflösung

Die wichtigste Anforderung an ein Kalorimeter ist eine hohe Energieauflösung. Die Energieauflösung ist definiert als die Genauigkeit, mit der die Energie eines Teilchens bestimmt werden kann. Man gibt diese Meßungenauigkeit σ_E der Energie als relativen Fehler $\frac{\sigma_E}{E}$ an. Bei Sampling-Kalorimetern tragen drei relevante Anteile zur Energieauflösung bei:

- Samplingterm
- konstanter Term
- elektronischer Rauschterm

Der Samplingterm beruht auf der stichprobenartigen Abtastung des Schauers in den aktiven Nachweisschichten des Kalorimeters. Die darin deponierte Energie ist proportional zur Teilchenzahl im Schauer. Diese Zahl unterliegt jedoch statistischen Schwankungen gemäß der Poisson-Statistik mit $1/sqrtN$. Da die Gesamtteilchenzahl, wie oben erläutert, proportional zur Primärenergie E_0 ist, führen diese Schwankungen zu einer Limitierung der Energieauflösung. Der Samplingterm hat demnach folgende Form:

$$\frac{\sigma_E}{E} = S_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{E_0}} \tag{1.3}$$

Eine weitere Verbreiterung der Auflösungsfunktion hängt mit der endlichen Ausdehnung des Kalorimeters zusammen. Die Folge der begrenzten Ausdehnung sind Leckverluste an Schauerenergie, wobei die Zahl der austretenden Schauerteilchen fluktuiert. Die Schwankungen sind proportional zur Schauerenergie, folglich ist dieser Beitrag zur Energieauflösung konstant:

$$\frac{\sigma_E}{E} = S_2 \tag{1.4}$$

Der dritte Beitrag beruht auf dem Rauschen der Ausleseelektronik. Das Rauschen bewirkt Schwankungen des Auslesesignals und führt daher zu einer Meßungenauigkeit. Dieser Effekt ist unabhängig von der Signalhöhe, demnach auch von der Schauerenergie. Der Rauschterm läßt sich durch folgenden Ausdruck darstellen:

$$\frac{\sigma_E}{E} = S_3 \cdot \frac{1}{E} \tag{1.5}$$

Die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters erhält man nun durch quadratische Addition der drei voneinander unabhängigen Beiträge:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(\frac{S_1}{\sqrt{E}})^2 + (S_2)^2 + (\frac{S_3}{E})^2} \tag{1.6}$$

Kapitel 2

Das 'Energy Projection Calorimeter'

Das *Energy Projection Calorimeter* (EPC) wird am Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg entwickelt. Es basiert auf dem etablierten Sandwich-Verfahren, bei dem alternierend Schichten aus Wolframabsorber[1] und Plastikszintillator hintereinander angeordnet sind. Um eine Ortsinformation zu erhalten, wird der Szintillator zusätzlich in kleine Stäbe segmentiert, wobei sich die Schichten mit horizontaler und vertikaler Orientierung der Stäbe abwechseln. Das Licht der Szintillatoren wird in spektral abgestimmte Wellenlängenschieber (WLS) eingekoppelt, die von Photodioden ausgelesen werden. Man erhält somit eine zweidimensionale Projektion der Schauerereignisse, daher auch der Name *Energy Projection Calorimeter*. Die Verstärkung der elektrischen Signale erfolgt schließlich mit rauscharmen, ladungsempfindlichen Verstärkern, die in der ASIC[2]-Technologie realisiert wurden.
Das EPC hat die Aufgabe, Elektronen zu detektieren, die unter sehr kleinen Winkeln ($< 1^o$) an Protonen gestreut werden. Die Energie der Elektronen erstreckt sich von wenigen GeV bis zur vollen HERA-Strahlenergie von 30 GeV. Das EPC besteht aus zwei identischen Komponenten, die jeweils direkt ober- und unterhalb des Strahlrohres positioniert werden. Der Abstand der beiden Module zur Strahlachse läßt sich mit Hilfe eines Fahrtisches einstellen. Dadurch ist es möglich, den Abstand zum Strahl so zu wählen, daß die Untergrundrate nicht zu hoch wird. Der Untergrund rührt in erster Linie von Proton-Restgas- und Proton-Strahlrohr-Ereignissen her. Diese Rate ist besonders hoch beim Einfüllen der Teilchenpakete in den HERA-Ring. In diesen Phasen muß zum Schutz vor Strahlenschäden das Spektrometer komplett aus der Strahlnähe entfernt werden.

2.1 Anforderungen an das Kalorimeter

Eine wesentliche Anforderung an das Kalorimeter ist eine hohe Energieauflösung. Sie soll beim EPC in der Größenordnung von $3 - 4\%$ für Elektronen mit einer Primärenergie von 30 GeV liegen. Die Energieauflösung hängt stark von der Struktur des Kalorimetermediums ab. Daher sind bei der Entwicklung des Kalorimeters umfangreiche Simulationstudien notwendig, um eine optimale Konfiguration zu erhalten. In Abschnitt 2.3 werden die Simulationsergebnisse ausführlich erläutert.

Im Kalorimeter wird die Energie des elektromagnetischen Schauers in der Regel nicht vollständig absorbiert. Es entstehen dadurch laterale und longitudinale Energieverluste. Der longitudinale Anteil macht sich in der Verschlechterung der Energieauflösung durch den konstanten Term bemerkbar. Der laterale Energieverlust verschiebt hingegen die Energieskala. Die Quantifizierung des lateralen Anteils wird durch die Kenntnis des Auftreffpunktes des Elektrons in der x-y-Ebene möglich, bei zuvor durchgeführter Energiekalibration. Deshalb ist die Ortsinformation eine notwendige Eigenschaft des EPC. Die daraus resultierende Ortsauflösung sollte im Bereich von 1 mm liegen. Zur

---

[1] 95% Wolfram, Rest Kupfer, Nickel

[2] Application Specific Integrated Circuits

Rekonstruktion der Teilchenbahn ist ebenfalls eine Ortsinformation erforderlich.

Durch die Integration des EPC in den bestehenden H1-Detektor ist die Ausdehnung des Kalorimeters in longitudinaler Richtung auf etwa 165 mm beschränkt. Das macht die Entwicklung eines kleinen und kompakten Kalorimeters notwendig. Das Kalrimeter besitzt daher nur ein Volumen von $94 \times 124 \times 134\,mm^3$.
Der Forderung nach Kompaktheit wurde durch die Verwendung von Wolfram als Absorbermaterial Rechnung getragen. Wolfram hat eine im Vergleich zu anderen Metallen[3] sehr hohe Dichte von $19.3\,g/cm^3$. Daraus resultiert eine kürzere Strahlungslänge und damit auch ein besserer Schauereinschluß.
Die Verwendung von Photodioden zur Auslese der Wellenlängenschieber ist ebenfalls auf die kleine Dimensionierung des Kalorimeters zurückzuführen. Die Alternative zur Auslese der Lichtsignale wären Photomultiplier. Sie benötigen jedoch sehr viel Platz. Außerdem unterliegt deren Verstärkung zeitlichen Fluktuationen [4] und ist von Magnetfeldern stark abhängig. Diese negativen Eigenschaften haben Photodioden nicht. Ihre Verwendung erfordert lediglich einen elektronischen Verstärker für die schwachen elektrischen Signale. Ein diskreter Aufbau kommt dabei nicht in Frage, aufgrund der Forderung nach Kompaktheit. Durch die Verwendung der ASIC-Technologie kann die gesamte Verstärkerelektronik auf einem Mikrochip implementiert werden. Der für den Einsatz im EPC entwickelte Auslesechip umfaßt eine Fläche von $1.5 \times 2.5\,mm^2$. Zusätzlich kann durch die Verwendung von ASICs die Kühlung kleiner dimensioniert werden, da der Leistungsverbrauch deutlich geringer ist als bei einem Verstärker aus diskreten Bauteilen.

---

[3] Dichte von Blei: $11.34\,g \cdot cm^{-3}$

2.2 Aufbau des EPC

Die Struktur des EPC wird in der Explosionsansicht in Abb. 2.1 deutlich. Man erkennt die alternierende Anordnung von Szintillator- und Wolframschichten. Der Szintillator ist zusätzlich in einzelne Stäbe segmentiert, die in abwechselnden Ebenen horizontal und vertikal ausgerichtet sind. Daraus gewinnt man eine Ortsinformation.

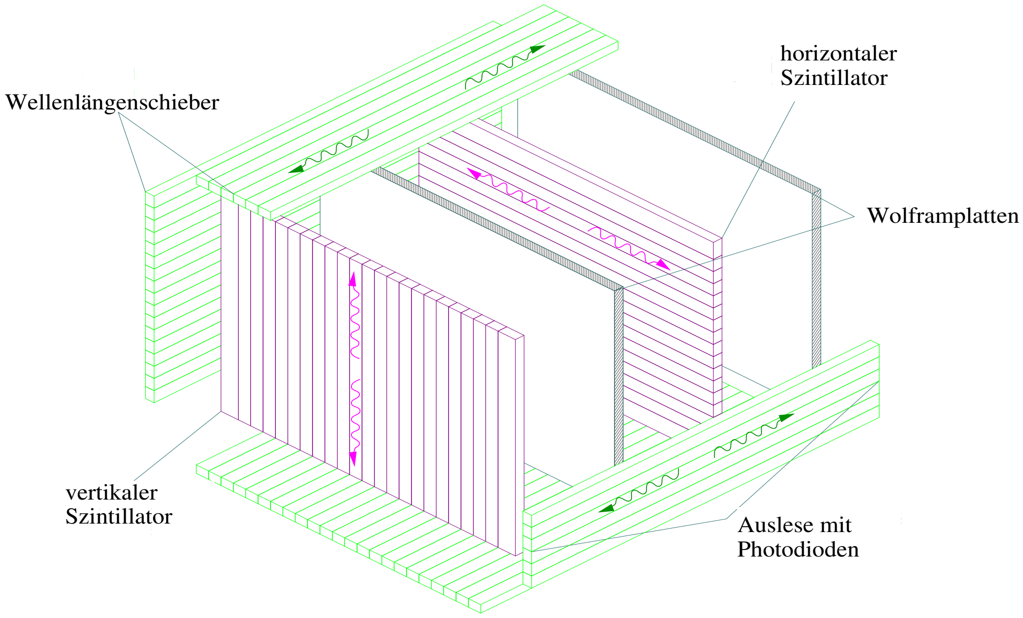


Abbildung 2.1: Explosionsansicht der EPC Struktur. Man erkennt die alternierende Anordnung von Wolfram- und Szintillatorebenen. Die Segmentierung der Szintillator- und Wellenlängenschieberstäbe liefert eine Ortsinformation.

Der Szintillator besteht aus der polymeren Grundsubstanz Poly-Vinyltoluol und einem beigemischten Fluoreszenzstoff. Der Szintillationsmechanismus basiert auf der Anregung von Molekülzuständen in dem Fluoreszenzstoff durch ionisierende Teilchen. Beim Zerfall der angeregten Zustände wird Licht im blauen Spektralbereich emittiert. Die Emission des Lichts erfolgt isotrop und gelangt durch Totalreflexion an die Stirnflächen der Stäbe. Dort wird das Licht in einen zweiten Stab mit der gleichen Breite eingekoppelt, dem sogenannten Wellenlängenschieber. Bei dem Wellenlängenschieber handelt es sich ebenfalls um ein fluoreszierendes Material. Es absorbiert das blaue Szintillatorlicht und emittiert isotrop Licht im grünen Spektralbereich um 480 nm. Die Emissions- und Absorptionskurven des Wellenlängenschiebers und des Szintillators sind im Anhang B.1 und B.2 zu finden.

Der Wellenlängenschieber hat im Kalorimeter mehrere Funktionen: Zum einen integriert er physikalisch das Licht aus mehreren Szintillatorstäben, zum anderen verschiebt er die Wellenlänge des blauen Szintillatorlichts in den grünen Spektralbereich, in dem die Photodioden sensitiver sind. Die Quanteneffizienz liegt in diesem Bereich etwa bei 85%, wie aus der spektralen Empfindlichkeitskurve der Photodioden in Abb. 2.2 zu entnehmen ist. Abschätzungen [3] gehen davon aus, daß ein Elektron mit einer Primärenergie von 1 GeV eine Ladungsmenge von $15000e^-$ in den Photodioden eines Kalorimetermoduls freisetzt.

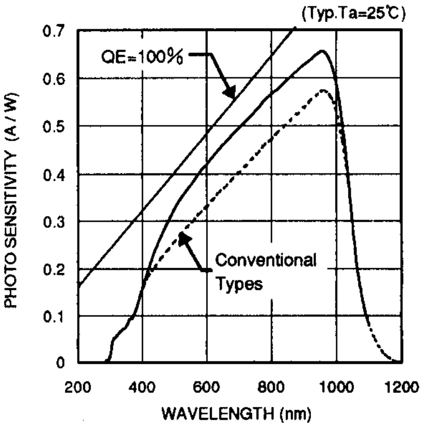


Abbildung 2.2: Spektrale Empfindlichkeitskurve der Photodiode [5].

Die optische Kopplung von Szintillator und Wellenlängenschieber erfolgt über einen 0.3 mm breiten Luftspalt. Er verhindert die Rückkopplung von Licht in den Szintillator. Der genaue Abstand wird durch das Einfügen von durchsichtigen, 0.3 mm starken Nylonfäden erreicht.

Die Wellenlängenschiebersegmente werden an beiden Enden von Photodioden ausgelesen, wobei die verstärkten Signale der Photodioden eines Stabes summiert werden. Dieses Ausleseverfahren liefert zwei vertikale und zwei horizontale Projektionen des Schauerprofils. Abbildung 2.3 zeigt die zweidimensionale Projektion eines Schauerereignisses, das mit Hilfe einer Simulation gewonnen wurde. Die gegenüberliegenden Ausleseebenen wurden dabei aufsummiert.

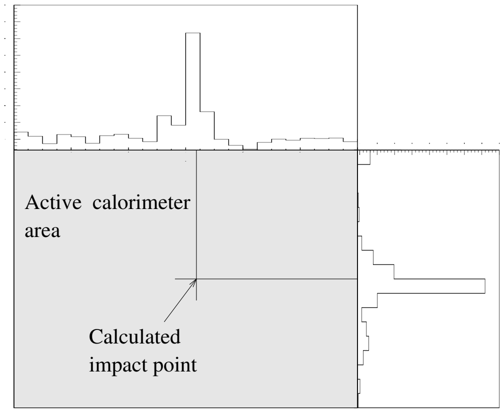


Abbildung 2.3: Zweidimensionale Projektion eines elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter. Die Daten wurden aus einer Simulationsstudie gewonnen, bei der ein Elektron mit 5 GeV Energie im zentralen Bereich des Kalorimeters auftrifft. Aus den Histogrammen läßt sich der Auftreffpunkt des Elektrons rekonstruieren.

In Abb. 2.4 ist die komplette Kalorimeterstruktur eines EPC-Moduls dargestellt. Insgesamt besteht sie aus 24 Ebenen Szintillator und 23 Ebenen Wolframabsorber. Als erste Absorptionsschicht fungiert die 5 mm dicke Frontplatte des Messinggehäuses, in welches das Kalorimeter eingebettet ist. Die lateralen Abmessungen des Kalorimeters betragen 94 × $124 mm^2$ und die longitudinale Ausdehnung beträgt 134 mm. Das entspricht unter Berücksichtigung der Messingfrontplatte 14.3 Strahlungslängen.

Die Zahl der Segmente einer Szintillatorebene beläuft sich bei vertikaler Orientierung auf 24 und bei horizontaler Ausrichtung auf 18. Gleiches gilt für die entsprechenden Wellenlängenschieberebenen. Man benötigt demnach $2 \cdot (2 \cdot 18 + 2 \cdot 24) = 168$ Photodioden zur Auslese der WLS. Zum Schutz vor optischem Übersprechen werden die Stäbe untereinander durch Papier separiert. Die Oberflächenrauhigkeit des Papiers sorgt auch dafür, daß die Stäbe durch ausreichend Luft umgeben werden und somit die Totalreflexion aufrechterhalten bleibt. Der direkte Kontakt der Stäbe mit den glattpolierten Wolframplatten würde zu einer erheblichen Reduzierung der Totalreflexion führen, da in diesem Falle die Nachweismedium-Luft-Grenzschicht fehlen würde.

Die Photodioden werden nicht einzeln mit den WLS verbunden, sondern es wird für jede Seite ein Träger gefertigt, in dem die einzelnen Photodioden integriert sind. Diese Träger werden in der Graphik als lineare Photodiodenketten bezeichnet.

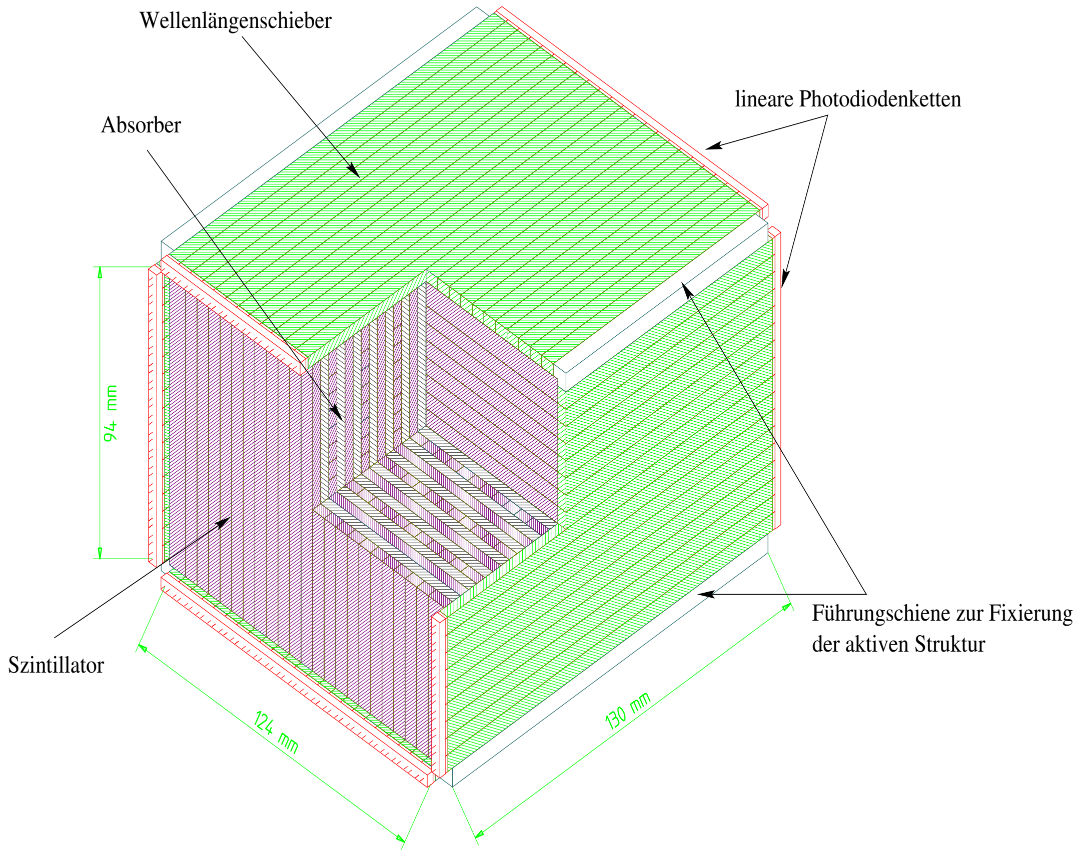


Abbildung 2.4: Komplette Struktur eines Kalorimetermoduls.

Die schematische Seitenansicht eines Kalorimetermoduls ist in Abb. 2.5 dargestellt. Hier wird auch die Anordnung der Ausleseelektronik deutlich. An der Vorder- und Rückseite sind die Platinen montiert, welche die Verstärkerchips tragen und über die die Spannungsversorgung der Photodioden erfolgt. Die Photodiodenketten werden direkt auf diese Platinen gelötet.
Die obere Platine trägt Operationsverstärker zur Summation von Verstärker- und Triggersignalen. Sie werden auch als Kabeltreiber eingesetzt, die zur Übertragung der Signale zu der externen Ausleseelektronik dienen. Da diese elektronischen Komponenten eine Leistung von etwa $20 - 30W$ verbrauchen, ist eine Kühlung des Kalorimeters notwendig. Die Kühlung erfolgt mit einer wasserdurchströmten Metallplatte, die unterhalb der Platine angebracht ist. Zusätzlich wird das Kalorimeter von Druckluft durchströmt.
In Tab. 2.1 sind die mechanischen und physikalischen Parameter eines Kalorimetermoduls aufgelistet.

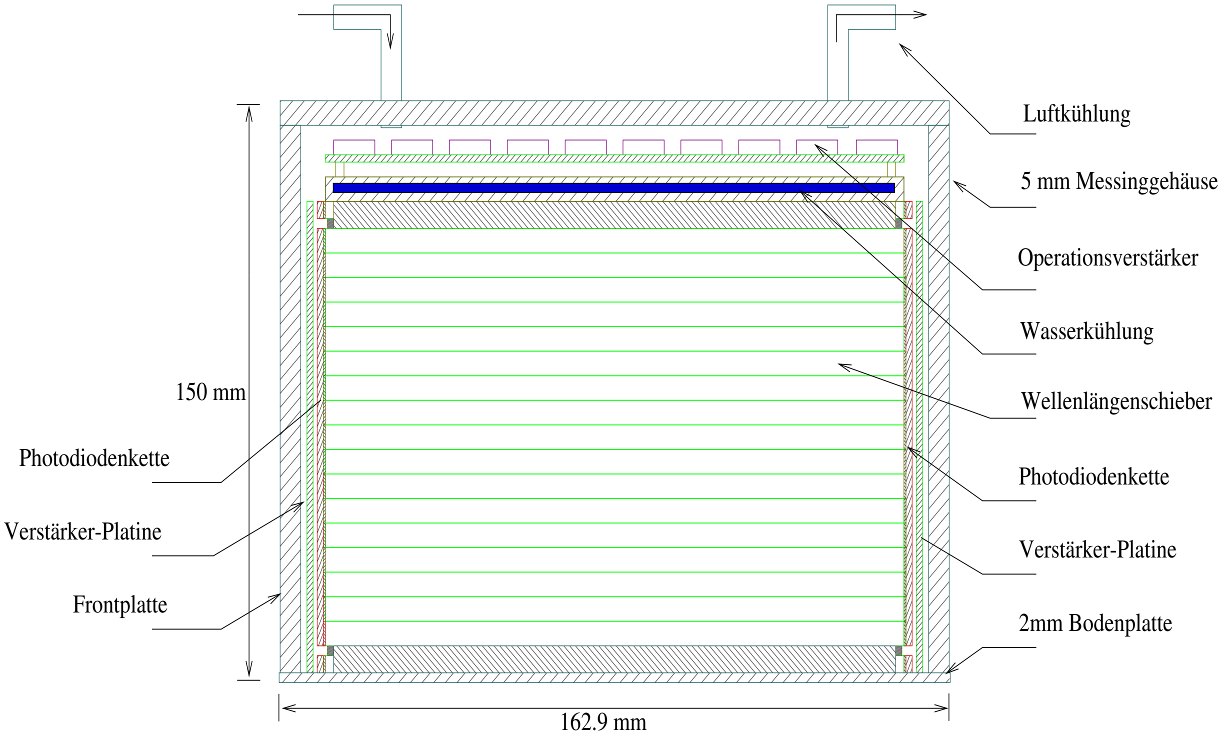


Abbildung 2.5: Schematische Seitenansicht eines EPC-Moduls.

Länge	162.9 mm
Breite	180.0 mm
Höhe	150.0 mm
Zahl der Wolframebenen	23
Zahl der Szintillatorebenen	24
Zahl der horizont. Szint.-Stäbe pro Schicht	18
Zahl der vertikalen Szint.-Stäbe pro Schicht	24
Zahl der WLS-Stäbe	84
Zahl der Photodioden	168
Dicke der Wolframplatten	2.5 mm
Dicke der Szintillatoren	2.8 mm
Dicke der WLS	2.9 mm
Breite der Szintillator- und WLS-Stäbe	4.8 mm
Gewicht ohne Messinggehäuse	12 kg
Gewicht mit Messinggehäuse	20 kg
Dichte des Absorbers (95%Wf, Rest Ni, Cu)	18.0 g/cm^3
Dichte des Szintillators	1.03 g/cm^3
Mittlere Dichte des aktiven Volumens	8.23 g/cm^3
Strahlungslänge des Absorbers	0.41 cm
Strahlungslänge des Szintillators	42.4 cm
Zahl der Strahlungslängen im Kalorimeter	14.3 X_0
Moliére-Radius	1.25 cm

Tabelle 2.1: Mechanische und physikalische Parameter eines EPC-Moduls.

2.3 Ausleseelektronik des Kalorimeters

2.3.1 Auslese eines Kanals

Das Prinzip der elektronischen Auslese ist in Abb. 2.6 am Beispiel eines Kanals verdeutlicht. An beiden Enden der WLS befinden sich Photodioden, die in Sperrichtung betrieben werden. Trifft nun Licht aus dem WLS auf die Photodiode, werden Elektron-Loch-Paare generiert. Diese Ladungsträger werden zu den entsprechenden Elektroden hin abgesaugt bevor sie rekombinieren können. Der entstehende pulsförmige Photostrom fließt über die Koppelkapazität C_k in einen ladungsempfindlichen Vorverstärker. Der Vorverstärker ist auf einem ASIC implementiert, auf dem sich noch fünf weitere Verstärkerkanäle befinden. Die Ausgangssignale der beiden Verstärkerkanäle werden aufsummiert. Das reduziert die Anzahl der Auslesekanäle um den Faktor zwei. Mittels eines differentiellen Kabeltreibers wird das summierte Signal zur etwa 30m entfernten Standard-H1-Kalorimeter-Ausleseelektronik übertragen. Die differentielle Übertragung ist zum Schutz vor äußeren Störsignalen notwendig, die eine Anhebung des Rauschuntergrundes verursachen würden.

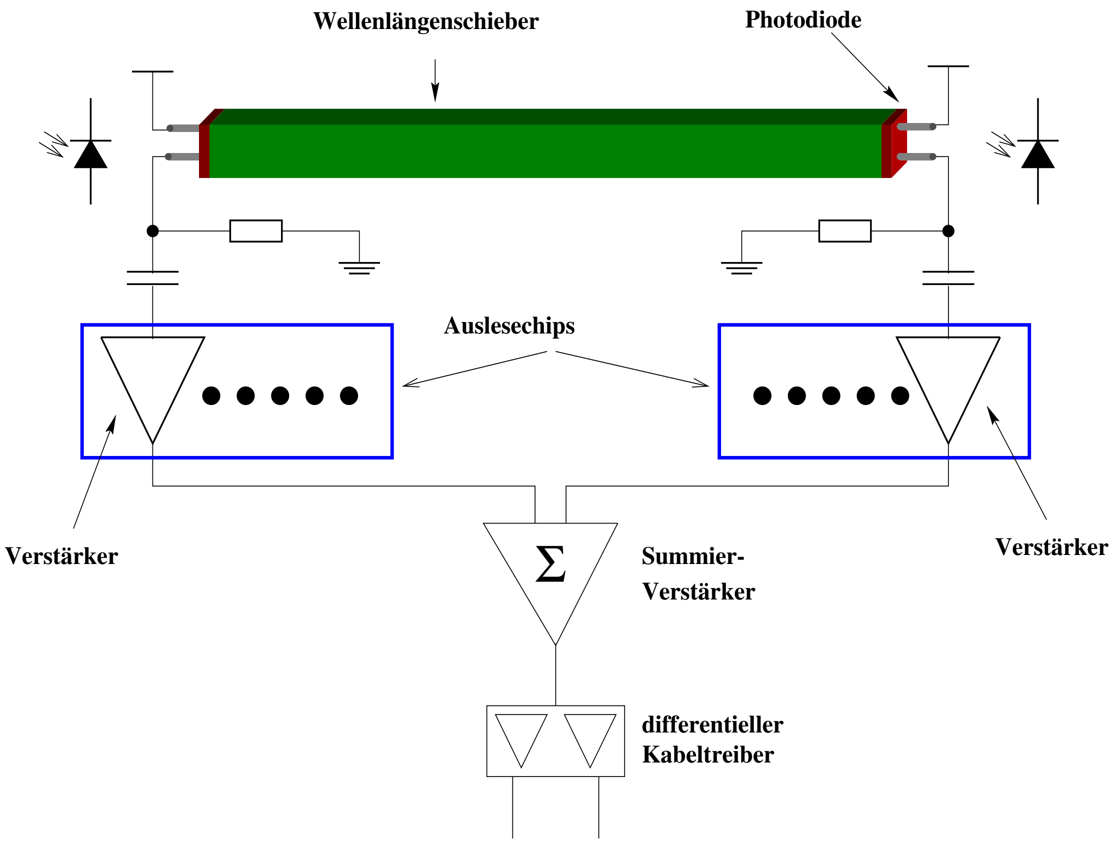


Abbildung 2.6: Auslesekanal des Kalorimeters. Die Photodioden werden mit Verstärkern ausgelesen, die auf einem ASIC-Chip integriert sind. Die Summation der Ausgangssignale dient zur Reduktion der Anzahl der Kanäle.

2.3.2 Der Auslesechip

In jedem Kalorimetermodul befinden sich 28 Auslesechips, die zur Auslese der 168 Photodioden benutzt werden. Das Prinzipschaltbild eines Auslesechips ist in Abb. 2.7 dargestellt. Ein Chip enthält sechs ladungsempfindliche Vorverstärker mit nachgeschalteten Pulsformern und Ausgangstreibern. Zusätzlich wird auf dem Chip noch die Summe der sechs Vorverstärkersignale gebildet. Sie trägt zur späteren Triggerentscheidung bei. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten des Chips findet in Kapitel 3 statt.

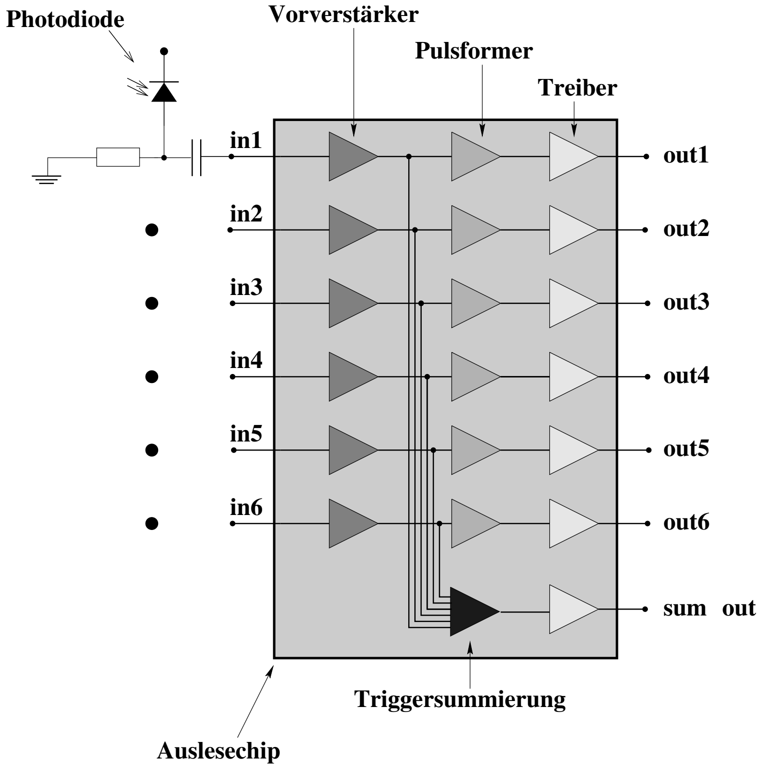


Abbildung 2.7: Prinzipschaltbild eines Auslesechips. Auf einem Chip sind sechs Verstärkerkanäle implementiert. Sie bestehen aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker mit nachfolgendem Pulsformer und einem Ausgangstreiber. Die Bildung der analogen Summe der sechs Vorverstärkersignale bildet die Grundlage der späteren Triggerentscheidung.

2.3.3 Analoge Triggersummierung

Die Triggersummensignale der einzelnen Auslesechips werden addiert. Die Addition erfolgt derart, daß für jede der vier WLS-Ebenen eine Summe entsteht. An den VLQ-Trigger werden demnach pro Kalorimetermodul vier analoge Summen geliefert. Diese vierfache Triggersummierung erzeugt eine Informationsredundanz, die es ermöglicht, sogenannte *single-diode*-Ereignisse aufzuspüren. Dabei handelt es sich um strahlungsbedingte Freisetzung von Ladungen in der Photodiode, z.B. durch Synchrotron-Photonen. Da solche Ereignisse ein sehr großes Signal induzieren, könnte das bei einer einfachen Summe den Trigger auslösen. Mit der vierfachen Summenbildung lassen sich die *single-diode*-Ereignisse hingegen eindeutig identifizieren.

Für die Physik, die mit dem EPC untersucht werden soll, werden drei Triggerschwellen gesetzt: Eine hohe zum Nachweis einzelner gestreuter Elektronen und eine niedrigere zweite, um QED-Compton Ereignisse zu erfassen. Die dritte Schwelle dient zur Erkennung von *single-diode*-Ereignissen. Demnach liefern die acht analoge Triggersummen der beiden Kalorimetermodule $3 \cdot 8 = 24$ bit Triggerinformation. Die drei beschriebenen physikalischen Ereignisse erzeugen bestimmte Bitmuster, auf deren Grundlage die Triggerentscheidung gefällt wird.

Unschärfe der Triggerschwelle

Die Triggerschwellen unterliegen einer Verschmierung, bedingt durch das Rauschen und die Inhomogenitäten der Auslesekanäle. Die Unschärfe der Triggerschwelle $\frac{\sigma_{Schw}}{E_{Schw}}$ setzt sich aus vier Beiträgen zusammen:

- Rauschen der Triggersumme
- Chip-zu-Chip Variationen der Triggersummenverstärkung
- Kanal-zu-Kanal Variationen der Triggersummenverstärkung
- Variationen in der Photodiodensensitivität

Die Inhomogenitäten der Photodiodensensitivität werden vom Hersteller auf einen Wert von $< 3\%$ eingeschränkt [5]. Die restlichen Größen werden in den nachfolgenden elektronischen Untersuchungen des Auslesechips bestimmt.

2.4 Simulationsstudien

Zur Optimierung der Orts- und Energieauflösung des Kalorimeters wurden umfangreiche Simulationsstudien mit dem Programmpacket GEANT [6] durchgeführt. Die Optimierung der Energieauflösung bedeutet, den idealen Kompromiß zwischen Sampling-Term und konstantem Term zu finden, da sich beide Größen konträr zueinander verhalten.
Als Eingabeparameter der Simulation dienen die geometrische Struktur, sowie die physikalische Zusammensetzung der aktiven und passiven Komponenten. Es wird nun versucht, durch Variation der Dicke der Wolframplatten und Szintillatorstäbe sowie der Segmentationsbreite der Stäbe, die Energie- beziehungsweise die Ortsauflösung zu optimieren. Als schauerinduzierendes Teilchen wurde ein Elektron benutzt, dessen Energie, Einfallsort und -richtung variiert werden kann. GEANT berechnet daraus die longitudinale und laterale Schauerentwicklung im Kalorimeter. Die Rückgabewerte der Simulation sind die Energiedepositionen in den Wolframplatten und den Szintillatorstäben. Aus diesen Informationen können u.a. die Energie- und Ortsauflösung als Funktion des Ortes und der Energie bestimmt werden.
Im folgenden werden Simulationsergebnisse präsentiert, die auf der Verwendung der in Tab. 2.1 aufgeführten optimierten geometrischen Maße der aktiven und passiven Komponenten basieren.

2.4.1 Energieauflösung

Bei dieser Simulation wurde als Auftreffpunkt das Zentrum der Kalorimeterstruktur gewählt. Das Elektron tritt hierbei longitudinal in das Kalorimeter ein. Für jeden Energiewert wurden 500 Ereignisse simuliert, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten. Aus der Energiedeposition im Szintillator kann man nun die Energieauflösung berechnen. Dazu werden diese Werte in ein Histogramm gefüllt und eine Gaußfunktion angepaßt. Aus dem Mittelwert und der Breite der Verteilung (σ) läßt sich die Energieauflösung σ_E/E ermitteln. In Abb. 2.8 ist ein solches Histogramm für Elektronen mit einer Energie von 30 GeV dargestellt. Die Energieauflösung beträgt hier 3.5%.

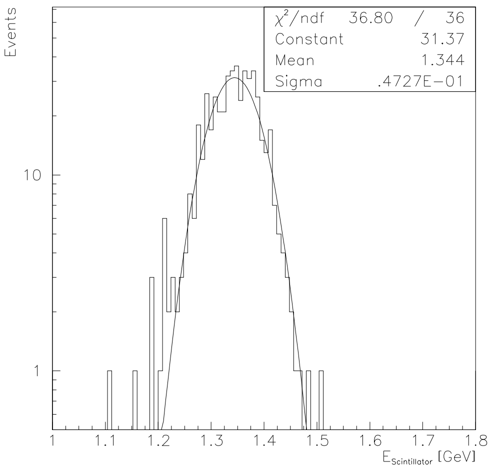


Abbildung 2.8: Verteilung der deponierten Energie im Szintillator für 500 Ereignisse von 30 GeV Elektronen [3].

Die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Elektronenenergie ist in Abb. 2.9 dargestellt. Den Werten ist das Ergebnis eines Fits mit folgender Gleichung überlagert:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(\frac{P_1}{\sqrt{E[GeV]}})^2 + (P_2)^2} \tag{2.1}$$

Die Fitresultate betragen für den Sampling-Term P_1 $(14.3 \pm 0.6)\%$ und für den konstanten Term P_2 $(2.1 \pm 0.2)\%$.

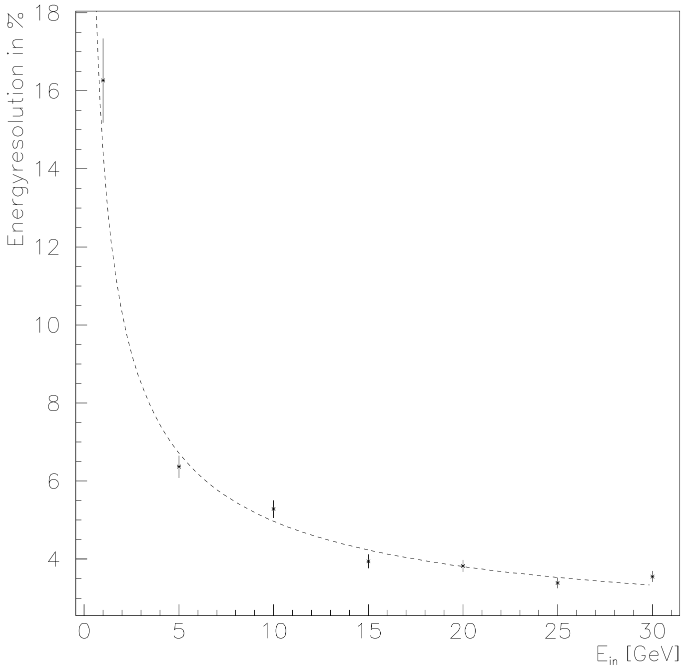


Abbildung 2.9: Energieauflösung als Funktion der Primärenergie des Elektrons. Diese Kurve enthält die Beiträge des Sampling-Terms und des konstanten Terms; das elektronische Rauschen ist nicht berücksichtigt [3].

Zur Bestimmung der gesamten Energieauflösung fehlt noch der Anteil, der durch das Rauschen der Elektronik hervorgerufen wird. Zur Abschätzung dieses Beitrags werden Erfahrungswerte von dem Sampling-Kalorimeter BEMC[4] [7] herangezogen, da dessen Aufbau dem EPC Kalorimeter sehr ähnlich ist. Die genaue Herleitung des Rauschbeitrags aus den BEMC-Werten kann in [3] nachgeschlagen werden. Der Anteil des elektronischen Rauschens ist proportional zur äquivalenten Rauschladung (ENC[5]) des ladungsempfindlichen Verstärkers. Die Proportionalitätskonstante besitzt gemäß der Herleitung den Wert $(3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-4} \frac{GeV}{e^-}$.

---

[4] Backward ElectroMagnetic Calorimeter

[5] Equivalent Noise Charge

Die Energieauflösung des EPC hat demnach folgende Form:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(\frac{14.3\%}{\sqrt{E[GeV]}})^2 + (2.1\%)^2 + (\frac{3.5 \cdot 10^{-4} \frac{GeV}{e^-} \cdot ENC}{E[GeV]})^2} \tag{2.2}$$

2.4.2 Linearität

Die Linearität der Energiemessung ist eine wichtige Eigenschaft des Kalorimeters. Abbildung 2.10 zeigt das Linearitätsverhalten des EPC. In der oberen Abbildung ist die im Szintillator deponierte Energie als Funktion der Primärenergie des Elektrons im Bereich von 5-30 GeV aufgetragen. Überlagert ist den Simulationsergebnissen ein linearer Fit. In der unteren Abbildung sind die Abweichungen der Simulationspunkte von diesem Fit aufgetragen. Die maximale Abweichung beträgt ca. 0.6%. Das verdeutlicht die hohe Güte der Linearität des Kalorimeters.

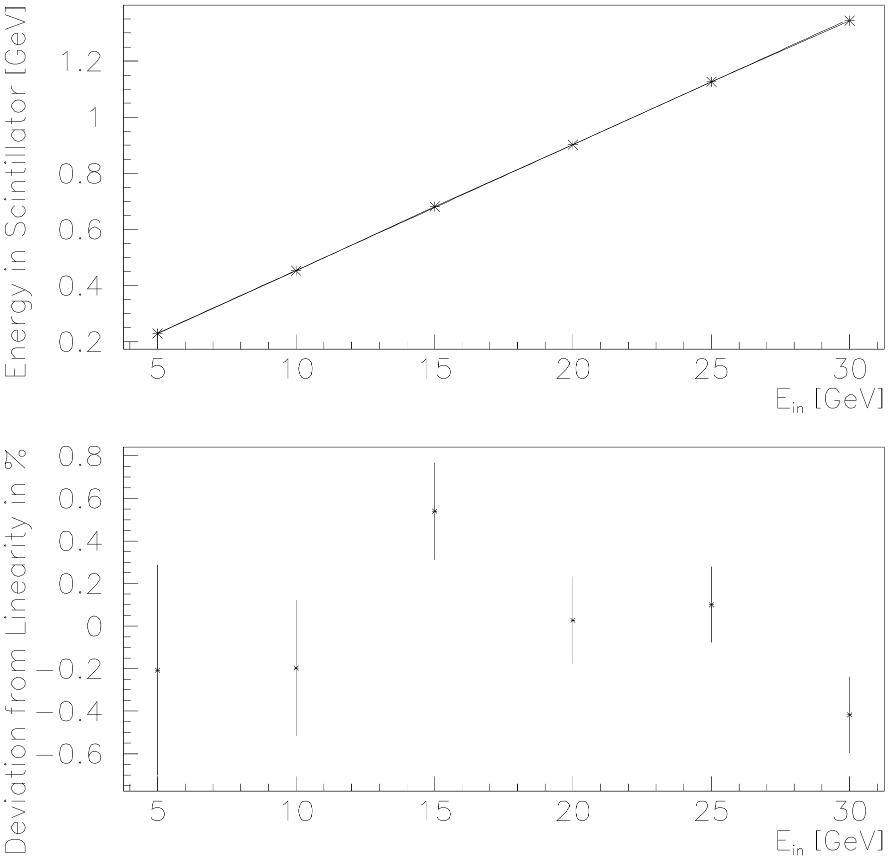


Abbildung 2.10: Linearität des Kalorimeters [3]. Das obere Diagramm zeigt den linearen Zusammenhang zwischen der Energiedeposition im Szintillator und der Primärenergie des Elektrons. Darunter sind die Abweichungen der Simulationswerte von der angepaßten Geraden dargestellt.

2.4.3 Schauereinschluß

Die longitudinalen und lateralen Schauerprofile bei zentralem Enfall eines Elektrons mit 30 GeV Energie sind in Abb. 2.11a zu sehen. Man erkennt, daß in longitudinaler Richtung ein Leckverlust an Schauerenergie entsteht, der auf die begrenzte Länge des Kalorimeters zurückzuführen ist. Der Verlust liegt in der Größe von 4%. Wie in Kapitel 1 erläutert, trägt dieser Leckverlust zum konstanten Term der Energieauflösung bei. In lateraler Richtung ist der Einschluß des Schauers deutlich besser. Der schattierte Bereich in Abb. 2.11b enthält 95% der Schauerenergie.
Zur Kalorimeterkante hin verschlechtert sich klarerweise der Schauereinschluß. Da dieses Verhalten zu einer Verschiebung der Energieskala führt, muß eine ortsabhängige Korrektur für die Berechnung der Energieauflösung durchgeführt werden. Dies setzt die genaue Kenntnis des Einfallortes voraus.

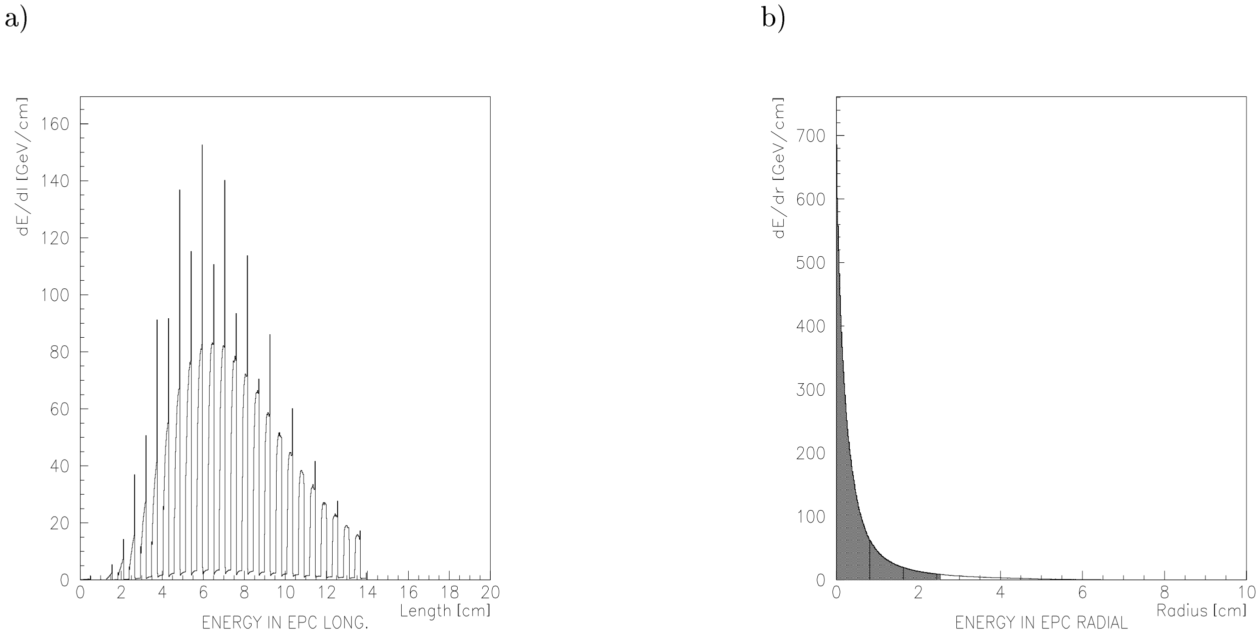


Abbildung 2.11: (a)Longitudinales und (b)laterales Schauerprofil im Kalorimeter [3].

2.4.4 Ortsauflösung

Die zweidimensionale Ortsauflösung des EPC beruht auf der vierfach projektiven Auslese der Szintillatorstäbe. Zur Rekonstruktion der Koordinaten des Auftreffpunktes werden die Schwerpunkte der Schauerprofile in x- und y-Richtung berechnet. Die daraus erhaltene Ortsauflösung in Abhängigkeit der Elektronenenergie ist in Abb. 2.12 dargestellt. Für Elektronen mit mehr als 5 GeV Primärenergie ist die Ortsauflösung besser als 1mm.

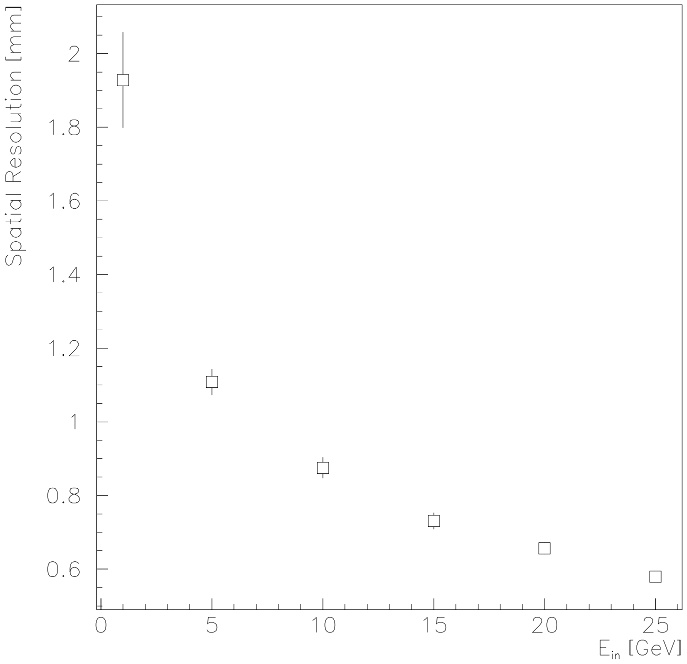


Abbildung 2.12: Ortsauflösung in Abhängigkeit der Elektronenenergie [3]. Für Elektronen mit mehr als 5 GeV Primärenergie ist die Ortsauflösung besser als 1 mm.

Kapitel 3

Der Auslesechip

3.1 Layout des Auslesechips

In Abb. 3.1 ist das Layout des Chips zu sehen. Es zeigt die 80-fache Vergrößerung des $1.5 \times 2.5\, mm^2$ großen Chips. Die Produktion des Auslesechips erfolgte bei der Firma AMS[1] im $1.2\,\mu$m CMOS[2]-Prozeß. Der Wert von $1.2\,\mu$m bezieht sich auf die kleinst mögliche Länge eines Transistorgates.
Auf dem Layout erkennt man sieben identisch aussehende Strukturen. Sie sind den sechs Verstärkerkanälen und dem Triggersummenkanal zuzuordnen. Deutlich zu erkennen ist der große Eingangstransistor, der über ein Drittel der Fläche innerhalb eines Kanals einnimmt. Die große Dimensionierung des Eingangstransistors ist zur Minimierung des Verstärkerrauschens erforderlich. Unterhalb des siebten Kanals ist die Triggersummenschaltung zu erkennen, bestehend aus einem Operationsverstärker, der als Addierer geschaltet ist. Der nichtinvertierende Eingang des Operationsverstärkers wird mit dem darüberliegenden Vorverstärker verbunden, zur Subtraktion des am Ausgang der Vorverstärker anliegenden Spannungsoffsets. Direkt oberhalb der Verstärkerkanäle sind die sogenannten Biasnetzwerke angeordnet. Mit diesen Netzwerken erfolgt die Spannungs- und Stromversorgung der Verstärker.
Im Randbereich des Chips befinden sich die quadratischen Anschlußpads. Mittels feiner Drähte, die mechanisch mit den Pads verbunden werden, wird der Kontakt zur Außenelektronik hergestellt. Den Pads an den Kanalausgängen, sowie bei einigen Strom- und Spannungsversorgungen, sind Schutzstrukturen vorgelagert. Sie verhindern die Zerstörung der integrierten Schaltkreise durch elektrostatische Entladungen. An den rauschsensitiven Eingängen wurde auf die Schutzstrukturen verzichtet, da sie durch ihren ohmschen Widerstand das Rauschen erhöhen würden.

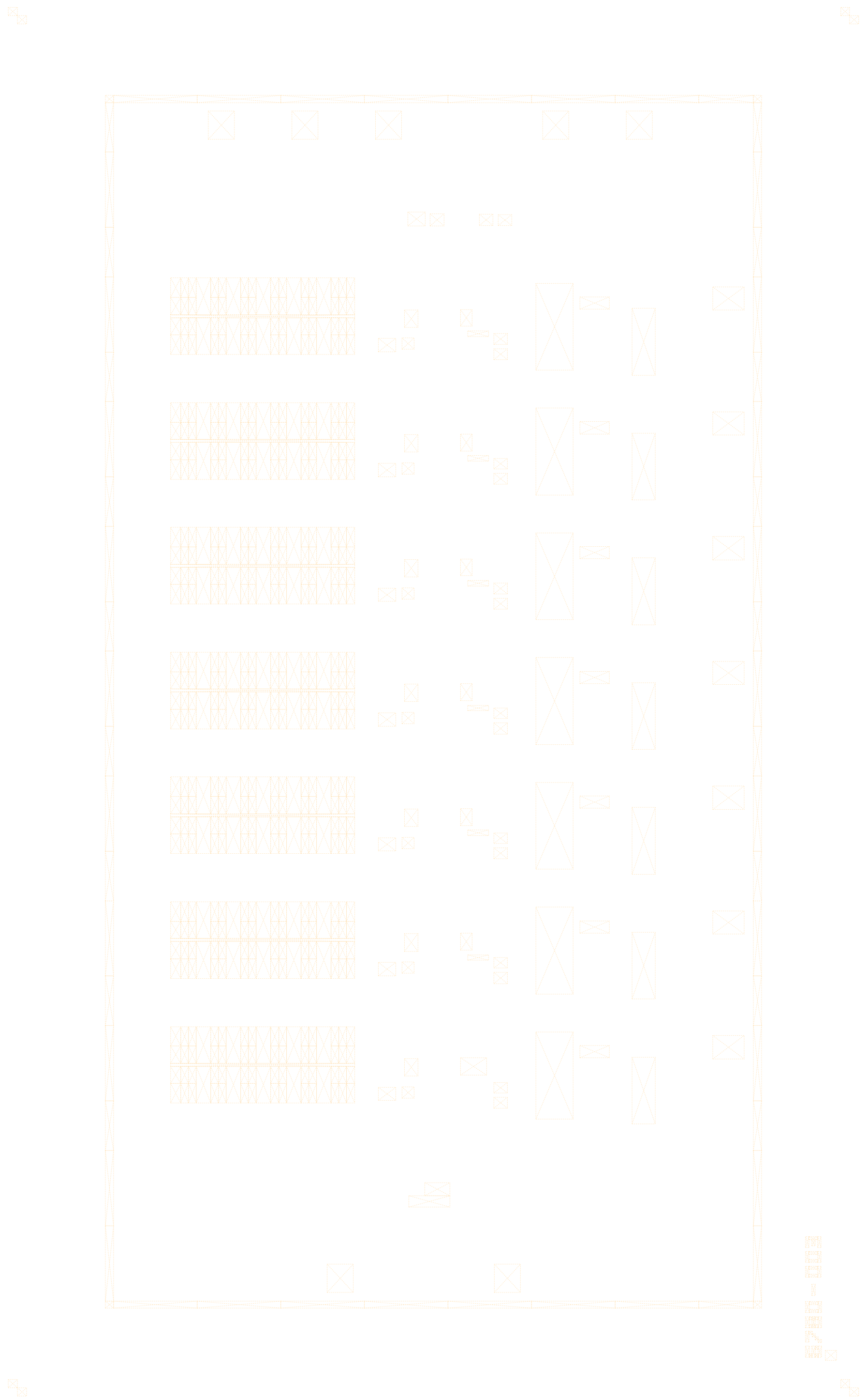
3.2 Der Verstärkerkanal

Der Schaltplan eines Verstärkerkanals ist in Abb. 3.2 dargestellt, bestehend aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker mit dem nachfolgenden Pulsformer und einem Ausgangstreiber. Unterhalb der einzelnen Komponenten des Verstärkers sind die entsprechenden Signalformen abgebildet.
Der detaillierte Schaltplan des ladungsempfindlichen Vorverstärkers ist in Abb. 3.3 zu sehen. Die Schaltung des Vorverstärkers stimmt bis auf die Dimensionierung der Transistoren mit der des Pulsformers überein.
Das Arbeitsprinzip eines Verstärkerkanals kann nun wie folgt erklärt werden: Über eine Koppelkapazität wird die in Sperrichtung betriebene Photodiode mit dem Verstärkerkanal verbunden. Der hochohmige Widerstand R_1 sorgt dafür, daß der von der Photodiode stammende Dunkelstrom zur Masse abfließt. Für AC-Signale hingegen stellt der Koppelkondensator einen kleineren Widerstand

---

[1] Austria Mikro Systeme, Graz

[2] Complementary Metal Oxide Semiconductor



dar, so daß Strompulse aus den Photodioden in den Vorverstärker fließen. In dieser Schaltung bildet die Photodiode eine lichtgesteuerte Stromquelle. Bei Lichteinfall wird eine zur Intensität proportionale Ladungsmenge freigesetzt. Unter dem Einfluß der anliegenden Spannung werden die generierten Ladungsträger abgesaugt. Da der elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter sehr kurze Lichtpulse von wenigen Nanosekunden induziert, können die korrelierten Strompulse als δ-funktionsförmig betrachtet werden. Ein solcher Strompuls fließt über die Koppelkapazität in das Gate des Eingangstransistors T1 hinein. Die Ladungsmenge wird dabei auf der Gate-Source Kapazität[3] des Transistors kurz zwischengespeichert. Gemäß der Formel $dU_{GS} = \frac{dQ}{C_{GS}}$ erhöht sich die Gate-Source Spannung U_{GS} des Eingangstransistors. Dies führt zu einer Reduktion des Drain-Source Stromes I1. Da der Stromfluß in die Stromquelle, repräsentiert durch den Transistor T8, konstant bleibt, nimmt folglich der Strom I2 um den gleichen Betrag zu. Daraus ergibt sich ein höherer Spannungsabfall an den Transistoren T3 und T4, die beide als Arbeitswiderstände fungieren[4]. Der Spannungsanstieg an Punkt 1 sorgt dafür, daß über den Rückkoppelkondensator C_{fv} die Ladung von der Gate-Source Kapazität abgezogen wird. Dabei entsteht an Punkt 1 eine Spannungsänderung entsprechend:

$$\delta U_1(t) = -\frac{\delta Q(t)}{C_{fv}} \tag{3.1}$$

Der Sourcefolger am Ausgang des Vorverstärkers sorgt für eine Impedanzanpassung. Diese ist notwendig, da die nachfolgende Triggersummierung den Vorverstärker zu stark belasten würde.

Damit der Vorverstärker nicht in die Sättigung geht, muß der Rückkoppelkondensator wieder entladen werden. Diese Entladung erfolgt mit dem Transistor $T5$, dessen Widerstand sich über die vrf-Spannung einstellen läßt. Die Spannung U_1 fällt exponentiell mit der Zeitkonstanten $R_{T5} \cdot C_{f1}$ ab.

Die eindeutige Information über die Lichtmenge, die in die Photodiode eingekoppelt wurde, steckt in dem steilen Anstieg der Ausgangsspannung des Vorverstärkers, unabhängig von additiven Spannungsanteilen zu Beginn der Integration.

Um diese Signalinformation zu extrahieren wird das Signal mit einem Hochpaß differenziert. Die Differentiation dient auch zur Eingrenzung der Bandbreite des Verstärkers. Der Hochpaß wird aus der Koppelkapazität C_1 und der Eingangsimpedanz des Pulsformers gebildet. Das differenzierte Signal wird durch den Pulsformer wiederum integriert. Am Ausgang erhält man ein bipolares Signal, dessen Amplitude proportional zur Ladung ist, die in den Vorverstärker eingekoppelt wurde. Das bipolare Signal besitzt einen negativen Unterschwinger, der durch die Differentiation des exponentiell abfallenden Anteils des Vorverstärkersignals verursacht wird. Durch das Hintereinanderschalten eines Hochpaßes und eines Integrators, der als Tiefpaß wirkt, resultiert ein Bandpaßfilter. Dieses Filter sorgt für eine erhebliche Minderung des Rauschens, da er einen großen Bereich des Rauschspektrums abschneidet.

Eine charakteristische Größe des Pulsformers ist die Shape-Zeit. Sie ist definiert als die Zeitspanne vom Beginn des Pulses bis zur Maximalamplitude. Bei dem vorliegenden Pulsformer beträgt die Shape-Zeit 200 ns. Durch Variation der Zeitkonstanten $R_{T9} \cdot C_{f2}$ kann dieser Wert verändert werden.

Der bipolare Puls wird schließlich in den Ausgangstreiber eingekoppelt, der für eine Impedanzanpassung sorgt. Da der Treiber ein lineares Element ist, wird die Signalform nicht verändert.

---

[3] Die Gate-Source Kapazität ist eine sogenannte parasitäre Kapazität. Dabei handelt es sich um eine Kapazität, die durch den Aufbau des Transistors hervorgerufen wird.

[4] Transistoren werden wegen der Platzersparnis anstelle von Widerständen aus Polysilizium eingesetzt

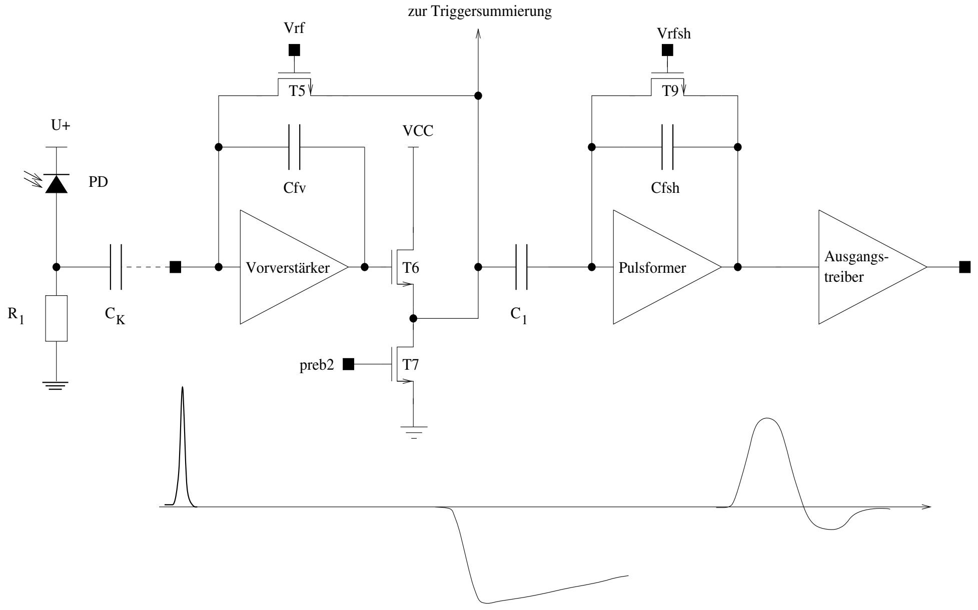


Abbildung 3.2: Aufbau eines Verstärkerkanals auf dem Auslesechip. Ein Kanal ist aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker mit nachfolgendem Pulsformer und einem Ausgangstreiber aufgebaut. Die Eingangsschaltung bestehend aus Photodiode, Widerstand und Koppelkapazität symbolisiert die experimentelle Anordnung. Unter den einzelnen Komponenten sind die entsprechenden Pulsformen abgebildet.

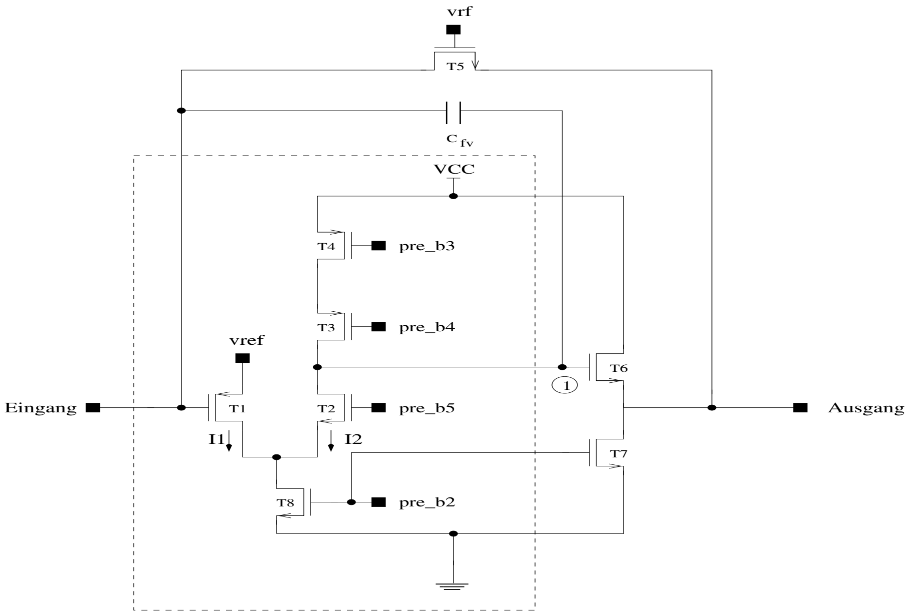


Abbildung 3.3: Detaillierter Schaltplan des Vorverstärkers. Der eingegrenzte Bereich entspricht dem Vorverstärkersymbol in Abb. 3.2. Der Schaltplan des Pulsformers ist identisch bis auf die Dimensionierung der Transistoren.

3.3 Der Triggersummenkanal

Der Triggersummenkanal hat die Aufgabe, die analoge Summe der sechs Vorverstärkersignale zu bilden. Zusammen mit den Triggersummen der anderen Auslesechips wird daraus die Triggerentscheidung abgeleitet. Da die Bunchcrossing-Zeit[5] 100 ns beträgt, werden zur Summierung die Vorverstärkersignale herangezogen. Sie besitzen lediglich eine Anstiegszeit von 30 ns, gegenüber den 200 ns Shape-Zeit der Pulsformersignale. In Abb. 3.4 ist der Schaltplan des Triggersummenkanals dargestellt. Das zentrale Element bildet der Operationsverstärker, der als Addierer geschaltet ist. Die Transistoren in der Schaltung fungieren als Widerstände. Zur Kompensation des Spannungsoffsets, der von den positiven Spannungspegeln der Vorverstärkerausgänge herrührt, wird an den nichtinvertierenden Eingang des Operationsverstärkers dieser Spannungswert mit Hilfe eines identischen Vorverstärkers angelegt. Der invertierende Eingang wird dadurch virtuell auf dieses Potential gesetzt und beseitigt den Offsetanteil. Der RC-Tiefpaß am nichtinvertierenden Eingang filtert das Rauschen des Vorverstärkers.
Da die Transistoren T1 bis T7 gleich dimensioniert wurden, gilt für die Ausgangsspannung gemäß der Kirchhoffschen Knotenregel:

$$U_A = -(U_1 + U_2 + U_3 + U_4 + U_5 + U_6) \tag{3.2}$$

Die Ausgangsspannung ist dem Betrag nach die direkte Summe der Eingangsspannungen, die von den Vorverstärkern der Kanäle 1 bis 6 stammen.
Die weitere Signalverarbeitung erfolgt wie in den Verstärkerkanälen. Lediglich der Pulsformer ist leicht modifiziert mit einer Shape-Zeit von ca. 100 ns.

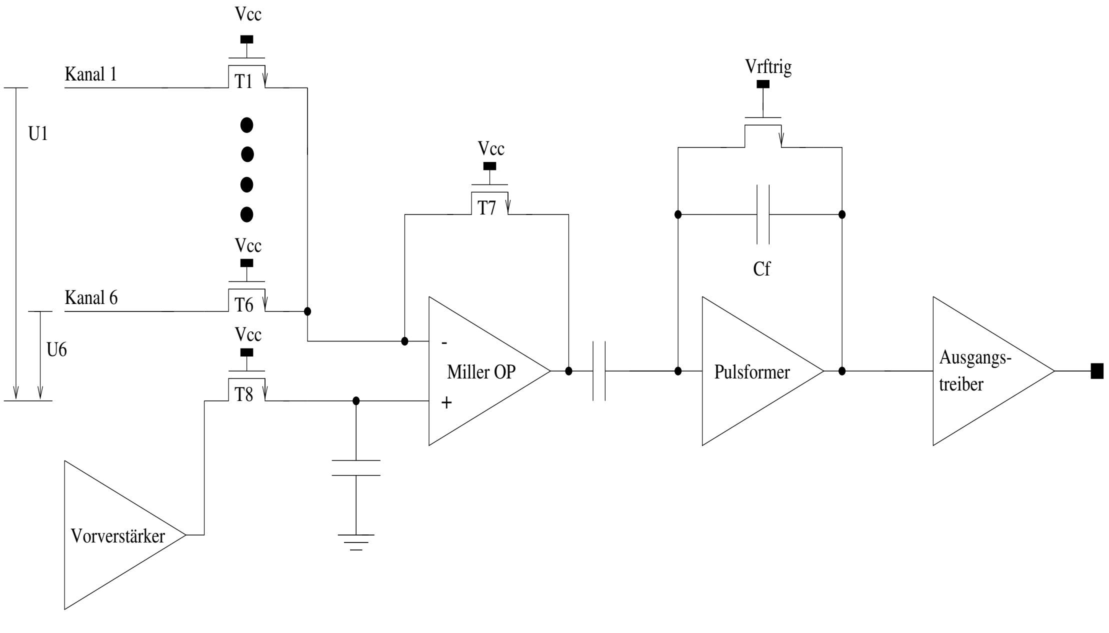


Abbildung 3.4: Schaltplan des Triggersummenkanals. Die Transistoren wirken als spannungsgesteuerte Widerstände in der Addiererschaltung. Der Vorverstärker dient zur Offsetsubtraktion.

---

[5] Zeitlicher Abstand zweier Teilchenpakete im HERA-Ring

Kapitel 4

Test des Auslesechips

Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Auslesechips sind eine Reihe von Tests notwendig. Ein Teil der Untersuchungen befaßt sich mit der Linearität und Homogenität der Auslesekanäle. Zusammen mit den Ergebnissen der Rauschmessungen können daraus der Rauschterm der Energieauflösung und die Unschärfe der Triggerschwelle vollständig quantifiziert werden. Desweiteren werden noch andere relevante Eigenschaften der Verstärker untersucht, wie z.B. das elektrische Übersprechen und das Verhalten bei Überlagerung von Signalen.

4.1 Testaufbau

Die Verstärkerkanäle der Auslesechips werden im Experiment an Photodioden angeschlossen. Dabei liefern die Photodioden δ-funktionsförmige Ladungspulse, die durch kurze Lichtsignale im Kalorimeter hervorgerufen werden. Um im Labor solche Signale zu simulieren, ist eine Lichtquelle notwendig, die gepulst betrieben wird. Damit ist jedoch ein hoher experimenteller Aufwand verbunden. Eine andere Möglichkeit bietet die Verwendung eines Rechteckgenerators. Mit dessen Hilfe können auf einfache Weise angenähert δ-funktionsförmige Ladungspulse erzeugt werden. In Abb. 4.1 ist der dazugehörige Testaufbau dargestellt.

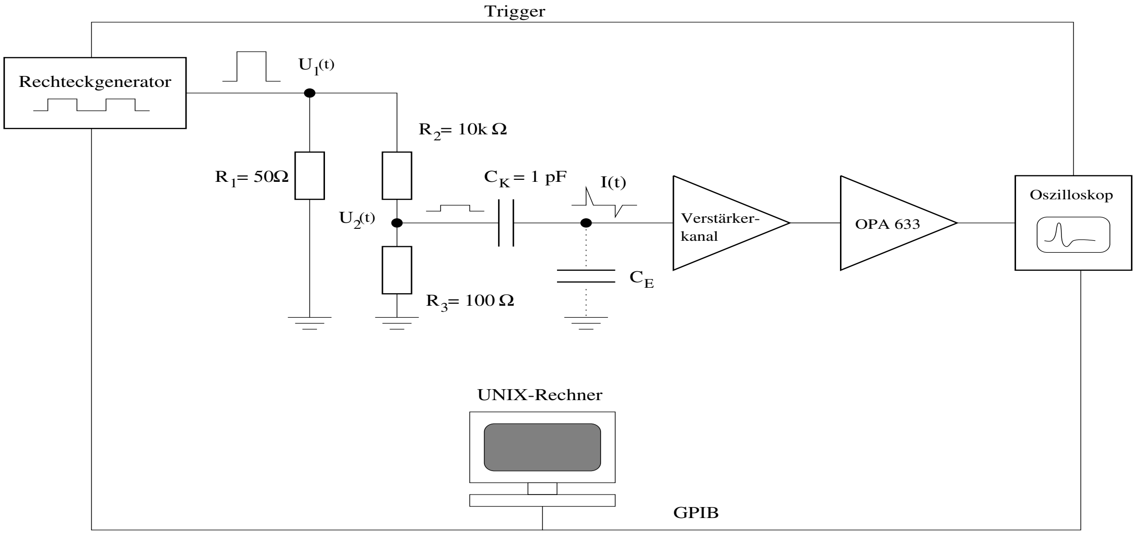


Abbildung 4.1: Testaufbau zur Untersuchung der Pulsformen und Linearität.

Der Rechteckgenerator liefert einen Rechteckimpuls, der über einen Spannungsteiler geführt wird. Der Spannungsteiler, bestehend aus den Widerständen R_1 und R_2, reduziert die Amplitude des Signals um den Faktor 100. Diese Signalreduktion ist notwendig, da der Funktionsgenerator solch kleine Amplituden nicht generieren kann. Der Widerstand R1 dient zur Terminierung der Koaxialleitung. Er entspricht dem Wellenwiderstand des Kabels und verhindert dadurch Reflexionen in der Leitung.

Das Rechtecksignal erzeugt in den Zeitspannen des Flankenanstiegs beziehungsweise des Flankenabfalls auf der Koppelkapazität C_K eine Ladung von $Q = C_K \cdot U_2$. Die Breite des Ladungspulses korrespondiert demnach mit der Anstiegszeit des Funktionsgenerators, die etwa bei 10 ns liegt. Man kann daher den Ladungspuls als δ-funktionsförmig betrachten.

Die Richtung des Stromflusses hängt gemäß der Beziehung $I = \frac{\delta Q}{\delta t}$ von der Steigung der Rechteckflanke ab. Die positive Flanke verursacht einen Stromfluß in den Verstärker hinein und mit der negativen Rechteckflanke ist die umgekehrte Stromrichtung verknüpft. Der Verstärker liefert daher positive und negative Ausgangssignale. Da im Experiment die Photodiode in Sperrichtung gepolt ist, fließt ein Strom in den Verstärker hinein. D.h. für den Test sind nur die positiven Pulse relevant, die mit der ansteigenden Flanke des Rechtecksignals erzeugt werden.

Um das Verhalten der Kanäle bei kapazitiver Belastung zu untersuchen, wird ein Kondensator C_2 parallel zum Eingang geschaltet. Mit C_2 simuliert man die Eingangskapazität der Photodiode, die in der Größenordnung von 10 pF liegt.

Die Ausgangstreiber der Chipkanäle sind in der Lage, Kapazitäten bis 2 pF zu treiben. Eine höhere kapazitive Belastung, die beispielsweise beim direkten Anschluß des Oszilloskops auftritt, würde zu einer Reduzierung der Amplitude des Ausgangssignals führen. Daher werden die Ausgangssignale des Chips direkt in einen Videotreiber vom Typ OPA633 eingekoppelt. Er führt eine Impedanzanpassung durch. Der Videotreiber OPA633 besitzt eine Bandbreite von 260 MHz und eine Eingangskapazität von 1.5 pF.

Die Ausgangssignale werden mit einem Oszilloskop analysiert. Die Meßwerte des Oszilloskops werden über eine GPIB[1]-Datenleitung von einem UNIX-Rechner ausgelesen. Auch der Funktiongenerator wird von dem Rechner via GPIB angesteuert. Die dafür notwendige Software wird in VEE[2] programmiert. VEE ist eine graphisch orientierte Programmiersprache zur rechnergestützten Steuerung und Auslese von Meß- und Versorgungsgeräten sowie zur Analyse von Meßdaten.

4.2 Spannungs- und Stromversorgung des Ausleschips

Die Testplatine wird mit den Spannungen $U_{DD+} = +12V$ und $U_{DD-} = -12V$ von einem externen Netzgerät versorgt. Sie werden direkt als Versorgungsspannungen der Operationsverstärker und Videotreiber benutzt. Die Strom- und Spannungsversorgungen des Auslesechips wird aus U_{DD+} und U_{DD-} mit Hilfe der in Abb. 4.2 dargestellten Schaltungen abgeleitet. In Tab.4.1 sind die Standard-Einstellungen aufgelistet.

Mit der linken Schaltung in Abb. 4.2 werden die einzelnen Spannungen erzeugt. Über das Potentiometer wird die benötigte Spannung eingestellt und an den nichtinvertierenden Eingang des Operationsverstärkers OP27 angelegt. Der Operationsverstärker ist als Spannungsfolger geschaltet, d.h. die Ausgangsspannung folgt der Eingangsspannung mit dem Verstärkungsfaktor 1. Aufgrund des hochohmigen Eingangs und des kleinen Ausgangswiderstandes fungiert der Operationsverstärker als Impedanzwandler. Damit erreicht man ein besseres Regelungsverhalten der Versorgungsspannungen.

---

[1] General Purpose Interface Bus

[2] Visual Engineering Environment

Ströme	I [μA]	Spannungen	U [V]
biaspre	360	vref	3.0
biassh	30	vrf	0.2
biasop	100	vrefsh	3.9
		vrfsh	0.3
		vreftrig	3.9
		vrftrig	4.8
		VCC	5.0

Tabelle 4.1: Standard-Einstellungen der Versorgungsspannungen und -ströme

Als Stromquelle wird die zweite Schaltung in Abb. 4.2 eingesetzt. Mit dem als regelbaren Widerstand geschalteten Potentiometer läßt sich der benötigte Strom einstellen. Entsprechend der Größe der Biasströme müssen das Potentiometer und der Widerstand dimensioniert werden.
Die in beiden Schaltungen mit C_{Block} symbolisierte Blockkapazität dient zur Glättung von Gleichspannungs- und Gleichstromfluktuationen. Sie besteht aus zwei parallel geschalteten Kondensatoren, einem 33 μF Tantalkondensator zur Dämpfung der niederfrequenten Anteile und einem100 nF Keramikkondensator, der die hochfrequenten Störungen blockt. Die Blockkapazitäten sind unumgänglich für einen störungsfreien und stabilen Betrieb des Chips, insbesondere würden bei ungenügender Abblockung die Rauschmessungen stark verfälscht.

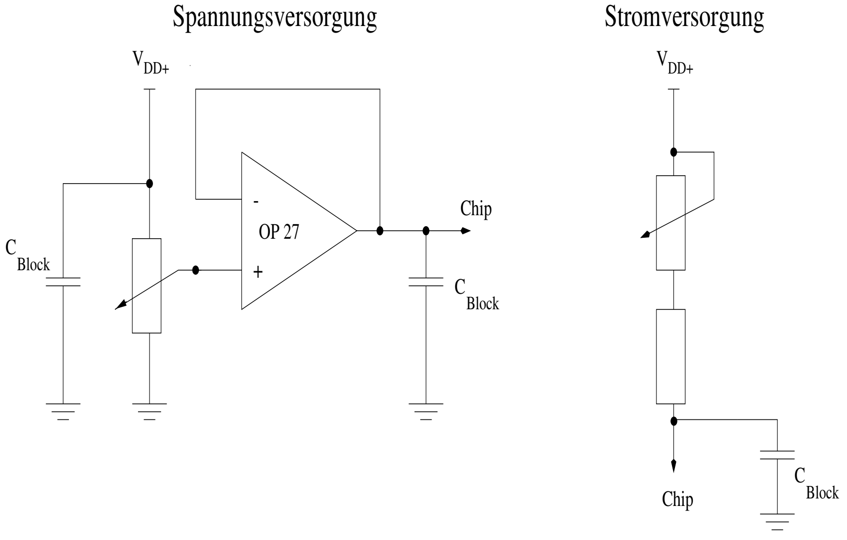


Abbildung 4.2: Schaltungen der Strom- und Spannungsversorgung. Zur Einstellung der Spannung wird ein Opersationsverstärker benutzt, der als Spannungsfolger geschaltet ist. Als Stromversorgung dient ein Potentiometer mit nachgeschaltetem Widerstand.

4.3 Ausgangspulsformen

Mit dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Testaufbau werden die Ausgangssignale der Verstärker- und Triggersummenkanäle analysiert. Die Versorgungsspannungen und -ströme sind gemäß Tab. 4.1 eingestellt. Die im folgenden abgebildeten Pulsformen sind jeweils das Ergebnis einer Mittelung aus 50 Messungen, die automatisch von einem Oszilloskop ausgeführt wird. Durch den Mittelungsprozeß minimiert man das Rauschen, das dem Signal überlagert ist.

4.3.1 Verstärkerkanal

Der bipolare Ausgangspuls eines Verstärkerkanals ist in Abb. 4.3 dargestellt. Das Signal besitzt einen deutlichen Unterschwinger. Die Gesamtlänge des Verstärkersignals beträgt ca. 8 μs; zu diesem Zeitpunkt erreicht der Unterschwinger wieder die Basislinie. Die Shape-Zeit des Pulses liegt bei 204 ns.
Eine charakteristische Größe eines ladungsempfindlichen Verstärkers ist die Ladungsverstärkung g_Q. Sie ist definiert als der Quotient aus der Ausgangsamplitude U_{Aus} und der eingekoppelten Ladung Q_{Ein}:

$$g_Q = \frac{U_{Aus}[mV]}{Q_{Ein}[fC]} \tag{4.1}$$

Bei dem abgebildeten Puls wurde eine Ladung von 8 fC in den Vorverstärker eingekoppelt. Aus der gemessenen Maximalamplitude von 152.4 mV berechnet sich die Ladungsverstärkung zu:

$$g_Q = \frac{152.4mV}{8fC} = 19.05\frac{mV}{fC}$$

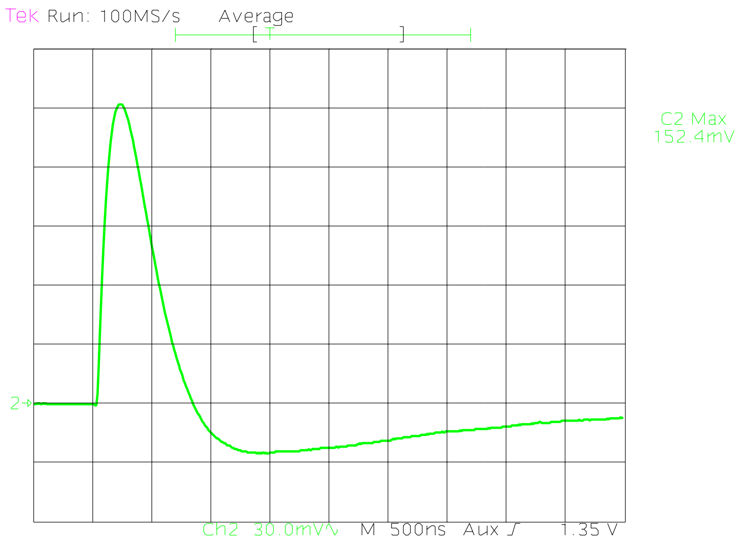


Abbildung 4.3: Ausgangssignal eines Verstärkerkanals, aufgenommen mit einem Oszilloskop.

Abb. 4.4 zeigt eine Überlagerung mehrerer Ausgangspulse für unterschiedliche eingekoppelte Ladungsmengen. Man erkennt, daß die Tiefe der Unterschwinger mit der Signalhöhe korreliert ist.
Wegen der geringen zeitlichen Auflösung der Abbildung ist die Verkürzung der Shape-Zeit mit zunehmender Ladungsmenge nicht zu erkennen. Genaue Messungen haben ergeben, daß sich die Shape-Zeit von 216 ns bei 1 fC auf 202 ns bei 11 fCLadungseinkopplung verkürzt. Die Ursache liegt in der Nichtlinearität des Transistors, der im Pulsformer als Rückkoppelwiderstand fungiert und die Shape-Zeit zusammen mit dem Koppelkondensator festlegt (siehe Abschnitt 3.1).

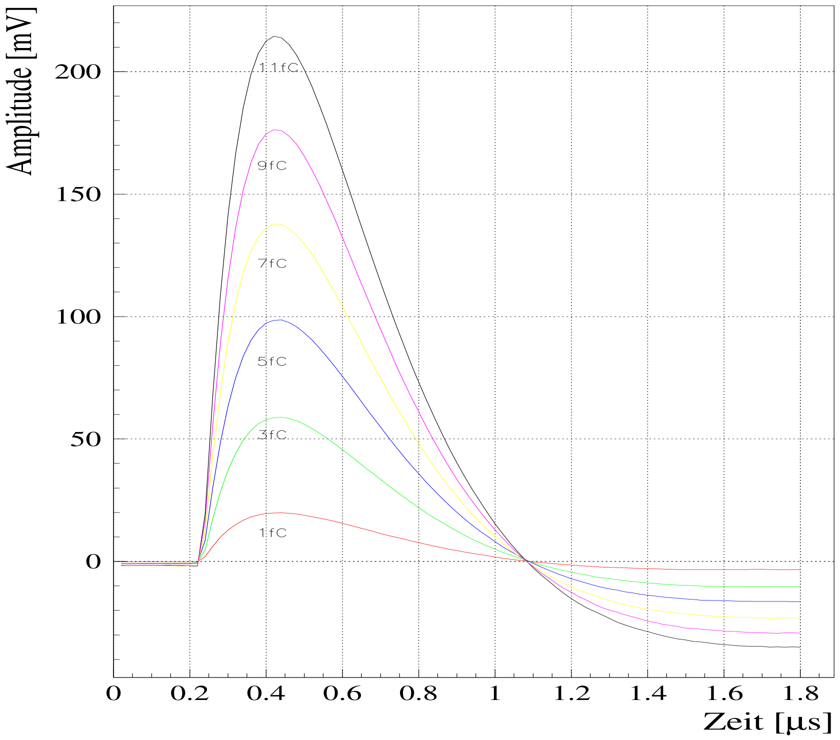


Abbildung 4.4: Überlagerung der Ausgangssignale eines Verstärkerkanals für verschiedene eingekoppelte Ladungsmengen. Die Pulsform des Signals ist unabhängig von der Ladungsmenge.

4.3.2 Triggersummenkanal

Die gleichen Untersuchungen werden auch mit dem Triggersummenkanal durchgeführt. In Abb. 4.5 ist ein Triggersummensignal abgebildet. Die Ladungseinkopplung erfolgt in einen der sechs Verstärkerkanäle. Das Signal hat eine negative Amplitude, da die Triggersummierung mit Hilfe eines Inverters durchgeführt wird. Die Shape-Zeit liegt bei 96 ns und die Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals beträgt etwa $-20\frac{mV}{fC}$.

Die Abb. 4.6 zeigt die Überlagerung der Triggersummensignale für Ladungseinkopplungen im Bereich von 1 fC bis 13 fC. Die Abflachung des Signals im Bereich der negativen Amplitude wird durch den Digitalisierungsfehler des Oszilloskops hervorgerufen. Die Shape-Zeit reduziert sich von 96.5 ns bei 13 fC auf 94 ns bei 1 fC eingekoppelter Ladung.

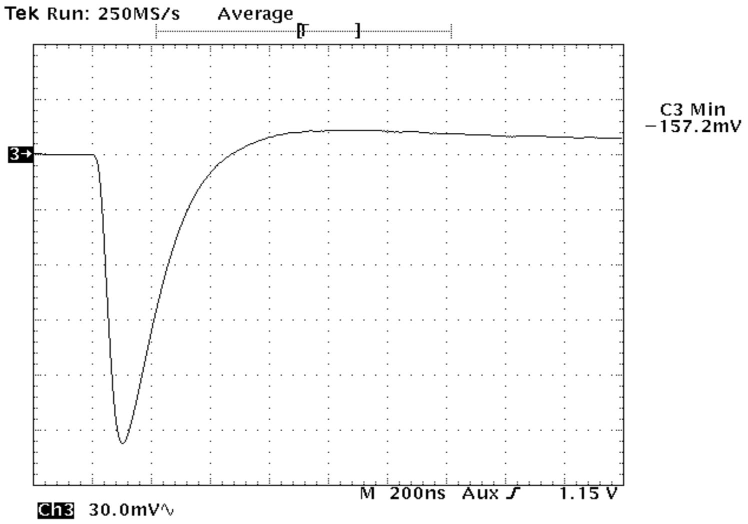


Abbildung 4.5: Ausgangssignal eines Triggersummenkanals. Das Signal ist negativ, da die Triggersummierung mit Hilfe eines Inverters durchgeführt wird. Die Shape-Zeit liegt bei 96 ns.

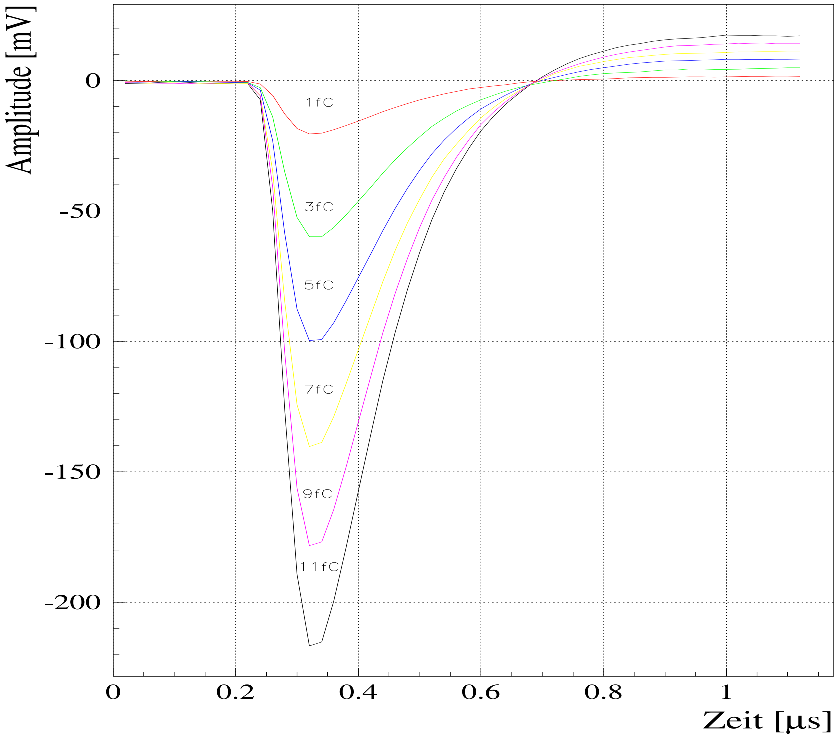


Abbildung 4.6: Überlagerung verschiedener Ausgangspulse des Triggersummenkanals. Die Abflachung der Signale im Bereich der Amplitude wird durch den Digitalisierungsfehler des Oszilloskops erzeugt.

4.4 Linearität und Homogenität der Chipkanäle

Zur Untersuchung der Linearität der Verstärkerkanäle und des Triggersummenkanals wird ebenfalls der eingangs erläuterte Versuchsaufbau benutzt. Nacheinander werden in die sechs Verstärkerkanäle des Auslesechips Ladungsmengen von 1 fC bis 9 fC eingekoppelt. Mit dem Oszilloskop wird der Spannungswert des Ausgangssignals zu einem fest definierten Zeitpunkt automatisch ausgelesen, da im Experiment die Auslese auch zu einem festgelegten Zeitpunkt erfolgt. Damit läßt sich der Einfluß der Shape-Zeit-Verschiebung auf die Linearität untersuchen. Der Auslesezeitpunkt wird so festgelegt, daß er genau im Maximum eines mittleren Pulses von 4 fC Eingangsladung liegt. Die externe Triggerung des Oszilloskops durch den Funktionsgenerator garantiert die feste Phasenbeziehung zwischen Auslesezeitpunkt und Eingangspuls. Zur Unterdrückung des Rauschens wird der Mittelwert aus 100 Messungen gebildet.

4.4.1 Verstärkerkanal

In Abb. 4.7 ist das Ergebnis der Linearitätsmessung eines exemplarischen Verstärkerkanals zu sehen. Im oberen Diagramm sind die gemessenen mittleren Spannungswerte als Funktion der Eingangsladung dargestellt. Den Werten ist eine lineare Regressionsgerade überlagert, deren Steigung mit P1 bezeichnet ist. Die Geradensteigung P1 entspricht der Ladungsverstärkung des Kanals und beträgt in der vorliegenden Messung $(19.58 \pm 0.59)\,\frac{mV}{fC}$. Der Fehler der Regressionsgeraden ergibt sich aus dem statistischen Fehler des Amplitudenmittelwerts und der Unsicherheit der eingekoppelten Ladungsmenge. Zur Beurteilung der Linearität sind im darunterliegenden Diagramm die Abweichungen der Meßpunkte von der Geraden aufgetragen. Die Fehlerbalken werden durch den Fehler des Amplitudenmittelwerts und der Regressionsgeraden bestimmt. Die maximale Abweichung von der Linearität ist kleiner als 2%. Daraus kann man ableiten, daß die Shape-Zeit Verschiebung keinen sehr großen Einfluß auf die Linearität hat. Auch bei den restlichen fünf Kanälen des getesteten Ausleschips sind die Abweichungen im gleichen Größenbereich.

Kanalvariationen der Ladungsverstärkung

In Tab. 4.2 sind die Ladungsverstärkungen aller sechs Verstärkerkanäle eingetragen. Die maximale Variation zwischen einzelnen Kanälen beträgt $(0.7 \pm 0.4)\%$. Das verdeutlicht die sehr gute Homogenität der Ladungsverstärkung innerhalb eines Auslesechips.

Kanal	1	2	3	4	5	6
Ladungsverstärkung $[\frac{mV}{fC}]$	19.55 ±0.06	19.64 ±0.06	19.58 ±0.06	19.64 ±0.06	19.50 ±0.06	19.51 ±0.06

Tabelle 4.2: Ladungsverstärkung der sechs untersuchten Verstärkerkanäle. Die maximale Kanal--zu-Kanal Variation beträgt $(0.7 \pm 0.4)\%$. Die Fehler ergeben sich aus dem Fehler der Regressionsgeraden.

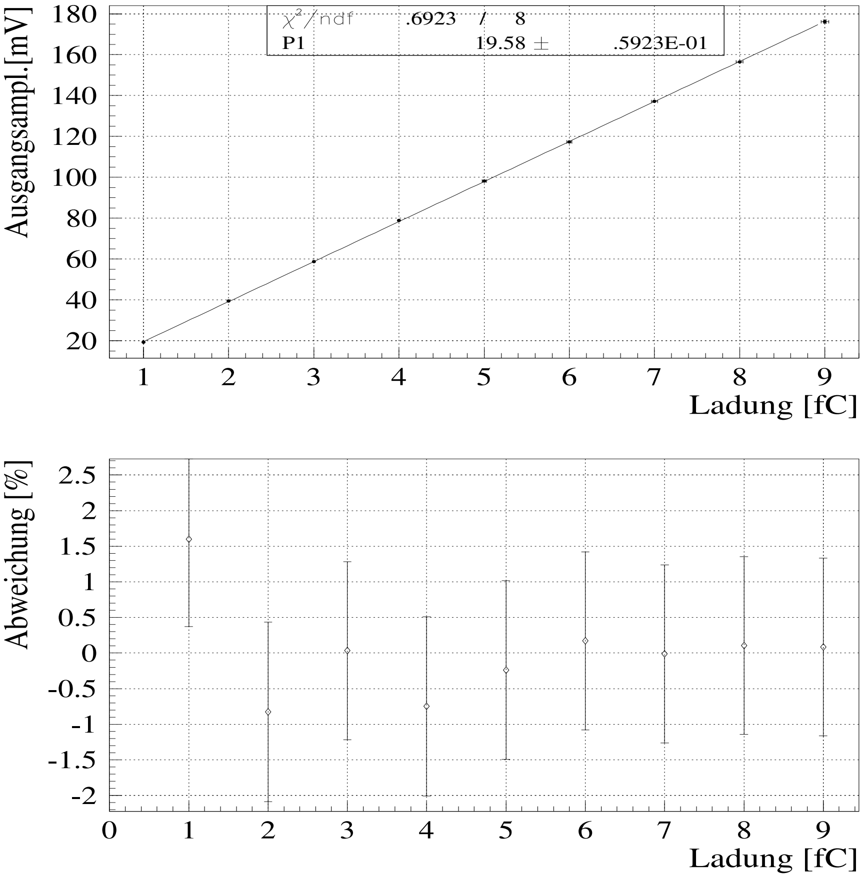


Abbildung 4.7: Linearität eines Verstärkerkanals. Im oberen Diagramm sind die gemessenen Spannungswerte des Ausgangspulses über der eingekoppelten Ladung aufgetragen. Die Steigung der angepaßten Gerade ist mit P1 bezeichnet. Sie entspricht der Ladungsverstärkung des Kanals.
Im darunter abgebildeten Diagramm sind die prozentualen Abweichungen der Meßwerte von der Geraden dargestellt. Diese Abweichungen sind ein Maß für die Güte der Linearität.

Chip-zu-Chip Variationen der Ladungsverstärkung

Die Untersuchung der Chip-zu-Chip Variationen der Ladungsverstärkung wurde mit fünf Auslesechips durchgeführt. Um die Messung den experimentellen Gegebenheiten anzupassen, wurde für den ersten Chip die Standard-Einstellung der drei Versorgungsströme vorgenommen und für die restlichen vier Chips nicht mehr verändert. Das bedeutet, daß infolge von Inhomogenitäten der inneren Widerstände der einzelnen Auslesechips i.a. verschieden hohe Ströme in die Chips fließen. Im Kalorimeter läßt sich die Stromversorgung ebenfalls nicht individuell regeln.

Die aus den Meßdaten berechneten Ladungsverstärkungen sind in das Histogramm in Abb. 4.8 eingefüllt. Die mittlere Ladungsverstärkung der Verstärkerkanäle beträgt $(18.77 \pm 0.29)\,\frac{mV}{fC}$ und die maximale Streuung der Werte liegt bei $(5.8 \pm 0.7)\%$. Die Streuung der Ladungsverstärkung wird sich bei dem Einsatz im Kalorimeter noch verringern, da in einem Serientest mit über 200 Chips die 56 Auslesechips selektiert werden, welche die beste Homogenität aufweisen.

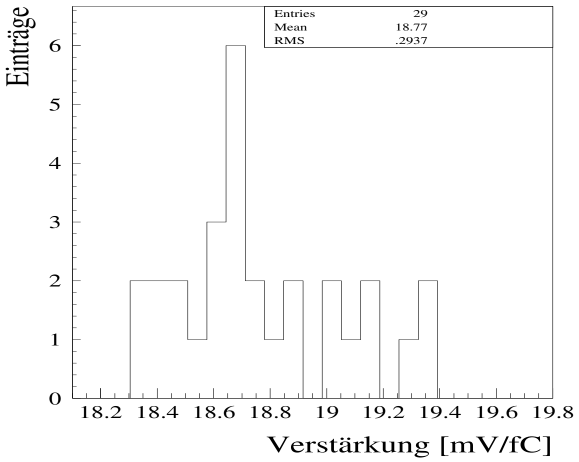


Abbildung 4.8: Homogenität der Verstärkerkanäle. Insgesamt wird die Ladungsverstärkung von 29 Kanälen bestimmt und in das Histogramm eingetragen. Die maximale Streuung der Werte beträgt (5.8 ± 0.7)%.

Kapazitätsabhängigkeit der Ladungsverstärkung

Die Abhängigkeit der gemessenen Ladungsverstärkung von der gewählten Eingangskapazität ist in Abb. 4.9 zu sehen. Die Meßergebnisse zeigen, daß sich die Ladungsverstärkung zwischen 0 pF und 18 pF um (5.8 ± 0.6)% vermindert. Dieser Effekt wird durch eine zu geringe offene Schleifenverstärkung des Vorverstärkers hervorgerufen.

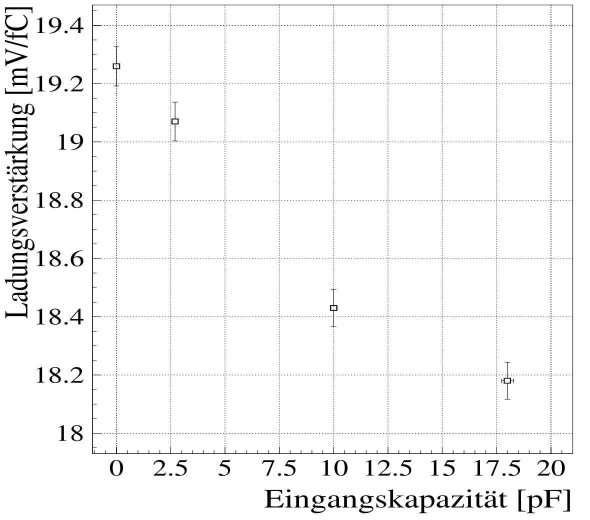


Abbildung 4.9: Abhängigkeit der Ladungsverstärkung von der Eingangskapazität. Die Reduktion der Ladungsverstärkung mit zunehmender kapazitiver Eingangsbelastung ist auf eine zu geringe offene Schleifenverstärkung des Vorverstärkers zurückzuführen.

4.4.2 Der Triggersummenkanal

Die Linearität der Triggersummierung wird mit zwei Verfahren untersucht. Bei der einen Methode werden in einen Verstärkerkanal nacheinander verschiedene Ladungsmengen eingekoppelt und jeweils die Signalantwort der Triggersummierung gemessen. Damit kann die Linearität eines Eingangs des Addierers getestet werden. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abb. 4.10 dargestellt. Der Verstärkerkanal ist derselbe wie der in Abschnitt 4.4.1 untersuchte Kanal. Die Abweichung von der Linearität zeigt einen charakteristischen Verlauf, der auch bei Ladungseinkopplung in die fünf anderen Kanäle auftritt. Die Ursache hierfür beruht auf der Nichtlinearität der Rückkoppelwiderstände. Ab einer Eingangsladung von 3 fC sind die Abweichungen kleiner als ein Prozent. Das gilt auch für die restlichen Verstärkerkanäle.
Die Bestimmung der Fehler erfolgt analog zu der Fehlerbetrachtung in Abschnitt 4.4.1

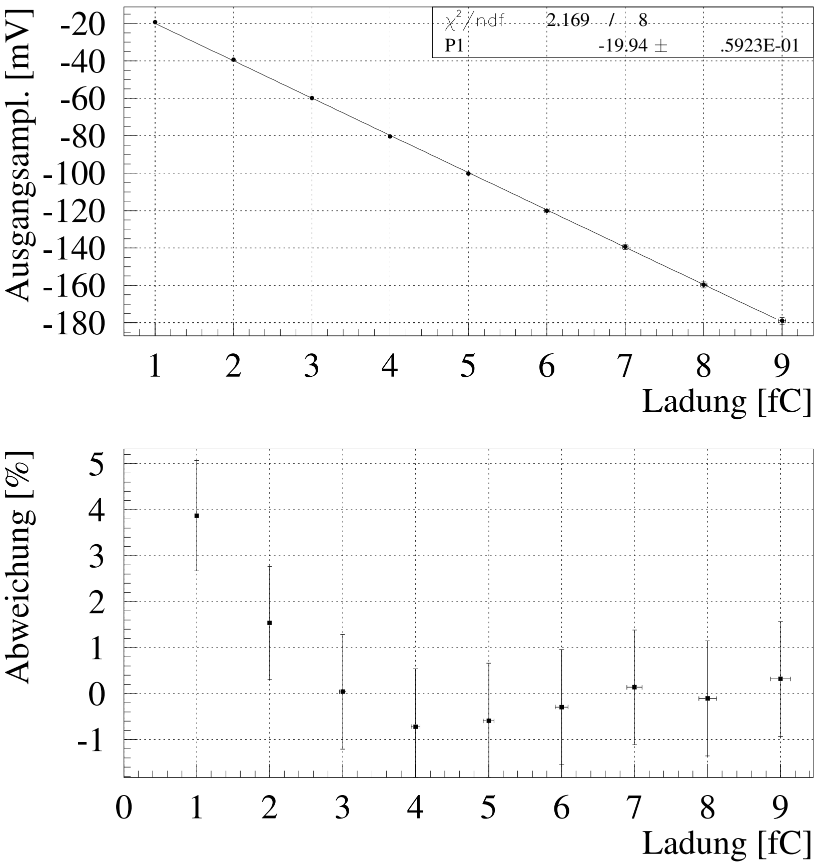


Abbildung 4.10: Linearität der Triggersummierung. Die Einkopplung der Ladung erfolgt in einen Verstärkerkanal. Damit läßt sich die Linearität eines Addierereingangs untersuchen.

Im zweiten Verfahren wird die Linearität der Addition überprüft. Dazu wird sukzessive in jeden der sechs Verstärkerkanäle die Ladung 1 fC eingekoppelt: Zunächst erfolgt die Ladungseinkopplung von 1 fC in Kanal 1. Anschließend wird zusätzlich in Kanal 2 ebenfalls 1 fC eingekoppelt. Dieses Verfahren wird bis zu Kanal 6 fortgeführt. In Abb. 4.11 ist das Resultat dieser Messung zu sehen. Die Abweichungen von der angepaßten Geraden sind im Durchschnitt deutlich größer. Dies wird primär durch Kanal-zu-Kanal Variationen der Ladungsverstärkung im Verstärkerkanal und durch Inhomogenitäten der Addierereingänge im Triggersummenkanal hervorgerufen.

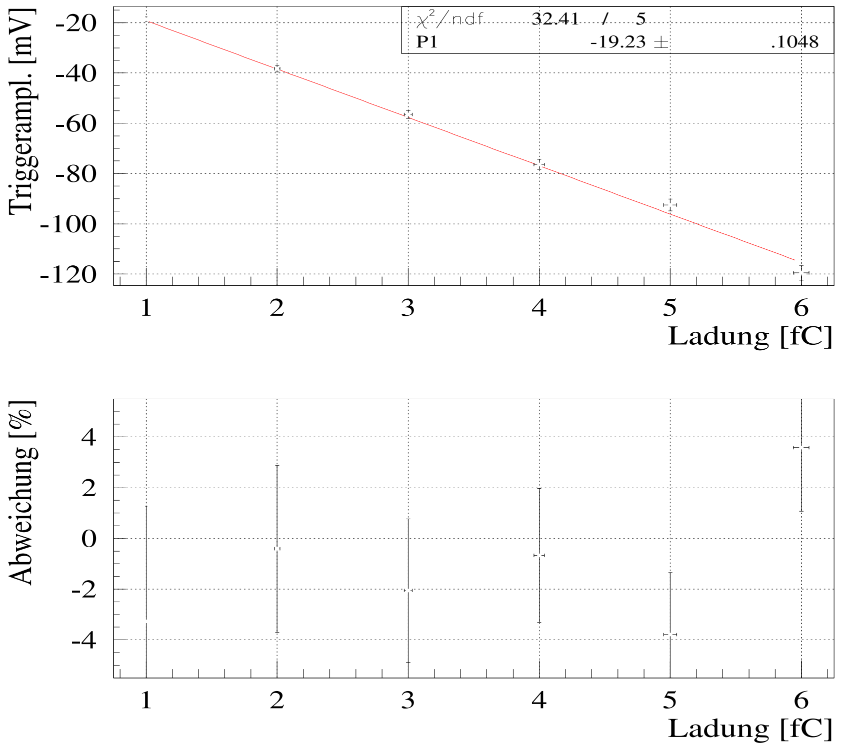


Abbildung 4.11: Linearität der Addition. Sukzessive wird in jeden der sechs Verstärkerkanäle die Ladung 1 fC eingekoppelt.

Kanalvariationen der Ladungsverstärkung

Die Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals für die einzelnen Verstärkerkanäle ist in Tab. 4.3 zusammengefaßt. Die maximale Kanal-zu-Kanal Variation liegt bei $(2.9 \pm 0.4)\%$. Die Kanalvariationen setzen sich aus den Inhomogenitäten der Verstärkerkanäle und der Addierereingänge zusammen. Daher ist die Streuung der Werte größer.

Kanal	1	2	3	4	5	6
Ladungsverstärkung $[\frac{mV}{fC}]$	-20.12 ±0.06	-19.85 ±0.06	-19.94 ±0.06	-19.86 ±0.06	-19.89 ±0.06	-19.64 ±0.06

Tabelle 4.3: Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals für die sechs Verstärkerkanäle.

Chip-zu-Chip Variationen der Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals

Die Messung der Chip-zu-Chip Variationen der Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals wird mit vier Auslesechips nach dem ersten Verfahren durchgeführt. Die Ströme und Spannungen werden wie bei der Untersuchung der Verstärkerkanäle nur bei einem Chip auf die Standardwerte eingestellt und danach nicht mehr verändert.
In Abb. 4.12 sind die aus den Meßwerten ermittelten Ladungsverstärkungen in ein Histogramm eingefüllt. Die mittlere Ladungsverstärkung liegt bei $(-19.67 \pm 0.3)\,\frac{mV}{fC}$. Die maximale Variation der Ladungsverstärkung der Triggersummenkanäle beträgt $(10.7 \pm 0.4)\%$.

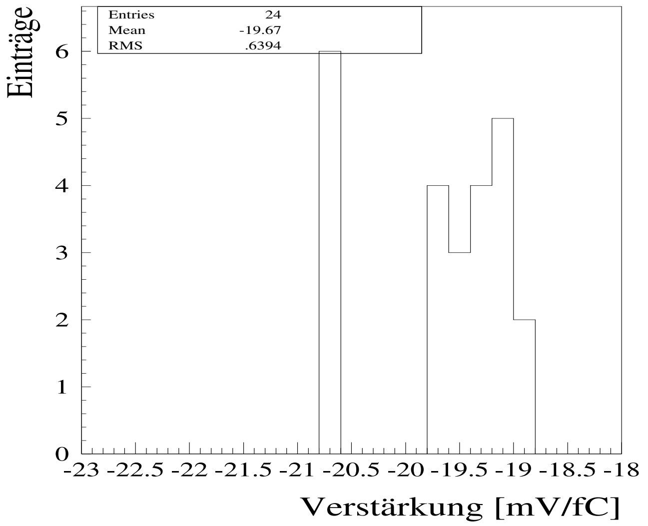


Abbildung 4.12: Verteilung der Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals bei der Untersuchung von vier Auslesechips. Die maximale Streuung der Werte beträgt $(10.7 \pm 0.4)\%$.

4.4.3 Ausfall von Auslesekanälen

Im Verlauf der Testmessungen fielen auf mehreren Ausleschips einige Verstärkerkanäle aus. Da der Eingang des Vorverstärkers keine Schutzstrukturen besitzt, wie in Abschnitt 3.1. erläutert, können elektrostatische Aufladungen des Experimentators oder nichtgeerdete Lötkolben eine Überspannung erzeugen, die zur Zerstörung des Eingangstransistors führt. Ein Indiz dafür ist ein Stromfluß aus dem Gate des Transistors bei allen defekten Verstärkerkanälen.
Mit dem Defekt eines Verstärkerkanals ist auch der Ausfall der Triggersummierung des Auslesechips verbunden. Der Spannungsoffset am Ausgang des defekten Vorverstärkers verändert sich derart, daß der Operationsverstärker, der die Triggersummierung durchführt, in die Sättigung geht.
Um den Ausfall der Triggersummierung zu verhindern, müßte lediglich der betroffene Addierereingang abgekoppelt werden. Das kann man erreichen, indem die Gatespannung des Transistors im Addierereingang auf 0V gesetzt wird. Dadurch wird der Transistor nichtleitend (siehe Abschnitt 3.3) und koppelt damit effektiv diesen Eingang ab. Bei dem vorliegenden Auslesechip ist der Zugriff auf die Spannungsversorgung der Transistoren im Addierereingang jedoch nicht möglich. Da die Triggersummierung für das Experiment sehr relevant ist, wird erwogen, einen neuen Ausleschip zu entwickeln, bei dem die Möglichkeit der Abkopplung einzelner Kanäle existiert.

4.5 Das Rauschen

Als Rauschen bezeichnet man in der Elektronik allgemein die statistischen Schwankungen, die einem Signal überlagert sind und dadurch die Meßauflösung begrenzen. Das Rauschen limitiert die Größe übertragbarer Signale auf eine untere Grenze. Zu kleine Signale gehen in den statistischen Schwankungen unter, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR[3]) wird zu gering.

Im EPC werden in den Photodioden Ladungen freigesetzt, die in der Größenordnung von wenigen Femtocoulomb liegen. Daraus wird ersichtlich, daß zur Ladungverstärkung ein extrem rauscharmer Verstärker erforderlich ist. Dies stellte ein zentrales Ziel bei der Entwicklung des Auslesechips dar.

4.5.1 Rauschquellen auf dem Auslesechip

Den Großteil des Rauschens innerhalb eines Verstärkerkanals erzeugt der Vorverstärker. Der Pulsformer hingegen reduziert durch sein Bandpaßverhalten effektiv das Rauschen und verbessert dadurch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Der Einfluß des Ausgangstreibers auf das Rauschen ist vernachlässigbar. In Abb. 4.13 sind die relevanten Rauschquellen des Vorverstärkers mit Kästchen gekennzeichnet.

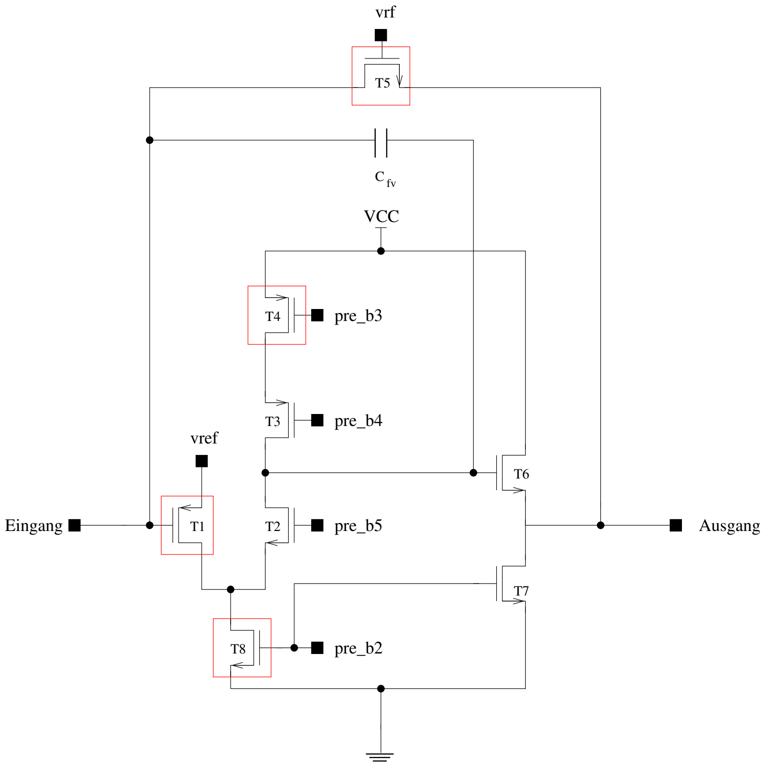


Abbildung 4.13: Rauschquellen auf dem Vorverstärker. Der dominante Rauschanteil wird durch den Eingangstransistor verursacht.

---

[3] Signal to Noise Ratio

Allgemein wird das Rauschen der Transistoren durch drei voneinander unabhängige Mechanismen hervorgerufen:

Kanalrauschen

Das Kanalrauschen entsteht durch das thermische Rauschen des Kanalwiderstandes. Der Kanalwiderstand ist mit der Steigung der Übertragungskennlinie im Sättigungsbereich, der sogenannten Steilheit S korreliert:

$$ENC_{kanal} \sim \sqrt{\frac{k \cdot T}{S}} \tag{4.2}$$

Im Zähler stehen die Boltzmannkonstante k und die absolute Temperatur T.

1/f-Rauschen

Bei tiefen Frequenzen f erzeugt das 1/f-Rauschen den dominanten Beitrag zum Rauschen. Es besteht ein funktionaler Zusammenhang mit der Transistorgeometrie:

$$ENC_{\frac{1}{f}} \sim \sqrt{\frac{1}{W \cdot L \cdot f}} \tag{4.3}$$

Der Parameter W steht für die Transistorbreite und L für die effektive Transistorlänge.

Rauschen des Bulkwiderstandes

Dabei handelt es sich wie das Kanalrauschen um ein thermisches Rauschen. Es wird durch den Stromfluß über den Gate-Bulk-Widerstand des Transistors erzeugt.

$$ENC_{bulk} \sim \sqrt{R_{Bulk} \cdot k \cdot T} \tag{4.4}$$

Detailliertere Informationen zu dem Thema Rauschen sind unter [9] und [8] zu finden.

Man unterscheidet bei dem Vorverstärker zwischen seriellem und parallelem Rauschen. Das serielle Rauschen skaliert mit der Eingangskapazität C_E. Es wird primär durch den Eingangstransistor erzeugt.

Das parallele Rauschen hingegen ist unabhängig von der Größe der Eingangskapazität. Dieser Rauschanteil wird zum einen durch den Dunkelstrom der Photodiode erzeugt, der über einen hochohmigen Widerstand abfließt. Dieser Strom ruft im Widerstand ein Schrotrauschen[4] hervor. Auch der Strom durch den Biaswiderstand verursacht ein Schrotrauschen, das zum parallelen Rauschen beiträgt. Einen weiteren Anteil liefert der Transistors T5 durch das thermische Rauschen des Kanalwiderstands.

Die Summe aus parallelem und seriellem Rauschen ergibt die Rauschfunktion des Verstärkers:

$$ENC(C_E) = ENC_{parallel} + m \cdot C_E \tag{4.5}$$

Das parallele Rauschen stellt einen additiven Anteil dar, also eine Art Rauschoffset. Der Parameter m entspricht der Steigung der Rauschkurve.

Die Bestimmung der Rauschfunktionen der Verstärkerkanäle und des Triggersummenkanals stehen im Mittelpunkt der nächsten Abschnitte.

---

[4] Rauschen, das durch die statistischen Schwankungen der Verteilungsfunktion der Ladungsträger gebildet wird

4.5.2 Meßprinzip

Zunächst soll auf das Meßprinzip näher eingegangen werden. Dazu ist ein kleiner Exkurs in die Grundlagen der Rauschtheorie notwendig.
Aufgrund des statistischen Charakters des Rauschens, verschwindet der lineare zeitliche Mittelwert:

$$\overline{u_r} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} u_r dt = 0 \tag{4.6}$$

Mit u_r wird die Rauschspannung bezeichnet. Der quadratische Mittelwert hingegen liefert einen von Null verschiedenen Wert:

$$\overline{u_r^2} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} u_r^2 dt \neq 0 \tag{4.7}$$

Die Wurzel des quadratischen Mittelwerts wird allgemein als RMS[5]-Wert bezeichnet.
Mit dem RMS-Wert ist somit eine Quantifizierung des Rauschens möglich. Für ladungsempfindliche Vorverstärker wird das Rauschen nicht als Spannungswert angegeben, sondern als äquivalente Rauschladung in der Zahl von Elektronen (ENC). Diese Größe erhält man aus dem Quotient des RMS-Wertes und der Ladungsverstärkung:

$$ENC = \frac{RMS[mV]}{g_Q[\frac{mV}{e^-}]} \tag{4.8}$$

Ziel der Messung ist es, den RMS-Wert in Abhängigkeit der Eingangskapazität zu bestimmen. Mit der Ladungsverstärkung kann man schließlich das Rauschen in ENC berechnen. Die Messung des RMS-Wertes erfolgt mit einem Oszilloskop. Das Oszilloskop besitzt eine Funktion, die automatisch die RMS-Spannung berechnet. Zur Reduzierung des statistischen Fehlers wird der Mittelwert aus ca. 100 RMS-Messungen gebildet.

4.5.3 Der Meßaufbau

Der Meßaufbau wird gegenüber der Linearitätsmessung leicht modifiziert, wie in Abb. 4.14 zu sehen ist. Am Eingang befinden sich drei Kondensatoren mit den Kapazitäten 2.7 pF, 10 pF und 18 pF. Über eine Steckerleiste kann die gewünschte Eingangskapazität selektiert werden. Die Koppelkapazität C_K wird entfernt, um die kapazitive Belastung des Eingangs durch Drähte und Lötstellen nicht unnötig zu erhöhen. Da das Rauschen des Verstärkerkanals schon in der Größenordnung des Eigenrauschens des Oszilloskops liegt, wird am Ausgang ein Inverter mit dem Verstärkungsfaktor 10 angeschlossen. Dabei wird der Operationsverstärker OP620 benutzt, der sich durch eine hohe Bandbreite von 200 MHz auszeichnet. Dadurch ist gewährleistet, daß man das Rauschen nicht filtert.
Der Spannungsoffset von 2.5 V am Ausgang des Verstärkerkanals macht die kapazitive Kopplung mit der Kapazität C_1 notwendig.

---

[5] Root Mean Square

Zur Abschirmung von äußeren elektromagnetischen Einstreuungen wird die Testplatine in einem metallenen NIM[6]-Einschub installiert. Die Durchführung der Rauschmessung erfolgt zusätzlich in einem abgeschirmten Behälter, der komplett mit Kupferblech ausgekleidet ist. Diese doppelte Faradaysche Abschirmung schließt direkte Einstreuungen aus. Die über die Spannungszuleitungen eingekoppelten Störungen werden durch Blockkapazitäten (siehe Abschnitt 4.2) ausreichend gedämpft.

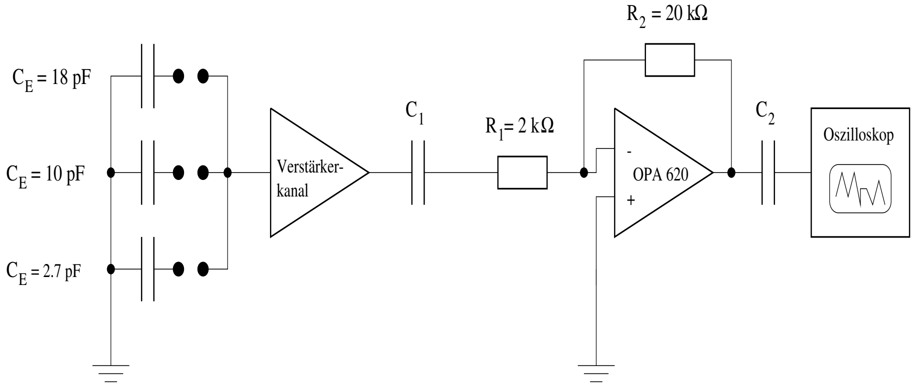


Abbildung 4.14: Aufbau zur Rauschmessung. Die Rauschsignale werden um den Faktor 10 verstärkt, um sie deutlich vom Eigenrauschen der Meßkomponenten abzuheben.

4.5.4 Messungen

Die Rauschmessung wurde in zwei Teile gegliedert:

- Messung des Rauschoffsets
- Messung der Steigung der Rauschkurve

Bei der Messung des Rauschoffsets wird versucht, die kapazitive Belastung des Verstärkereingangs auf Null zu reduzieren. Dies erreicht man durch Abkleben der Chipeingänge mit Isolierband. Durch die Isolierung der Eingänge ist praktisch nur noch die Eingangskapazität des Chipgehäuses vorhanden.

Die Messung der Steigung der Rauschkurve wird mit dem oben abgebildeten Meßaufbau durchgeführt. Diese experimentelle Anordnung verursacht eine zusätzliche kapazitive Belastung[7] des Verstärkereingangs, die eine Erhöhung des Rauschoffsets zur Folge hat. Dieser Offset ist jedoch nicht relevant, da mit dieser Messung die Steigung der Rauschkurve bestimmt werden soll, die unabhängig von additiven Anteilen ist. Aus den gemessen Werten wird anschließend die Steigung berechnet.

Verstärkerkanäle

Eine gemessene Rauschkurve eines Verstärkerkanals ist in Abb. 4.15 zu sehen. Die Rauschwerte bei kapazitiver Belastung werden um die Offsetdifferenz[8] korrigiert.

Um eine Aussage über Chip-zu-Chip Variationen des Rauschens treffen zu können, werden die Rauschmessungen bei fünf Auslesechips durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.4 zusammengefaßt. Defekte Kanäle sind mit einem Strich versehen.

---

[6] Nuclear Instrument Module

[7] Durch die Steckerleiste, diverse Lötstellen und Drähte

[8] Differenz zwischen Offset, der durch den Fit ermittelt wird und gemessenen Rauschwert bei 0 pF

Die Daten zeigen eine sehr gute Homogenität innerhalb eines Auslesechips, lediglich Chip Nr. 1 fällt etwas aus der Reihe. Der Rauschoffset variiert bei den Auslesechips Nr.2 bis Nr.5 maximal um 2.6% und die Steigung der Kurve maximal um 9%. Die Chip-zu-Chip Streuung des Rauschoffsets liegt maximal bei 10% und die Variation der Steigung bei 17%.

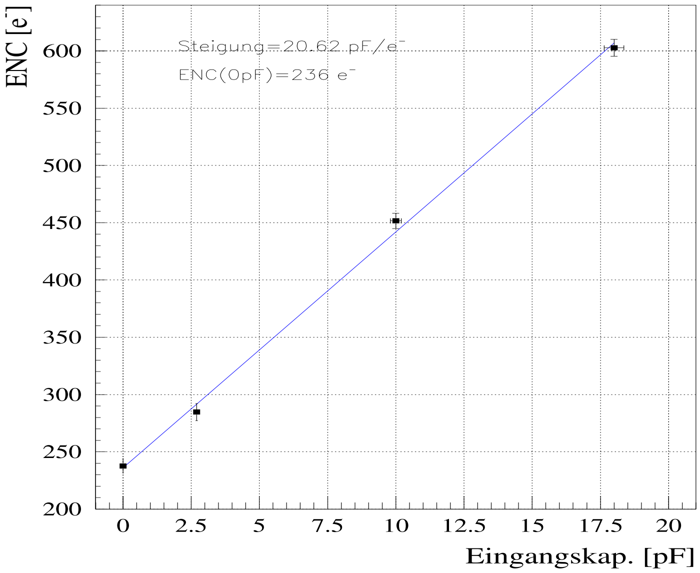


Abbildung 4.15: Rauschkurve eines Verstärkerkanals.

Bildet man den arithmetischen Mittelwert aus den gewonnenen Daten, so erhält man folgende Rauschfunktion:

$$ENC_{Mess}(C_E) = (241 \pm 5)\, e^- + (20.52 \pm 0.78)\, \frac{e^-}{pF} \cdot C_E \tag{4.9}$$

Folglich ergibt sich bei Anschluß der Photodioden ($C_{PD} \approx 10\, pF$) im Mittel ein Rauschen von $(446 \pm 9)\, e^-$.

Um eine Vergleich zwischen den gemessenen und theoretischen Rauschparametern ziehen zu können, wird die Rauschfunktion mit Hilfe einer Simulation des Designs der Verstärkerschaltung ermittelt:

$$ENC_{Sim}(C_E) = 187\, e^- + 19.6\, \frac{e^-}{pF} \cdot C_E \tag{4.10}$$

Die Steigungen der beiden Funktionen stimmen sehr gut überein, lediglich der Offset differiert um $54 e^-$. Dies ist ein Indiz dafür, daß bei der Messung noch eine nicht verschwindende Eingangskapazität vorhanden ist, die in der Simulation nicht berücksichtigt ist. Für diese Kapazität kommt nur das Chipgehäuses in Frage. Um dessen Einfluß auf das Rauschen zu bestimmen, wird das

Gehäuse vom Chip durch das Entfernen des Bonddrahtes abgekoppelt. Die Messung ergibt:

•mit Gehäuse: ENC=$(238 \pm 3)e^-$
•ohne Gehäuse: ENC=$(217 \pm 2)e^-$

Das Chipgehäuse erzeugt demnach eine Eingangskapazität von 1pF. Im Kalorimeter werden die Auslesechips ohne Gehäuse direkt auf die Platinen gebondet. Folglich verbessern sich dadurch die Rauschwerte um den obigen Betrag von ca. $20\,e^-$.
Man kann abschließend konstatieren, daß sich der Verstärker durch sein niedriges Rauschen für die vorgesehenen Zwecke sehr gut eignet.

Chip Nr.	Kanal	Rauschoffset $[e^-]$	Steigung $[e^-/\text{pC}]$
1	1	247	18.71
	2	-	-
	3	250	19.74
	4	-	-
	5	259	19.86
	6	248	20.76
2	1	241	20.34
	2	239	21.79
	3	238	20.96
	4	239	21.67
	5	241	20.66
	6	241	22.14
3	1	241	20.02
	2	237	19.64
	3	235	20.04
	4	241	19.61
	5	238	20.26
	6	241	20.71
4	1	238	19.74
	2	236	20.62
	3	234	20.86
	4	234	19.93
	5	237	20.69
	6	238	20.08
5	1	-	-
	2	-	-
	3	240	20.75
	4	245	20.78
	5	241	21.74
	6	241	21.43

Tabelle 4.4: Rauschwerte der fünf untersuchten Auslesechips. Defekte Kanäle sind mit einem Strich versehen.

Triggersummenkanal

Die Rauschkurve des Triggersummenkanals wird auf ähnliche Weise wie die der Verstärkerkanäle bestimmt. Die Eingangskapazitäten werden bei dieser Messung gleichzeitig an alle sechs Verstärkereingänge angekoppelt. In Abb. 4.16 ist die Rauschkurve des Triggersummenkanals dargestellt. Die Rauschfunktion hat die Form:

$$ENC_{Trigger}(C_E) = (928 \pm 15)\, e^- + (78.5 \pm 3.2)\, \frac{e^-}{pF} \cdot C_E \tag{4.11}$$

Es sind erwartungsgemäß hohe Werte, da sich das Rauschen des Triggersummenkanals additiv aus dem Rauschen der sechs Verstärkerkanäle zusammensetzt. Bei $10\,pF$ kapazitiver Belastung liegt das Rauschniveau bei $(1713 \pm 35)\, e^-$

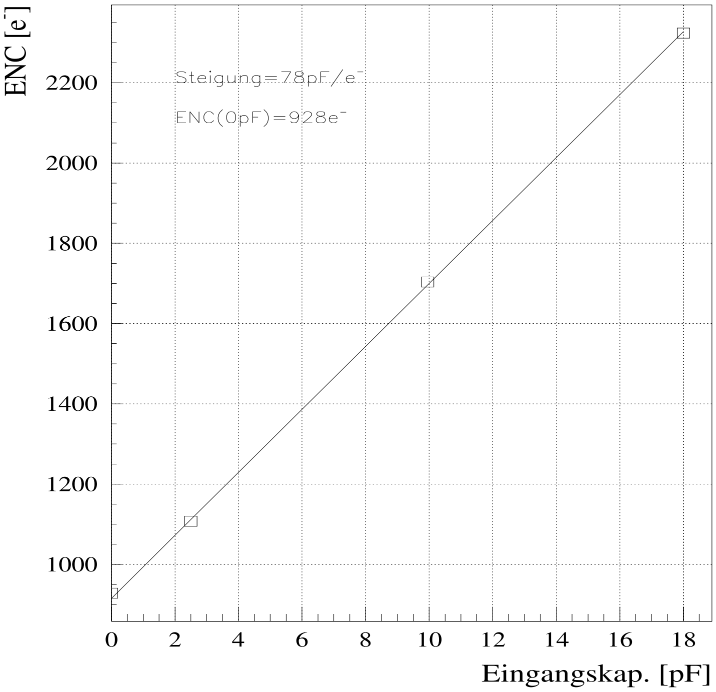


Abbildung 4.16: Rauschkurve des Triggersummenkanals. Im Vergleich zu einem Verstärkerkanal sind die Werte deutlich höher, da sich das Rauschen des Triggersummenkanals aus dem Rauschen der sechs Verstärker zusammensetzt.

4.6 Übersprechen

Bei der Einkopplung von Ladungspulsen in die Verstärker tritt unter den Kanälen ein elektrisches Übersprechen auf. Die Stellen, an denen das Übersprechen erfolgt, liegen im Bereich der Kreuzungspunkte der Signalleitungen und der Biasleitungen[9].

In Abb. 4.17 ist ein typisches Übersprechsignal dargestellt. Der obere Kurvenzug ist der Ausgangspuls des Verstärkerkanals, der das darunterliegende Übersprechsignal in einem benachbarten Kanal hervorruft. Die Form des Signals ist in allen Kanälen gleich. Die Amplitude und Phasenlage hingegen variiert zwischen den einzelnen Kanälen und auch von Chip zu Chip.

Da im Experiment die Auslese immer zu einem festen Zeitpunkt erfolgt, der idealerweise im Maximum des Ausgangspulses liegt, ist die Signalhöhe des Übersprechens nur in diesem Punkt relevant. In Abb. 4.17 ist dieser Zeitpunkt durch eine vertikale Linie gekennzeichnet. Die im folgenden angegebenen Werte beziehen sich stets auf diesen Zeitpunkt.

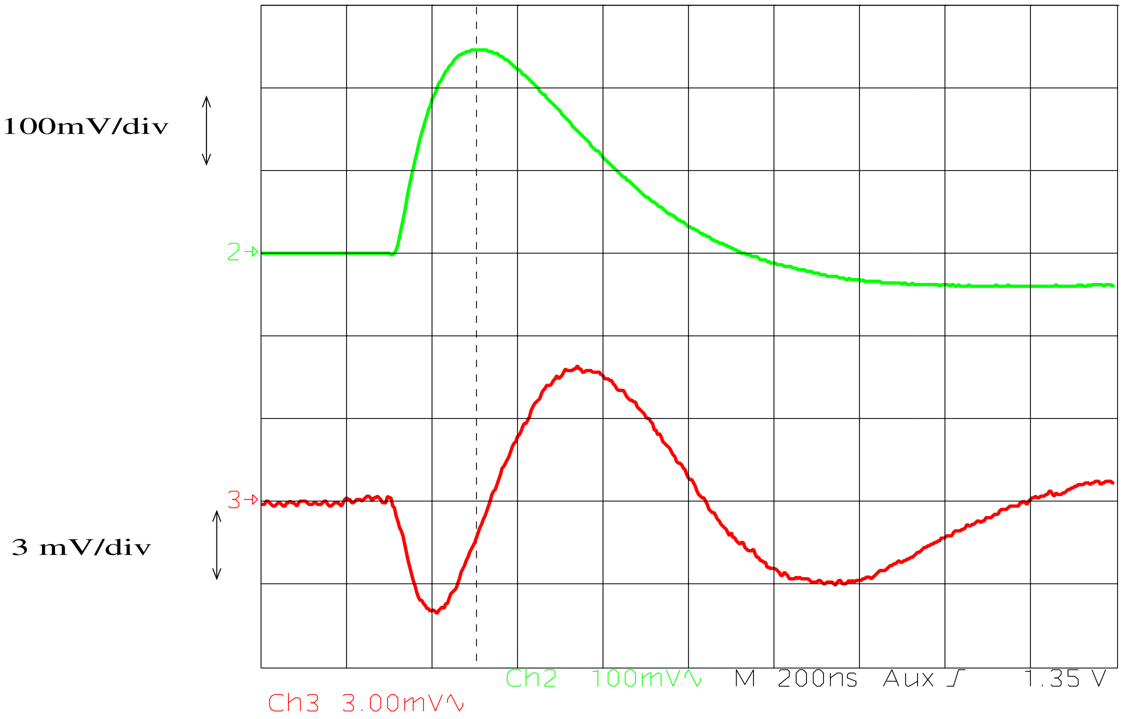


Abbildung 4.17: Elektrisches Übersprechen auf dem Auslesechip. Der obere Verstärkerpuls erzeugt in einem anderen Chipkanal die darunterliegende Signalform. Das Übersprechen zeigt auch bei anderen Kanälen das gleiche Profil. Man beachte die verschiedenen Maßstäbe in der Abbildung: Bei Kanal 2 (oberes Signal) beträgt die Skalierung in y-Richtung 100 mV/div und bei Kanal 3 lediglich 3 mV/div.

---

[9] Strom- und Spannungsleitungen

4.6.1 Kanalabhängigkeit des Übersprechens

Die Abhängigkeit des Übersprechens von der Kanalnummer zeigt Abb. 4.18. Bei der Messung wird eine Ladung von 7 fC in einen Kanal eingekoppelt und das Übersprechsignal in den verbleibenden fünf Kanälen gemessen. Jede der sechs Meßreihen ist mit einer anderen Farbe gekennzeichnet. Der x-Wert des Punktes auf dem 0 mV Level entspricht dem signalbelegten Kanal.
Das Übersprechen in der direkten Nachbarschaft des signalbelegten Kanals ist deutlich niedriger im Vergleich zu weiter entfernten Kanälen. Im Abstand von zwei Kanälen erreichen die Werte ein nahezu konstantes Niveau, lediglich zu Kanal 6 hin wächst das Übersprechen etwas an. Diese Erhöhung wird durch den Triggersummenkanal induziert, der sich unmittelbar neben Kanal 6 befindet. Die Messungen bei anderen Auslesechips zeigen die gleichen Abhängigkeitsprofile.
Der maximale Betrag des Übersprechens liegt in der Größe von $(1.7 \pm 0.1)\,mV$. Ein Vergleich mit der Ausgangsamplitude des Verstärkersignals ($(138 \pm 2)\,mV$) ergibt demnach ein Übersprechen von $(1.2 \pm 0.1)\%$.

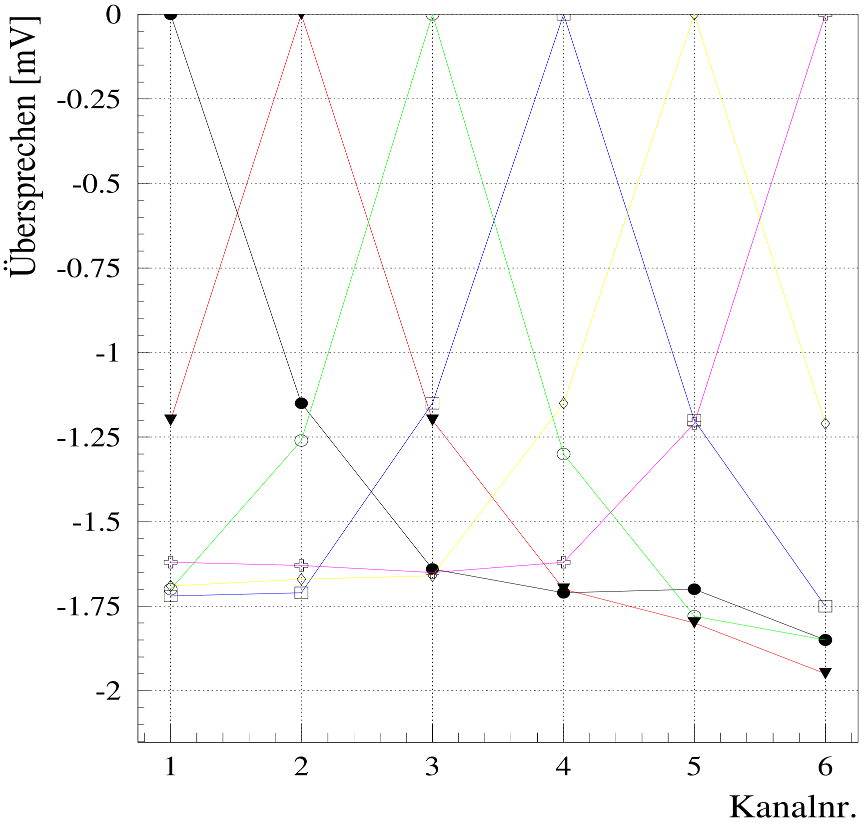


Abbildung 4.18: Kanalabhängigkeit des Übersprechens. Bei der Messung wird eine Ladung von $7\,fC$ in einen Kanal eingekoppelt und in den verbleibenden fünf Kanälen das Übersprechen bestimmt. Der x-Wert des Punktes auf dem 0 mV Level entspricht dem Kanal, in den das Signal eingekoppelt wird. Jede Meßreihe ist mit einer anderen Farbe gekennzeichnet.

4.6.2 Übersprechen in Abhängigkeit von der Eingangsladung

Das Übersprechen als Funktion der eingekoppelten Ladung zeigt Abb. 4.19. Die Signaleinkopplung wurde auf Kanal 4 vorgenommen. Die Messung des Übersprechens erfolgte auf Kanal 1, d.h. im konstanten Bereich des Übersprechprofils. Man erkennt ein leichtes Abflachen der Kurve zu höheren Ladungen hin. Die relativen Werte des Übersprechens bezüglich der Amplituden der korrelierten Ausgangspulse liegen zwischen 1.2% und 1.5%. Die Messungen an zwei weiteren Auslesechips ergeben sogar noch niedrigere Werte.

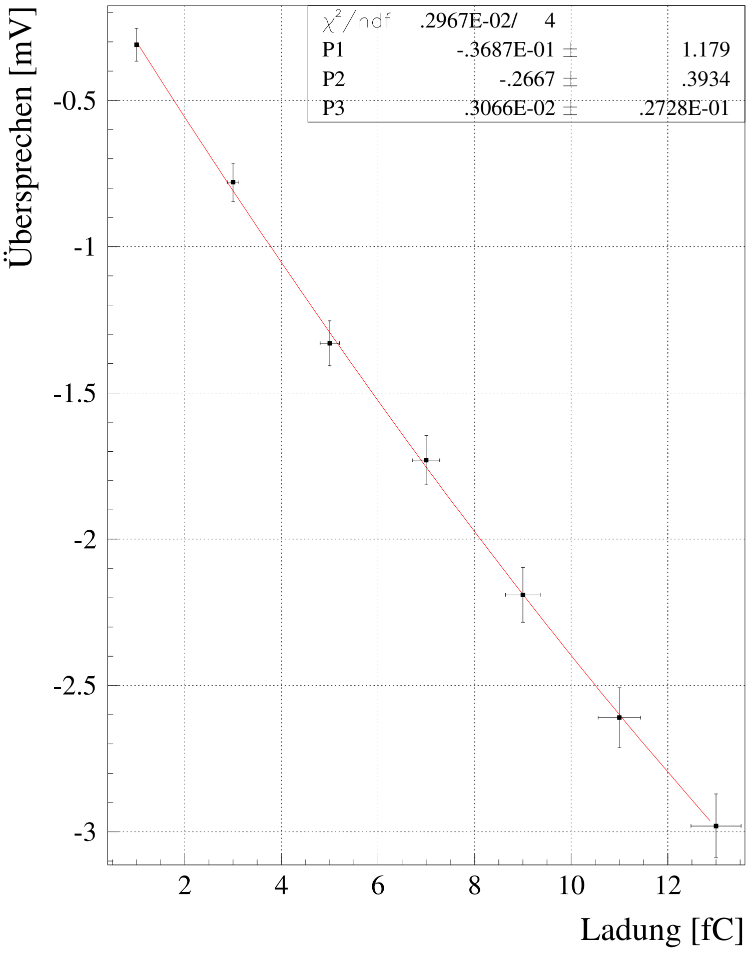


Abbildung 4.19: Übersprechen als Funktion der eingekoppelten Ladung. Die Ladungseinkopplung erfolgte auf Kanal 4 und die Messung des Übersprechens auf Kanal 1.

4.7 Pileup

Eine negative Eigenschaft des bipolaren Verstärkerpulses ist der Unterschwinger. Folgen zwei Signale zeitlich sehr dicht aufeinander, so daß sich ihre Ausgangssignale überlagern, wird die Signalamplitude des zeitlich nachfolgenden Pulses verfälscht. Diese Erscheinung nennt man den Pileup-Effekt. Er führt zu einer Limitierung der auslesbaren Ereignisrate. Im Experiment wird der Pileup-Effekt primär durch Untergrundereignisse hervorgerufen.
In Abb. 4.20 ist eine solche Überlagerung zweier Signale dargestellt. Obwohl bei beiden Pulsen die gleiche Ladung eingekoppelt wird, ist die Amplitude des zweiten Pulses kleiner, da er sich im Unterschwinger des ersten Pulses befindet. Der zeitliche Abstand der beiden Signale beträgt 1μs.

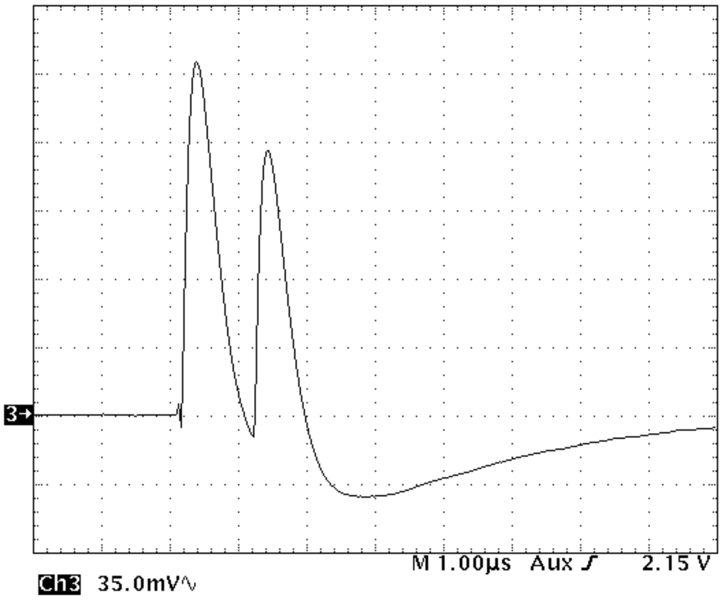


Abbildung 4.20: Pileup-Effekt in einem Verstärkerkanal. Der zweite Puls ist dem vorangehenden Signal im Bereich des Unterschwingers überlagert. Dies führt zu einer Amplitudenreduktion des Pulses.

4.7.1 Meßaufbau

Zur Untersuchung des Pileup-Effektes wird der Meßaufbau in Abb. 4.21 verwendet. Der Pulsgenerator PG liefert das Triggersignal für die beiden Rechteckgeneratoren RG1 und RG2. Sie geben bei Triggerung ein Rechtecksignal gleicher Amplitude und Länge aus. Mit den Verzögerungselementen in der Triggerzuleitung kann die Phasenlage der beiden Rechtecksignale beliebig eingestellt werden. Die Signale werden mit der Koppelkapazität C_K in Ladungspulse konvertiert und in den gleichen Verstärkerkanal eingekoppelt. Die Analyse der überlagerten Ausgangssignale wird mit einem Oszilloskop durchgeführt.

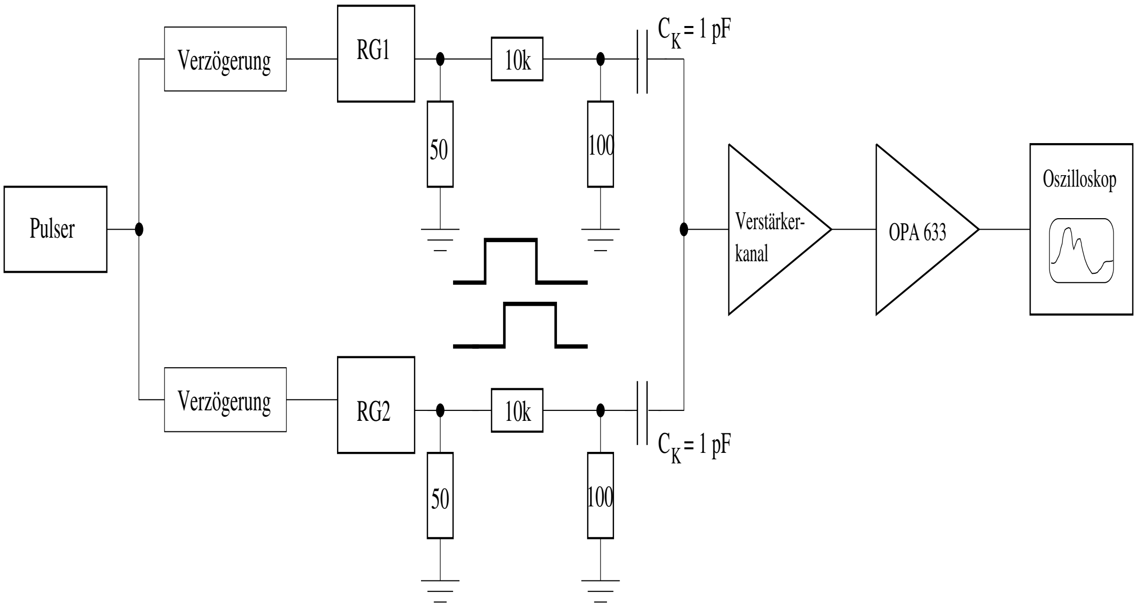


Abbildung 4.21: Aufbau zur Messung des pileup-Profils. Es sind zwei Funktionsgeneratoren notwendig, die kohärente Rechtecksignale ausgeben. Die Einstellung der Phasenlage der beiden Pulse erfolgt über die Verzögerungselemente in der Triggerzuleitung.

4.7.2 Pileup-Profil

In Abb. 4.22 ist das Pileup-Profil eines Verstärkerkanals zu sehen. Die x-Achse gibt den zeitlichen Abstand zwischen dem Referenzpuls und dem Störpuls an. Auf der y-Achse ist die prozentuale Amplitudenänderung des Referenzpulses aufgetragen:

$$y = (\frac{A(\Delta t)}{A(\infty)} - 1) \cdot 100\% \qquad (4.12)$$

Im positiven Zeitbereich liegt der Referenzpuls vor dem Störpuls. Bis auf kleine Störungen, die durch den Meßaufbau hervorgerufen werden, verändert sich die Ausgangsamplitude nicht. Erst bei zeitgleicher Einkopplung der Pulse kommt es zu einer vollständigen Überlagerung der Ausgangsignale und somit zur Verdopplung der Amplitude, da beide Signale die gleiche Amplitude besitzen. Im negativen Bereich geht der Störpuls dem Referenzpuls voran. Durch die Überlagerung mit dem Unterschwinger des Störpulses erfährt der Referenzpuls eine Amplitudenreduktion. Eine 5%-ige Amplitudenänderung tritt ab einem negativen Signalabstand von 3.5 μs ein. Wird der Zeitabstand größer als 7 μs, tritt keine Beeinflussung der Amplitude mehr auf.

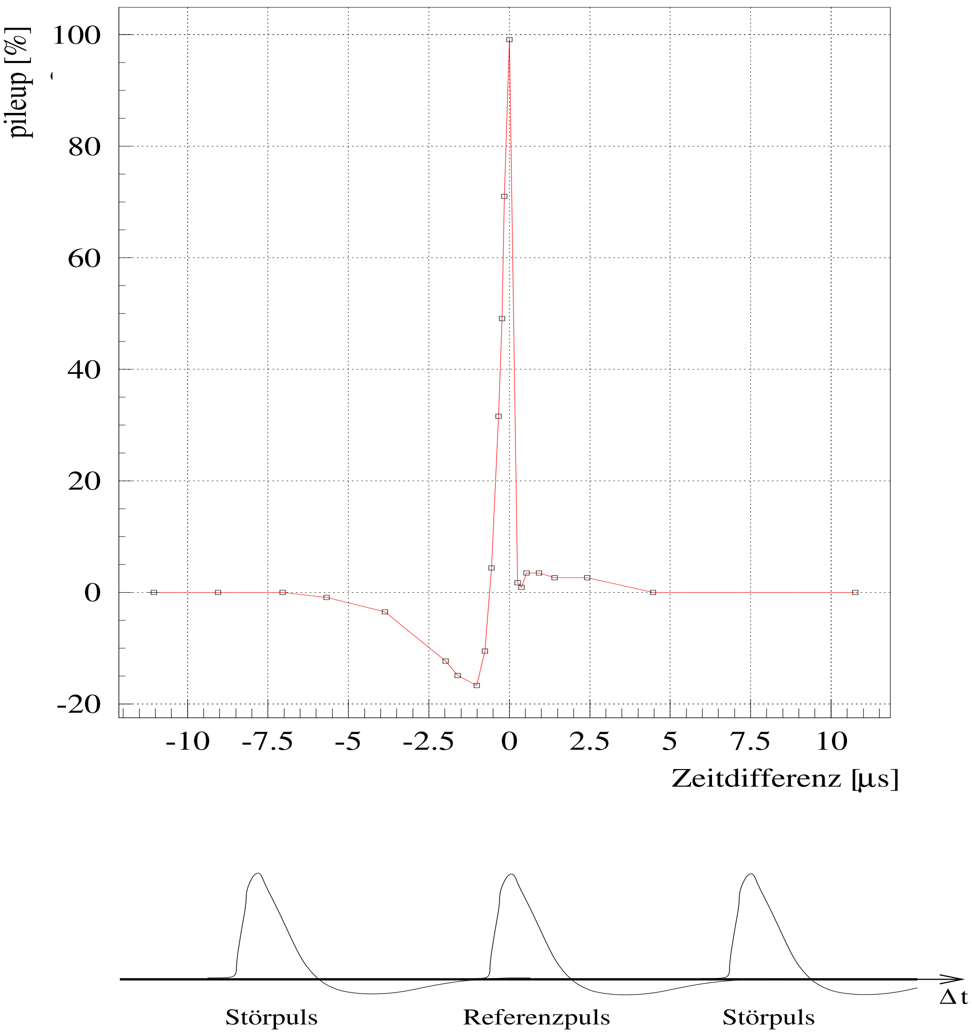


Abbildung 4.22: Pileup-Profil des Verstärkers. Es ist die prozentuale Amplitudenänderung des Referenzpulses über dem zeitlichen Abstand zwischen Referenzpuls und Störpuls aufgetragen.

4.8 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden kurz die wichtigsten Resultate der Messungen tabellarisch zusammengefaßt. Daraus werden anschließend der Rauschterm der Energieauflösung und die Unschärfe der Triggerschwelle berechnet.

4.8.1 Leistungsdaten des Auslesechips

max. Abweichung von Linearität	$< 2\%$
mittlere Ladungsverstärkung	$(18.77 \pm 0.29)\, \frac{mV}{fC}$
max. Kanal-zu-Kanal Variation	$(0.7 \pm 0.4)\%$
max. Chip-zu-Chip Variation	$(5.8 \pm 0.4)\%$
Rauschfunktion	$(241 \pm 5)\, e^- + (20.52 \pm 0.78)\, \frac{e^-}{pF} \cdot C_E$
mittleres Rauschen bei 10 pF	$(446 \pm 9)\, e^-$
max. Übersprechen	$< 1.5\%$

Tabelle 4.5: Meßergebnisse der Verstärkerkanäle

max. Abweichung von Linearität	$< 4\%$
mittlere Ladungsverstärkung	$(-19.67 \pm 0.41)\, \frac{mV}{fC}$
max. Kanal-zu-Kanal Variation	$(2.9 \pm 0.4)\%$
max. Chip-zu-Chip Variation	$(10.7 \pm 0.4)\%$
Rauschfunktion	$(928 \pm 15)e^- + (78.5 \pm 3.2)\, \frac{e^-}{pF} \cdot C_E$
mittleres Rauschen bei 10 pF	$(1714 \pm 35)e^-$

Tabelle 4.6: Meßergebnisse der Triggersummenkanäle

4.8.2 Energieauflösung

Mit dem Ergebnis der Rauschmessung kann der Rauschterm der Energieauflösung bestimmt werden. Nach Gleichung 2.2 gilt:

$$\sigma_{vv} = 3.57 \cdot 10^{-4} \frac{GeV}{e^-} \cdot ENC \tag{4.13}$$

Das Rauschen eines Verstärkers beträgt bei einer Eingagskapazität von 10 pF im Mittel $446 \pm 9e^-$. Für das Rauschen der Verstärkerelektronik umgerechnet in Einheiten der Energie ergibt sich demnach:

$$\begin{aligned} \sigma_{vv} &= (3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-4} \frac{GeV}{e^-} \cdot (446 \pm 9)\, e^- \qquad (4.14) \\ &= (0.159 \pm 0.022)\, GeV \end{aligned}$$

Zusammen mit den Sampling-Term und dem konstantem Term läßt sich daraus die Energieauflösung des EPC gemäß Formel 2.2 berechnen:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(\frac{(14.3 \pm 0.6)\%}{\sqrt{E[GeV]}})^2 + ((2.1 \pm 0.2)\%)^2 + (\frac{(0.159 \pm 0.022)\,GeV}{E[GeV]})^2} \qquad (4.15)$$

Für ein Elektron mit 30 GeV Primärenergie beträgt demnach die Energieauflösung:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (3.4 \pm 0.6)\%$$

Die Energieauflösung erreicht damit den in der Designstudie angestrebten Wert von 3-4% für ein Elektron mit 30 GeV Energie.

4.8.3 Unschärfe der Triggerschwelle

Die Unschärfe der Triggerschwelle ist nach der Messung des Rauschens und der Homogenität der Kanäle quantifizierbar. Sie setzt sich aus vier Beiträgen zusammen, wie im Kapitel 2.3.3 beschrieben:

- Rauschen der Triggersumme
- Chip-zu-Chip Variationen der Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals
- Kanal-zu-Kanal Variationen der Ladungsverstärkung des Triggersummenkanals
- Inhomogenitäten der Photodiodensensitivität

Die Chip-zu-Chip und die Kanal-zu-Kanal Variationen können aus obigen Tabellen entnommen werden. Die Inhomogenität der Photodiodensensitivität wird vom Hersteller auf einen Wert $< 3\%$ spezifiziert.

Das Rauschen der Triggersumme kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Für eine WLS-Ebene mit 24 Segmenten sind zur Auslese 8 Chips mit 48 Verstärkerkanälen notwendig. Durch die Addition der Triggersummen der acht Auslesechips wird das Rauschen quadratisch addiert. Für das Rauschen der Gesamtsumme ergibt sich $\sqrt{8} \cdot ENC_{Trigger}$. Da ein Elektron mit 1 GeV Primärenergie in den 168 Photodioden eines Moduls eine Ladung von etwa $(15000\pm)500e^-$ freisetzt, kann das Rauschen in Einheiten der Energie umgerechnet werden. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sigma_{trig} &= \frac{\sqrt{8} \cdot (1714 \pm 35)\, e^-}{(15000 \pm 500)\, e^- \cdot \frac{48}{168}} \cdot 1GeV \\ &= (1.131 \pm 0.044)\, GeV \end{aligned} \qquad (4.16)$$

Die Formel zur Berechnung der Unschärfe der Triggerschwelle lautet folglich:

$$\frac{\sigma_{Schw}}{E_{Schw}} = \sqrt{(\frac{\sigma_{trig}}{E})^2 + (Var_{Kanal})^2 + (Var_{Chip})^2 + (Inhom_{PD})^2} \qquad (4.17)$$

$$= \sqrt{(\frac{(1.131 \pm 0.044)\,GeV}{E[GeV]})^2 + ((2.9 \pm 0.4)\%)^2 + ((10.7 \pm 0.4)\%)^2 + (3\%)^2}$$

Für ein Elektron mit einer Energie von 30 GeV liegt die Unschärfe der Triggerschwelle bei:

$$\frac{\sigma_{Schw}}{E_{Schw}} = (12 \pm 2)\% \tag{4.18}$$

Die in dieser Arbeit bestimmte Triggerschwellenunschärfe ist deutlich kleiner als erwartet. Im VLQ Technical Proposal [3] wurde von einem Wert ausgegangen, der bei ≈ 30% liegt. Die geringere Triggerunschärfe ist zum einen auf die niedrige Streuung der Ladungsverstärkung zurückzuführen und zum zweiten auf das verhältnismäßig niedrige Rauschen des Triggersummenkanals.

Kapitel 5

Optischer Meßaufbau

Im Mittelpunkt dieses Kapitels steht die Erläuterung eines Meßaufbaus, der zur Untersuchung der Lichtsammeleffizienz der Szintillator- und Wellenlängenschieberstäbe entwickelt wurde. Unter der Lichtsammeleffizienz versteht man das Verhältnis zwischen der Lichtausbeute aus einem Stab und der Lichtmenge, die durch Anregung im Stab entstanden ist.
Die Lichtsammeleffizienz ist abhängig von der Anregungsposition im Szintillator und im Wellenlängenschieber. Diese lokalen Inhomogenitäten sollen primär mit dem Meßaufbau untersucht werden, denn sie verursachen im Kalorimeter ortsabhängige Energiesignale.
In diesem Kapitel werden Ergebnisse von ersten Testmessungen präsentiert. Dabei konnte noch nicht auf die Materialien zurückgegriffen werden, die im Kalorimeter zum Einsatz kommen, da sie noch nicht zur Verfügung standen. Dies ist jedoch nicht relevant, da ihre Eigenschaften mit den im Experiment verwendeten Materialien identisch sind. Für die Testmessung wurde der Szintillator NE110 und der Wellenlängenschieber BBQ verwendet.

5.1 Der Meßaufbau

5.1.1 Das Meßprinzip

Die Untersuchung der Homogenität der Lichtsammeleffizienz wird wegen des großen Aufwands nicht mit Elektronen am DESY-Teststrahl durchgeführt. Statt dessen wird zur Anregung der Szintillatoren UV-Licht benutzt, das mit Hilfe eines Stickstoff-Lasers erzeugt wird. Der Laser emittiert bei einer Wellenlänge von 337.1 nm. Das UV-Licht wird bereits nach wenigen 100 μm im Szintillator absorbiert, d.h. die Anregung findet praktisch an der Oberfläche statt. Elektronen hingegen regen den Szintillator entlang ihrer Flugbahn an. Diese unterschiedliche Anregungsmethoden haben nach Erfahrungswerten aus ähnlichen Untersuchungen an Szintillatoren des BEMC-Kalorimeters [10, 11] einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Meßergebnisse.
Die im Szintillator durch UV-Anregung entstandene Lichtmenge ist proportional zu der eingekoppelten Lichtmenge des Lasers. Das bedeutet, daß durch Messung der Laserintensität und der Lichtausbeute aus einem Stab die Lichtsammeleffizienz berechnet werden kann. Dies setzt gleiche geometrische Bedingungen an allen Einkopplungspunkten voraus. Es ist daher ein präziser mechanischer Meßaufbau notwendig, um reproduzierbare Messungen durchführen zu können.

Das Prinzip zur Messung der Homogenität der Stäbe ist in Abb. 5.1 dargestellt. Man erkennt, daß der Meßaufbau dem Kalorimeterauslesesystem nachgebildet ist.
Der Szintillatorstab wird an beiden Enden von Wellenlängenschiebern ausgelesen. Die Lichtsignale der Wellenlängenschieber werden von Photodioden nachgewiesen, die an Verstärkerkanäle des Ausleschips angeschlossen sind. Bei den Photodioden handelt es sich um den gleichen Typ, der im Kalorimeter verwendet wird. Sie besitzten eine sensitive Fläche von $10 \times 10\ mm^2$.

Über eine Quarzglasfaser wird das UV-Licht des Stickstoff-Lasers zentral in die 4.8 mm breite Szintillatorseite eingekoppelt. Die Einkopplung erfolgt an definierten Punkten längs des Szintillators in x-Richtung. Auf diese Weise wird das Homogenitätsprofil des Szintillators aufgenommen. Die Position des Szintillatorstabes relativ zu den Wellenlängenschiebern läßt sich in y-Richtung beliebig variieren. Das ermöglicht die Untersuchung der Homogenität des Wellenlängenschiebers.

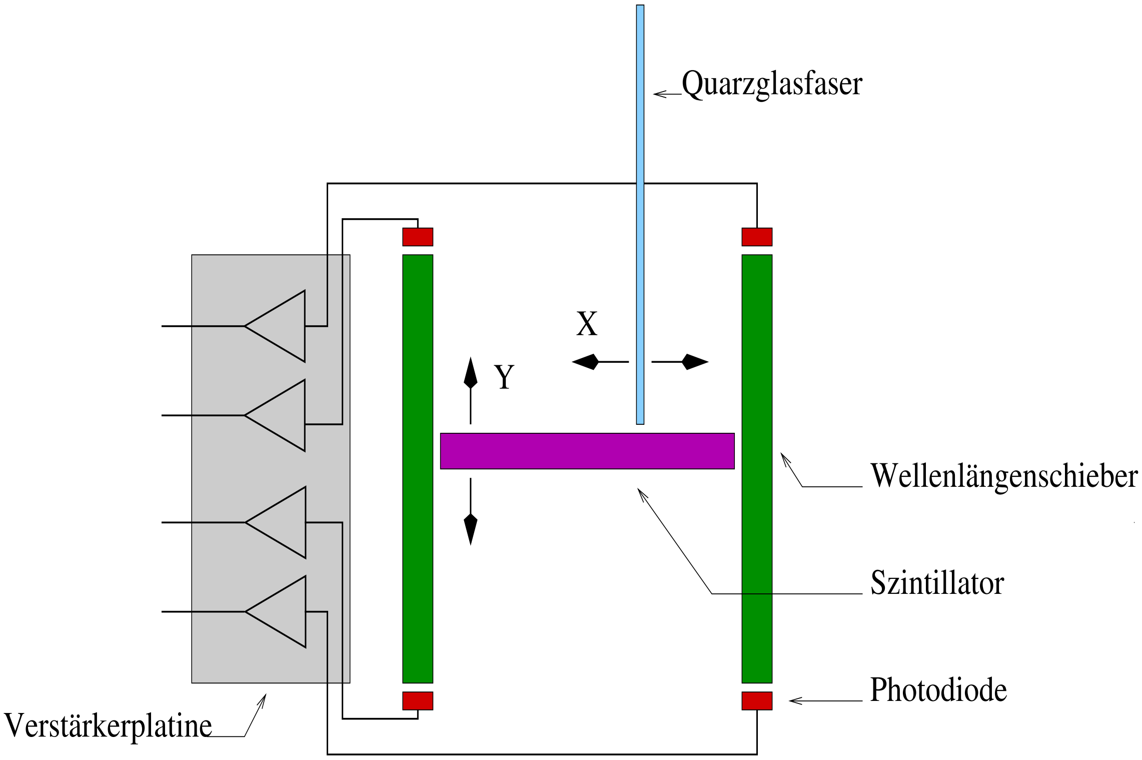


Abbildung 5.1: Prinzip einer Homogenitätsmessung in einer Draufsicht. Über eine Quarzglasfaser wird das UV-Laserlicht in den Szintillatorstab eingekoppelt. Sowohl in x- als auch in y-Richtung wird die Homogenität der Lichtsammeleffizienz untersucht.

5.1.2 Der mechanische Aufbau

Ein Photo des mechanischen Meßaufbaus ist in Abb. 5.2 zu sehen. In der Mitte befindet sich ein beweglicher Schlitten, auf dem der Szintillatorstab fixiert ist. Die zwei Wellenlängenschieber sind in den beiden Halterungen seitlich des Szintillatorschlittens angeordnet. Die Führungsnut in der Grundplatte gewährleistet die Orthogonalität zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber beim Verschieben des Schlittens. Die Photodioden werden nicht wie im Kalorimeter auf die Stirnflächen der Wellenlängenschieber geklebt, sondern sind in mechanischen Halterungen montiert. Das erleichtert den Test verschiedener Wellenlängenschieber ohne Beschädigung der Photodioden. Das Datenblatt der Photodioden ist im Anhang B zu finden.
Auf der Grundplatte ist auch die Platine mit der Verstärkerelektronik befestigt. Dies ist notwendig, um die Kabellänge zwischen Verstärker und Photodiode zu minimieren. Hiermit wird das durch die Kabelkapazität hervorgerufene Rauschen reduziert. Die Platine wird zum Schutz vor Störeinstreuungen mit einem Metallbehälter (Faraday-Käfig) abgeschirmt.
Der abgebildete mechanische Meßaufbau mit den lichtsensitiven Komponenten ist in einem lichtdichten Behälter untergebracht. In diesem Behälter befindet sich ebenfalls ein Photomultiplier,

der zur Erfassung der Intensitätsfluktuationen des Laserlichts dient und der dem System das Triggersignal zur Datenauslese liefert.

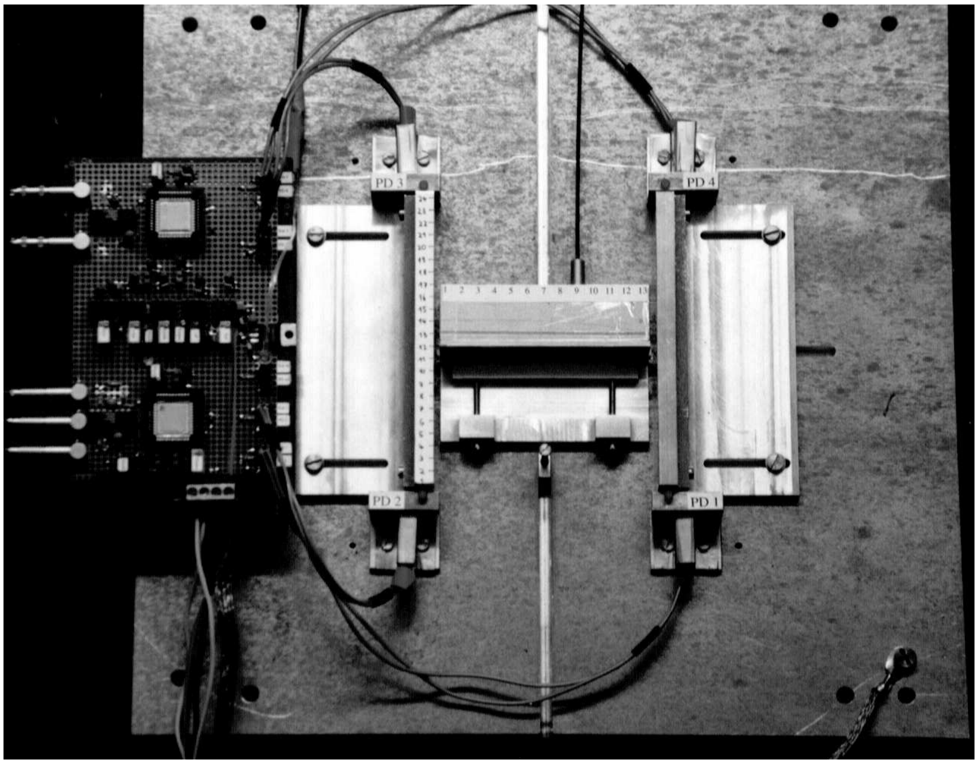


Abbildung 5.2: Bild des optischen Meßaufbaus. Auf dem Schlitten in der Mitte der Grundplatte ist der Szintillator montiert. In den seitlichen Halterungen befinden sich die Wellenlängenschieber. An deren Enden erkennt man die Photodiodenhalterungen. Die Einkopplung des UV-Laserlichts erfolgt über eine Quarzglasfaser. Die Platine mit der Verstärkerelektronik ist auf der Grundplatte montiert.

Der Laser erzeugt mit einer regelbaren Frequenz im Bereich von 1Hz bis 40Hz Lichtpulse. Dieses Licht wird mit einer Linse gebündelt und in eine 0.4mm dicke Quarzglasfaser eingekoppelt. Die Faser hat zum einen die Funktion, den räumlichen Abstand zwischen Laser und optischen Meßaufbau zu überbrücken. Zum anderen dient die Faser als Lichtmischer zur Homogenisierung der ortsabhängigen Intensitätsschwankungen des Laserpulses. Am Ende der Faser wird der homogenisierte Lichtpuls in drei weitere Quarzglasfasern eingekoppelt. Eine dieser Fasern wird von dem oben erwähnten Photomultiplier ausgelesen. Um neben dem Photomultipliersignal[1] ein weiteres unabhängiges Referenzsignal zu erhalten, wird das Licht der zweiten Faser von einer Photodiode nachgewiesen. Da die Photodiode vom Typ SFH 2030 der Firma Siemens im UV-Spektralbereich eine geringe Empfindlichkeit besitzt, wird das Licht vor der Einkopplung in die Photodiode mit Hilfe von Szintillationsfasern konvertiert. Das Emissionsmaximum der Szintillationsfasern liegt bei 492 nm. Sie sind in das Plastikgehäuse der Photodiode eingeklebt.
Das Lichtsignal der dritten Faser wird zur Untersuchung der Homogenität verwendet. Das Ende dieser Faser ist in einen Messingstift geklebt. Dadurch wird ein mechanisches Verbiegen der Faser verhindert, das zu nicht reproduzierbaren Ergebnissen führen würde. Das polierte Ende der Quarzglasfaser schließt bündig mit dem Metallstift ab.

---

[1] Der Photomultiplier unterliegt zeitlichen Verstärkungsfluktuationen

In Abb. 5.3 ist eine Skizze des Szintillatorschlittens dargestellt. Auf der Vorderseite befinden sich 13 Bohrungen, in die der Faserstift eingesteckt werden kann. Die Bohrungen sind so angelegt, daß das UV-Licht der Faser zentral in die Breitseite des Szintillatorstabs eingekoppelt wird. Die optische Kopplung zwischen Faser und Szintillator erfolgt über einen 0.1 mm breiten Luftspalt.
Der Szintillatorstab ist komplett mit Papier ummantelt, lediglich der Bereich der Einkopplungslöcher und die Stirnflächen sind ausgespart. Fixiert wird der Szintillatorstab durch zwei Metallschienen. Der Anpressdruck kann durch die beiden Schrauben auf dem Schlitten variiert werden. Dabei kann jedoch keine definierte Druckregelung vorgenommen werden.
Der abgebildete Schlitten wird zur Untersuchung der 94 mm langen Szintillatorstäbe benutzt. Für den Test der Szintillatoren mit 124 mm Länge wird ein zweiter Schlitten verwendet, dessen prinzipieller mechanischer Aufbau identisch ist. Dieser zweite Schlitten besitzt 15 Einkopplungslöcher.

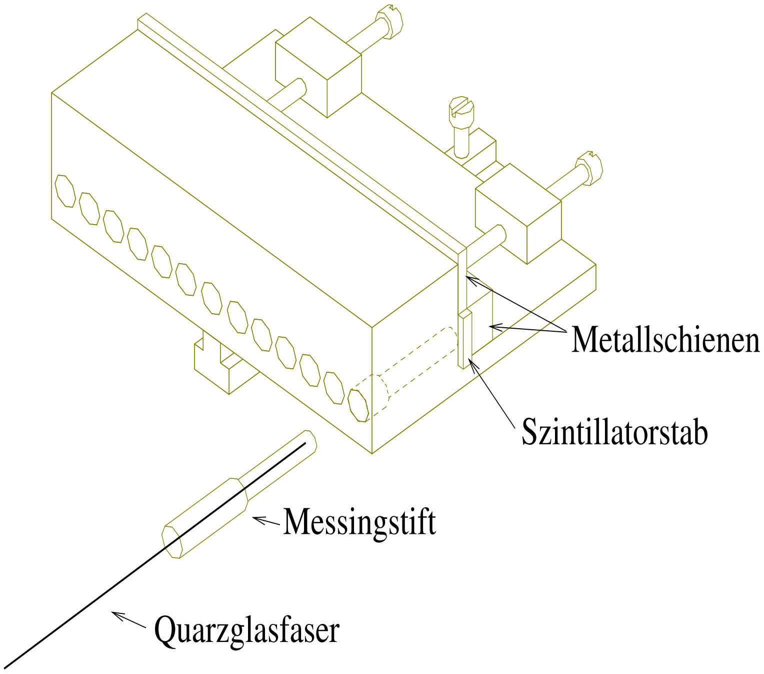


Abbildung 5.3: Schema des Szintillatorschlittens.

5.1.3 Die elektronische Auslese

Die Verstärkung der Ausgangssignale der Referenzphotodiode und der vier Photodioden des optischen Meßaufbaus erfolgt mit dem Auslesechip, der in dieser Arbeit getestet wurde. Der detaillierte Schaltplan der Ausleseplatine ist im Anhang A zu finden. Die Ausgangssignale der Verstärker und des Photomultipliers werden an einen ADC[2] weitergeleitet. Der ADC mißt die im Signal enthaltene Ladung und digitalisiert deren Wert. Die Auslese der ADC-Daten erfolgt nach dem Schema in Abb.5.4.

---

[2] Analog to Digital Converter

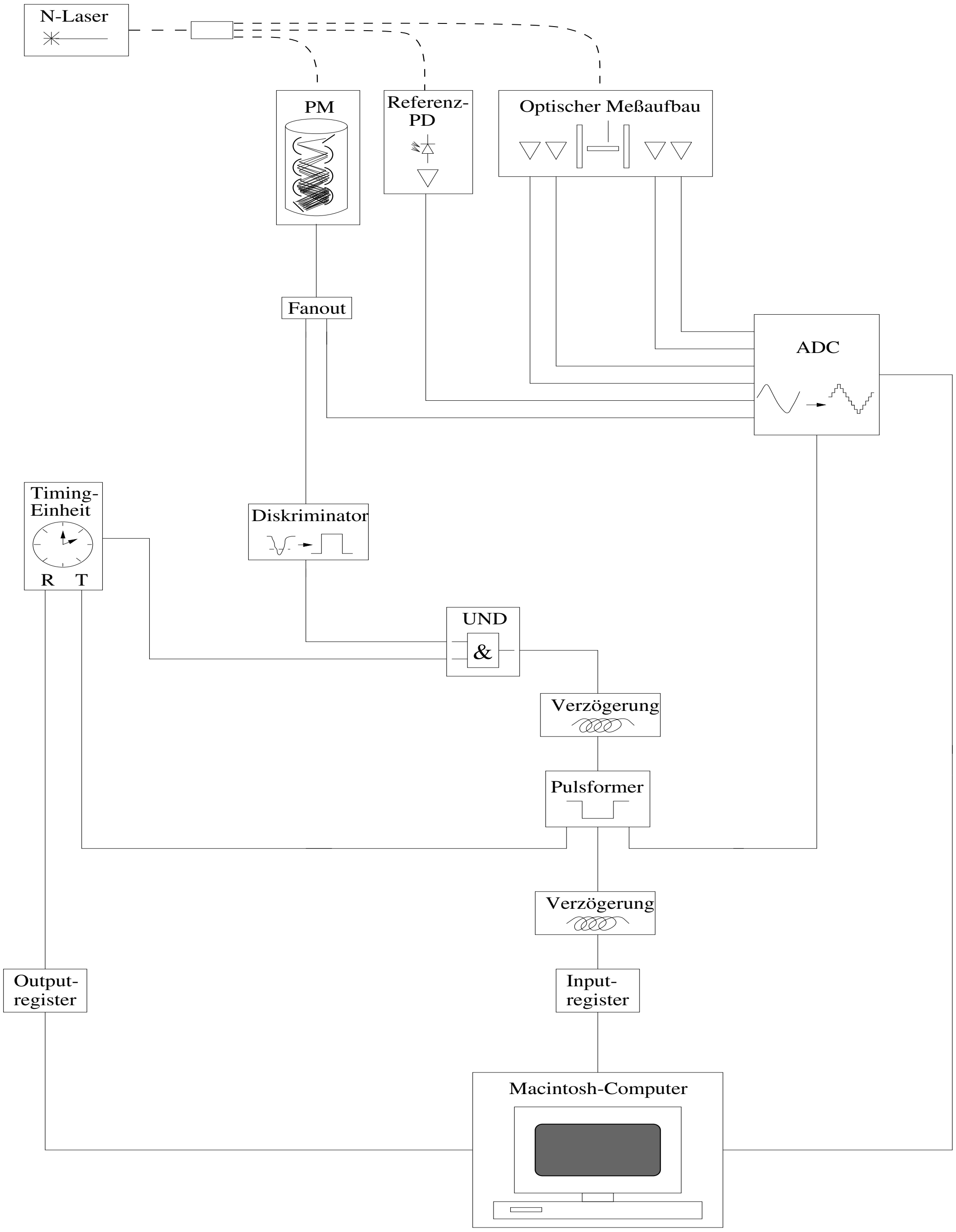


Abbildung 5.4: Auslese der Daten des optischen Meßaufbaus. Das Konzept der Datenauslese ist im Text erläutert.

Das Ausgangssignal des Photomultipliers wird mittels eines 'Fanouts' dupliziert. Ein Signal dient als Referenzsignal, mit dem Schwankungen der Laserintensität gemessen werden. Das zweite Signal triggert den Auslesezyklus des Systems. Dazu wird das Signal auf einen Diskriminator gegeben. Der Diskriminator gibt bei Überschreiten einer einstellbaren Schwelle einen NIM-Puls aus. Dieses Signal wird anschließend auf eine logische UND-Verknüpfung geführt. Den zweiten Eingang des UND-Gliedes belegt eine Timing-Einheit. Mit der Timing-Einheit wird die sogenannte Totzeit eingestellt.

Die Totzeit setzt sich zusammen aus der Konversionszeit[3] des ADC und aus der Zeitspanne, die der Macintosh-Computer zur Auslese der ADC-Werte benötigt. Während der Totzeit kann das Auslesesystem keine weiteren Signale verarbeiten. Der Ausgang der Timing-Einheit befindet sich demnach im digitalen Status '0'. Ist der Computer zur Auslese der ADC-Daten bereit, löst er über ein Output-Register das 'Reset-Signal' der Timing-Einheit aus. Der Ausgang der Timing-Einheit nimmt den digitalen Zustand '1' an. Kommt nun von dem Photomultiplier ein Triggerpuls, liegen beide Eingänge der UND-Verknüpfung auf '1', folglich geht auch der Ausgang in diesen Zustand. Dies löst im Pulsgenerator einen negativen Rechteckpuls aus, das sogenannte Gate[4]. Das Gate gibt dem ADC an, über welchen Zeitraum die Ladung integriert werden soll. Dies erfordert die Synchronisierung des Gates mit den zu messenden Signalen. Das Timing wird über die Verzögerung so eingestellt, daß das Maximum des Signals zentriert im Gate liegt, wie in Abb. 5.5 zu sehen ist.

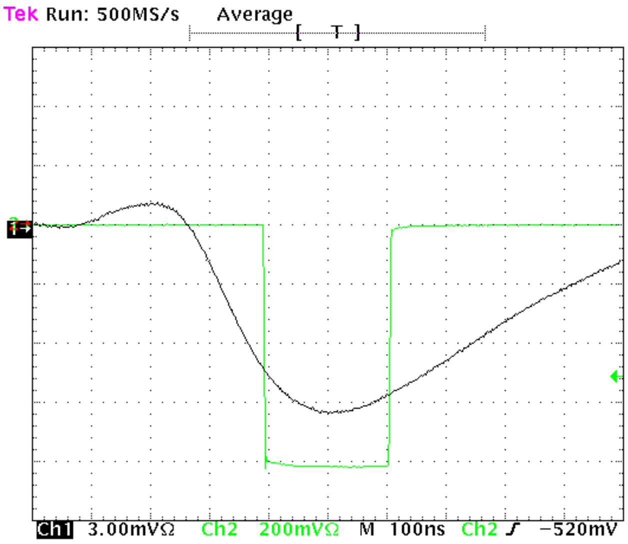


Abbildung 5.5: Zeitliche Beziehung zwischen Gate und Verstärkersignal am ADC. Die über den Zeitbereich des Gates integrierte Ladung ist proportional zur Signalamplitude.

Die Breite des Gates beträgt 200 ns. Da die Form des Signals bei verschiedenen Amplituden erhalten bleibt, ist die über diesen Bereich integrierte Ladung proportional zu der Signalamplitude. Der Pulsgenerator erzeugt zusätzlich zwei weitere NIM-Pulse. Einer dieser Pulse startet die Totzeit der Timing-Einheit, der zweite gibt dem Computer über das Inputregister das Signal zur Auslese des ADC. Dieses Signal wird um die Konversionszeit des ADC verzögert. Ist die Auslese der ADC-Daten erfolgt, sendet der Macintosh-Computer über das Outputregister das Reset-Signal zu der Timing-Einheit. Das System ist damit für den nächsten Auslesezyklus bereit.

---

[3] Die Zeit, die der ADC zur Integration und Digitalisierung der Signale benötigt

[4] deutsch: Tor

5.2 Messungen

5.2.1 Kalibration

Bevor die Homogenitätsmessungen durchgeführt werden, muß die Linearität der elektronischen Auslesekette für alle fünf Kanäle überprüft werden. Auf der Verstärkerplatine sind dafür Kalibrationseingänge vorgesehen, über die mit Hilfe eines Rechteckgenerators definierte Testladungen eingekoppelt werden können.

Vor der Linearitätsmessung wird zunächst der Nullpunkt der ADC-Skala für jeden einzelnen Kanal bestimmt. Dazu liest man die Kanäle mit dem ADC aus, während in die Verstärker keine Ladungen eingekoppelt werden. Der Mittelwert der gemessenen Verteilung bildet den Nullpunkt der ADC-Skala.

In Abb.5.6 ist das Ergebnis der Linearitätsmessung für den Kanal der Photodiode PD1 dargestellt. Auf der y-Achse ist die eingekoppelte Ladungsmenge aufgetragen und auf der x-Achse der mit dem Nullpunkt korrigierte Mittelwert der Messung. Die Kennlinie zeigt eine deutliche Nichtlinearität. Demnach müssen die Werte des ADCs bei den später folgenden Homogenitätsmessungen korrigiert werden. Zur Quantifizierung der Korrektur wird ein Polynom 3. Grades an die Meßwerte angepaßt:

$$y = P1 + P2 \cdot x + P3 \cdot x^2 + P4 \cdot x^3 \tag{5.1}$$

Ausgedrückt durch die Fit-Parameter lautet der Korrekturterm für die ADC-Kanäle:

$$x_{korr} = \frac{P1}{P2} + x + \frac{P3}{P2} \cdot x^2 + \frac{P4}{P2} \cdot x^3 \tag{5.2}$$

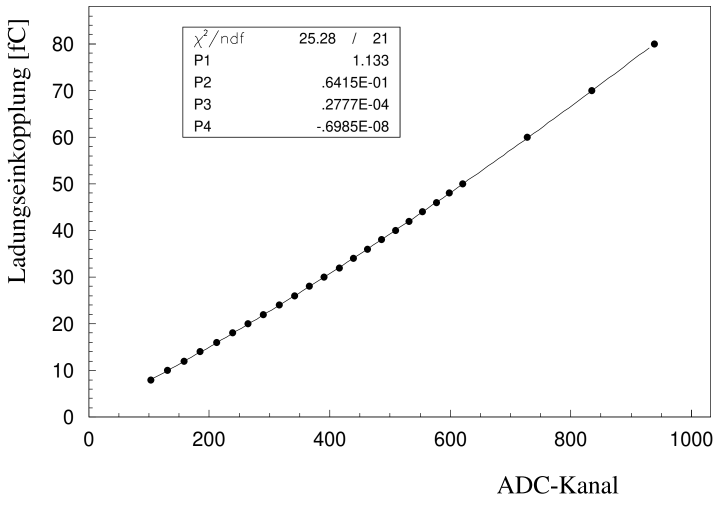


Abbildung 5.6: Eichkurve für den Kanal der Photodiode PD1. Den Meßwerten ist ein Polynom 3. Grades angepaßt. Aus den Parametern der Kurve kann der Korrekturterm quantifiziert werden.

5.2.2 Funktionstüchtigkeit der optoelektronischen Auslesekette

Die Lichteinkopplung in den Szintillatorstab bestätigte die Funktionstüchtigkeit des Kalorimeterauslesesystems, bestehend aus Szintillator, Wellenlängenschieber, Photodiode und Auslesechip. In Abb. 5.7 ist das Ausgangssignal des Verstärkerkanals einer Photodiode zu sehen. Das Ausgangssignal des Verstärkers wird mit Hilfe eines Operationsverstärkers invertiert, da der ADC nur negative Signale integriert.

Man erkennt am Beginn des Signals einen positiven Überschwinger, der durch elektrisches Übersprechen des Lasers hervorgerufen wird. Das Übersprechen wird durch Funken im Resonator des Lasers erzeugt. Trotz der Abschirmung des Lasers und der Ausleseelektronik machen sich diese Störsignale bemerkbar. Die Messungen werden dadurch jedoch nicht beeinträchtigt.

Den Ausgangssignalen der Verstärker ist ein starkes Rauschen überlagert. Es wird durch die Eingangskapazität der großflächigen Photodioden verursacht, die in der Größenordnung von 20-30 pF liegt. Die Amplitude des Signals ist sehr klein, da das Ausgangsignal um den Faktor 20 abgeschwächt wird. Diese Abschwächung ist erforderlich, um den ADC nicht in die Sättigung zu treiben.

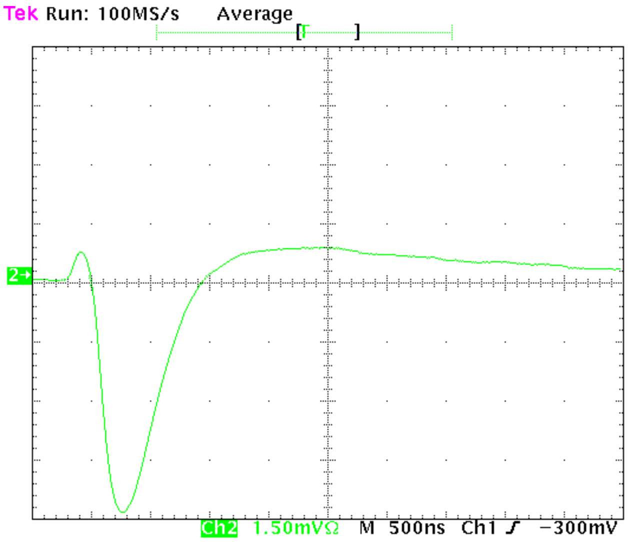


Abbildung 5.7: Ausgangssignal eines Verstärkerkanals bei Einkopplung von UV-Licht in den Szintillator. Der positive Überschwinger zu Beginn des Signals wird durch elektrisches Übersprechen des Lasers hervorgerufen. Das Rauschen, das dem Signal überlagert war, wurde durch Mittelung über 50 Messungen unterdrückt.

5.2.3 Homogenität der Lichtsammeleffizienz eines Szintillatorstabes

Im Rahmen der Diplomarbeit wurde ein Homogenitätstest an einem Szintillatorstab mit den Maßen $2.8mm \times 4.8mm \times 94mm$ durchgeführt. Der Szintillatorschlitten für diesen Längentyp besitzt 13 äquidistante Löcher mit einem Abstand von 7 mm. In Abb. 5.8 sind die nummerierten Meßpositionen und Photodioden dargestellt. Sie erleichtern das Verständnis der nachfolgenden Diagramme.

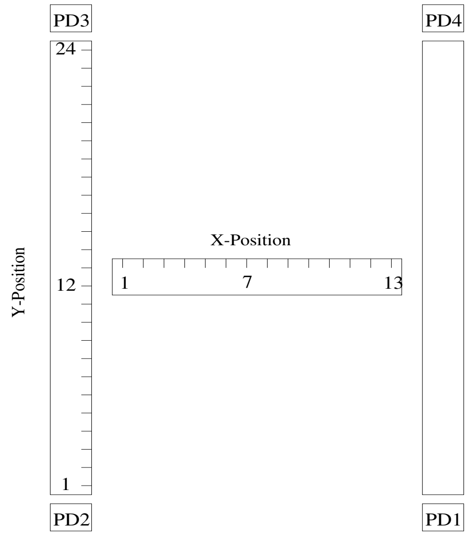


Abbildung 5.8: Meßpositionen und Photodiodennummerierung. Die x-Position kennzeichnet den Einkopplungsort des Laserlichts in den Szintillatorstab. Die y-Position markiert die Stellen, in die das Licht des Szintillators in die beiden Wellenlängenschieber eingekoppelt wird.

Zur Messung des Homogenitätsprofils des Szintillators, wird der Schlitten so justiert, daß das Szintillationslicht in die Mitte der Wellenlängenschieber (y-Position zwischen 12 und 13) eingekoppelt wird. Zu Beginn jeder Meßreihe werden die Nullpunkte der einzelnen ADC-Auslesekanäle bestimmt, da sie sich im Verlauf der Messungen verschieben können. Für jede der 13 x-Positionen werden 1000 Meßwerte aufgenommen. Diese Daten werden wie folgt weiterverarbeitet: Zunächst werden die Meßwerte auf den Nullpunkt der ADC-Skala geeicht. Anschließend wird die in Abschnitt 5.2.1 erläuterte Linearitätskalibration vorgenommen. Da die Intensität der Lichtpulse des Lasers stark fluktuiert, wird im dritten Schritt jeder einzelne Meßwert mit den Werten der Referenzphotodiode verglichen und korrigiert. An die resultierende Verteilung wird eine Gaußfunktion angepaßt und der Mittelwert bestimmt.

Abbildung 5.9 zeigt den Verlauf der Lichtsammeleffizienz für die Photodiode PD3. Auf der x-Achse ist die Einkopplungsposition aufgetragen und in y-Richtung das auf den mittleren Meßpunkt normierte Signal. Man erkennt einen Abfall der Lichtsammeleffizienz mit ansteigender Lochnummer, d.h. mit zunehmenden Abstand zu dem auslesenden Wellenlängenschieber. Der unregelmäßige Abfall ist auf Oberflächeninhomogenitäten des Szintillatorstabes zurückzuführen, die durch die mechanische Bearbeitung verursacht wurden.

Das grundlegende Homogenitätsprofil des Szintillatorstabs mit dem starken Anstieg der Lichtsammeleffizienz bei kleinen Abständen zum Wellenlängenschieber ist eine bekannte Eigenschaft, die schon bei anderen Untersuchungen [12, 13] nachgewiesen wurde. Dieses Verhalten läßt sich mit dem Mechanismus der Lichtausbreitung im Szintillatorstab erklären. Der Lichttransport im Szintilla-

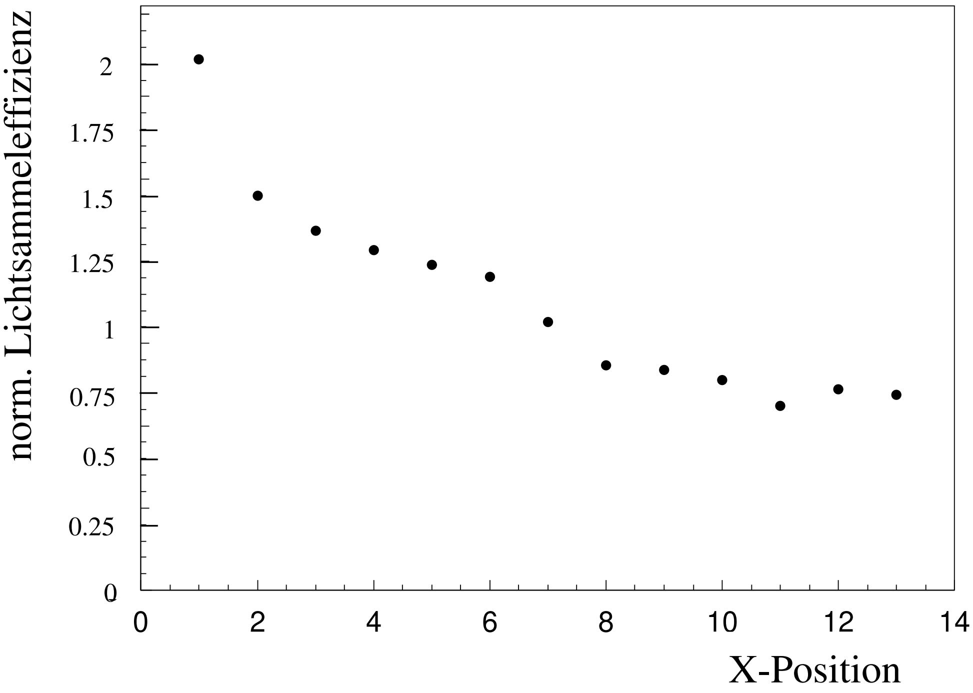


Abbildung 5.9: Verlauf der Lichtsammeleffizienz des Szintillatorstabes, gemessen mit Photodiode PD3. Die Meßwerte sind auf den mittleren Meßpunkt normiert.

tor bzw. Wellenlängenschieber erfolgt durch Totalreflexion an den Grenzflächen zum umgebenden Medium. Die Intensität des Lichtes wird dabei durch Reflexionsverluste und durch Selbstabsorption abgeschwächt. Dieses Verhalten wird durch ein exponentielles Gesetz der Form

$$I(x) = I_0 \cdot exp[-\frac{x}{\lambda_A}] \tag{5.3}$$

beschrieben. Darin wird mit x der im Material zurückgelegte Weg bezeichnet und mit λ_A die Abschwächungslänge. Die Abschwächungslänge ist die Weglänge, bei der sich die Lichtintensität um den Faktor 1/e reduziert hat. Sie hängt von dem Material sowie von der Geometrie und der Beschaffenheit der Oberflächen ab. Diese Betrachtungen gelten annähernd im Bereich der mittleren Stablänge. Wird hingegen Licht im Bereich der Ausleseflächen eingekoppelt, so treten weitere Effekte in Erscheinung. Hier erreichen auch Lichtstrahlen die Auslesefläche, die unter einem kleineren Winkel als dem der Totalreflexion emittiert werden. Aufgrund der gleichen Ursache gelangt auch verstärkt diffuses Licht zu den Ausleseflächen, das durch Reflexion am Papier entsteht, welches den Szintillator umgibt.

Das Verhalten der Lichtsammeleffizienz im Bereich der Ausleseflächen wird ebenfalls durch eine exponentielle Funktion beschrieben. Das Gesamtprofil kann demnach durch eine Summe zweier Exponentialfunktionen dargestellt werden. Detaillierte Erläuterungen zu diesem Thema können in den oben genannten Quellen nachgelesen werden.

Aus dem Homogenitätsprofil können die Abschwächungslängen in der Regionder Ausleseflächen und im mittleren Stabbereich des Szintillator ermittelt werden. Dazu wird die zweifach exponentielle Kurve den Meßwerten angepaßt:

$$y = exp[P1 + P2 \cdot x] + exp[P3 + P4 \cdot x] \tag{5.4}$$

Ein Vergleich mit der Absorptionsfunktion 5.3 zeigt, daß die reziproken Beträge der Parameter P2 und P4 den Abschwächungslängen entsprechen.
In Abb. 5.10 ist das mittlere Homogenitätsprofil[5] über dem Abstand zum Wellenlängenschieber aufgetragen. Die Abschwächungslänge beträgt im Randbereich 2.7 mm und im Stab 101 mm. Es handelt sich dabei um grobe Abschätzung, da die oben angesprochenen Oberflächeninhomogenitäten zu Abweichungen von diesem Verhalten führen.

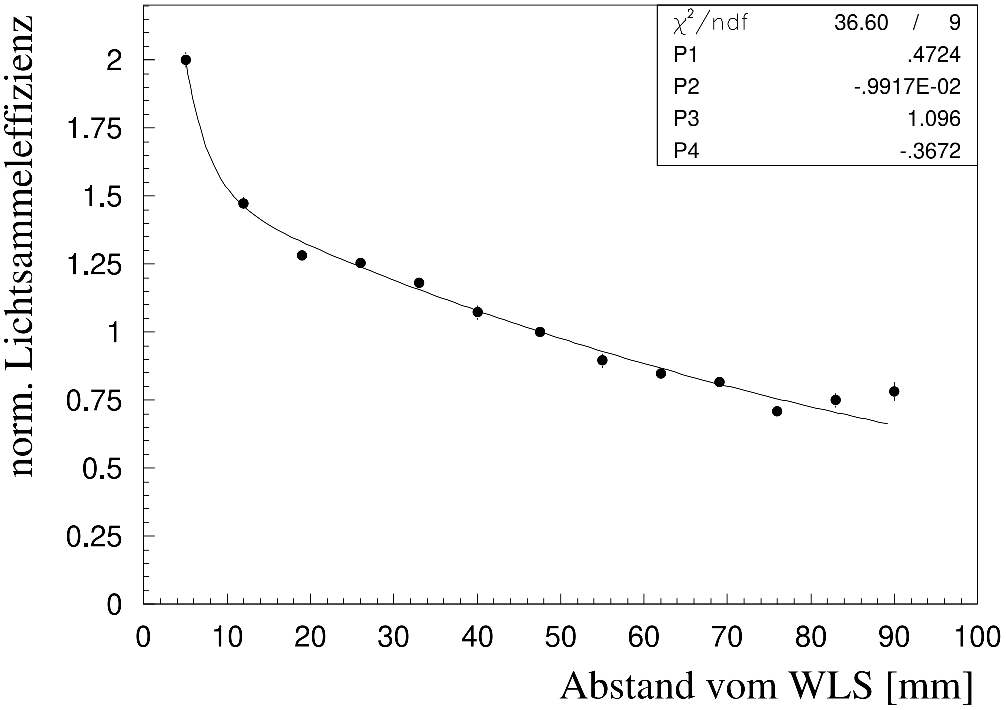


Abbildung 5.10: Lichtsammeleffizienz als Funktion des Abstands zum auslesenden Wellenlängenschieber. Den Meßwerten ist eine zweifache Exponentialfunktion angepaßt. Aus den Funktionsparametern können die Abschwächungslängen berechnet werden. Die Normierung der Meßwerte erfolgt analog zu der in Abb. 5.9.

---

[5] Arithmetisches Mittel der Homogenitätsprofile, die von den vier Photodioden gemessen werden, in Abhängigkeit vom Abstand zum auslesenden Wellenlängenschieber

5.2.4 Homogenität des Wellenlängenschiebers

Das Homogenitätsprofil des Wellenlängenschiebers wird an 24 äquidistanten Positionen gemessen. An diesen Punkten befinden sich im Kalorimeter die Szintillatorebenen. Die Einkopplung des UV-Lichts in den Szintillator erfolgt an der x-Position 7. Die Datenaufnahme und -auswertung wird analog zu dem Verfahren bei der Szintillatormessung durchgeführt.
In Abb. 5.11 ist das Homogenitätsprofil eines Wellenlängenschiebers zu sehen. Dabei werden die Signale der beiden Photodioden PD2 und PD3, die einen Stab auslesen, aufsummiert. Die Lichtsammeleffizienz steigt zu den äußersten Meßpunkten hin um den Faktor 3 bis 4 an und erzeugt einen wannenförmigen Verlauf. Die zugrundeliegende Ursache ist identisch mit der beim Szintillatorstab.

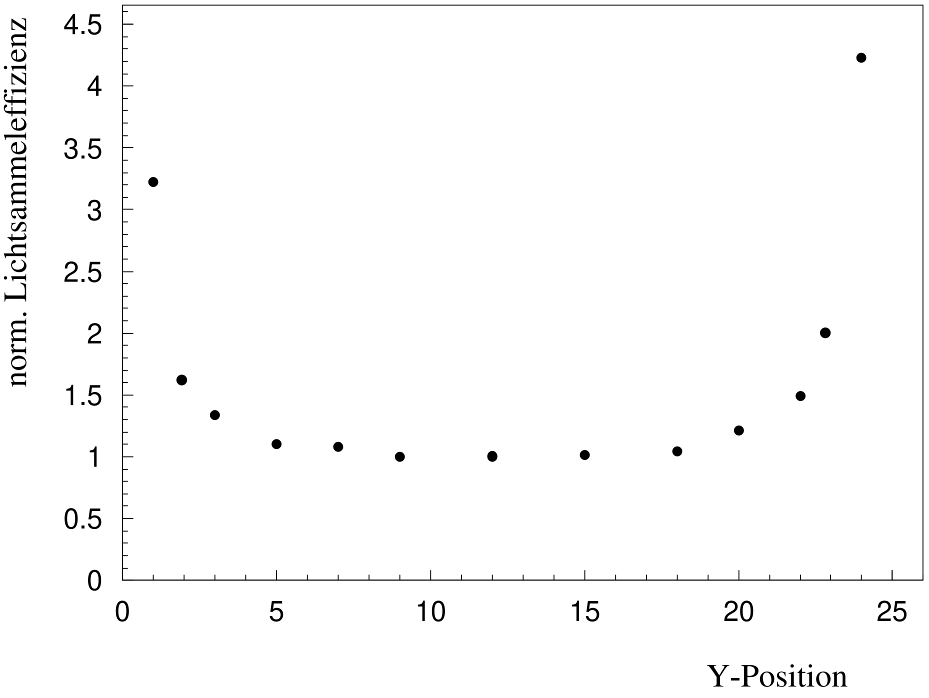


Abbildung 5.11: Homogenitätsprofil eines Wellenlängenschieberstabes in Abhängigkeit der Einkopplungsposition. Dabei wird die Signalsumme der beiden Photodioden PD2 und PD3 gebildet, die diesen Stab auslesen.

Zur Bestimmung der Abschwächungslängen bildet man zunächst den Mittelwert aus den Kurvenverläufen, die mit den vier Photodioden gemessen werden, aufgetragen über dem Abstand zur auslesenden Photodiode. In Abb. 5.12 ist der resultierende Kurvenverlauf dargestellt. Überlagert ist den Meßwerten die im vorherigen Abschnitt beschriebene zweifach exponentielle Fitfunktion. Die aus den Fitparametern berechneten Abschwächungslängen betragen im Bereich der Ausleseflächen 4.7 mm und in der mittleren Stabregion 431 mm.

Die Meßergebnisse machen deutlich, daß Maßnahmen zur Homogenisierung der Lichtsammeleffizienz der Stäbe ergriffen werden sollten. Eine Möglichkeit besteht darin, mit Schwärzungsstrukturen auf dem Papier, das die Stäbe umgibt, die Lichtsammeleffizienz im Bereich der Ausleseflächen lokal zu reduzieren. Diese Schwärzungen unterdrücken Lichtreflexionen am Papier.
Untersuchungen an BEMC-Szintillatoren [12] haben gezeigt, daß mit Papierschwärzungen die lokale Lichtsammeleffizienz beeinflußt werden kann.

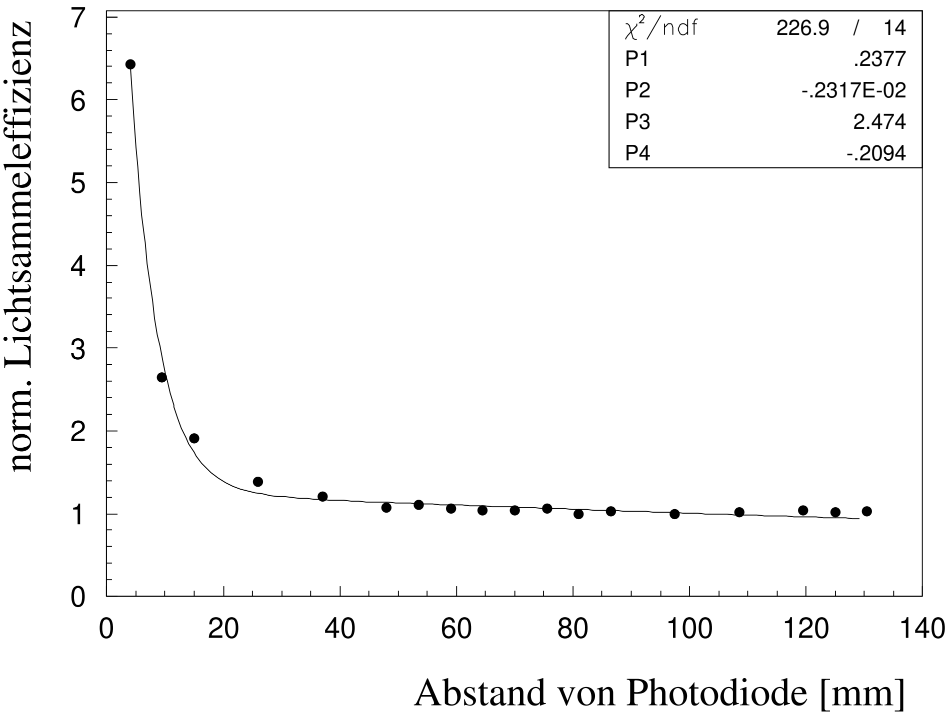


Abbildung 5.12: Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz des Wellenlängenschiebers vom Abstand zu der Photodiode.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde das optoelektronische Auslesesystem des 'Energy Projection Calorimeter' getestet. Ein Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Untersuchung der 'front-end'-Elektronik, bestehend aus einem in der ASIC-Technologie realisierten 6-Kanal Verstärkerchip.
Die Messungen haben gezeigt, daß der Auslesechip die vorgegebenen Leistungsanforderungen für den Einsatz im VLQ-Kalorimeter erfüllt.
In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Homogenitäts- und Linearitätsmessung des Auslesechips zusammengefaßt.

Verstärkerkanal	
max. Abweichung von Linearität	$< 2\%$
mittlere Ladungsverstärkung	$(18.77 \pm 0.29)\frac{mV}{fC}$
max. Kanal-zu-Kanal Variation	$(0.7 \pm 0.4)\%$
max. Chip-zu-Chip Variation	$(5.8 \pm 0.7)\%$
Triggersummenkanal	
max. Abweichung von Linearität	$< 4\%$
mittlere Ladungsverstärkung	$(-19.67 \pm 0.41)\frac{mV}{fC}$
max. Kanal-zu-Kanal Variation	$(2.9 \pm 0.4)\%$
max. Chip-zu-Chip Variation	$(10.7 \pm 0.4)\%$

Die Streuung der Ladungsverstärkung der Verstärkerkanäle ist innerhalb eines Auslesechips mit 0.7% sehr gering. Auch die Chip-zu-Chip Variationen weisen eine geringe Streuung auf. Beim Triggersummenkanal sind diese Werte erwartungsgemäß etwas höher.
Die Rauschmessungen ergaben für den Verstärkerkanal folgende Rauschfunktion:

$$ENC_{Verst} = (241 \pm 5)e^- + (20.52 \pm 0.78)\frac{e^-}{pF} \cdot C_E$$

Bei Anschluß der Photodioden, die eine Eingangskapazität von 10 pF besitzen, beträgt das mittlere Rauschen $446e^-$. Daraus konnte der Beitrag des Rauschens zur Energieauflösung des Kalorimeters berechnet werden. Ausgedrückt in Einheiten der Energie erzeugt die Verstärkerelektronik ein Rauschen von $(159 \pm 10)MeV$. Zusammen mit den weiteren die Energieauflösung bestimmenden Faktoren (Samplingterm und konstanter Term), die aus Simulationsstudien ermittelt wurden, konnte die Energieauflösung des EPC vollständig quantifiziert werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(\frac{(14.3 \pm 0.6)\%}{\sqrt{E[GeV]}})^2 + ((2.1 \pm 0.2)\%)^2 + (\frac{(0.159 \pm 0.022)GeV}{E[GeV]})^2}$$

Die Energieauflösung für ein Elektron mit 30 GeV Primärenergie beträgt demnach (3.4 ± 0.6)%. Die Energieauflösung erreicht damit den in der Designstudie angestrebten Wert von 3-4% für ein Elektron mit 30 GeV Primärenergie.

Das Rauschen des Triggersummenkanals ist erwartungsgemäß höher, da es sich aus dem Rauschen der sechs Vorverstärker additiv zusammensetzt:

$$ENC_{Trigger} = (928 \pm 15)e^- + (78.5 \pm 3.2)\frac{e^-}{pF} \cdot C_E$$

Aus den Resultaten der Homogenitäts- und Rauschmessungen konnte die Unschärfe der Triggerschwelle berechnet werden:

$$\frac{\sigma_{Schw}}{E_{Schw}} = \sqrt{(\frac{1.131 \pm 0.044 GeV}{E[GeV]})^2 + ((11.5 \pm 0.6)\%)^2}$$

Sie ist für ein Elektron mit einer Energie von 30 GeV etwa 12 ± 2%. Dieser Wert liegt deutlich über den Erwartungen, die von einer Triggerschwellenunschärfe von 30% ausgegangen sind [3].

In weiteren Untersuchungen wurde das Übersprechen der Verstärkerkanäle eingehend analysiert. Es zeigte sich,daß das maximale Übersprechen zwischen den einzelnen Kanälen unter 1.5% liegt.
Schließlich wurde das Pileup-Profil des Verstärkers gemessen. Aus der Messung geht hervor, daß ab einem negativen Signalabstand[6] von 7μs eine Beeinflussung der Signalamplitude auftritt. Dies könnte bei einer Untergrundrate ab etwa 150 kHz zu erheblichen Störungen der Verstärkersignale führen.
Eine problematische Eigenschaft des Auslesechips ist der Ausfall der Triggersummierung, der durch die Zerstörung des Eingangstransistors eines Vorverstärkers hervorgerufen wird. Ursächlich dafür verantwortlich waren elektrostatische Überspannungen während der Tests. Unter ungünstigen Umständen könnte das auch im Experiment auftreten. Der damit verbundene Ausfall der Triggersummierung würde die Leistungsfähigkeit des Kalorimeters erheblich einschränken. Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse wird momentan ein neuer Auslesechip entwickelt, bei dem beschädigte Verstärkerkanäle abgekoppelt werden können.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Homogenität der Lichtsammeleffizienz von Szintillator- und Wellenlängenschieberstäben untersucht. Hierfür wurde ein Meßaufbau entwickelt, der die Messung des Profils der Lichtsammeleffizienz ermöglicht. Die Messungen zeigten die erwarteten Resultate: Für beide Komponenten gilt, daß im Bereich der Ausleseflächen die Lichtsammeleffizienz stark ansteigt. Diese Inhomogenitäten der Lichtsammeleffizienz würden zu einer Ortsabhängigkeit der Energiesignale im Kalorimeter führen. Deshalb sollten Maßnahmen zur Homogenisierung der Lichtsammeleffizienz ergriffen werden. Eine Möglichkeit besteht darin, die Lichtsammeleffizienz mit Hilfe Schwärzungsstrukturen auf dem Papier, das die Stäbe umgibt,lokal zu beeinflußen.
Die Messungen bewiesen erstmalig die Funktionstüchtigkeit des gesamten Kalorimeterauslesesystems, bestehend aus Szintillator, Wellenlängenschieber, Photodiode und Auslesechip.

---

[6] Störpuls zeitlich vor Referenzpuls

Nach dem Zusammenbau im Frühjahr 1997 wird das Kalorimeter im Sommer 1997 im Teststrahl am DESY untersucht. Der Einbau in den H1-Detektor und der Beginn der regulären Datennahme sind für 1998 vorgesehen.

Anhang A

Schaltplan der Ausleseplatine des optischen Meßaufbaus

In Abb. A.1 ist der detaillierte Schaltplan der Ausleseplatine des optischen Meßaufbaus dargestellt. Es werden zur Verstärkung der Photodiodensignale zwei Ausleschips verwendet. Die Spannungs- und Stromversorgung der Auslesechips erfolgt mit den Schaltungen, die in Kapitel 4.2 erläutert wurden. Die Ausleseplatine wird mit den Spannungen +30V, +12V und -12V versorgt.

Die Kathode und die Anode der Photodioden werden über abgeschirmte Koaxialkabel mit der Ausleseplatine verbunden. Die Sperrspannung, die an die Photodioden angelegt wird beträgt +30V. Jeder Photodiodenkanal besitzt einen zusätzlichen Kalibrationseingang. In diesen Kalibrationseingang können mit Hilfe eines Rechteckgenerators definierte Testpulse eingekoppelt werden. Damit wird die Eichung des jeweiligen Auslesekanals vorgenommen.

Da die hochohmigen Photodiodeneingänge sehr sensitiv gegenüber Störeinstreuungen sind, wird die gesamte Ausleseplatine mit einer Metallkiste abgeschirmt. Auch die Elektroden der Photodioden sind mit Kupferblech abgeschirmt. Die Spannungs- und Stromversorgung der Auslesechips und der Photodioden sind mit Blockkondensatoren gegen Störungen geschützt.

Die Ausgangssignale der Chipkanäle werden mit einem breitbandigen Operationsverstärker invertiert. Die Invertierung der Signale ist notwendig, da der ADC nur negative Signale integriert. Als Inverter wird der OP467 benutzt, auf dem vier Operationsverstärker integriert sind. Der Widerstand am Ausgang des Operationsverstärkers bildet zusammen mit dem 50 Ohm Eingangswiderstand des ADCs einen Spannungsteiler. Mit dem Spannnungsteiler wird die maximale Signalhöhe so eingestellt, daß der ADC nicht in die Sättigung geht.

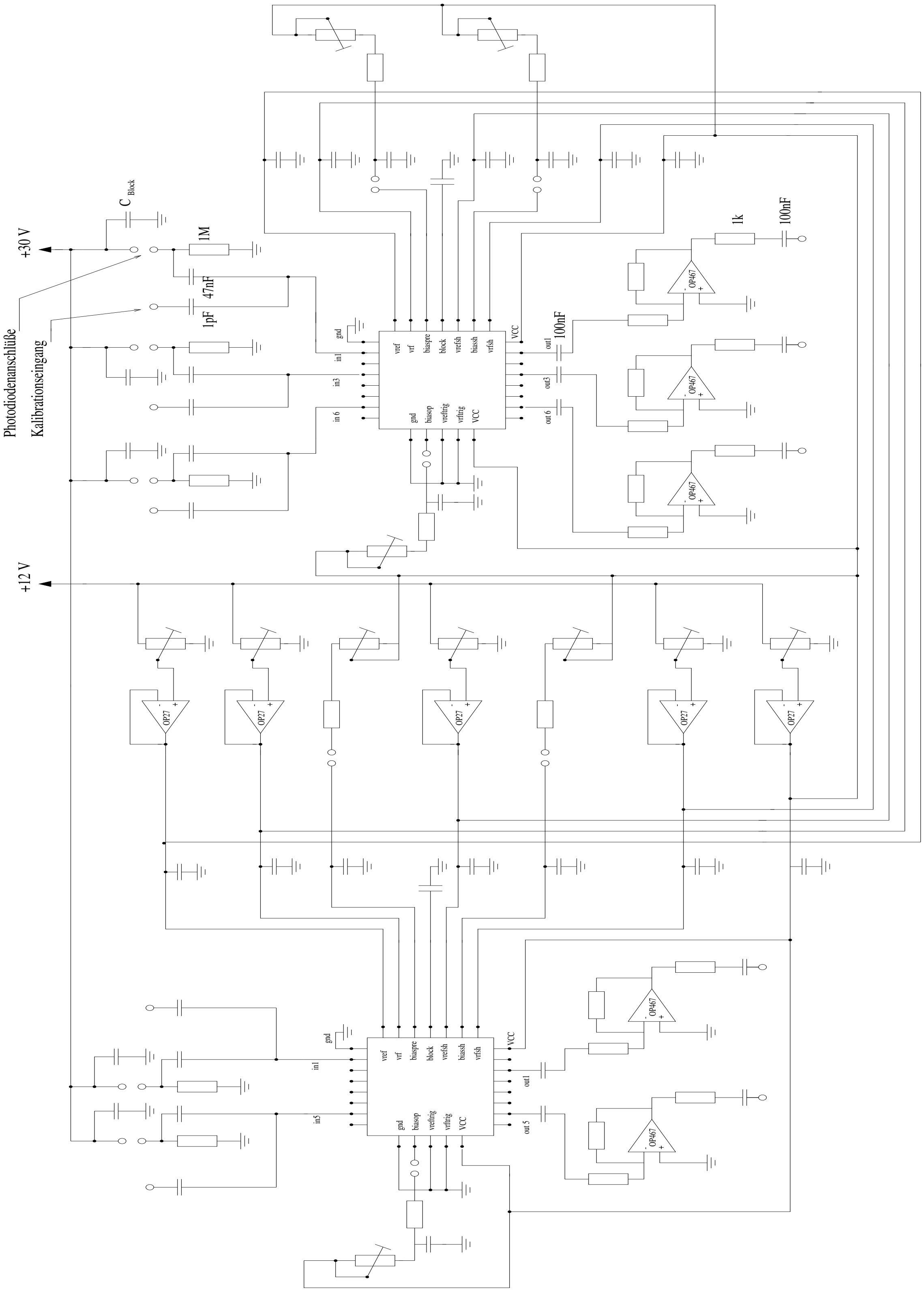
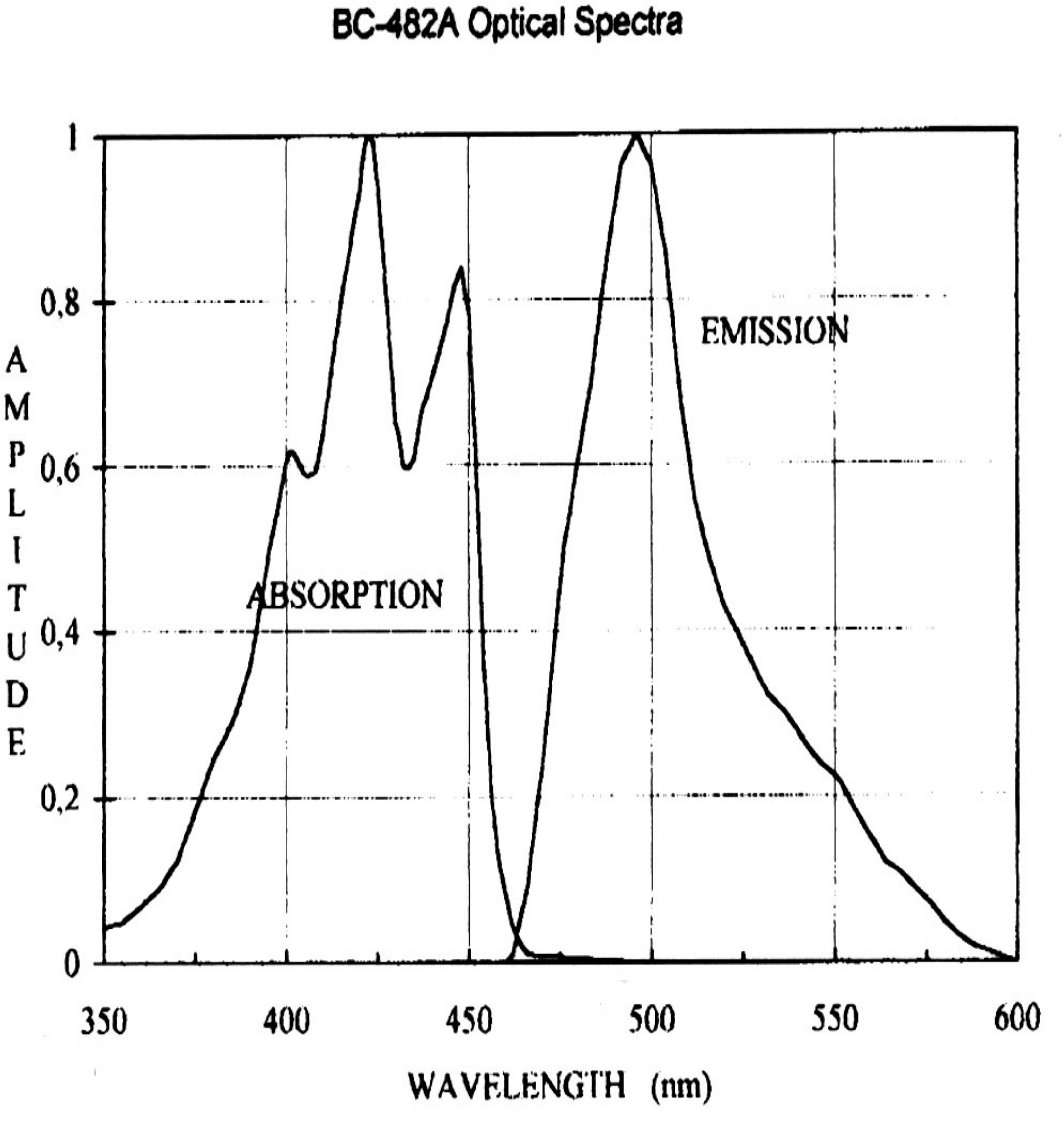


Abbildung A.1: Schaltplan der Verstärkerplatine für optischen Meßaufbau. An einem Kanal sind exemplarisch die Werte der elektronischen Bauteile angegeben.

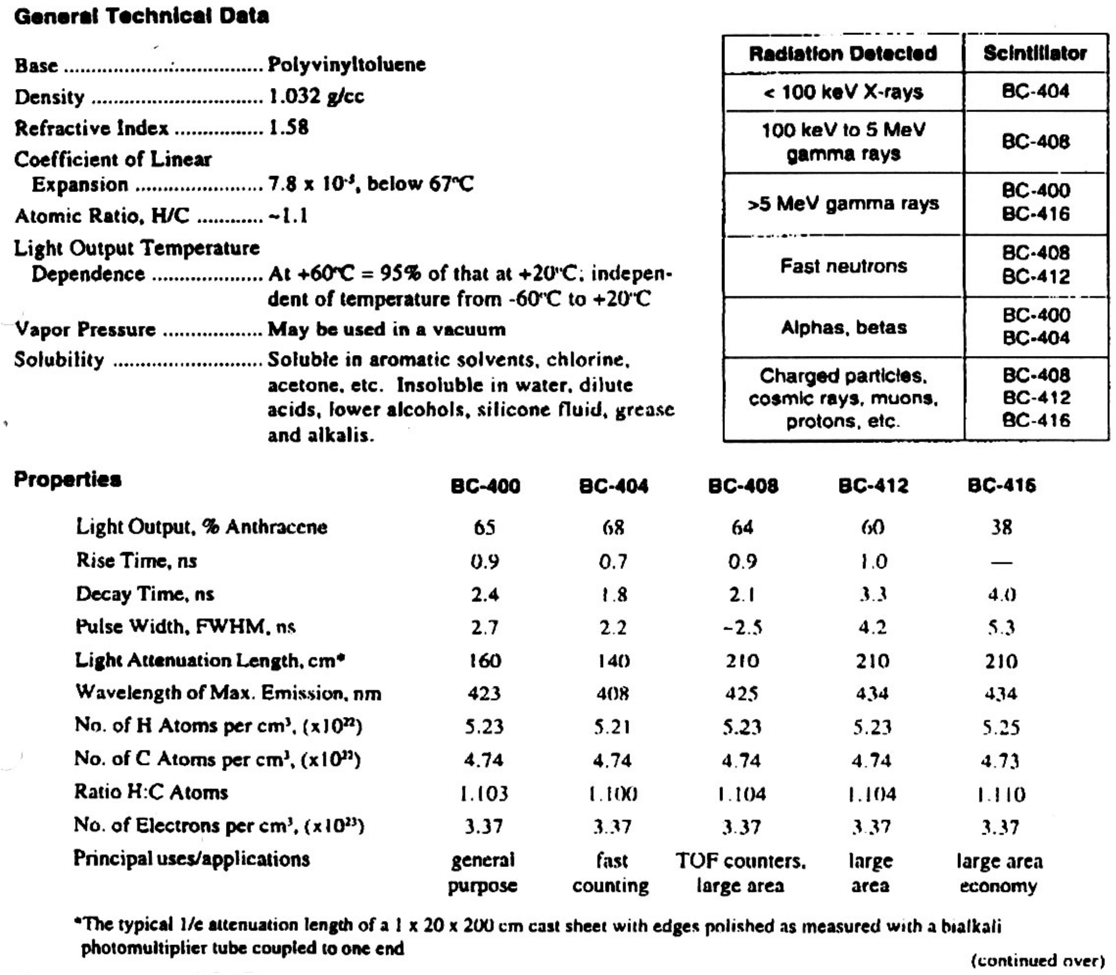
Anhang B

Datenblätter

B.1 Absorptions- und Emissionsspektrum des Wellenlängenschiebers



B.2 Datenblatt und Emissionsspektrum des Szintillators BC408



General Technical Data

Base	**Polyvinyltoluene**
Density	**1.032 g/cc**
Refractive Index	**1.58**
Coefficient of Linear Expansion	**7.8 x 10^{-5}, below 67°C**
Atomic Ratio, H/C	**~1.1**
Light Output Temperature Dependence	**At +60°C = 95% of that at +20°C; independent of temperature from -60°C to +20°C**
Vapor Pressure	**May be used in a vacuum**
Solubility	**Soluble in aromatic solvents, chlorine, acetone, etc. Insoluble in water, dilute acids, lower alcohols, silicone fluid, grease and alkalis.**

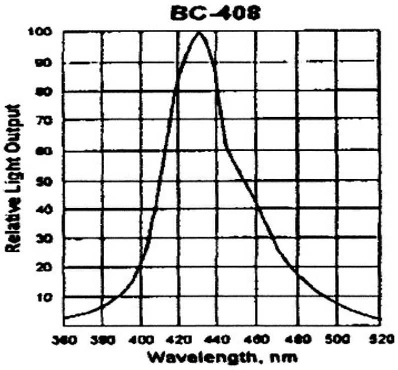
Radiation Detected	Scintillator
< 100 keV X-rays	BC-404
100 keV to 5 MeV gamma rays	BC-408
>5 MeV gamma rays	BC-400 BC-416
Fast neutrons	BC-408 BC-412
Alphas, betas	BC-400 BC-404
Charged particles, cosmic rays, muons, protons, etc.	BC-408 BC-412 BC-416

Properties

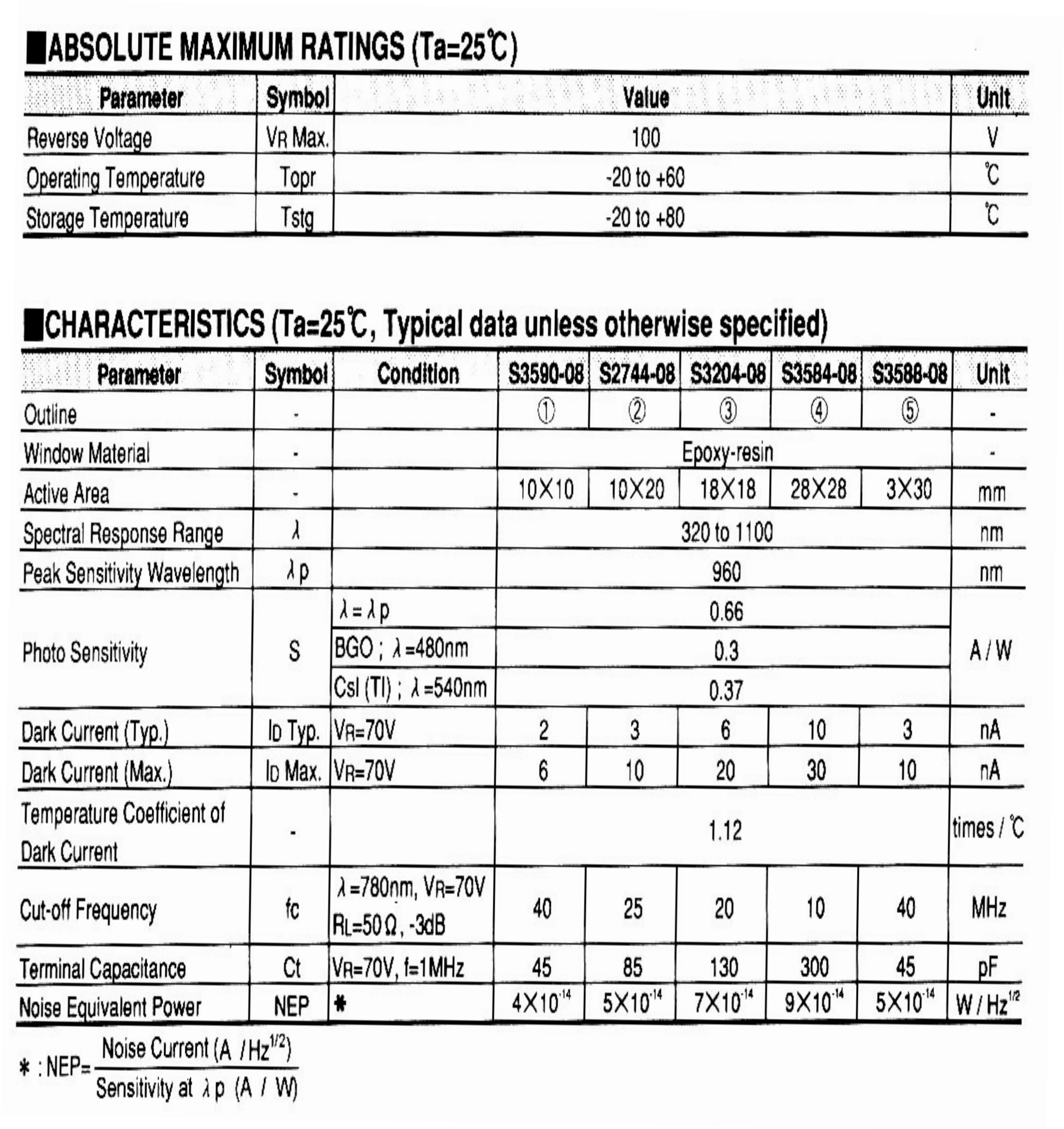
	BC-400	BC-404	BC-408	BC-412	BC-416
Light Output, % Anthracene	65	68	64	60	38
Rise Time, ns	0.9	0.7	0.9	1.0	—
Decay Time, ns	2.4	1.8	2.1	3.3	4.0
Pulse Width, FWHM, ns	2.7	2.2	~2.5	4.2	5.3
Light Attenuation Length, cm*	160	140	210	210	210
Wavelength of Max. Emission, nm	423	408	425	434	434
No. of H Atoms per cm³, (x10^{22})	5.23	5.21	5.23	5.23	5.25
No. of C Atoms per cm³, (x10^{22})	4.74	4.74	4.74	4.74	4.73
Ratio H:C Atoms	1.103	1.100	1.104	1.104	1.110
No. of Electrons per cm³, (x10^{23})	3.37	3.37	3.37	3.37	3.37
Principal uses/applications	general purpose	fast counting	TOF counters, large area	large area	large area economy

*The typical 1/e attenuation length of a 1 x 20 x 200 cm cast sheet with edges polished as measured with a bialkali photomultiplier tube coupled to one end

(continued over)



B.3 Datenblätter der Photodiode S3590



■ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS (Ta=25℃)

Parameter	Symbol	Value	Unit
Reverse Voltage	V_R Max.	100	V
Operating Temperature	Topr	-20 to +60	℃
Storage Temperature	Tstg	-20 to +80	℃

■CHARACTERISTICS (Ta=25℃, Typical data unless otherwise specified)

Parameter	Symbol	Condition	S3590-08	S2744-08	S3204-08	S3584-08	S3588-08	Unit
Outline	-		①	②	③	④	⑤	-
Window Material	-		Epoxy-resin					-
Active Area	-		10×10	10×20	18×18	28×28	3×30	mm
Spectral Response Range	λ		320 to 1100					nm
Peak Sensitivity Wavelength	λp		960					nm
Photo Sensitivity	S	$\lambda = \lambda p$	0.66					A / W
		BGO ; λ=480nm	0.3					
		CsI (Tl) ; λ=540nm	0.37					
Dark Current (Typ.)	I_D Typ.	V_R=70V	2	3	6	10	3	nA
Dark Current (Max.)	I_D Max.	V_R=70V	6	10	20	30	10	nA
Temperature Coefficient of Dark Current	-		1.12					times / ℃
Cut-off Frequency	fc	λ=780nm, V_R=70V R_L=50Ω, -3dB	40	25	20	10	40	MHz
Terminal Capacitance	Ct	V_R=70V, f=1MHz	45	85	130	300	45	pF
Noise Equivalent Power	NEP	✱	4×10^{-14}	5×10^{-14}	7×10^{-14}	9×10^{-14}	5×10^{-14}	$W/Hz^{1/2}$

$$* : NEP = \frac{\text{Noise Current } (A/Hz^{1/2})}{\text{Sensitivity at } \lambda p \ (A/W)}$$

Si PIN Photodiode S3590- / S2744- / S3204- /S3584- / S3588-08

Figure 1 : Spectral Response

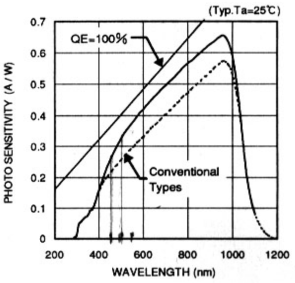


Figure 2 : Dark Current vs. Reverse Voltage

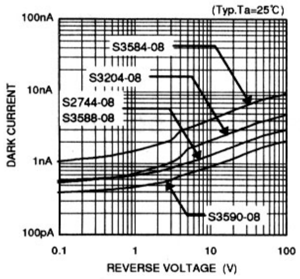


Figure 3 : Terminal Capacitance vs. Reverse Voltage

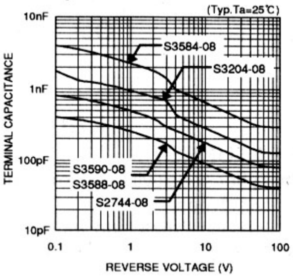
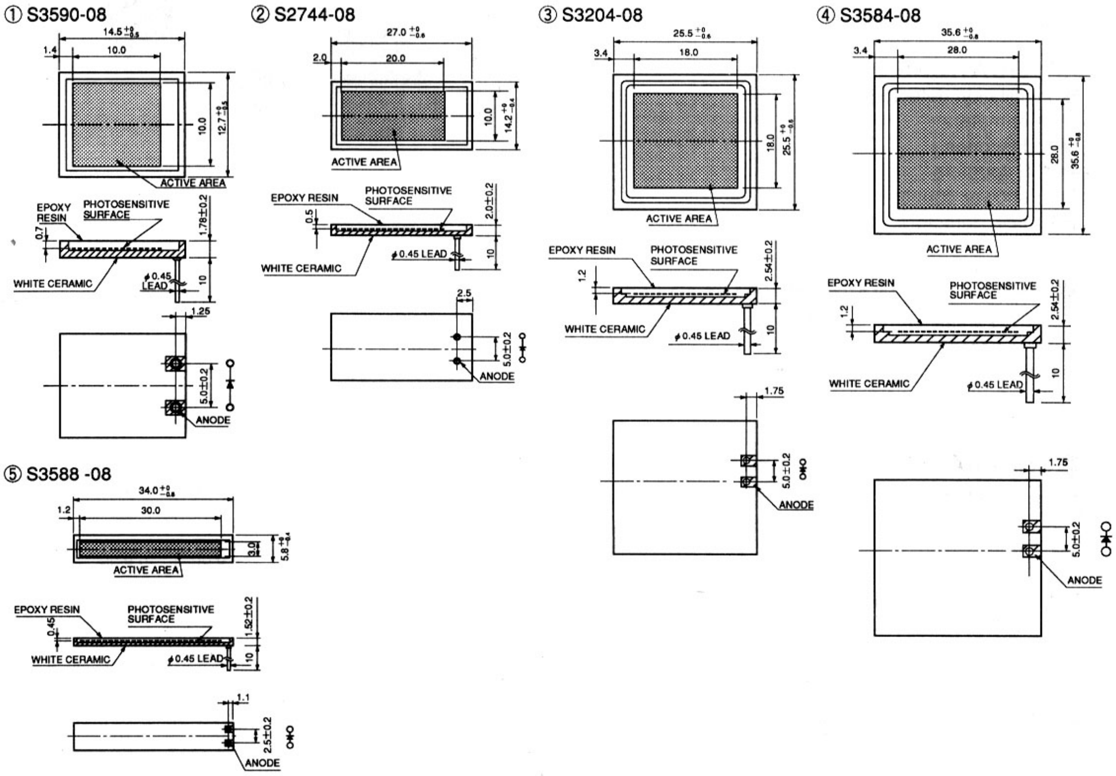


Figure 4 : Dimensional Outline



Literaturverzeichnis

[1] K. Kleinknecht
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner Verlag 1987

[2] Povh, Rith, Scholz, Zetsche
Teilchen und Kerne
Springer Verlag 1993

[3] H1 Collaboration
Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers
DESY 1996

[4] H. Knoblich
Untersuchungen zur Stabilität von Fine-Mesh-Photomultipliern
Diplomarbeit 1994

[5] HAMAMATSU Photonics
Technical Data Sheet

[6] Manual zu GEANT
CERN 1993

[7] H1 BEMC Group
The H1 Backward Calorimeter BEMC and ist Inclusive Electron Trigger
DESY 95-177

[8] H. Hinsch
Vorlesung über Elektronik
Vorlesungsskript; WS 93/94; Universität Heidelberg

[9] E. Nygard et. al.
CMOS low noise amplifier for microstrip readout
Design and results
CERN 8.Oct 1990

[10] E. Eisen
Untersuchung zur Optimierung der Lichtauslese aus Blei-Szintillator-Kalorimeter unterschiedlicher Wellenlängenkonfigurationen
Universität Hamburg 1990

[11] C. Schrader
Ein Monitorsystem für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter bei H1-HERA
Diplomarbeit, Universität Hamburg 1989

[12] C. Brune
Untersuchungen zum Elektronennachweis für kleine Winkel am H1-Detektor
Diplomarbeit, Universität Dortmund 1992

[13] M. Funk
Untersuchung des Pulshöhenverhaltens von geraden und bogenförmigen Plastikszintillationsdetektoren
Diplomarbeit, Universität Hamburg 1988

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, im besonderen bei:

Herrn Prof. Dr. K. Meier für die Bereitstellung einer abwechslungsreichen und interessanten Diplomarbeit, sowie für seine intensive und lehrreiche Betreuung.

Herrn Prof. Dr. U. Straumann für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Herrn A. Stellberger für eine vorbildliche Betreuung. Mit seinen kompetenten Ratschlägen war er maßgeblich am Erfolg dieser Arbeit beteiligt.

Herrn M. Keller, der mir bei vielen softwaretechnischen Problemen eine Hilfe war.

Den Herren Dr. C. Brune und Dr. J. Stiewe für die Unterstützung bei den optischen Messungen und das Korrekturlesen der Diplomarbeit.

Dem streitbaren Testlaborleiter Herrn Joachim Boelsems für die stets vorhandene Hilfsbereitschaft.

Den Herren Musch und Meier aus der Mechanikwerkstatt für die Fertigung des optischen Meßaufbaus.

Herrn Ulses aus der Elektronikwerkstatt, der die Platine für den optischen Meßaufbau anfertigte, sowie allen anderen Mitgliedern der Elektronikwerkstatt für viele Tips und Anregungen im Verlauf der Arbeit.

Allen anderen Mitarbeitern des ASIC-Labors und des Instituts für Hochenergiephysik, die bei Problemen jeglicher Art eine Hilfe waren.

Meinen Eltern für die vielfältige Unterstützung während des Studiums.

Meiner Freundin Sandra, die immer eine moralische Stütze in den nervenaufreibenden Phasen des Studiums war.