Untersuchungen an Halbleiterstreifendetektoren für das VLQ-Spektrometer im Rahmen des H1-Experimentes mit einem Diodenlaser

von
Carlo Duprel

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im August 1998

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Kurzfassung

Das H1-Experiment wurde im Jahr 1998 um eine neue Detektorkomponente, das Very Low Q^2 (VLQ) Spektrometer, erweitert. Diese neue Komponente ermöglicht Messungen in dem kinematischen Bereich von $0{,}02 < Q^2 < 1$ GeV^2. Das VLQ-Spektrometer besteht aus einem Silizium-Spursystem, einem Kalorimeter und einem Time-of-Flight System. Die Siliziumdetektoren, die das Spursystem bilden, wurden mit Hilfe eines Laserteststandes auf ihre Funktionalität überprüft. Anhand der Ergebnisse wurden 20 Detektoren ausgewählt, die in das Spursystem eingebaut wurden. Zusätzlich erlaubten die Daten die Bestimmung der Effizienzwerte aller 12800 Auslesestreifen. Insgesamt stellten sich 2 % der Streifen als unbrauchbar heraus.

Abstract

In 1998 a new detector component, the Very Low Q^2 (VLQ) spectrometer, was installed in the backward direction of the H1 detector. This new detector allows measurements in the kinematic region of $0{,}02 < Q^2 < 1$ GeV^2. The main components of the VLQ spectrometer are track detector, calorimeter and time-of-flight system. The tracking device consists of silicon strip detectors, which were tested in a laser beam setup. After analyzing the acquired data, 20 silicon detectors were chosen for the implementation in the VLQ tracker.The efficiency of all 12800 readout strips was determined. In total 2 % of the strips were found to be dead.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Untersuchung der elementaren Bausteine der Materie und der Eigenschaften ihrer Wechselwirkungen ist das Aufgabengebiet der Hochenergiephysik. Die experimentelle Forschung in dem Gebiet der Hochenergiephysik gestaltet sich heute größtenteils in Form von Kollisionsexperimenten an Teilchenbeschleunigern. Die aus den Kollisionen resultierenden Teilchen werden mit Hilfe von speziellen Detektoren untersucht. Streuexperimente spielten eine wichtige Rolle in der Entwicklung des Standardmodells der Teilchenphysik. Das Standardmodell enthält als elementare Bausteine der Materie Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) und beschreibt deren Wechselwirkungen durch Austausch von Eichbosonen (Teilchen mit Spin 1). Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch die Eichgruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ beschrieben, wobei die Eichbosonen in drei massive Bosonen (W^+,W^- und Z^0) und ein masseloses Photon (γ) unterteilt sind. Die starke Wechselwirkung wird durch die Eichgruppe $SU(3)$) beschrieben. Sie wird durch masselose Bosonen, den Gluonen, übertragen und wirkt nur zwischen Quarks und den Gluonen selbst. Eine Beschreibung der Gravitation ist im Standardmodell nicht enthalten.

Während in früheren Lepton-Proton-Streuexperimenten stets Leptonen an stationären Proton-Targets gestreut wurden, entstand mit HERA die erste Speicherringanlage, in der sowohl Elektronen als auch Protonen gespeichert und bei Schwerpunktenergien von $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV^2 zur Kollision gebracht werden können. HERA dient, neben vielen anderen wichtigen physikalischen Prozessen, in erster Linie der Untersuchung der Struktur des Protons.
Die Detektoren H1 und ZEUS sind Universaldetektoren, die eine möglichst genaue Rekonstruktion der e-p-Streuereignisse gewährleisten sollen. Sie bestehen aus vielen einzelnen Subdetektoren, die Energie, Impuls und Ladung der Reaktionsprodukte messen. Im Jahr 1998 wurde der H1-Detektor im Rückwärtsbereich um eine neue Komponente, das Very Low Q^2 (VLQ) Spektrometer, erweitert. Das VLQ-Spektrometer ermöglicht es, Elektronen nachzuweisen, die durch die Streuung an einem Proton nur sehr gering ($\approx 1^o$) abgelenkt wurden. Das VLQ-Spektrometer besteht aus einem Spursystem, einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem Detektor zur Flugzeitmessung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden wesentliche Komponenten des Spursystems, die Siliziumdetektoren, auf ihre Funktionalität überprüft. Eine genaue Rekonstruktion der Daten des VLQ-Spursystems kann nur dadurch gewährleistet werden, daß die Effizienzwerte aller Auslesestreifen bekannt sind. Das Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines Laserteststandes, der es ermöglicht, aus der Analyse der gewonnenen Daten für alle zur Verfügung stehenden Detektoren die Effizienz der Streifen zu bestimmen.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Kapitel 1 gibt einen Überblick über die verschiedenen physikalischen Modelle in dem Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung, der mit dem VLQ-Spektrometer untersucht werden kann. Im zweiten Kapitel werden der Speicherring HERA und die Hauptkomponenten des H1-Detektors beschrieben. Im dritten Kapitel wird der Aufbau des VLQ-Spektrometers dargestellt, wobei die einzelnen Komponenten des Spursystems ausführlich diskutiert werden. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der systematischen Untersuchung aller Siliziumdetektoren mit einem Laserteststand. Anhand der Messungen wird die Methodik der Datenanalyse erläutert und als Ergebnis die Effizienzwerte für alle Auslesestreifen ermittelt. Kapitel 5 beschreibt eine Kontrollmessungen mit Elektronen eines Sr^{90}-Präparates. Vor den systematischen Untersuchungen an dem Laserteststand, wurde die prinzipielle Funktionalität des Systems durch eine Messung an einem Elektronenstrahl am DESY III Synchrotron überprüft. Der Aufbau und die Ergebnisse werden in Kapitel 6 beschrieben. Anschließend werden alle Ergebnisse im letzten Kapitel zusammengefaßt.

Kapitel 1

Physik bei HERA

Rutherfords Interpretation der Streuexperimente von Geiger und Marsden lieferte Anfang dieses Jahrhunderts den Beweis, daß die positive Ladung des Atoms auf einen äußerst kleinen Bereich, den Atomkern, konzentriert ist. Auch heute noch greift die moderne Teilchenphysik an Beschleunigern auf Streuexperimente zurück, um die Struktur der Teilchen und ihre Wechselwirkungen zu erforschen. Dabei unterscheidet man elastische und inelastische Streuprozesse.
Ist die Summe der kinetischen Energien der Stoßpartner konstant und werden keine inneren Freiheitsgrade der beteiligten Teilchen angeregt, so handelt es sich um einen elastischen Prozeß. Das Wechselwirkungspotential zwischen den Teilchen kann aus der Winkelverteilung der gestreuten Teilchen bestimmt werden, und höhere Energien ermöglichen die Bestimmung der Ausdehnung der Ladungsverteilung. Bei noch höheren Energien kommt es bei zusammengesetzten Teilchen zur Anregung innerer Freiheitsgrade und es werden sogar einzelne Konstituenten der Teilchen aus dem gebundenen Zustand herausgeschlagen. Prozesse dieser Art, bei denen die Summe der kinetischen Energien nicht mehr erhalten ist, bezeichnet man als inelastisch.
Elektron-Proton Streuexperimente lassen Rückschlüsse auf die innere Struktur des Protons zu und erlauben es, die Vorhersagen einzelner Modelle zu überprüfen. Eines dieser Modelle, das "Quark-Parton-Modell", geht davon aus, daß das Proton aus drei punktförmigen Quarks mit halbzahligem Spin und drittelzahliger elektrischer Ladung besteht. Die Ladung der starken Wechselwirkung, die drei Quarks zu einem Proton bindet, bezeichnet man als Farbladung. Es existieren drei verschiedene Farbladungen: Rot, grün und blau, jedoch sind die Quarks verschiedener Farbladung immer so zu Hadronen und Mesonen zusammengesetzt, daß ihre Farbkombination farbneutral[1] ist, was einen direkten Nachweis der Farbladung bei Hadronen und Mesonen verhindert. Andererseits verhalten sich die Quarks bei hohen Impulsüberträgen näherungsweise wie freie Teilchen[2]. Dieser widersprüchliche Befund führte im Rahmen der QCD

[1]Diese Eigenschaft bezeichnet man als "color confinement".
[2]Diese Eigenschaft wird als "asymptotische Freiheit" bezeichnet.

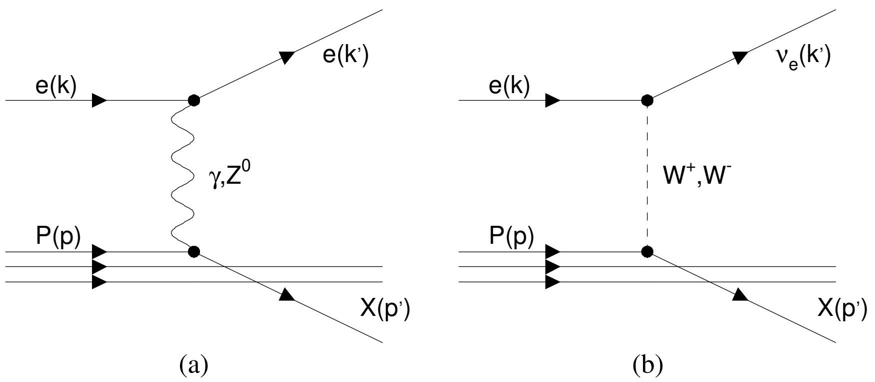


Abbildung 1.1: *ep*-Streuung im Quark-Parton-Modell, (a) neutraler Strom (NC), (b) geladener Strom (CC).

zur Einführung einer skalenabhängigen Kopplungskonstanten α_S, die bei kleinem Impulsübertrag groß ist und zu großen Impulsüberträgen logarithmisch abnimmt.

1.1 Kinematik

Der Prozeß der elastischen Streuung eines Elektrons an einem Quark wird durch die elektroschwache Wechselwirkung beschrieben und in zwei Ereignistypen eingeteilt: Einerseits Prozesse mit Austausch eines neutralen Bosons[3] (γ, Z^0) und andererseits Prozesse mit Austausch elektrisch geladener Bosonen[4] $(W^{\pm})$. Die Feynmangraphen niedrigster Ordnung dieser Prozesse sind in Abbildung 1.1 dargestellt. Man erkennt, daß sich die Prozesse im Endzustand durch das auslaufende Lepton unterscheiden. Es handelt sich beim Ereignis mit "neutralem Strom" um ein Elektron und beim Ereignis mit "geladenem Strom" um ein Neutrino.
Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind abhängig von der Masse M_{Boson} des ausgetauschten Teilchens, denn das Matrixelement $\mathcal{M}$, das zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes benutzt wird, ist proportional zum Propagator des ausgetauschten Bosons:

$$\mathcal{M} \propto \frac{1}{Q^2 + M_{Boson}^2} ,$$

wobei Q^2 das negative Betragsquadrat des Viererimpulses des ausgetauschten Bosons

[3]Diese Prozesse werden als Ereignisse mit neutralem Strom bezeichnet (NC für "neutral current").
[4]Diese Prozesse bezeichnet man als Ereignisse mit geladenem Strom (CC für "charged current").

ist. Dies bedingt die Dominanz des γ-Austauschs bei kleinem Impulsübertrag Q^2 und erklärt, weshalb die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse bei $Q^2 > M^2_{Z^0,W^\pm}$ ungefähr gleich sind.
Die Kinematik der Prozesse ist durch folgende lorentzinvariante Variablen definiert[5]:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 \;=\; -(k-k')^2\,, \\ x &= \frac{Q^2}{2p\cdot q}\,, \\ y &= \frac{p\cdot q}{p\cdot k}\,, \\ s &= (k+p)^2\,, \\ W^2 &= (p+q)^2\,, \end{aligned}$$

wobei k und k' bzw. p und p' die Impulse des einlaufenden und auslaufenden Elektrons bzw. Protons sind. Q^2 ist das negative Betragsquadrat des Viererimpulses des ausgetauschten Bosons und ist somit ein Maß für dessen Virtualität. In einem Bezugssystem, in dem der Impuls des Protons sehr groß gegenüber seiner Ruhemasse ist, gibt die Bjorken-Skalenvariable x den Impulsbruchteil des Protons an, den das gestreute Quark trägt. Die Inelastizität y ist definiert als der relative Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Die quadrierte Schwerpunktsenergie s, die bei HERA konstant ist, ist die maximale Energie, die zur Verfügung steht. W ist die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System und ist somit auch die invariante Masse des hadronischen Endzustandes.
Aus den obigen Gleichungen ergibt sich folgende Beziehung:

$$Q^2 \;=\; sxy.$$

1.2 Streuwirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Der Wirkungsquerschnitt für den NC Prozeß $ep \to eX$ ist proportional zum Leptontensor $L_{\mu\nu}$, der die Wechselwirkung des Elektrons mit dem ausgetauschten Boson beschreibt, und dem hadronischen Tensor $W^{\mu\nu}$, der die Streuung des ausgetauschten Bosons mit dem Proton wiedergibt [7]:

$$\sigma \;\sim\; L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}\;.$$

[5]Aufgrund der hohen Energien können die Ruhemassen von Elektron und Proton vernachlässigt werden, weiterhin wird $c = \hbar = 1$ gesetzt.

$L_{\mu\nu}$ ist im Rahmen der QED berechenbar, jedoch kann $W^{\mu\nu}$ analytisch nicht angegeben werden, da er die interne Struktur des Protons enthält, die a priori nicht bekannt ist. Dies führt dazu, daß der totale differentielle Wirkungsquerschnitt parametrisiert wird und folgende allgemeine Form[6] besitzt:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2xF_1(x,Q^2)+(1-y)F_2(x,Q^2)\mp(y-\frac{y^2}{2})xF_3(x,Q^2)\right].$$

Eine Ableitung dieser Formel befindet sich z.B. in [8]. Die Funktionen F_1, F_2 und F_3 bezeichnet man als "verallgemeinerte Strukturfunktionen des Protons". Sie werden in Abhängigkeit von Q^2 und x ausgedrückt. F_1 und F_2 beschreiben jeweils den γ- und Z^0-Austausch sowie einen γZ^0-Interferenzterm, dagegen enthält F_3 nur Anteile von Z^0-Austausch und γZ^0-Interferenzterm. Letzterer kann bei kleinen und mittleren Werten von Q^2 aufgrund der hohen Masse des Z^0 vernachlässigt werden und muß erst bei hohem Q^2 berücksichtigt werden ($Q^2 \gtrsim M_{Z^0}^2$).
Somit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt bei kleinem und mittlerem Q^2:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4x}\left[y^2xF_1(x,Q^2)+(1-y)F_2(x,Q^2)\right].$$

Nach der Bjorkenschen Skalenhypothese, sind die Strukturfunktionen F_1 und F_2 nur von der dimensionslosen Variablen x jedoch nicht von Q^2 abhängig[7]. Dies entspricht der Streuung an punktförmigen Konstituenten (Quarks), die unabhängig vom Auflösungsvermögen Q^2 ist.
Mit der Definition der longitudinalen Strukturfunktion wird nun eine Beziehung zwischen F_1 und F_2 eingeführt:

$$F_L \equiv F_2 - 2xF_1 \;,$$

aus der dann der sogenannte Born-Wirkungsquerschnitt folgt:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[(2(1-y)+y^2)F_2(x,Q^2)-y^2F_L(x,Q^2)\right].$$

Die "Callan-Gross-Relation" besagt nun, daß für Spin-1/2-Partonen $F_L = 0$ ist, was sich wie folgt ausdrücken läßt:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[(1-y)+\frac{y^2}{2}\right]F_2(x,Q^2)\;,$$

wobei die Strukturfunktion F_2 als Summe der ladungsgewichteten Quarkdichten q_f im Proton interpretiert werden kann:

[6] In dieser Formel bezeichnet α die elektromagnetische Kopplungskonstante.
[7] Diese Eigenschaft bezeichnet man als "Skaleninvarianz".

$$F_2(x,Q^2) \;=\; x\sum_f e_f^2\left[q_f(x,Q^2)+\bar{q}_f(x,Q^2)\right],$$

dabei gibt f die Quarksorte ("flavor") und e die elektrische Quarkladung an.
Die ep-Streuung kann als Wechselwirkung eines Flusses virtueller Photonen mit dem Proton betrachtet werden, wobei virtuelle Photonen eine Masse besitzen und longitudinal oder transversal polarisiert sind. Aus dieser Sichtweise ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{dxdQ^2} &= \Gamma(y)\left(\sigma_T(x,Q^2)+\epsilon(y)\sigma_L(x,Q^2)\right)\\ &= \Gamma(y)\sigma_{\gamma^* p}^{eff}(x,y,Q^2)\,,\end{aligned}$$

wobei $\Gamma(y)$ den Photonfluß und $\epsilon(y)$ die Polarisation des Photons angibt. σ_L bzw. σ_T beziehen sich auf den longitudinalen bzw. transversalen Wirkungsquerschnitt der Polarisation und die Summe von σ_L und σ_T ergibt den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\gamma * p}^{tot} \;=\; \sigma_L+\sigma_T\,.$$

1.3 Quantenchromodynamik

Quantenchromodynamik (QCD) ist die Feldtheorie der starken Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen. Quarks tragen drittelzahlige elektrische Ladung sowie eine der drei Farbladungen rot (R), grün (G) und blau (B). Die starke Wechselwirkung wird von Gluonen übertragen, die jeweils Farbe und Antifarbe tragen. Die Eigenschaft, daß Gluonen selbst Farbladungen besitzen, bewirkt, daß sie aneinander koppeln können[8] ("self-coupling"). Diese Selbstkopplung der Gluonen hat zur Folge, daß die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_S logarithmisch mit zunehmendem Q^2 abnimmt ("running of α_S").
Darüberhinaus müssen im Rahmen der QCD Prozesse berücksichtigt werden, bei denen das Quark ein Gluon vor oder nach der Streuung mit dem virtuellen Photon abstrahlt ($q \to qg$) oder bei denen das Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar ($g \to q\bar{q}$) konvertiert . Dies führt aufgrund des reduzierten mittleren Partonimpulses bei hohen Werten von Q^2 zu einem Anstieg der Partondichten (und damit von $F_2(x,Q^2)$) bei kleinen x und einem Abfall bei größeren x. Somit variiert die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ nicht nur mit x sondern auch mit Q^2, was eine Verletzung der Skaleninvarianz bedeutet. Die Gluonabstrahlung der Quarks führt zur Kopplung der Quarks

[8] Im Rahmen der Quantenelektrodynamik ist dies nicht möglich, da das Photon, das die elektromagnetische Kraft überträgt, selbst elektrisch neutral ist.

an longitudinal polarisierte Photonen, was zu einer Verletzung der "Callan-Gross-Relation" führt, d.h. $F_L \neq 0$. Das Verhältnis R von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt ergibt sich somit zu:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{F_2 - F_L} ,$$

und der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung hat die folgende Form:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2 - 2y + \frac{y^2}{1+R}\right] F_2(x, Q^2) .$$

Diese Formulierung des e-p-Wirkungsquerschnittes ermöglicht die Bestimmung von $F_2(x, Q^2)$ aus den bei den HERA-Experimenten H1 und ZEUS gemessenen Wirkungsquerschnitten.

1.4 Der tiefinelastische Prozeß

Das Elektron wird bei HERA als Sonde zur Abtastung des Protons benutzt, jedoch werden im Vergleich zu früheren Experimenten weitaus höhere Impulsüberträge erreicht. Das Proton kann somit auf einer kleineren Längenskala untersucht werden, da die Wellenlänge des ausgetauschten Photons von Q^2 abhängt ($\lambda \sim 1/\sqrt{Q^2}$). Die Zeitdauer der Wechselwirkung ist proportional zu $1/(E_e - E'_e)$, wobei E_e bzw.E'_e die Anfangs- bzw. Endenergie des Elektrons angeben.
Als tiefinelastische Streuung bezeichnet man inelastische Prozesse, bei denen das Photon eine hohe Virtualität besitzt. Es existiert jedoch keine scharfe Grenze zwischen tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion, die im nächsten Kapitel beschrieben wird, sondern vielmehr ein kontinuierlicher Übergang.
In Abbildung 1.4 ist der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von W^2 für verschiedene Q^2 Werte aufgetragen. In dem Bereich $Q^2 \geq 1.5$ GeV^2 werden die Daten von dem perturbativen Modell von Glück, Reya und Vogt (GRV 94) [4] gut beschrieben. Der Anstieg von F_2 bei kleinem x drückt sich hier in dem Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei steigendem W^2 aus. Zusätzlich ist noch der Wirkungsquerschnitt für den Photoproduktionsbereich ($Q^2 \simeq 0$ GeV^2) zu erkennen. Die Parametrisierung von Donnachie und Landshoff ist ebenfalls dargestellt. Man erkennt einen deutlichen Unterschied in der Energieabhängigkeit der Photoproduktionsdaten und der Daten für $Q^2 \geq 1.5$ GeV^2.

1.5 Photoproduktion

Photoproduktion bezeichnet Prozesse bei kleinem Viererimpulsübertrag ($Q^2 \simeq 0$-GeV^2), bei denen ein von einem Elektron emittiertes quasi-reelles Photon mit einem

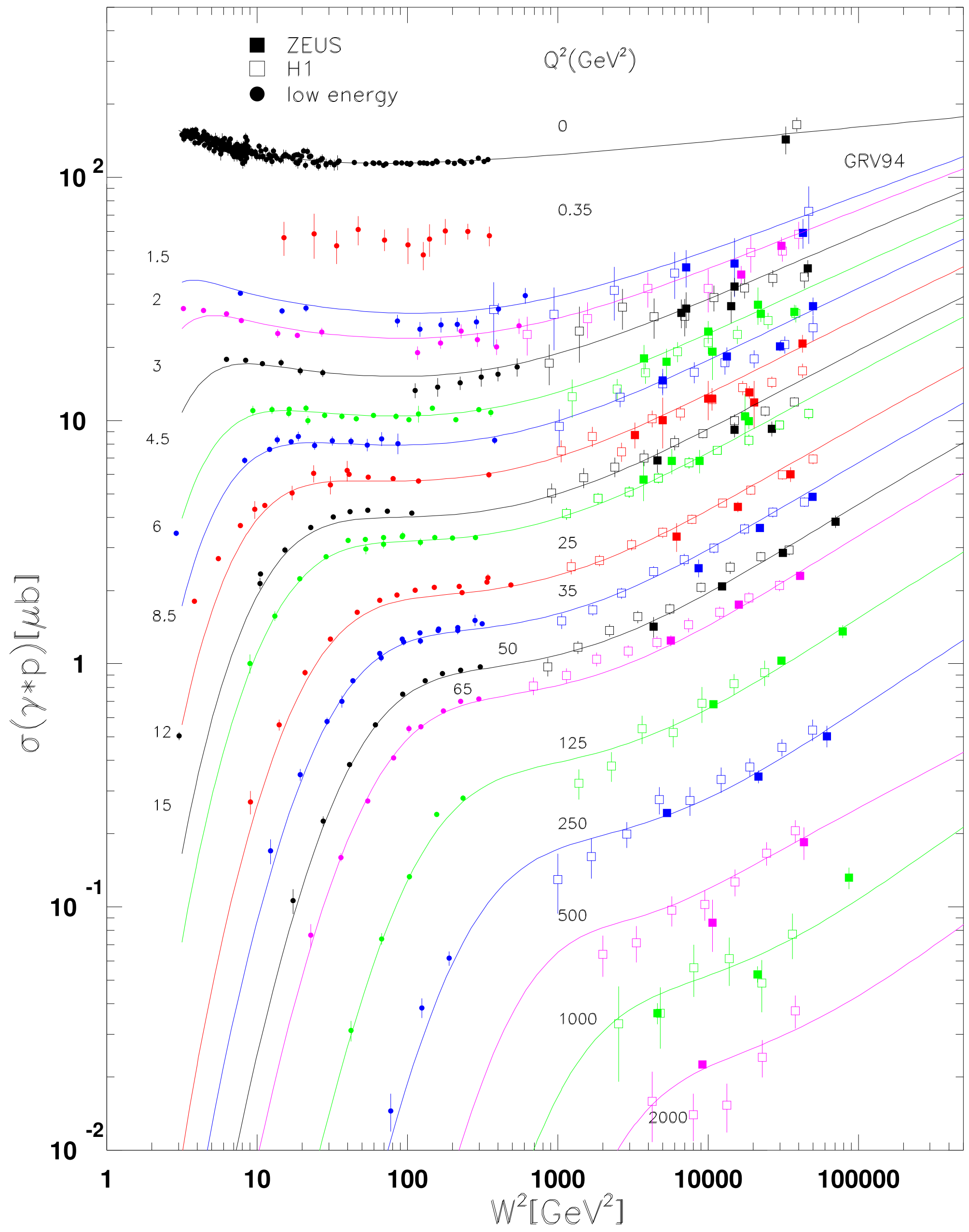


Abbildung 1.2: Der totale γp-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von W^2 für verschiedene Q^2-Werte. Für $Q^2 \geq 1.5$ GeV^2 sind die Kurven eines Modells von GRV [4]. Für $Q^2 = 0$ GeV^2 ist der totale Photoproduktionswirkungsquerschnitt aufgetragen. Die Kurve ist eine Parametrisierung von Donnachie und Landshoff [1].

der Konstituenten des Protons wechselwirkt. In diesem kinematischen Bereich kann der Wirkungsquerschnitt der longitudinal polarisierten Photonen σ_L vernachlässigt werden. Der differentielle Photoproduktionswirkungsquerschnitt läßt sich in der Weizsäcker-Williams-Approximation mit Hilfe des Photonflusses $\mathcal{F}_{e/\gamma}(y, Q^2)$ wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2} &= \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p})\, \mathcal{F}_{e/\gamma}(y, Q^2) \\
&= \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \frac{\alpha}{2\pi y Q^2} \left(1 + (1-y)^2 - 2(1-y)\frac{Q^2_{min}}{Q^2}\right),
\end{aligned}$$

wobei α die elektromagnetische Kopplungskonstante und $Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$ die minimale Virtualität des Photons bei festem Q^2 beschreiben. Der Photonfluß $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das Photon mit dem Energieanteil y und der Virtualität Q^2 vom Elektron abgestrahlt wird. Die ep-Streuung wird somit in die Abstrahlung eines Photons vom Elektron und in die anschließende Wechselwirkung des Photons mit einem der Konstituenten des Protons unterteilt.
Zur Beschreibung der Prozesse im Bereich der Photoproduktion kann keine störungstheoretische QCD herangezogen werden, da die Kopplungskonstante α_s beliebig groß werden kann. Es existieren in dieser Region recht erfolgreiche phänomenologische Ansätze, die zur physikalischen Modellierung dienen.

1.5.1 Das Vektormeson-Dominanz Modell

Das Vektor-Meson-Dominanz-Modell (VDM) basiert auf der Tatsache, daß Photon-Hadron Wechselwirkungen deutliche Ähnlichkeiten zu reinen Hadron-Hadron Wechselwirkungen zeigen. Dieses Verhalten kann durch die Annahme erklärt werden, daß das Photon als Überlagerung eines "nackten" Photons $|\gamma_b\rangle$ mit einem hadronischen Zustand $\sqrt{\alpha}\ |h\rangle$, der die gleichen Quantenzahlen wie das Photon besitzen muß, betrachtet wird:

$$|\gamma\rangle = \sqrt{Z_3}\ |\gamma_b\rangle + c\,\sqrt{\alpha}\ |h\rangle,$$

wobei $Z_3 = 1 - c^2\alpha$ notwendig für die Normierung von $|\gamma\rangle$ und c ist. Der erste Teil beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung, während der zweite aufgrund der stärkeren Kopplung der starken Wechselwirkung in Hadronreaktionen dominiert. Die Unschärferelation erlaubt, daß das "nackte" Photon in ein gebundenes Quark-Antiquark-Paar fluktuiert mit den gleichen Quantenzahlen ($J^{PC} = 1^{--}$ und $Q = B = S = 0$). Da die drei leichtesten Vektormesonen die gleichen Quantenzahlen besitzen, kann der hadronische Zustand als Superposition der Vektormesonen ρ^0,ω und ϕ dargestellt werden:

$$c\,\sqrt{\alpha}\ |h\rangle = \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}\ |V\rangle\ ,$$

mit f_V der Anzahl der Vektormesonen. Der Faktor $(e/f_V)^2 = 4\pi\alpha/f_V^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $\gamma \to V$ an. Die Lebensdauer der Fluktuation τ ist umgekehrt proportional zur Energie ΔE, die benötigt wird, um den $q\bar{q}$-Zustand mit Masse M_V in einen rellen Zustand zu heben:

$$\tau \approx \frac{2pq}{Q^2 + M_V^2} \quad .$$

Die Dauer der Fluktuation wird umso größer, je kleiner die Virtualität des Photons und je geringer die Masse M_V des hadronischen Zustandes ist. In einem Bezugssystem, in dem die Lebensdauer τ groß ist, verhält sich das Photon demnach wie ein Hadron, allerdings mit Wirkungsquerschnitten, die für Photon-Hadron-Wechselwirkungen rund 100-mal kleiner sind als reine Hadron-Hadron-Reaktionen, was auf den zusätzlichen Faktor α in der obigen Formel zurückzuführen ist.
Im VDM-Modell wird die Strukturfunktion F_2 folgendermaßen ausgedrückt:

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi} \sum_V \frac{M_V^4 \sigma_V(W)}{\gamma_V^2 (Q^2 + M_V^2)^2},$$

wobei $\sigma_V(W)$ den totalen Vektormeson-Nukleon-Wirkungsquerschnitt, γ_V^2 die Kopplungskonstante des Photons an das Vektormeson und M_V die Masse des $q\bar{q}$ -Zustandes angeben. Geht in die obige Gleichung nur eine endliche Anzahl von Vektormesonzuständen ein, so verschwindet F_2 mit $1/Q^2$ bei hohen Q^2. Berücksichtigt man jedoch auch schwere Vektormesonen und Kontinuumszustände, kann das Skalenverhalten für F_2, was auch experimentell beobachtet wird, wieder hergestellt werden.

1.5.2 Die Reggetheorie

Die Reggetheorie ist allgemein die Theorie der analytischen Eigenschaften der Streumatrix als Funktion des komplexen verallgemeinerten Drehimpulses. Hadron-Hadron Wirkungsquerschnitte lassen sich bei einer Schwerpunktsenergie s als t-Austausch von Teilchen mit verschiedenen Drehimpulsen beschreiben [3]:

$$\sigma_{tot}^{hh}(s) \sim \sum_i A_i(s) s^{\alpha_i(0)-1},$$

wobei $\alpha_i(0)$ den t-Achsenabschnitt (Interzept) einer linearen Teilchentrajektorie, die einer Gruppe von Teilchen entspricht, die alle auf derselben Geraden im komplexen Drehimpuls-t Raum liegen, angibt. Um das Hochenergieverhalten der Wirkungsquerschnitte richtig zu beschreiben, wurde eine zusätzliche Trajektorie, die sogenannte Pomerontrajektorie, eingeführt. Im sogenannten Reggelimes $s \to \infty$ wird dieses Hochenergieverhalten der Wirkungsquerschnitte durch zwei Interzepte bestimmt. Einem effektiven Pomeroninterzept des Pomerons $\mathbb{P}$ mit einem Wert $\alpha_{\mathbb{P}} = 1{,}08$ und einem

Mesoninterzept einer Mesontrajektorie $\mathbb{R}$ (Reggeon) mit einem Interzeptwert $\alpha_{\mathbb{R}} = 0{,}55$.
Das Pomeron besitzt die Quantenzahlen des Vakuums und dominiert den Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien. Seine Trajektorie ist jedoch keinem bekannten Teilchen zuzuordnen. Der Reggeonaustausch entspricht dem Austausch real existierender Mesonen wie ρ, ω, f oder a_2.
Donnachie und Landshoff [1] haben den totalen Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitt aus der Regge-Theorie abgeleitet:

$$\sigma_{tot} = X\, s^{\epsilon} + Y\, s^{-\eta} ,$$

wobei $\eta = 0.4524$ und $\epsilon = 0.0808$ gilt und $\sqrt{s}$ die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie beschreibt. Die Vorhersage für $F_2 \sim \sigma_{tot}$ von DL ist in Abbildung 1.3 gezeigt. Dieses Modell geht von dem Austausch eines einzelnen Pomerons aus und sagt einen Wirkungsquerschnitt vorher, der unabhängig von der Virtualität des Photons ist. Da das quasi-reelle Photon in ein Hadron fluktuieren und somit mit dem Proton wechselwirken kann, wird dieser Ansatz auch für ep-Streuung im Photoproduktionsbereich gebraucht. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ entspricht dann $W_{\gamma p}$. Mit $X = 0.0677$ mb und $Y = 0.129$ mb ergibt sich eine gute Beschreibung des totalen Photon-Hadron-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{tot}^{\gamma p}$.

1.5.3 QCD-Modelle

Innerhalb der QCD wird das Pomeron $\mathbb{P}$ durch einen Mehrfach-Gluonaustausch, die sogenannte Gluonleiter, dargestellt. Dies führt jedoch zu einem höheren Wert für das Pomeroninterzept $\alpha_{\mathbb{P}} = 1{,}5$ und man bezeichnet dieses Pomeron als hart. Im Gegensatz dazu, beträgt innerhalb der Reggetheorie das Pomeroninterzept $\alpha_{\mathbb{P}} = 1{,}08$ und wird als weiches Pomeron bezeichnet. Das Modell nach Adel, Barreiro und Ynduráin [2] setzt für kleine Werte von Q^2 die Existenz einer harten Singularität ($x^{-\lambda}$-Verhalten,$\lambda \geq 0$ für $x \to 0$) sowie die eines weichen Pomerons voraus. Diese Theorie sagt einen stärkeren Anstieg der Wirkungsquerschnitte vorher als die Theorie von Donnachie und Landshoff, die von dem Austausch eines weichen Pomerons ausgeht. Man hofft, daß die Erforschung der Übergangsregion zwischen weichen und harten Prozessen belegen kann, ob die oben genannten Theorien unterschiedliche Ausprägungen der gleichen Physik beschreiben.
Glück, Reya und Vogt (GRV 94 HO) gehen davon aus, daß das Proton bei einer Startskala von $Q_0^2 = 0{,}34$ GeV^2 nur aus Valenzquarks besteht und daß die Gluonen und die Seequarks aus den Valenzquarks über die DGLAP-Entwicklung generiert werden. Die Meßdaten von H1 [5] und ZEUS [6] für F_2 im Bereich 0,02 GeV$^2 \leq Q^2 \leq 0,85$ GeV^2 in Abhängigkeit von x ($10^{-7} \leq x \leq 1$) sind in Abbildung 1.3 aufgetragen. Vorhersagen von verschiedenen theoretischen Modellen sind ebenfalls in der Abbildung eingetragen. DL liegt im gesamten Q^2-Bereich unterhalb der gemessenen Daten,

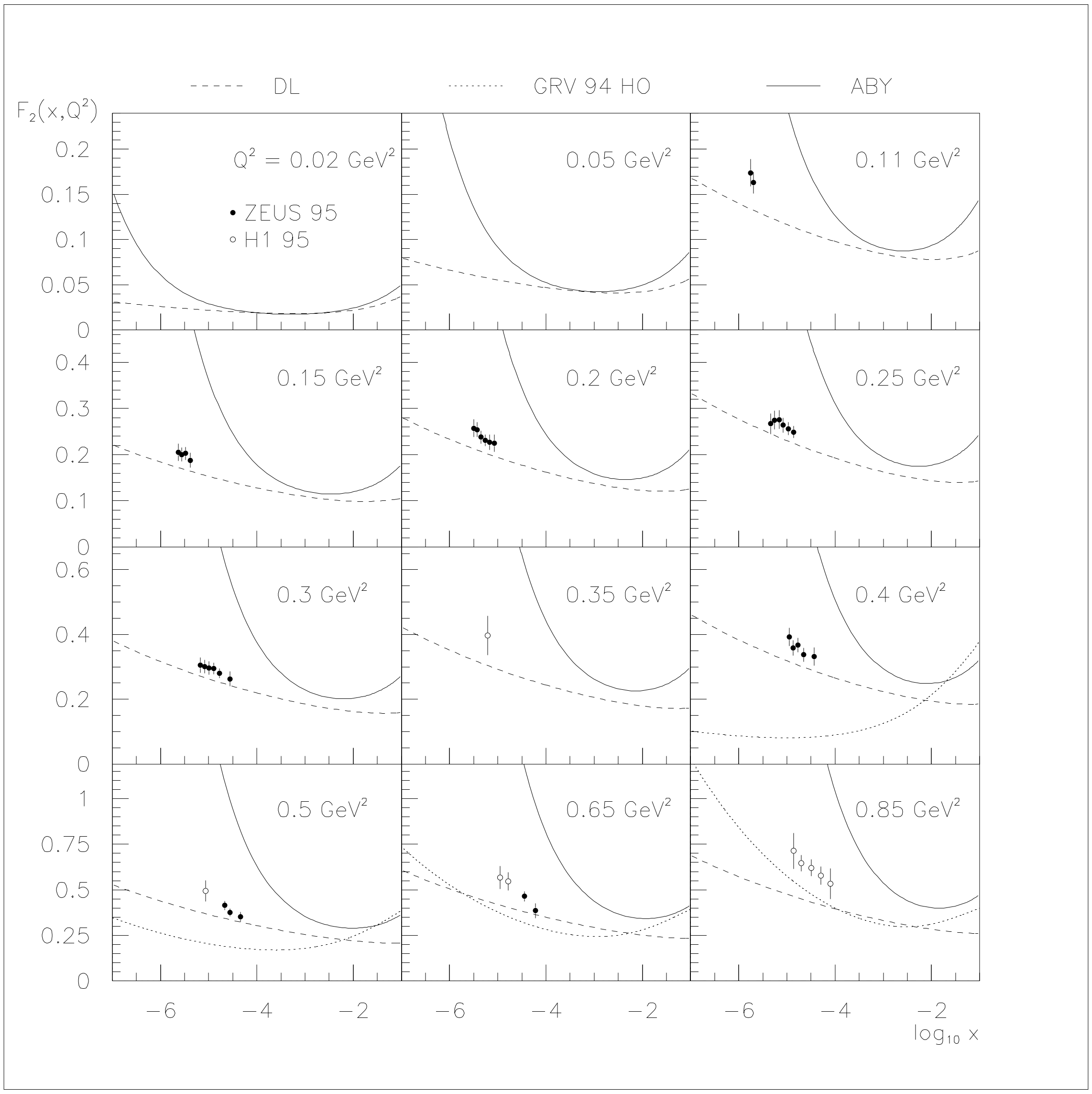


Abbildung 1.3: Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ von H1 und ZEUS. Die Daten, die im Jahr 1995 aufgenommen wurden, werden mit verschiedenen Modellen verglichen: Donnachie und Landshoff (gestrichelte Linie), Adel et al. (durchgezogene Linie) und Glück, Reya und Vogt (GRV 94 HO; gepunktete Linie). Für $Q^2 =$ 0,02 GeV^2 und $Q^2 =$ 0,05 GeV^2 existieren noch keine Daten. In diesem kinematischen Bereich wird das VLQ-Spektrometer die ersten Messungen liefern.

während sich die Parametrisierung von ABY weit oberhalb der Daten befindet. Für $Q^2 \lesssim 0.85$ GeV^2 weichen die QCD-Anpassung GRV 94 HO und die gemessenen Daten voneinander ab. Bei noch kleineren Werten von $Q^2 \lesssim 0,5$ GeV^2 geht das GRV-Modell sehr rasch in seinen valenzartigen Anfangszustand zurück und liefert nur noch unrealistische Werte für die Strukturfunktion.
Das VLQ-Spektrometer ermöglicht Messungen in dem kinematischen Bereich von 0,02 $<$ Q^2 $<$ 1 GeV^2. Dies bietet die Möglichkeit Untersuchungen in dem Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung durchzuführen.

1.6 Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die Wirkungsquerschnitte wurden bisher mittels der kinematischen Variablen x, y und Q^2 ausgedrückt, jedoch sind diese experimentell nicht direkt zugänglich. Zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik wird jetzt die Elektron-Methode vorgestellt, mit deren Hilfe die oben genannten Variablen aus den gemessenen Daten berechnet werden können. Die Kinematik wird mit den gemessenen Werten der Energie E' und des Polarwinkels θ_e[9] des gestreuten Elektrons bestimmt:

$$\begin{aligned} Q^2_{el} &= 2E_0E'(1+\cos\theta_e), \\ y_{el} &= 1-\frac{E'}{2E_0}(1-\cos\theta_e), \\ x_{el} &= \frac{Q^2_{el}}{y_{el}s}, \end{aligned}$$

wobei E_0 die Energie des Elektrons vor der Kollision ist. Diese Methode ermöglicht eine genaue Bestimmung von Q^2, jedoch wird bei kleinen Werten von y die Auflösung der y-Bestimmung schlecht. Dies beeinträchtigt auch die Auflösung der x-Bestimmung. Somit wird die Elektron-Methode nur für den kinematischen Bereich $y_{el} \geq 0,1$ verwendet. Ebenfalls ungeeignet ist diese Methode zur Bestimmung der Ereigniskinematik von CC-Ereignissen, da es sich hier bei dem auslaufenden Lepton um ein Elektronneutrino ν_e handelt, das unentdeckt entweicht.
Zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik existieren noch weitere Methoden wie z.B. die Jacquet-Blondel, die Doppelwinkel- und die Σ-Methode. Diese Methoden bieten den Vorteil, daß Messungen auch bei kleinem y durchgeführt werden können. Ein Nachteil besteht jedoch darin, daß eine Bestimmung von Q^2 eine genaue Messung des hadronischen Endzustandes verlangt. Diese Messung des hadronischen Endzustandes gestaltet sich jedoch weitaus schwieriger als eine Messung des Elektrons.

[9] θ_e bezeichnet den Streuwinkel des Elektrons zur Protonflugrichtung.

Kapitel 2

Das H1-Experiment bei HERA

Im Jahre 1964 begann die Forschungstätigkeit am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg mit der Inbetriebnahme des Elektronen-Synchrotrons. In den folgenden Jahren wurde die Anlage um die $e^+ e^-$ – Speicherringe DORIS[1] sowie PETRA[2] erweitert, die z.B. den Nachweis des Charm-Quarks (DORIS) oder den Nachweis der Gluonen in 3-Jet-Ereignissen (PETRA) lieferten.

2.1 HERA

Zwischen 1984 und 1991 wurde HERA[3] als bis jetzt letzte Erweiterung der Anlage erbaut. HERA, dargestellt in Abbildung 2.1, hat einen Umfang von 6336 m und besteht aus zwei separaten Strahlrohren, die Elektronen und Protonen über mehrere Stunden speichern. Nach Durchlaufen eines komplexen Systems von Vorbeschleunigern werden die Elektronen mit einer Energie von 12 GeV in HERA eingespeist und dort durch Einsatz von supraleitenden Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken bis auf 27.5 GeV beschleunigt. Die Protonen werden mit einer Energie von 40 GeV in HERA eingespeist und auf 820 GeV beschleunigt. Die Strahlführung der Protonen wird durch supraleitende Magnete gewährleistet, die eine Feldstärke von 4,7 T erzeugen. Der Einsatz von Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken hat zur Folge, daß die Teilchen, nicht als kontinuierlicher Strom, sondern in Form von Teilchenpaketen (Bunches) den Ring umlaufen. Die Designluminosität, siehe Tabelle 2.1, kann nur erreicht werden, wenn gleichzeitig je 210 Teilchenpakete gespeichert werden. An den Wechselwirkungspunkten treffen diese Bunches[4] mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns aufeinander, dies entspricht einer Frequenz von 10,4 MHz. Neben den eigentlichen e-p-Streuereignissen kommt es ebenfalls zu strahlinduzierten Untergrundereignissen, z.B. Streuung eines

[1] **Do**ppel–**Ri**ng–**S**peicher
[2] **P**ositron-**E**lektron-**T**andem-**R**ing-**A**nlage
[3] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage
[4] Das Aufeinandertreffen der gegenseitig umlaufenden Teilchenpakete nennt man Bunch Crossing.

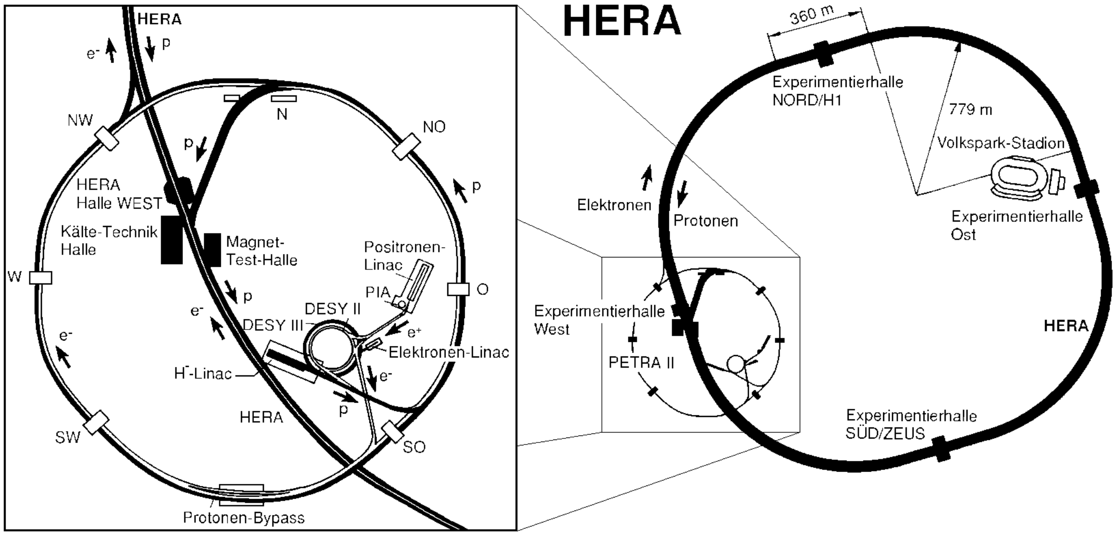


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA (rechts), sowie die Vorbeschleuniger auf dem Gelände des DESY (links).

Protons an einem Restgasmolekül im Strahlrohr oder Wechselwirkung des Protons mit dem Strahlrohr. Der Untergrund kann durch den Einsatz von Teilchenpaketen, die keinen Kollisionspartner haben, sogenannten Pilotpaketen, gemessen werden.
An zwei von den vier Wechselwirkungspunkten befinden sich Universaldetektoren, die ep–Streuereignisse aufzeichnen: die Detektoren H1 in der Halle Nord und ZEUS in der Halle Süd. HERMES bzw. HERA-B, die sich in der Halle Ost bzw. West an den beiden übrigen Wechselwirkungspunkten befinden, nehmen Ereignisse auf, bei denen die Elektronen bzw. die Protonen auf ein ruhendes Target treffen. HERMES untersucht den Protonspin, während HERA-B die Bottom-Quark-Erzeugung untersucht.

2.2 Der H1-Detektor

Die Anforderungen an den H1-Detektor bestehen darin, eine möglichst vollständige Messung, der aus der ep-Kollision entstehenden Teilchen, zu gewährleisten. Daraus resultieren folgende Eigenschaften:

- die elektromagnetischen Kalorimeter benötigen eine hohe Granularität, um eine gute Elektron/Pion-Trennung zu ermöglichen,
- die hadronischen Kalorimeter sollen den vollständigen Nachweis des hadronischen Endzustandes gewährleisten,

Parameter	Design		1997	
	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie [GeV]	30	820	27,5	820
Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ [GeV]	314		300	
mittlerer Strahlstrom [mA]	58	163	28,2	73,5
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	175+14	175+6
Bunch Crossing Zeit [ns]	96			
mittlere Luminosität [$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$]	$1{,}6 \cdot 10^{31}$		$4{,}3 \cdot 10^{30}$	

Tabelle 2.1: Design- und Betriebsparameter für HERA

- für den Nachweis der Myonen, die beim Zerfall verschiedener Teilchen (z.B. J/ψ) entstehen, werden spezielle Myonkammern eingesetzt und

- Spur- und Vertexkammern sollen Information über den Vertex sowie über die Ladung und den Impuls geladener Teilchen liefern.

In Abbildung 2.2 erkennt man eine isometrische Aufrißzeichnung des H1-Detektors, die die wesentlichen Komponenten beinhaltet. Aufgrund der unterschiedlichen Teilchenimpulse bewegt sich das Schwerpunktsystem der ep-Kollision mit einem Lorentzfaktor von $\gamma_{CM} = 2,86$ in Vorwärtsrichtung[5], so daß eine aufwendigere Instrumentierung in dieser Richtung benötigt wird.
Die Hauptkomponenten Luminositätssystem, Magnetsystem, Spurkammern und Myonsystem sowie Kalorimeter werden im folgenden einzeln dargestellt.

2.3 Das Luminositätssystem

Die Bestimmung der Luminosität wird mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses[6] durchgeführt:

$$e + p \longrightarrow e + p + \gamma \; .$$

Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist im Rahmen der QED genau berechenbar[7]. Der Untergrund wird hauptsächlich durch das Restgas im Strahlrohr verursacht. Das Elektron wird mit Hilfe des Elektronenkalorimeters ET33[8] und das Photon durch

[5] Der Protonstrahl definiert bei den HERA-Detektoren die Vorwärtsrichtung, die auch mit der z-Achse übereinstimmt. Polarwinkel θ und Azimuthalwinkel φ beziehen sich auf dieses Koordinatensystem.

[6] Bei diesem Prozeß laufen das Elektron und das Photon unter kleinem Winkel ($\theta_{e,\gamma}, \gtrsim 177^o$) aus.

[7] Der elastische Prozeß dominiert und somit wird die Struktur des Protons nicht aufgelöst.

[8] ET33 bezeichnet den **E**lectron **T**agger, der sich bei z = -33,4 m befindet.

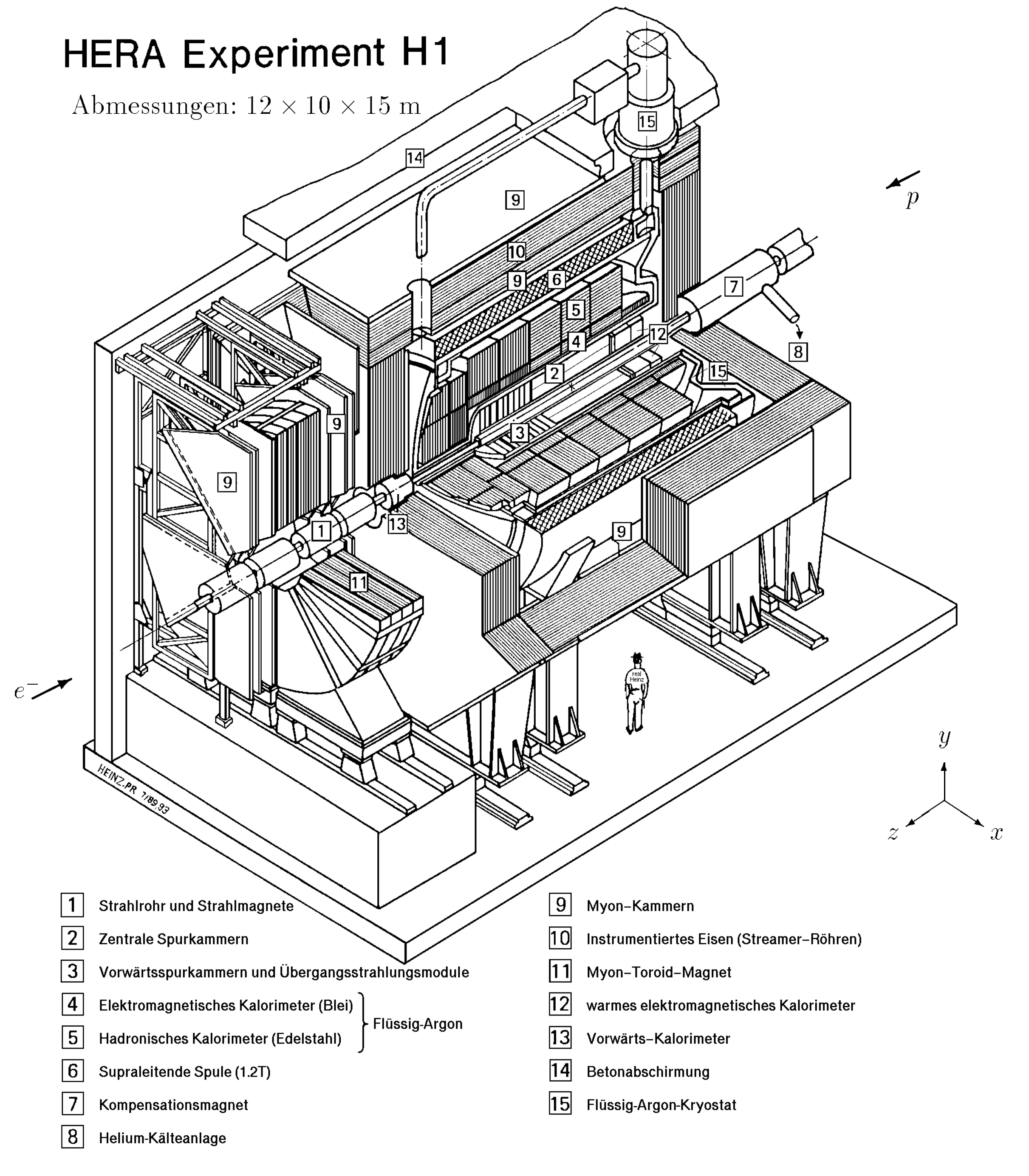


Abbildung 2.2: Der H1-Detektor in einer isometrischen Aufrißzeichnung.

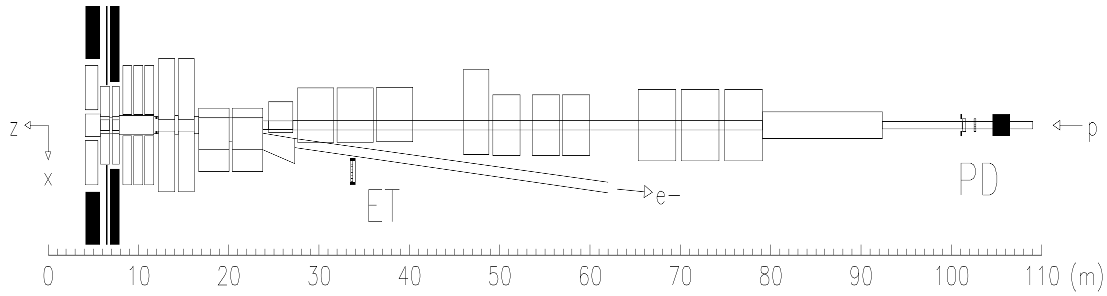


Abbildung 2.3: Das Luminositätssystem bestehend aus Elektronenkalorimeter ET33 und Photondetektor PD.

den Photondetektor PT[9] in Koinzidenz nachgewiesen. Aufgrund des großen Streuwinkels sind die Detektoren sehr nah am Strahlrohr plaziert, wie man in Abbildung 2.3 erkennen kann. Zusätzlich wurde 1995 ein zweites Elektronenkalorimeter ET44[10] [9] in Betrieb genommen, das vom Aufbau sehr ähnlich zum ET33 ist. Das Photon verläßt das Strahlrohr durch ein Austrittsfenster bei z = -92,3 m und trifft bei z = -103,1 m auf den Photondetektor. Dieser wird durch einen Blei-Kupfer-Absorber und einen Vetozähler VC[11] vor Synchrotronstrahlung geschützt. Die Detektoren sind Tscherenkow-Zähler, die aus TlCl(78%)TlBr(22%)-Kristallen[12] bestehen. In Tabelle 2.2 sind die Betriebsparameter des Luminositätsystems aufgetragen. Neben der Luminositätsbestimmung ermöglicht das Elektronenkalorimeter die Triggerung von Photoproduktionsereignissen mit $Q^2 < 0,01$ GeV^2 im Energieintervall 0,2< y <0,8. Hierbei dienen der Photondetektor und der Vetozähler als Veto.

2.4 Das Magnetsystem

Das Magnetsystem des H1-Detektors (siehe Abbildung 2.2) besteht aus einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$, einem supraleitenden Kompensationsmagneten $\boxed{7}$, einem instrumentierten Eisenjoch $\boxed{10}$ und einem Toroidmagneten $\boxed{11}$.
Die Spule besteht aus zwei einlagigen und zwei doppellagigen NbTi-Spulen eingebettet in einen Stahlzylinder[13] und erzeugt ein Magnetfeld von 1,2 T. Dieses Magnetfeld

---

[9] **P**hoton **T**agger
[10] Das ET44 befindet sich bei z = -43,2 m
[11] **V**eto **C**ounter
[12] Die Kristalle sind beim ET33 in einer 7 x 7 Matrix, beim PD in einer 5 x 5 und beim ET44 in einer 2 x 3 Matrix angeordnet.
[13] Außenradius 6080 mm, Innenradius 5200 mm, Länge 5750 mm.

	ET33	PD
Energieintervall (y)	0,2 - 0,8	0,004 - 1,0
Polarwinkelbereich [mrad] [1]	0 - 5	0 - 0,45
Akzeptanz für $ep \rightarrow ep\gamma$ [%]	48	98
Akzeptanz für Photoproduktion [%]	36	-
$ep \rightarrow ep\gamma$[a] Rate für $E > E_{thr} = 4GeV$ [MHz]	0,4	1,3
σ_{vis} [mb]	28	174
Photoproduktionsrate [Hz]	20 - 30	-
Apertur $x \times y$ [mm^2]	154×154	100×100
Strahlungslänge (Molière Radius) [cm]	0.93 (2.10)	
Kristalldicke (Strahlungshärte) [cm(Rad)]	$20\,(> 6 \cdot 10^7)$	
Energieauflösung, σ/E [%]	$1 \oplus 10/\sqrt{E}$, (E *in* GeV)	
Ortsauflösung, $\sigma_{x,y}$ [mm]	0,3 - 1,2	
Zeitauflösung, σ_t [ns]	< 3	

Tabelle 2.2: Betriebsparameter des Luminositätssystem, [a] bei Designluminosität. [1] Hier wird der Polarwinkel relativ zur negativen z-Achse definiert.

umschließt die Spurkammern sowie das Kalorimeter und ermöglicht so eine Bestimmung der Impulse der geladenen Teilchen. Diese Anordnung der Spule außerhalb des Kalorimeters verringert die Menge des toten Materials, das die Teilchen vor Erreichen des Kalorimeters durchdringen müssen und verbessert somit die Energieauflösung.
Das Eisenjoch dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Es besteht aus einem dreisegmentigen oktogonalen Zentralbereich sowie aus zwei Endkappen, die die Spule, die Spurkammern sowie das Kalorimeter umfassen. Die Segmente sind aus zehn Eisenplatten aufgebaut, zwischen denen sich Streamerrohrkammern befinden.
Das Feld des Kompensationsmagneten[14] entspricht dem longitudinalen Feld des Hauptmagneten, ist jedoch entgegengesetzt ausgerichtet, um Störungen im Magnetfeld auszugleichen, die sich auf die Strahlführung auswirken könnten.
Der Toroidmagnet besteht aus acht Eisensegmenten und ist im vorderen Myonsystem eingebettet. Das Feld dieses Magneten beträgt bei einem Radius von 0,65 m 1,75 T und verringert sich zu 1,5 T bei einem Radius von 2,90 m.

2.5 Die Spurkammern und das Myonsystem

Der Wechselwirkungspunkt wird von einem Vertexdetektor CST[15] mit einer effektiven Länge von 33,7 cm umgeben. Er besteht aus zwei konzentrischen, polygonförmigen

[14] Der Kompensationsmagnet befindet sich bei z = -4,4 m.
[15] **C**entral **S**ilicon **T**racker

Schalen mit 12 respektive 20 Flächen, die den Wechselwirkungspunkt in einem Abstand von 5,7 cm bzw. 9,7 cm umschließen. Der Vertexdetektor besteht aus insgesamt 192 rechteckigen Halbleiterstreifendetektoren[16], deren Auslesestreifen auf beiden Seiten senkrecht zueinander stehen und somit eine Vermessung der Teilchenbahn in zwei Projektionen ermöglichen. Ein zweiter Vertexdetektor BST[17] dient zur Rekonstruktion von Teilchenbahnen, die in Rückwärtsrichtung verlaufen. Er besteht aus 128 Siliziumstreifendetektoren und 64 Flächendetektoren, die einen Polarwinkelbereich von $162^o < \theta < 176^o$ abdecken. Die Streifendetektoren dienen zur Rekonstruktion des Polarwinkels, während die Flächendetektoren zur Triggerung der Ereignisse benutzt werden. Die Lage der Vertexdetektoren CST und BST innerhalb des H1-Detektors sieht man in Abbildung 2.4.
Das CST wird von den Spurkammern umschlossen, die in ein zentrales (CTD[18]) und ein vorderes (FTD[19]) Spurkammersystem unterteilt sind. Das zentrale Spurkammersystem, das den Wechselwirkungspunkt in einem Bereich von $-1,5$ m $< z <$ 2,5 m umgibt, besteht aus zwei konzentrischen Driftkammern (CJC1[20] und CJC2), die eine genaue Ortsbestimmung mit einer Auflösung von 170 μm in der $r\phi$-Ebene ermöglichen. Die CJC1 deckt einen Polarwinkelbereich von $15^o < \theta < 165^o$ ab. Die Teilchenidentifikation kann aufgrund des spezifischen Energieverlustes dE/dx durchgeführt werden. Die Driftkammer CJC1 wird von zwei z-Driftkammern (CIZ[21]und COZ[22]) umgeben, die die Ortsauflösung in z-Richtung verbessern. Die Parameter der Driftkammern sind in Tabelle 2.3 zu erkennen. Diese z-Driftkammern werden noch von der inneren und der äußeren Vieldraht-Proportionalkammer (CIP[23] und COP[24]) umschlossen, die der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes und der Triggerung dienen.
Das vordere Spurkammersystem, das einen Polarwinkel von $5^o < \theta < 25^o$ abdeckt, ist aus drei Modulen zusammengesetzt, die jeweils aus einem Übergangsstrahlungsmodul (TR[25]), zwei Driftkammern und einer Proportionalkammer (FWPC[26]) bestehen, wobei die Drähte der einen Driftkammer in radialer Richtung und die Drähte der zweiten Driftkammer in z-Richtung gespannt sind.
Im Jahre 1995 wurde eine neue Driftkammer (BDC[27]) eingebaut, die die Teilchenspur in Rückwärtsrichtung bestimmen soll, siehe Abbildung 2.4. Die BDC ist in acht Oktanten unterteilt, die jeder aus vier Doppellagen zusammengesetzt sind und deckt

[16] Als Halbleitermaterial wird hochresistives n-dotiertes Silizium benutzt.
[17] **B**ackward **S**ilicon **T**racker
[18] **C**entral **T**racking **D**evice
[19] **F**orward **T**racking **D**evice
[20] **C**entral **J**et **C**hamber
[21] **C**entral **I**nner **Z**-Chamber
[22] **C**entral **O**uter **Z**-Chamber
[23] **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber
[24] **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber
[25] **T**ransition **R**adiators
[26] **F**orward **P**roportional **C**hamber
[27] **B**ackward **D**rift **C**hamber

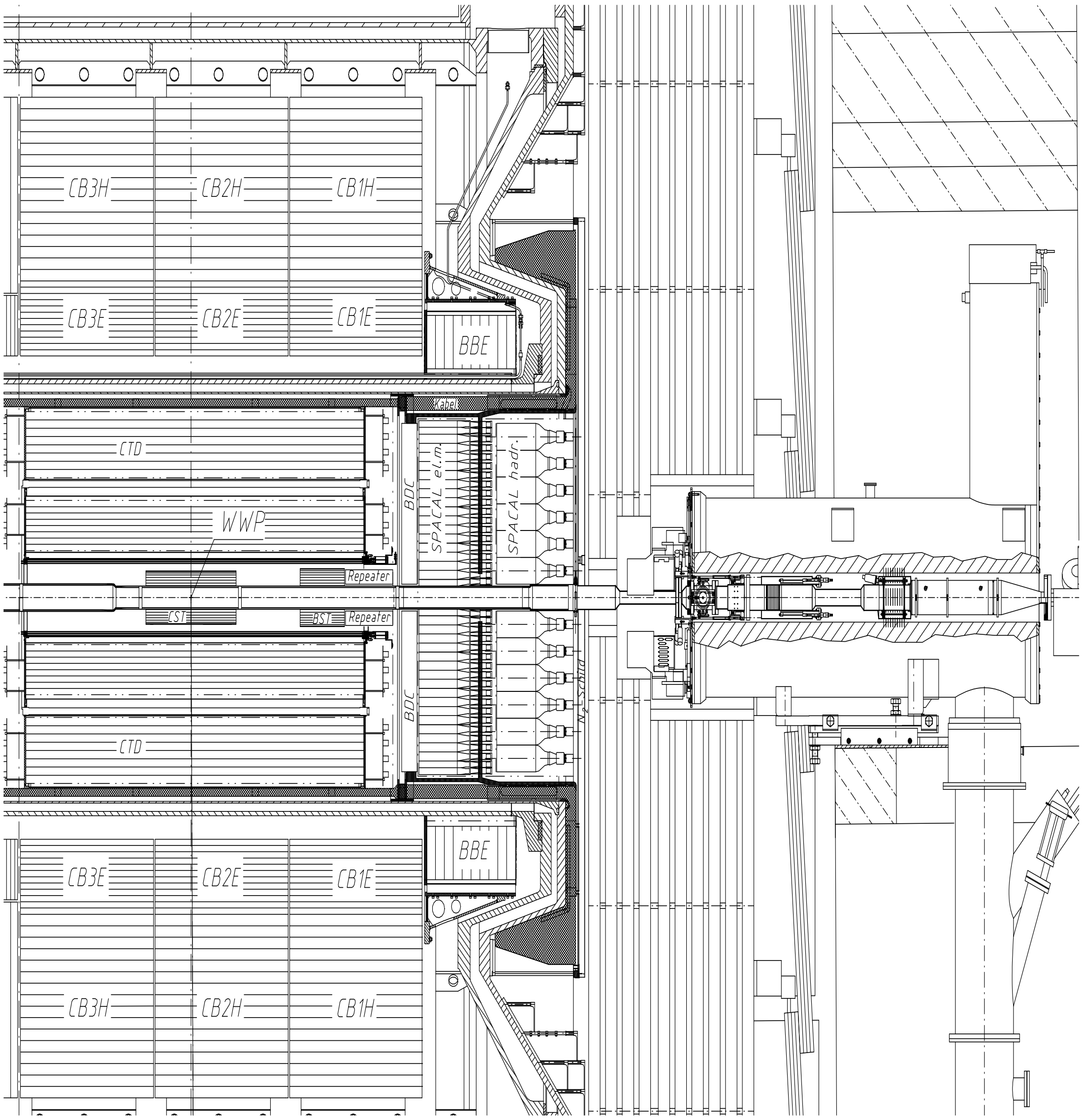


Abbildung 2.4: Querschnitt durch den rückwärtigen Bereich des H1 Detektors.

Parameter	CJC1	CJC2	CIZ	COZ
aktive Länge [mm]	2200	2200	1800	2160
innerer Radius [mm]	203	530	173	460
äußerer Radius [mm]	451	844	200	485
Anzahl der Signaldrähte	720	1920	60	96
$r\phi$-Auflösung [mm]	0,17	0,17	28	58
z-Ortsauflösung [mm]	22	22	0,26	0,2
dE/dx-Auflösung [%]	10	10	-	-

Tabelle 2.3: Parameter der Spurkammern.

bei nominaler Vertexposition[28] einen Polarwinkelbereich von $153^o < \theta < 177,5^o$ ab. Die Auflösung der Ereignisse, die in der BDC gefunden werden, beträgt in radialer Richtung $\sim 0,5$ mm und in azimuthaler Richtung $\sim 2,5$ mm. Zusammen mit dem Kalorimeter SPACAL[29] ermöglicht die BDC die Rekonstruktion des Impulses der Teilchen in dem angegebenen Winkelbereich.
Eingebettet im Eisenjoch befindet sich das Myonsystem ($\boxed{9}$ in Abbildung 2.2). Zwischen den zehn 7,5cm dicken Eisenplatten des Jochs sind Lagen aus Streamerrohrkammern und Streifendetektoren untergebracht, die zur Impuls- und Spurbestimmung der durchgehenden Teilchen, hauptsächlich Myonen, geeignet sind.

2.6 Die Kalorimeter

Im zentralen und vorderen Bereich hat man sich für ein Flüssigargonkalorimeter (LAC[30]), das aus einer elektromagnetischen Komponente (EMC[31]) und einer hadronischen Komponente (HAC[32]) besteht, und im Rückwärtsbereich für ein warmes Kalorimeter (SPACAL) entschieden. Ergänzt werden diese durch das Vorwärtskalorimeter (PLUG), das instrumentierte Eisen (TC[33]) sowie die Elektronenkalorimeter ET33 und ET44, die bereits in Kapitel 2.3 beschrieben wurden.
Die Tabelle 2.4 enthält die wichtigsten Parameter der Kalorimeter während in Tabelle 2.5 die Energiekalibration sowie die Auflösung der Kalorimeter [10] EMC, HAC, TC, PLUG und ET33 aufgeführt sind. Mit Hilfe der in Tabelle 2.5 angegebenen Werte A,B und C kann die Energieauflösung mit folgender Formel bestimmt werden:

[28] Bei Verlagerung der Vertexposition zu $z = 70$ cm vergrößert sich die Akzeptanz zu einem Maximalwert von $178,3^o$.
[29] **Spa**ghetti **Cal**orimeter
[30] **L**iquid **A**rgon **C**alorimeter
[31] **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter
[32] **H**adronic **C**alorimeter
[33] **T**ail **C**atcher

Kalorimeter	Abgedeckter Winkelbereich	Tiefe $X_o^{[a]}/\lambda^{[b]}$	Granularität $[cm^2]$	Anzahl der Kanäle
EMC	$3^o < \theta < 152^o$	20-30 / 1	10-100	30784
HAC	$3^o < \theta < 143^o$	- / 4-6	50-2000	13586
TC	$6^o < \theta < 172^o$	- / 4,5	2500	4000
PLUG	$0,7^o < \theta < 3,3^o$	44,6 / 4,25	25	336
ET33	$\theta > 179,7^o$	21 / -	5	49

Tabelle 2.4: Parameter der Kalorimeter,[a] Strahlungslänge und [b] Wechselwirkungslänge

Kalorimeter	Kalibration $\Delta E/E$ [%]	A [%GeV$^{1/2}$]	B [GeV]	C [%]
EMC	±1	11,2±0,05	0,152±0,004	0,64±0,07
HAC	±2	46,1±0,7	0,73±0,03	2,6±0,2
TC	-	100	-	-
PLUG	-	150	-	-
ET33	$< \pm 1$	12	-	1

Tabelle 2.5: Energiekalibration und Auflösungsparameter der Kalorimeter

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \, .$$

Das LAC ist in dem Kryostaten (siehe Abbildung 2.2 $\boxed{15}$) eingebettet, der mit flüssigem Argon gefüllt ist. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil EMC, der eine sehr feine Granularität besitzt, und einem hadronischen Teil HAC mit einer gröberen Granularität. Entlang der z-Achse ist es aus acht Segmenten zusammengesetzt, wobei die sechs Segmente, die im zentralen Bereich befestigt sind, azimuthal in Oktanten unterteilt sind. Im elektromagnetischen Teil werden Bleiplatten als Absorber[34] verwendet, die so angebracht sind, daß der Eintrittswinkel der Teilchen größer als 45^o ist. Deshalb sind die Absorberplatten im vorderen und hinteren Bereich senkrecht und im zentralen Bereich parallel zur Strahlachse angeordnet. Auf die Absorberplatten wurden beidseitig Leiterplatten aufgeklebt, die abwechselnd als Hochspannungselektroden und Ausleseelektroden benutzt werden. In den Zwischenräumen befindet sich das flüssige Argon als Ionisationsmedium, das eine genaue und langzeitstabile Energiemessung ermöglicht. Die Wahl der Geometrie und der Granularität gestattet eine Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern aufgrund ihrer unterschiedlichen longitudinalen und transversalen Schauerentwicklung.

[34]Im hadronischen Teil bestehen die Absorberplatten aus Stahl.

Parameter	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Faserdurchmesser [mm]	0,5	0,5
Fasertyp	BICRON BCF-12	BICRON BCF-12
Blei/Faser Verhältnis	2,27:1	3,4:1
Anzahl der Zellen	1192	136
Zellvolumen [cm^3]	$4,05 \times 4,05 \times 25$	$12,0 \times 12,0 \times 25$
Strahlungslänge X_o [cm]	0,91	0,85
Wechselwirkungslänge λ [cm]	25	25
Molière Radius [cm]	2,55	2,45
Blei-Faser Dichte [g/cm^3]	7,3	7,7
PMT Typ	Hamamatsu R5505	R2490-06

Tabelle 2.6: Technische Parameter des SPACAL Kalorimeters.

Das Kalorimeter PLUG schließt die Akzeptanzlücke zwischen Strahlrohr und LAC und erlaubt somit eine Messung des Energieflusses in Vorwärtsrichtung. Innerer und äußerer Radius des PLUG betragen 6 mm bzw. 32 mm und seine Gesamtlänge beträgt 78 cm. Es ist aufgebaut aus zwei halbzylindrischen Teilen, die jeweils neun Absorberplatten mit acht dazwischenliegenden Siliziumdetektoren enthalten.

Seit Anfang des Jahres 1995 ersetzen das SPACAL und die BDC das Sandwichkalorimeter BEMC[35] und das BEMC-ToF[36] in Rückwärtsrichtung im H1-Detektor, was zu einer beträchtlichen Vergrößerung der Akzeptanz bei sehr großen Streuwinkeln führt. Abbildung 2.4 zeigt die Position von SPACAL und BDC im H1-Experiment. Das SPACAL, mit einem Durchmesser von 160 cm, besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil mit jeweils einer aktiven Tiefe von 25 cm. Zusätzlich ermöglicht die hadronische Komponente des SPACAL eine Messung der hadronischen Aktivität im Rückwärtsbereich. Die Ortsauflösung von weniger als 4 mm und die gute e/π Trennung resultieren aus der kleinen Zelloberfläche von 4×4 cm^2. Der Einsatz von Photomultipliern (PMT) und einer rauscharmen Ausleseelektronik gestatten eine zuverlässige Rekonstruktion von kleinen Energiedepositionen. Die Photomultiplier gewährleisten eine Zeitauflösung von weniger als 1 ns. Die technischen Parameter des SPACAL sind in Tabelle 2.6 aufgeführt, während in Tabelle 2.7 die Auflösungsparameter aufgelistet sind.

Der innere Teil des SPACAL besteht aus dem Insert, einem Modul das den Freiraum zwischen Strahlrohr und Hauptbestandteil des SPACAL ausfüllt. Es ist aus 12 Zellen unterschiedlicher Form und vier Vetolagen zusammengesetzt. Die innere Seite des Insert ist mit Wolfram beschichtet um es vor Synchrotronstrahlung zu schützen.

[35]**B**ackward **E**lectro**m**agnetical **C**alorimeter
[36]**T**ime **o**f **F**light

Parameter	
Akzeptanz[a]	$153^o \leq \theta \leq 177,8^o$
Energieauflösung (EM) σ_E/E	$7,5\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Energieskalenunsicherheit (EM)	0,7% bei 27,5 GeV
Energieauflösung (Hadronen) σ_E/E	$\sim 30\%/\sqrt{E}$
Ortsauflösung σ_R/R	3,4 mm
Zeitauflösung Δt	$\leq 1ns$
Rauschniveau ΔE	$\leq 3MeV$

Tabelle 2.7: Parameter des SPACAL Kalorimeters, gemessen mit Daten von 1995 [12]. Für die Auflösung der hadronischen Energien wurden Resultate von Tests mit 4 GeV Pionen benutzt [11].[a] Die Akzeptanz kann durch eine Verschiebung der Vertexposition um 70 cm in Protonrichtung auf 178.5^o erhöht werden.

2.7 Trigger und Datennahme

Die Rolle des Triggersystems besteht darin, aus der Menge an Signalen, die die Auslesekanäle liefern, diejenige auszusuchen, die von ep-Kollisionen stammen und die Untergrundereignisse auszusondern. Die Hauptquellen des Untergrundes sind Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls, Wechselwirkungen der beschleunigten Protonen mit der Wand des Strahlrohrs (Beamwall-Ereignisse) oder mit Atomen des im Strahlrohr vorhandenen Restgases (Beamgas-Ereignisse) und kosmische Höhenstrahlung. Da es technisch nicht möglich und physikalisch nicht sinnvoll ist, alle Ereignisse aufzuzeichnen, selektiert man die Ereignisse, die interessant sind, mit Hilfe eines Triggersystems. Dieses System ist aus mehreren Triggerstufen ("Level" L1-L4) aufgebaut, die mit immer restriktiveren Bedingungen ausgestattet sind, so daß die Totzeiten des Systems minimiert werden und die verbleibenden Ereignisse[37] mit einer Rate von 3-5 Hz aufgezeichnet werden können.

In der ersten Triggerstufe (Level 1) werden die Signale der einzelnen Komponenten durch eine zentrale Triggerlogik verknüpft und es wird die Entscheidung getroffen, ob dieses Ereignis verworfen werden soll oder ob der Datennahmezyklus angehalten wird, um dieses Ereignis in den folgenden Triggerstufen weiter zu analysieren. Die Triggerentscheidung des Level 1 wird innerhalb von ~ 2 μs getroffen. Deshalb müssen die von den Auslesekanälen gelieferten Signale in (analogen oder digitalen) Pipelines gespeichert werden. Wird nun eine positive Entscheidung getroffen, so wird die weitere Datennahme gestoppt und die Auslese aller Detektorkomponenten gestartet. Der Level 2 Trigger (immer noch auf Hardwarebasis) bildet nun innerhalb von ~ 20 μs komplizierte Verknüpfungen der Triggersignale der Subdetektoren. Der Level 3 Trigger wurde für die Datennahme im Jahr 1997 nicht benutzt. In der Triggerstufe

[37]Das Datenvolumen beträgt ~600 kByte/s.

4 wird eine teilweise Rekonstruktion durch schnelle parallel arbeitende Prozessoren ("Filterfarm") durchgeführt, wobei physikalisch motivierte Algorithmen angewendet werden. Die Rate der Ereignisse, die auf Level 4 akzeptiert werden, beträgt ~ 5 Hz und die Signale aller Detektorkomponenten werden auf Magnetband gespeichert. Mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC werden diese Ereignisse dann vollständig rekonstruiert. Dabei werden z.B. die gemessenen Ladungen auf den Signaldrähten der Spurkammern zusammengefaßt und daraus die Teilchenbahnen rekonstruiert, oder die Ladungssignale benachbarter Kalorimeterzellen in Energieeinträge umgerechnet und zu Clustern zusammengefaßt. An dieser Stelle erfolgt die Korrektur hadronischer Energien, sowie Korrekturen auf vor dem Kalorimeter befindliches Material, welches zu Energieverlusten und einer schlechteren Energieauflösung führen kann. Die vollständig rekonstruierten Daten werden klassifiziert und als sogenannte POTs[38] abgespeichert. Nach der Selektion mit noch strengeren Kriterien, werden die Ereignisse als DST[39]-Klassen den physikalischen Arbeitsgruppen zur Verfügung gestellt.

[38]**P**roduction **O**utput **T**ape
[39]**D**ata **S**ummary **T**ape

Kapitel 3

Das Very Low Q^2 Spektrometer

3.1 Motivation

Die Untersuchung der Übergangsregion zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung für kleine x bzw. für große Werte von W^2 durch eine Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bzw. des totalen γp-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{tot}^{\gamma * p}$ ist die Hauptaufgabe des VLQ-Spektrometers. Diese neue Detektorkomponente ermöglicht ab 1998 Messungen im Bereich 0,02 $\leq$ Q^2 $\leq$ 1 GeV^2 und erschließt somit dem H1-Experiment einen neuen Phasenraumbereich. Schon im Jahr 1995 wurde im ZEUS-Experiment ein kleines elektromagnetisches Strahlrohrkalorimeter (BPC[1]) installiert, das eine Messung von $F_2(x, Q^2)$ und $\sigma_{tot}^{\gamma * p}$ für $0.11 \leq Q^2 \leq 0.65$ GeV^2 erlaubte.

Eine Messung von $F_2(x, Q^2)$ und $\sigma_{tot}^{\gamma * p}$ erfordert eine genaue Rekonstruktion der lorentzinvarianten Variablen x, y und Q^2. Für den oben genannten Bereich von Q^2 $\leq$ 1 GeV^2 eignet sich besonders die in Kapitel 1.6 beschriebene Elektron-Methode. Im Gegensatz zur Jacquet-Blondel- , zur Doppelwinkel- und zur Σ-Methode, benötigt sie zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik von NC-Ereignissen nur die gemessenen Werte der Energie E' sowie des Polarwinkels θ_e des gestreuten Elektrons.

Das VLQ-Spektrometer erlaubt eine genaue Messung dieser Werte in dem gewünschten Bereich. In Abbildung 3.1 ist die Akzeptanz des VLQ-Spektrometers sowie des SPACAL Kalorimeters zu sehen. Die Akzeptanz des VLQ-Spektrometers ist durch die Kurven bei θ_{min}^{VLQ} = 177,3^o und θ_{max}^{VLQ} = 179,4^o gegeben. Der Akzeptanzbereich des SPACAL streckt sich bis zu θ_{max}^{SPACAL} = 177,0^o aus. Das Insert des SPACAL, das als Veto benutzt wird, beschränkt den Phasenraumbereich des VLQ-Spektrometers auf θ = 178,3^o. Ebenfalls aufgetragen sind die Linien für Werte mit konstantem y.

[1]**B**eam **P**ipe **C**alorimeter

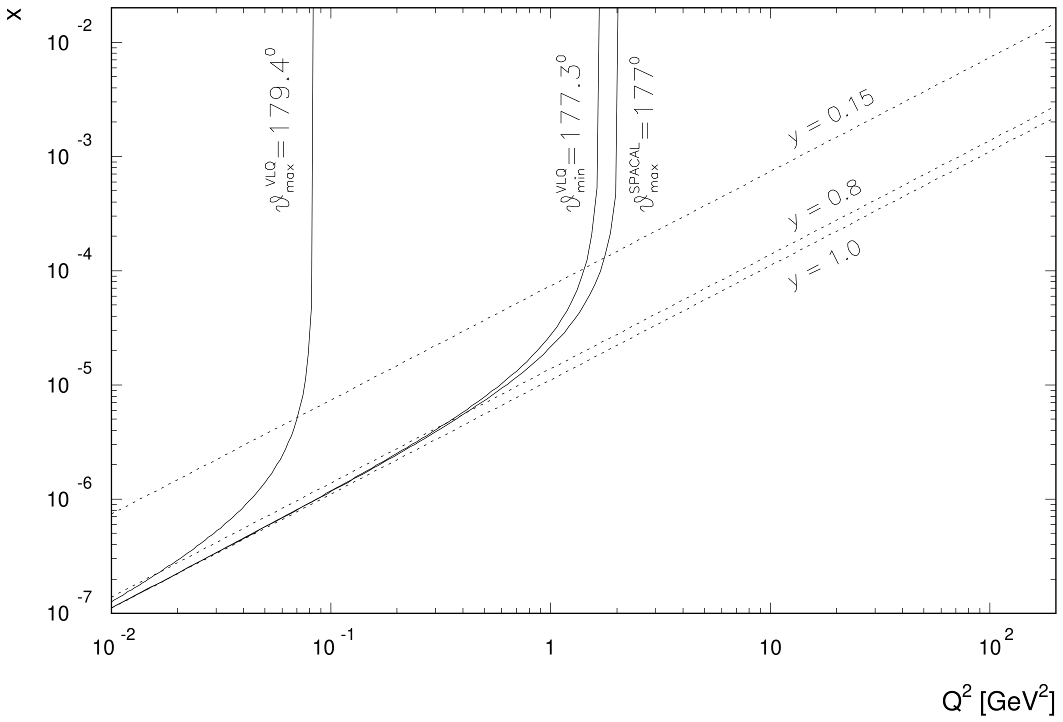


Abbildung 3.1: VLQ- und SPACAL-Akzeptanz in der $log(x) - log(Q^2)$-Ebene.

3.2 Die Geometrie des VLQ-Spektrometers

Damit die oben genannten Forderungen erfüllt werden können, muß das gestreute Elektron bei Polarwinkeln ab $\approx 178^o$ bis möglichst nahe an 180^o nachgewiesen werden. Der hohe Wert des Wirkungsquerschnittes in diesem Streuwinkelbereich erlaubt, daß der Detektor nicht den gesamten azimuthalen Akzeptanzbereich abdeckt. Somit kann eine direkte Bestrahlung des Detektors durch die Synchrotronstrahlung in der Ringebene dadurch vermieden werden, daß die Detektorkomponenten ober- bzw. unterhalb des Strahlrohrs senkrecht zur Ringebene untergebracht werden. Andererseits fordert der Nachweis von QED-Compton-Ereignissen eine Kombination aus zwei Detektoren, die in azimuthaler Richtung um 180^o versetzt angeordnet sind. Dies ermöglicht vor Ort die Energiekalibration sowie die Positionsbestimmung und liefert eine weitere Möglichkeit der Luminositätsmessung.
Das VLQ-Spektrometer besteht aus einem Siliziumspursystem, einem Energie-Projektions-Kalorimeter (EPC[2]) und einem Time-of-Flight (ToF) System. Das ToF dient dazu, Untergrundereignisse wie z.B. Beamwall- oder Beamgasereignisse auszuschließen. Aus den oben genannten Gründen besteht das VLQ-Spektrometer aus zwei identischen Modulen, die ober- bzw. unterhalb des Strahlrohres angebracht wurden. Abbildung 3.2 zeigt eine Übersicht über das VLQ-Spektrometer. Beide Module sind auf einem hydraulischen Fahrmechanismus montiert, der es erlaubt, die Module unabhängig voneinander senkrecht zur Ringebene zu bewegen. Somit bietet dieser Fahrmechanismus die Möglichkeit, die Module, hauptsächlich wegen der empfindlichen Siliziumdetektoren des Spursystems, hinter dem instrumentierten Eisen zu plazieren und sie somit vor erhöhter Strahlung, die z.B. bei der Injektion der Teilchen oder bei dem Justieren der Teilchenpaketbahnen entstehen kann, zu schützen.
Aufgrund der bereits vorhandenen Detektorkomponenten steht dem VLQ-Spektrometer nur ein beschränktes Raumangebot zur Verfügung. Es wurde eine Aussparung einer Länge von 50 cm in das Rückflußjoch gefräst. Das VLQ-Spektrometer befindet sich bei z = -2873,5 mm und ist an dem Kompensationsmagneten befestigt. Außerdem wurde eine neue Strahlröhre aus Aluminium eingebaut, die ein Austrittsfenster besitzt, siehe Abbildung 3.2. Die bisherige Strahlröhre ohne Austrittsfenster bestand aus Stahl. Somit war aufgrund der Vielfachstreuung in der Strahlrohrwand nur eine ungenaue Messung der Elektronen in diesem Polarwinkelbereich möglich. Durch die Geometrie der neuen Strahlröhre durchqueren die Elektronen weitaus weniger totes Material, was wiederum eine besser Energie- und Ortsauflösung zuläßt. Andererseits ermöglicht der verjüngte Bereich des Strahlrohrs, das VLQ möglichst nahe an den Strahl heranzufahren und somit den maximalen Polarwinkelbereich abzudecken. Abbildung 3.3 zeigt eine Photographie des VLQ-Spektrometers im H1-Experiment.
Das Kalorimeter dient dazu, gestreute Elektronen in einem Energiebereich von einigen GeV bis hin zur maximalen Elektronenenergie von $27,5$ GeV nachzuweisen.

[2]**E**nergy **P**rojection **C**alorimeter

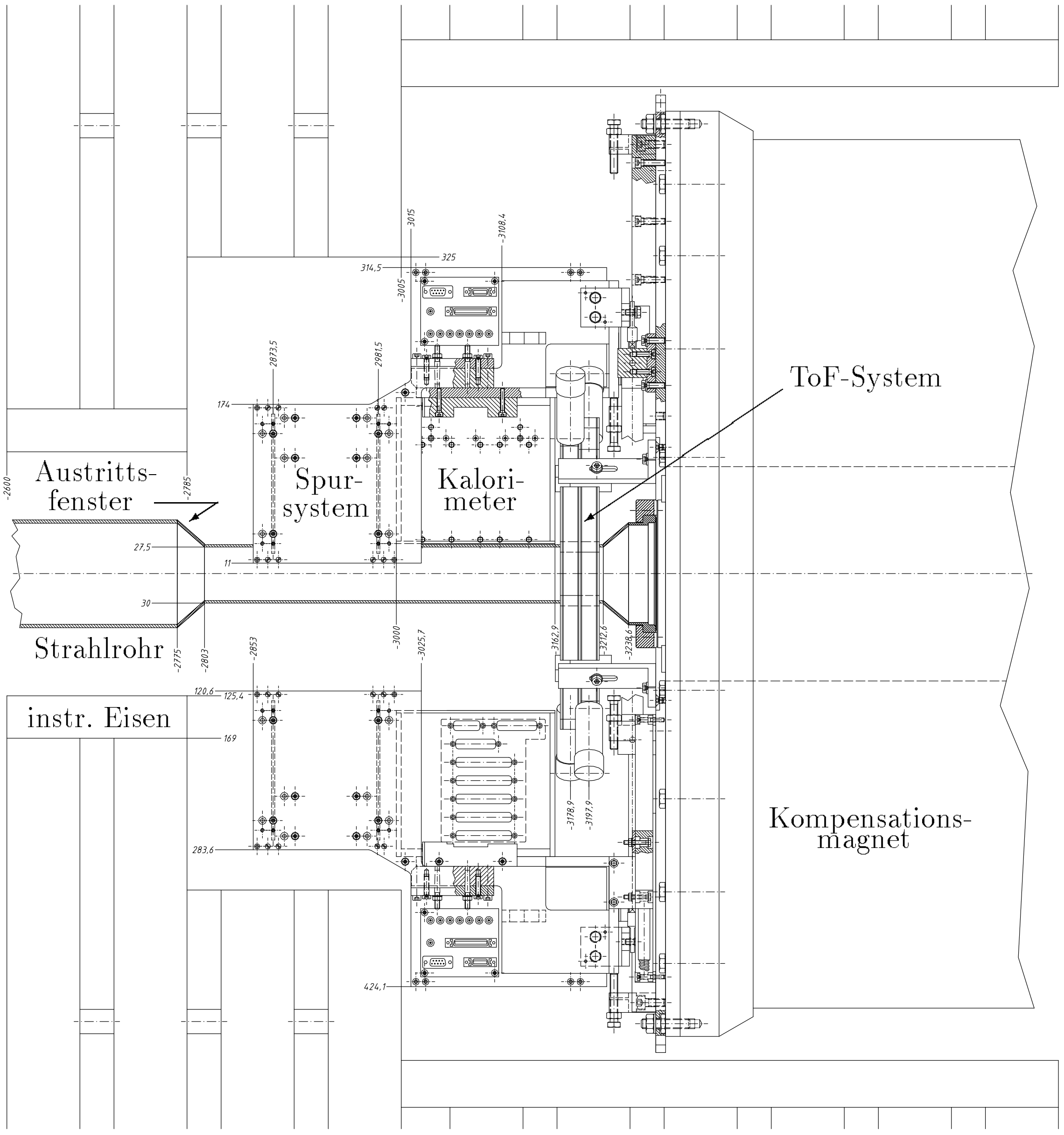


Abbildung 3.2: Position des VLQ-Spektrometers innerhalb des H1-Detektors. Ober- und unterhalb des VLQ-Spektrometers sind Teile des instrumentierten Eisens zu sehen, rechts der Kompensationsmagnet. Das obere Modul befindet sich in der Position zur Datennahme, das untere Modul ist in der Parkposition dargestellt.

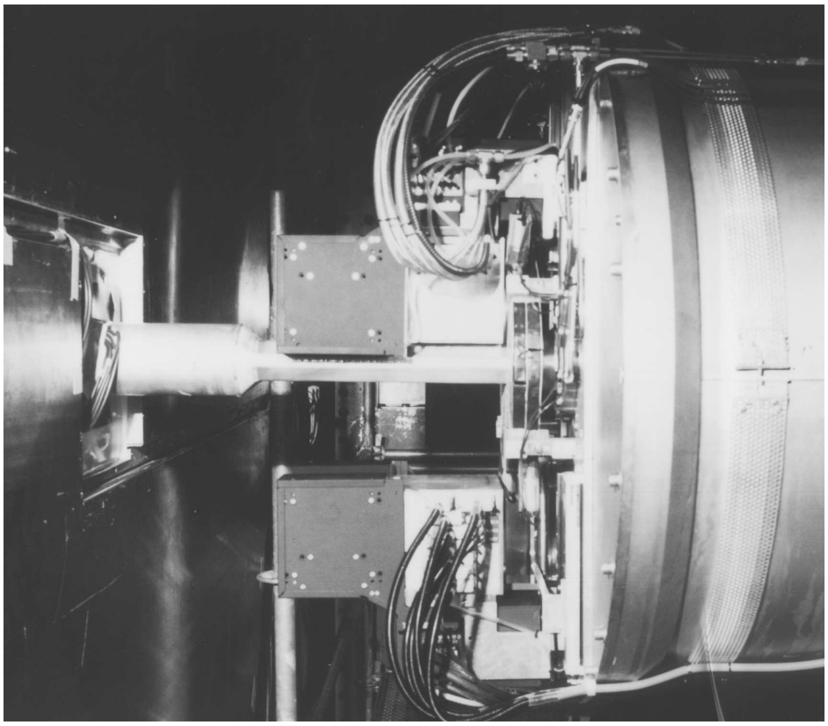


Abbildung 3.3: Photographie des VLQ-Spektrometers im H1-Experiment. Das obere Modul befindet sich in der Position zur Datennahme, das untere Modul ist in der Parkposition dargestellt. Das Strahlrohr mit dem verjüngten Bereich sowie der Kompensationsmagnet (rechts) sind zu erkennen. Das instrumentierte Eisen ist hier nicht zu sehen. Diese Photographie entspricht Abbildung 3.2.

Aufgrund des eingeschränkten Raumes, der zur Verfügung steht, mußte das Kalorimeter in einer möglichst kompakten Bauweise hergestellt werden, die jedoch gewährleistet, daß der elektromagnetische Schauer in seiner lateralen sowie longitudinalen Ausdehnung im Kalorimeter enthalten ist. Diese Anforderungen sowie die Forderung nach einer beschränkten Anzahl von Auslesekanälen werden von einem sogenannten Energie-Projektions-Kalorimeter (EPC) erfüllt. Dieser Kalorimetertyp basiert auf den weitverbreiteten Sandwichkalorimetern. Zusätzlich bietet dieser Kalorimetertyp die Möglichkeit, den Auftreffpunkt des Elektrons zu messen. Da das Spursystem (siehe Kapitel 3.7) neben dem gestreuten Elektron auch noch andere niederenergetische Teilchen aus Untergrundprozessen, wie z.B. Synchrotronstrahlung, nachweist, ergibt sich eine Mehrdeutigkeit in der Rekonstruktion der Elektronenbahn. Diese Mehrdeutigkeit wird durch eine Verbindung der durch das Spursystem erstellten Spurhypothese mit dem Auftreffpunkt im Kalorimeter beseitigt.
Zusätzlich wird mit Hilfe von QED-Compton-Ereignissen die Kalibration des VLQ-Spektrometers durchgeführt. Dazu müssen das gestreute Elektron und ein hochenergetisches Photon nachgewiesen werden. Da das hochenergetische Photon vom Spursystem jedoch nicht gemessen wird, kann der Auftreffpunkt des Photons mit dem Kalorimeter bestimmt werden.

3.3 Das Energie-Projektions-Kalorimeter

Der aktive Bereich des Kalorimeters besteht aus einer 2,5 mm dicken Wolframebene und einer 3 mm dicken segmentierten Ebene aus Plastikszintillatorstäben. Diese Grundstruktur wiederholt sich insgesamt 23 mal, wobei die Szintillatorstäbe abwechselnd vertikal bzw. horizontal ausgerichtet sind. Vor der ersten Wolframschicht befindet sich noch eine zusätzliche Ebene von Szintillatorstäben. Die Frontplatte des Messinggehäuses einer Dicke von 5 mm dient als erste Absorptionsschicht. Die Gesamtlänge des Kalorimeters in Strahlrichtung beträgt 14 cm, was insgesamt $16,7$ Strahlungslängen entspricht. Die laterale Ausdehnung des Kalorimeters ist 9×12 cm^2, woraus sich mit einer Szintillatorbreite von 0,5 mm eine Segmentierung in 18 vertikale und 24 horizontale Stäbe pro Ebene ergibt. In Abbildung 3.4 ist diese Struktur deutlich zu erkennen.
Die einzelnen Szintillatorstäbe sind in weißes Papier eingewickelt, das aus den Stäben austretendes Licht absorbiert und teilweise reflektiert und somit verhindert, daß das Licht in den benachbarten Szintillator gelangt. Jeder Szintillator wird an beiden Enden über Wellenlängenschieber ausgelesen, die sich über die gesamte Länge des Kalorimeters ausdehnen und die Lichtausbeute der horizontalen bzw. vertikalen Szintillatoren integrieren. Die zwei Projektionen des lateralen Schauerprofils ermöglichen somit eine Rekonstruktion der x- und y-Koordinaten des Auftreffpunktes. Szintillatoren und Wellenlängenschieber werden durch 0,3 mm dicke Nylondrähte in einem konstantem Abstand gehalten, was eine stabile optische Kopplung der einzelnen Komponenten

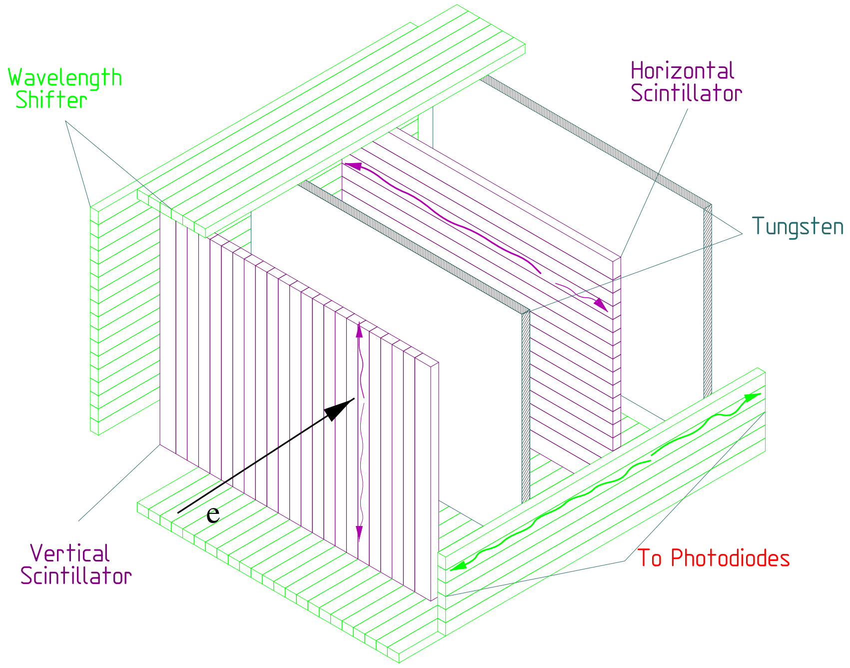
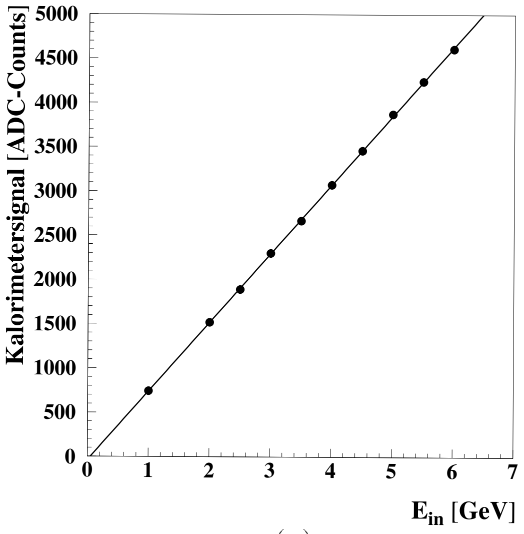


Abbildung 3.4: Vereinfachte Explosionsansicht der Kalorimeterstruktur. Der aktive Bereich des Kalorimeters besteht aus Plastikszintillatorstäben, die abwechselnd horizontal und vertikal ausgerichtet sind. Wolfram kommt als Absorbermaterial zum Einsatz. Das Licht aus den Plastikszintillatoren wird von den seitlich angeordneten Wellenlängenschiebern absorbiert und zu deren Stirnflächen geleitet, wo es von Photodioden nachgewiesen wird.

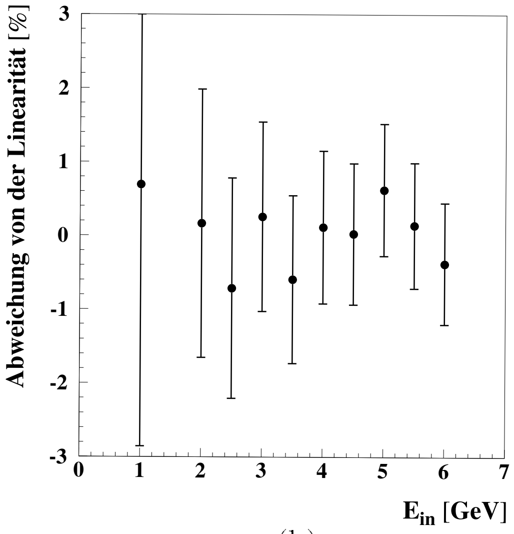
gewährleistet. Zur Auslese der Wellenlängenschieber werden Photodioden an beiden Enden der Wellenlängenschieber aufgeklebt, da diese eine weitaus kompaktere Bauweise erlauben als Photomultiplier. Als passives Medium kommt Wolfram zum Einsatz, das durch eine kurze Strahlungslänge ebenfalls zur kompakten Bauweise des Kalorimeters beiträgt.

Da die Wellenlängenschieber an beiden Enden ausgelesen werden, ermöglicht die Redundanz der Auslese eine effektive Unterdrückung von “Single-Diode-Ereignissen”. Diese Ereignisse werden durch Photoabsorption von Photonen, die z.B. durch die Synchrotronstrahlung entstehen, in der Verarmungszone der Photodioden verursacht.

Die beiden Kalorimetermodule wurden im Herbst 1997 in einem Elektronenteststrahl am DESY III in Betrieb genommen. Die Elektronenenergie, die im Energiebereich zwischen 1 und 6 GeV lag, war aufgrund technischer Probleme jedoch nicht mo-



(a)



(b)

Abbildung 3.5: In Abbildung (a) erkennt man die aus der Energierekonstruktion bestimmten Mittelwerte des Kalorimetersignals aufgetragen gegen die Elektronenergie. Den Meßpunkten ist eine Gerade angepaßt. Die Abbildung (b) zeigt die Abweichung der Meßpunkte von dieser Geraden. Die Größe der Fehler entsteht im wesentlichen durch den systematischen Fehler, der durch die Untergrundereignisse des Teststrahls verursacht wird.

noenergetisch. Wie man in Abbildung 3.5 erkennen kann, zeigten beide Module gute Übereinstimmung mit dem idealen linearen Verhalten der gemessenen Energien [14]. Die Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters ergab sich zu:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{19 \pm 6\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}\right) + (6.4 \pm 3\%)^2 + \left(\frac{0.234 \pm 0.009\mathrm{GeV}}{E}\right)^2}.$$

Die Ortsauflösung der Kalorimeter beträgt bei einer Elektronenenergie von 6 GeV in beiden Koordinatenrichtungen 820 μm. Die Energieabhängigkeit dieser Ortsauflösung kann mit der Funktion $\Delta x = 2.06 \text{ mm}/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ parametrisiert werden.

3.4 Der Trigger

Die Triggerung des VLQ-Spektrometers wird von dem Kalorimeter übernommen. Eine genaue Erläuterung des Triggeraufbaus befindet sich in [14]. Alle vier Ausleseseiten eines Kalorimetermoduls werden in Gruppen von 6 Kanälen zusammengefaßt, d.h., die Signale in diesen 6 Kanälen werden zu einem Triggersignal aufsummiert. Zusätzlich

Triggerbit Nr.	Bedeutung	Bezeichnung
1	Hohe Energie im oberen Kalorimeter	tophi
2	Niedrige Energie im oberen Kalorimeter	toplo
3	Hohe Energie im unteren Kalorimeter	bothi
4	Niedrige Energie im unteren Kalorimeter	botlo
5	Single-Diode-Ereignis in einem vertikalen Wellenlängenschieberarray des oberen Kalorimeters	
6	Single-Diode-Ereignis in einem horizontalen Wellenlängenschieberarray des oberen Kalorimeters	
7	Single-Diode-Ereignis in einem vertikalen Wellenlängenschieberarray des unteren Kalorimeters	
8	Single-Diode-Ereignis in einem horizontalen Wellenlängenschieberarray des unteren Kalorimeters	

Tabelle 3.1: Die VLQ-Kalorimeter Triggerbits.

werden die Triggersignale der vorderen und hinteren Wellenlängenschieberenden noch einmal summiert und somit insgesamt 14 Triggersignale gebildet. Weiterhin werden jeweils die Signale von zwei benachbarten 6er-Gruppen addiert um zu verhindern, daß Elektronen, die einen Schauer in zwei benachbarten 6er-Gruppen erzeugen, die Triggerschwelle nicht passieren. Diese überlappende Summierung erzeugt schließlich aus beiden Modulen 20 Triggersignale, die an die Triggerlogik übermittelt werden. Diese Triggerlogik enthält 40 Diskriminatoren, deren Schwellen über ein Threshold-Modul von einem Rechner reguliert werden können. Die Ausgangssignale dieser Diskriminatoren sind mit einer GPTP-Karte[3] verbunden, die diese Signale in einer 32 Bit tiefen Pipeline speichert.
Gegenüberliegende Triggersignale werden in der Triggerlogik noch einmal summiert um eine homogene Antwort des Kalorimeters zu gewährleisten. Diese Signale werden dann auf zwei Diskriminatoren gegeben, die eine hohe und eine niedrige Schwelle haben. Durch geeignete Verknüpfungen dieser Signale in der GPTP-Karte werden acht Triggerbits abgeleitet, die an die zentrale Triggerlogik (CTL[4]) des H1-Detektors weitergegeben werden. Die Bedeutung dieser acht Bits ist in Tabelle 3.1 erläutert. Die Triggerbits 5-8 dienen dazu, "Single-Diode-Ereignisse" zu unterdrücken.
Die zentrale Triggerlogik verknüpft die Signale der einzelnen Subtrigger und ordnet

[3]**G**eneral **P**urpose **T**rigger **P**ipe
[4]**C**entral **T**rigger **L**ogic

Ereignisklasse	Bedingung	Prescaling
DIS Trigger		
DIS mit voll inklusivem e^-	tophi $\vee$ bothi	hoch
DIS mit Spur	(tophi $\vee$ bothi) $\wedge$ TRACK	1 oder niedrig
DIS mit SPACAL	(tophi $\vee$ bothi) $\wedge$ IET1	1 oder niedrig
QED Trigger		
QED-Compton	toplo $\wedge$ botlo	moderat
Odderon Trigger		
Π_0 mit niedrigem Transversalimpuls $P_\perp$	toplo $\wedge$ botlo $\wedge$ ETAG	1 oder niedrig
Π_0 mit hohem Transversalimpuls $P_\perp$	(tophi $\vee$ bothi) $\wedge$ ETAG	1 oder niedrig

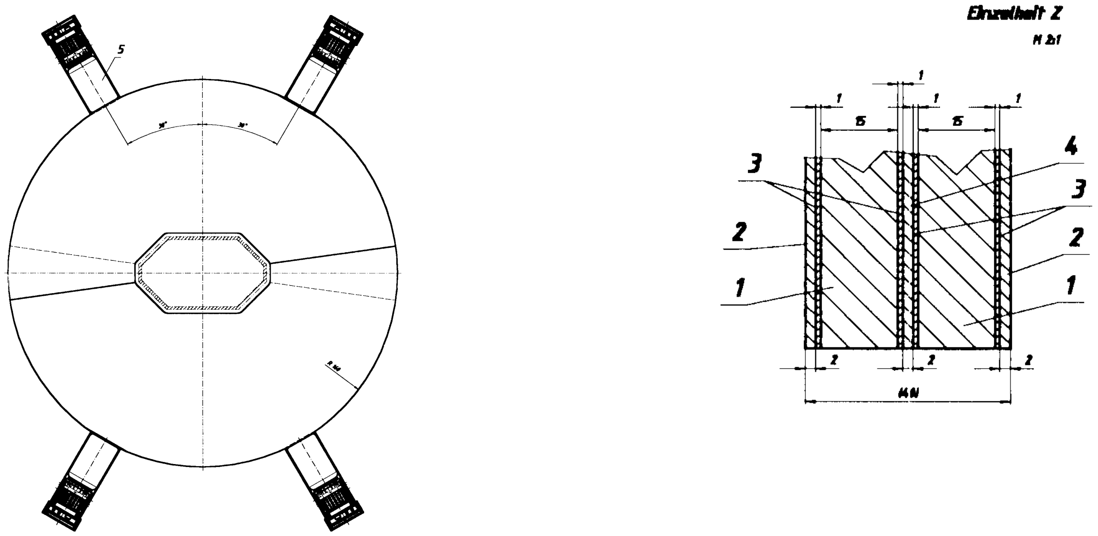
Tabelle 3.2: Die VLQ Physik-Trigger. TRACK bezeichnet den Spur-Trigger, IET1 den SPACAL-Trigger und ETAG den ET33-Trigger.

diese verschiedenen Klassen (z.B. Physik-Trigger, Monitor-Trigger, usw) zu. In Tabelle 3.2 ist eine vorläufige Liste der Physik-Trigger aufgetragen. Ein ToF Timing Veto wird jeweils vorausgesetzt und Monitor-Trigger wurden nicht berücksichtigt. Die Physik-Trigger sind in drei Klassen eingeteilt: Trigger für DIS[5]/Photoproduktion, QED-Compton Trigger und Odderon Trigger. Die Kombinationen der einzelnen VLQ-Trigger mit anderen Subtriggern, die zur Erkennung der einzelnen Ereignisklassen benötigt werden, sind in dieser Tabelle eingetragen. Bei manchen Ereignistypen ist die Produktionsrate so hoch, daß es nicht möglich ist, alle Ereignisse zu speichern. Prescaling bedeutet, daß die Rate der aufgezeichneten Ereignisse verringert und nur noch ein Bruchteil der Daten gespeichert wird.

3.5 Das Time-of-Flight System

Das VLQ-Kalorimeter ist nicht in der Lage zu unterscheiden, ob die deponierte Energie von einem Teilchen aus dem Vertex oder von Proton-induziertem Untergrund stammt. Unter Proton-induziertem Untergrund versteht man z.B. Beamwall- oder Beamgasereignisse, die im Allgemeinen nicht im nominellen Wechselwirkungspunkt entstehen. Das Time-of-Flight System (ToF) liefert eine Zeitmessung, die es ermöglicht, zwischen beiden Ereignistypen zu unterscheiden. Das Signal eines aus einer e-p-Kollision

[5]**D**eep **I**nelastic **S**cattering



(a) (b)

Abbildung 3.6: (a) Frontalansicht des Time-of-Flight Systems, (b) Querschnitt durch das ToF.

stammenden Teilchens ist um die Laufzeit des Teilchens vom Wechselwirkungspunkt bis zum Kalorimeter gegenüber dem Bunch-Crossing Zeitpunkt verschoben. Somit kann jedes Ereignis, das nicht innerhalb dieses Zeitfensters registriert wird, verworfen werden. Das ToF-System ist direkt am Strahlrohr befestigt und besteht aus vier halbkreisförmigen Modulen. Jeweils zwei dieser Module bilden eine Ebene, die eine komplette geometrische Abdeckung des Kalorimeters mitsamt den Wellenlängenschiebern gewährleistet.

In Abbildung 3.6 (a) erkennt man eine Frontalansicht des ToF Systems. Abbildung 3.6 (b) zeigt einen Querschnitt durch das ToF. Es besteht aus 15 mm dicken Szintillatorschichten (1), die in Papier (3) eingewickelt sind und von 2 mm dicken Bleiplatten (2) umgeben werden. Die Bleiplatten schirmen einen Teil der Synchrotronstrahlung ab, die Signale im ToF verursachen kann. Da die Photonen der Synchrotronstrahlung nur einmal über Photoeffekt wechselwirken, entsteht ein Signal nur in einer der beiden Ebenen. Somit können Signale, die aus der Synchrotronstrahlung resultieren, durch die Forderung einer Koinzidenz der Signale in beiden Ebenen unterdrückt werden. Da die Zeitauflösung des ToF im Bereich von 1 ns liegen soll, werden zur Auslese der Szintillatoren Photomultiplier benutzt, die Signale mit sehr kurzen ($\sim$ 1 ns) Anstiegszeiten liefern. In Abbildung 3.6 (a) sind die Photomultiplier am Rand der runden Szintillatoren zu sehen.

3.6 Grundlagen eines Halbleiterdetektors

Halbleiterdetektoren werden seit Anfang der Achtziger in der Hochenergiephysik zur Ortsmessung von Teilchendurchgängen genutzt. Dies wurde durch die Übernahme von Techniken der industriellen Chip-Fertigung zur Detektorherstellung ermöglicht. Halbleiterdetektoren basieren auf dem gleichen Funktionsprinzip wie gasgefüllte Ionisationskammern, bieten jedoch entscheidende Vorteile gegenüber herkömmlichen Ionisationskammern.

- Die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares ist in einem Halbleiterkristall um eine Größenordnung kleiner als der entsprechende Energiewert in einem Gas. Dieser Effekt führt zu einem größeren Signal und zu kleineren statistischen Fluktuation in der Anzahl der Ladungsträger, was in einer verbesserten Energieauflösung resultiert.

- Die höhere Dichte in Halbleitern bedingt einen höheren spezifischen Energieverlust dE/dx. Somit können Halbleiterdetektoren bei gleicher Ladungsdeposition mit einer viel kleineren Dicke hergestellt werden als gasgefüllte Ionisationskammern.

- Die Beweglichkeit der Ladungsträger in Halbleitern ist viel höher als in Gasen. Die kürzere Anstiegszeit der Signale ermöglicht den Bau schnellerer Detektoren.

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen von Halbleiterstreifendetektoren vorgestellt.

3.6.1 Intrinsische Halbleiter

Metalle, Halbleiter und Isolatoren besitzen unterschiedliche Eigenschaften, wie z.B. die elektrische Leitfähigkeit, die aus der Anordnung der Elektronen-Energieniveaus resultieren. Die Lösung der Schrödingergleichung für Elektronen im periodischen Potential eines Kristalls ergibt beieinanderliegende Energieniveaus (Energiebänder) mit dazwischenliegenden Zonen ohne erlaubte Zustände [18]. Für Metalle, Halbleiter und Isolatoren ergeben sich nun verschiedene Situationen. In einem Isolator sind alle unteren Energiebänder mit Elektronen aufgefüllt. Zwischen dem obersten gefüllten Band (Valenzband) und dem untersten leeren Band (Leitungsband) besteht eine Bandlücke von einigen Elektronvolt. Da es nicht möglich ist, den Elektronen durch Anlegen einer Spannung Energie zuzuführen, findet kein Ladungstransport statt. Bei Metallen ist das Leitungsband teilweise mit Elektronen gefüllt oder Valenz- und Leitungsband überlappen sich. Dadurch können die Elektronen leicht Impuls und Energie aufnehmen und am Ladungstransport teilnehmen. Auch bei Halbleitern besteht eine Lücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Diese Lücke in der Größenordnung von ~ 1 eV ist jedoch viel kleiner als bei Isolatoren[6]. Thermisch angeregte Elektronen können in das Leitungsband gelangen und hinterlassen dabei unbesetzte Stellen (Löcher) im Valenzband.Diese Löcher können von benachbarten Elektronen aufgefüllt werden und wirken somit wie positive Ladungen.

3.6.2 Dotierte Halbleiter

In einem intrinsischen Halbleiter befinden sich genauso viele Elektronen im Leitungsband wie Löcher im Valenzband. Dieses Gleichgewicht kann, durch Zufügung geringer Mengen von Atomen mit einem Elektron mehr oder weniger, drastisch verschoben werden. Das Dotieren[7] eines Halbleiters mit Fremdatomen führt zu zusätzlichen Energieniveaus in der Bandlücke und erhöht die Leitfähigkeit.
Bei Zugabe von Atomen der fünften Hauptgruppe, wie z.B. Phosphor, tragen vier der fünf Elektronen der äußersten Schale zur kovalenten Kristallbindung bei, während das fünfte Elektron nur leicht an den Atomrumpf gebunden ist[8]. Im Bändermodell führt dies zu Energieniveaus dicht unterhalb des Leitungsbandes. Bei Zimmertemperatur sind diese Energieniveaus fast vollständig ionisiert und erhöhen damit die Leitfähigkeit. In einem mit Donatoren dotierten Halbleiter wird der Strom fast ausschließlich von Elektronen bewirkt, man spricht von einem n-dotierten Halbleiter.
Analog führt die Dotierung eines Halbleiters mit Fremdatomen der dritten Hauptgruppe, wie z.B. Bor, zu zusätzlichen Energieniveaus dicht oberhalb des Valenzbandes. Diese können leicht von Elektronen aus dem Valenzband besetzt werden[9], was zu einer erhöhten Löcherkonzentration führt. Diese Löcher werden teilweise mit Elektronen aus dem Leitungsband besetzt, man spricht von einem p-dotierten Halbleiter.

3.6.3 Der pn-Übergang

In Halbleiterkristallen, in denen p-dotiertes Material in n-dotiertes übergeht, bildet sich an der Grenzfläche ein sogenannter pn-Übergang. Im thermischen Gleichgewicht ist das Fermi-Niveau auf beiden Seiten des pn-Überganges gleich und daraus resultiert eine Verbiegung von Valenz- und Leitungsband in der Nähe der Grenzfläche, siehe Abbildung 3.7 (a).
Aufgrund der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentration in dem p- und n-dotierten Substrat diffundieren Ladungen über den Übergang: Elektronen vom n- in das p-dotierte Gebiet und Löcher vom p- in das n-dotierte Gebiet. Es bildet sich am pn-Übergang eine ladungsträgerfreie Zone (Verarmungs- oder Depletionszone), die in Abbildung 3.7 (b) als S-T gekennzeichnet ist. Die Verteilung der Raumladung ist

[6] Für Silizium beträgt diese Energielücke $E_{gap} = 1{,}1$ eV.
[7] In Siliziumdetektoren benötigt man Dotierungen von 10^{12} Atome/cm^3.
[8] Fremdatome, die bevorzugt Elektronen an das Leitungsband abgeben, bezeichnet man als Donatoren.
[9] Fremdatome, die bevorzugt Elektronen aus dem Valenzband aufnehmen, heißen Akzeptoren.

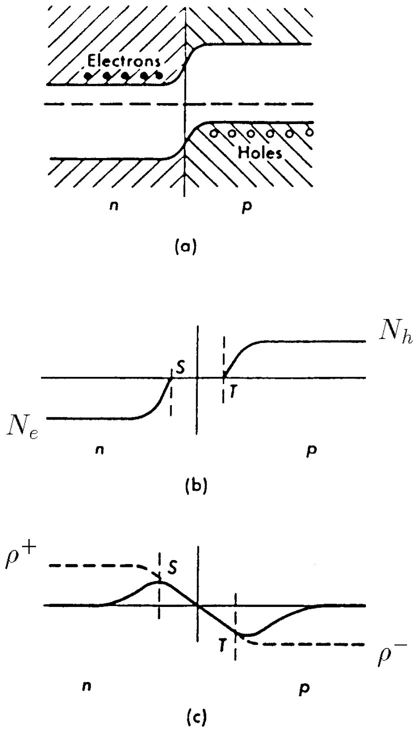


Abbildung 3.7: Der pn-Übergang. Abbildung (a) zeigt den Verlauf des Valenz- und des Leitungsbandes sowie der Fermi-Energie, (b) die Dichteverteilung der Ladungsträger auf beiden Seiten des pn-Überganges und (c) die Verteilung der Raumladung [20]. Der Bereich S-T kennzeichnet die Verarmungszone.

in Abbildung 3.7 (c) dargestellt. Die ionisierten Atomrümpfe erzeugen ein der Diffusion entgegengerichtetes elektrisches Feld. Als Kontaktpotential $U_{Diff} = U_n - U_p$ bezeichnet man die Differenz der Potentiale U_n und U_p in den Halbleitern außerhalb der Verarmungszone. Legt man nun an den pn-Übergang eine äußere Spannung an, die dem Kontaktpotential entgegengerichtet ist, verringert sich die Breite der Verarmungszone und es können zunehmend bewegliche Ladungsträger über den Übergang diffundieren. Bei umgekehrter Spannung vergrößert sich die Verarmungszone und es fließt nur ein geringer Leckstrom, der durch thermisch erzeugte Elektron-Loch-Paare in der Verarmungszone entsteht. Die Ursache dafür sind Generationszentren in der Bandlücke, die hauptsächlich durch Defekte an der Kristalloberfläche gebildet werden.

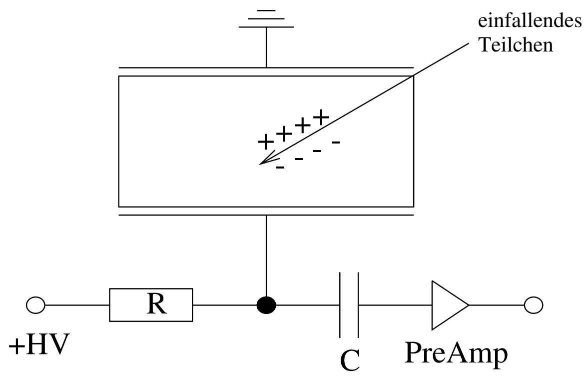


Abbildung 3.8: Schaltbild eines Halbleiterdetektors.

3.6.4 Siliziumdetektoren

In Abbildung 3.8 ist das einem Halbleiterdetektor zugrundeliegende Schaltbild aufgetragen. Die Funktionsweise ähnelt der einer Ionisationskammer, wobei anstelle des ionisierbaren Gases ein Halbleiterkristall einer Dicke von einigen 100 μm verwendet wird. Der Nachweis ionisierender Strahlung mit einem in Sperrichtung betriebenen *pn*-Übergang beruht auf der Tatsache, daß sich in der Verarmungszone[10], dem sensitiven Detektorvolumen, keine freien Ladungsträger befinden. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Substrat werden durch Ionisation Elektronen-Loch-Paare erzeugt und die Ladung, die im Substrat entsteht, ist proportional zum Energieverlust des Teilchens.

Die an dem Halbleiter angelegte Spannung erzeugt ein elektrisches Feld, in dem die Elektronen an die Kathoden der n-Seite und die Löcher an die Anoden der p-Seite driften. Die Driftzeit in 300 μm dicken Silizium beträgt für die Elektronen $\approx$ 10 ns und für die Löcher $\approx$ 30 ns. Die Rekombinationszeit, d.h. die Lebensdauer der erzeugten Ladungsträger, ist mit 1 ms um ein Vielfaches größer, also kann praktisch die gesamte Ionisationsladung auf den Elektroden gesammelt werden.

Die Größe des Signals, die mit der Anzahl der Ladungsträger korreliert ist, hängt von der Energie, die zur Erzeugung dieser Ladungen benötigt wird, ab. Zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium muß das ionisierende Teilchen im Mittel $W =$ 3,6 eV[11] seiner Energie aufbringen. Für Silizium läßt sich dieser Wert mit $E_{gap} = 1{,}1$ eV aus folgender Formel berechnen:

$$W \ = \ 2.2 \cdot E_{gap} - C \ \ ,$$

[10]Bei einem Siliziumkristall einer Dicke von $\approx$ 300 μm tritt eine vollständige Verarmung des Substrats schon ab einer angelegten Spannung V_{bias} von $\approx$ 30 V ein.

[11]Dieser Wert ist bei Halbleiterdetektoren um eine Größenordnung kleiner als bei herkömmlichen Ionisationskammern.

wobei C die Energie ist, die zur Phononenerzeugung benötigt wird. Der mittlere Energieverlust für ein minimal ionisierendes Teilchen einer Energie $E = 115$ keV in 300 μm Silizium erzeugt $\approx 3{,}2 \cdot 10^4$ Elektron-Loch-Paare[12], die in unmittelbarer Nähe der Teilchenbahn erzeugt werden. Die Ausdehnung der Ladungswolke vergrößert sich durch Diffusion und beträgt nach Durchqueren des Substrats einige wenige Mikrometer an den Elektroden. Dieser Effekt gibt eine untere Grenze für die Ortsauflösung von Halbleiterstreifendetektoren. Die Ortsauflösung wird hauptsächlich durch die Geometrie der Auslesestreifen gegeben. Weiterhin macht sich die auf einem Auslesestreifen deponierte Ladung auch am Vorverstärker des benachbarten Streifens bemerkbar und schränkt somit die Ortsauflösung zusätzlich ein.

3.7 Das Silizium-Spursystem

Ein Spursystem dient dazu, die Bahn eines ionisierenden Teilchens zu rekonstruieren. In den Sechzigern und Siebzigern wurden dazu hauptsächlich Spursysteme, die nach dem Prinzip der Ionisationskammer funktionierten, benutzt: Proportionalkammern, Vieldrahtproportionalkammern usw. Seit Anfang der achtziger Jahre kamen jedoch immer mehr Spursysteme zum Einsatz, deren aktives Material nicht ein ionisierbares Gas sondern ein Halbleitermaterial ist. Als Halbleitermaterial wird Silizium bevorzugt, das aufgrund seiner problemlosen Bearbeitung, seiner kleinen Bandlücke und seiner hohen Ladungsausbeute entscheidende Vorteile gegenüber anderen Halbleitern bietet. Andererseits verschlechtern sich die Eigenschaften von Siliziumdetektoren unter hohen Strahlungsbelastungen sehr schnell. Strahlungsresistenter sind Detektoren aus Gallium-Arsenid (GaAs). Für das Spursystem des VLQ-Spektrometers waren als Alternative GaAs-Detektoren vorgesehen. Jedoch hat sich die Herstellung dieser Halbleiterdetektoren als so schwierig herausgestellt, daß bis zum Einbau des VLQ-Spektrometers im April 1998 nicht genügend GaAs-Detektoren produziert werden konnten und so das VLQ-Spursystem vollständig mit Siliziumdetektoren bestückt wurde.

3.7.1 Die Geometrie des Silizium-Spursystems

Die Siliziumdetektoren, die für das Spursystem benutzt werden, wurden für den Einbau in den Vertexdetektor CST[13] hergestellt. Die Detektoren bestehen aus hochresistiven, n-dotierten Substraten und haben die Abmessungen $5{,}9 \times 3{,}4 \times 0{,}03$ cm^3. Auf den Oberflächen sind beidseitig Auslesestreifen implantiert, die senkrecht zueinander stehen und somit eine Vermessung der Teilchenbahn in zwei Projektionen

[12] Der wahrscheinlichste Energieverlust entspricht aufgrund der nicht-gaussischen Landau-Verteilung nur etwa $\approx 2{,}3 \cdot 10^4$ Elektron-Loch-Paaren.

[13] Mehrere Detektoren konnten aufgrund einer fehlerhaften Prozessierung der n-Seite dort nicht zum Einsatz kommen.

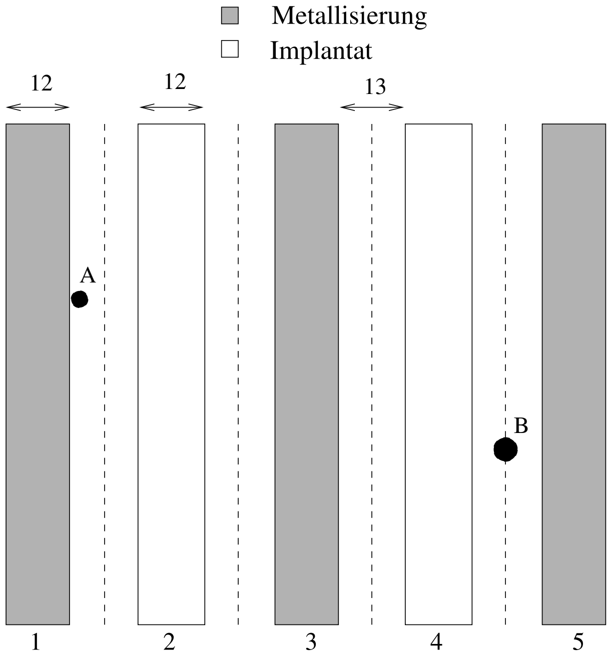


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung eines Siliziumstreifendetektors. Die metallisierten Streifen sind mit dem Auslesechip verbunden.

ermöglichen. Im Rahmen des VLQ-Projektes wird jedoch nur die p-Seite ausgelesen, auf der sich 1280 p-dotierte Implantate befinden. Die Breite dieser Implantate beträgt 12 μm und der Abstand 13 μm, siehe Abbildung 3.9. Auf jedes zweite Implantat wird eine Metallisierung aufgedampft. Verbindet man nun diese metallisierten Streifen über Mikrodrähte mit dem Auslesechip, so können die auf diesen Streifen deponierten Ladungen abgeführt und in dem Schieberegister des Auslesechips gespeichert werden. Insgesamt werden somit pro Siliziumdetektor 640 Streifen ausgelesen und der Abstand zwischen diesen Streifen beträgt 50 μm. Erzeugt ein hochenergetisches Elektron eine Ladungswolke in der Nähe eines Auslesestreifens, siehe A in Abbildung 3.9, so wird die gesamte Ladungswolke über diesen Streifen (1) abgeführt. Entsteht eine Ladungswolke jedoch im Bereich zwischen zwei Implantaten, siehe B in Abbildung 3.9, so wird ein Teil dieser Ladung auf beiden Streifen (4 und 5) deponiert. Die Ladung, die auf den nicht metallisierten Streifen (4) fließt, erzeugt über kapazitive Ladungskopplung Signale auf den benachbarten Auslesestreifen (3 und 5). Das Prinzip der kapazitiven Kopplung verbessert die Ortsauflösung ohne die Anzahl der ausgelesenen Streifen zu erhöhen.

Die Auslese des Siliziumdetektors wird von einem Hybriden übernommen, der eigens für das VLQ-Spursystem entwickelt wurde. Der Hybrid, der die Front-End-Elektronik vereint, und der Detektor wurden auf eine GFK[14]-Platine aufgeklebt. Die Auslesechips, siehe Kapitel 3.7.2, werden mit Hilfe von Ultraschall-Mikrodrahtverbindungen (ultrasonic wire bonds) mit der Metallisierung der Auslesekanäle verbunden. Anschließend wurden die Detektoren mit Hilfe des Laserteststandes auf ihre Funktion geprüft, siehe Kapitel 4.1. Die GFK-Platinen wurden schließlich auf Aluminiumträgern montiert, die ihrerseits auf CFK[15]-Platten befestigt wurden. In diese CFK-Platten sind Kühlrohre eingelassen, die die Wärme, die durch die Detektoren erzeugt wird, abführen.

In Abbildung 3.10 ist eine Vorderansicht, eine Seitenansicht und die Rückseite einer montierten CFK-Platte dargestellt. Die Vorderseite zeigt zwei Siliziumdetektoren, die horizontal ausgerichtet sind, und die Rückseite umfaßt drei Siliziumdetektoren, die in die vertikale Richtung zeigen. Es ist angedeutet, daß der mittlere vertikale Detektor auf einen zusätzlichen Aluminiumträger montiert ist. Somit überlappt er die beiden äußeren Detektoren und gewährleistet eine durchgehende Abdeckung des Winkelbereichs. Zusätzlich wurden die horizontal und die vertikal montierten Detektoren jeweils parallel zueinander justiert. Dies wurde mit Hilfe eines Mikroskops, das mit einem Fadenkreuz ausgestattet war, durchgeführt.

Eine Doppellage[16] besteht aus insgesamt fünf Detektoren, die alle über ein einziges Subrepeatermotherboard (siehe Kapitel 3.7.2) ausgelesen werden. Diese Motherboards wurden aufgrund der eingeschränkten Raumverhältnisse oberhalb des Kalorimeters montiert. Eine Metallabdeckung schirmt die Detektoren mitsamt Front-End-Elektronik und die Subrepeater gegen elektromagnetische Einflüsse ab. Ebenfalls bietet sie den empfindlichen Elektronikbausteinen Schutz gegen Licht und Staub. In Abbildung 3.11 ist eine Photographie eines der Module des VLQ-Spektrometers zu erkennen. Der obere Teil des Moduls enthält die Subrepeatermotherboards und der untere Teil zwei vollbestückte Doppellagen. An dem oberen Teil sind ebenfalls die Anschlüsse der Doppellagen zu erkennen.

Jedes Modul des Spursystems besteht aus zwei Doppellagen, die jeweils eine Koordinatenbestimmung in x- und y-Richtung ermöglichen. Somit erhält man zwei Punkte im Raum, die eine Spurberechnung ermöglichen. Diese Anordnung erlaubt die Messung des Polarwinkels[17] des gestreuten Elektrons aus dem dann zusammen mit der im Kalorimeter gemessenen Energie die lorentzinvarianten Variablen Q^2, x und y bestimmt werden können.

Das komplette Spursystem wird aus insgesamt vier Doppellagen gebildet, die mit UI, UO, LI und LO bezeichnet werden. U bzw. L bezeichnen das obere (upper) bzw. untere (lower) Modul. Die innere und äußere Doppellage, relativ zum Kalorimeter, werden mit I (inner) und O (outer) gekennzeichnet. Nachdem die Auswahl der Detektoren,

[14]**G**las-**F**aser-**K**omposit

[15]**C**arbon-**F**aser-**K**omposit

[16]Als Doppellage bezeichnet man eine komplett montierte CFK-Platte.

[17]Die horizontalen Detektoren befinden sich in beiden Modulen an den äußeren Enden um den größtmöglichen Hebel bei der Bestimmung des Polarwinkels zu gewährleisten.

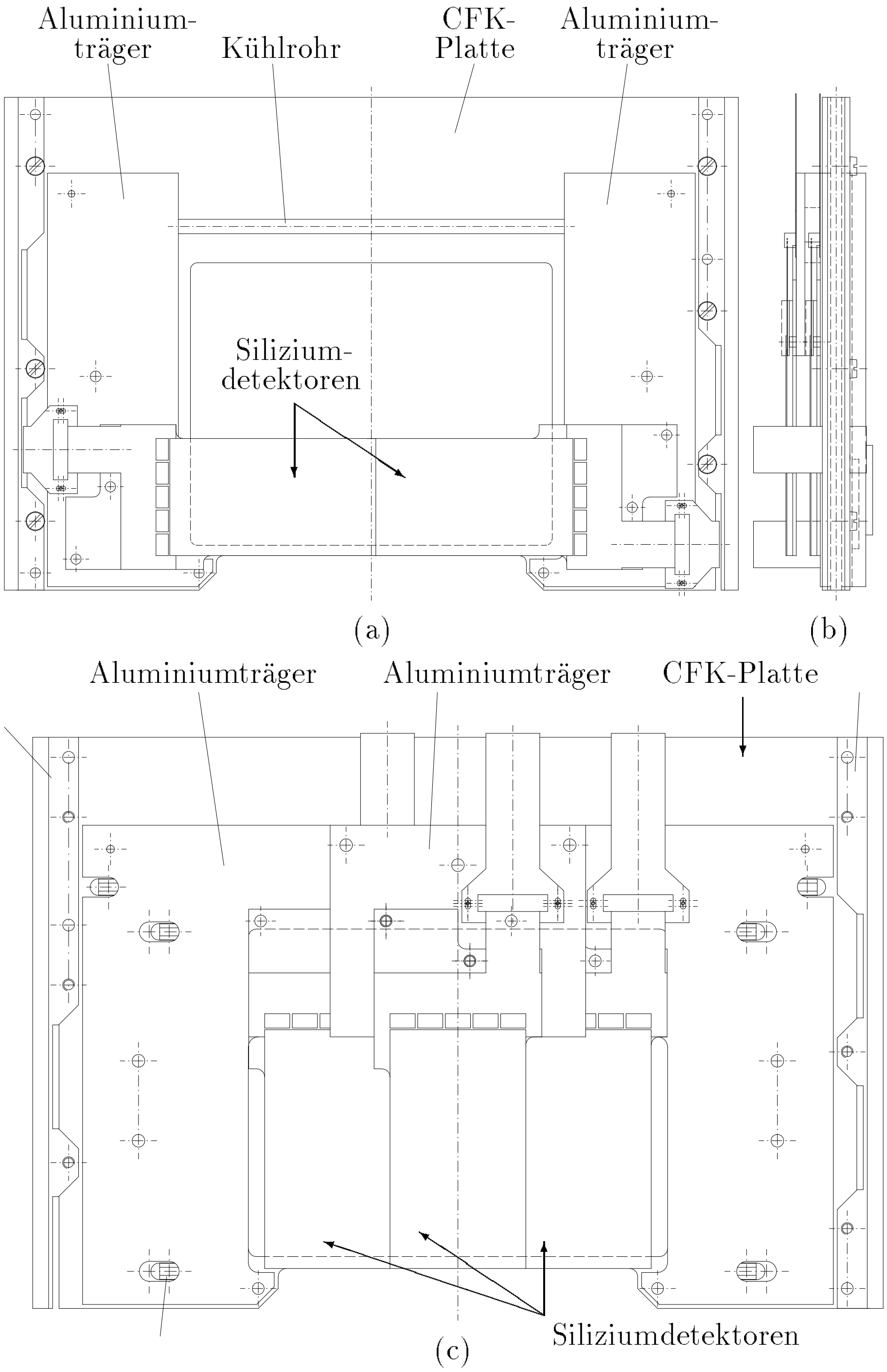


Abbildung 3.10: (a) Vorderansicht, (b) Seitenansicht und (c) Rückseite einer montierten CFK-Platte.

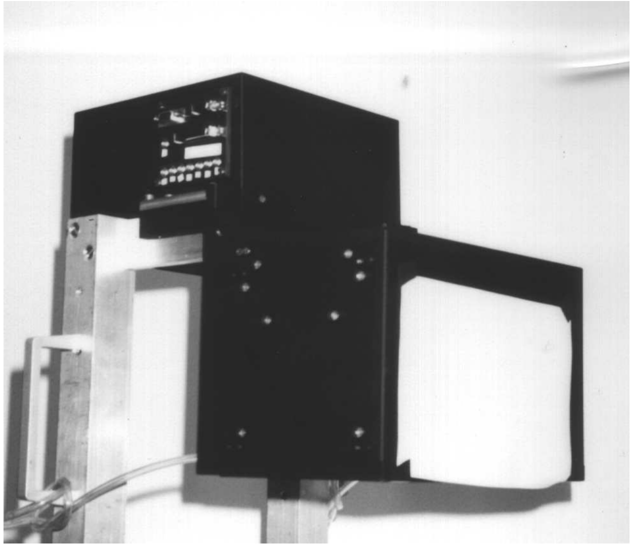


Abbildung 3.11: Ein Modul des VLQ-Spursystems, montiert auf eine Halterung. Um die Siliziumdetektoren vor Staub zu schützen, wurde die Eintrittsöffnung mit Papier abgedeckt.

aufgrund der in Kapitel 4.3 vorgestellten Ergebnisse, getroffen wurde, wurden die Detektoren in das Spursystem eingebaut, siehe Abbildung 4.18. Am Ende dieses Kapitels sind in Tabelle 3.3 die Lage und Anschlüsse, die in Kapitel 3.7.3 näher beschrieben werden, aller Komponenten des Spursystems eingetragen.

3.7.2 Die Auslese des Silizium-Spursystems

In Abbildung 3.12 ist eine komplette Skizze der Auslese des Spursystems zu sehen.

1. Die Frontend-Elektronik

   Der Hybrid [23], der direkt an den Detektor gebondet ist, vereint die gesamte Front-End-Elektronik. Er enthält hauptsächlich fünf APCs[18] [22], einen Decoderchip sowie für jeden APC einen Operationsverstärker, der zur Anpassung des Ausgangswiderstandes dient. Zusätzlich befindet sich ein Temperatursensor auf dem Hybriden, der eine Temperaturmessung über den normalen Auslese-

[18] **A**nalog **P**ipeline **C**hip.

weg gestattet. Der Hybrid ist als Multi-Chip-Modul ausgeführt. Die Bauelemente befinden sich auf einem organischen Mehrlagenträger auf Polymidfolienbasis (Dycostrate^{R}), der auf einen Aluminiumträger laminiert ist [24].

Abbildung 3.13 zeigt eine schematische Darstellung des APC-Schaltkreises. Ein APC kann 128 Streifen parallel auslesen und das vorverstärkte Signal in einem Analog-Pipelinespeicher bis zum Eintreffen einer positiven Triggerentscheidung speichern. Diese Pipeline, bestehend aus 32 sogenannten "switched capacitators[19]", wird benötigt, da es nicht möglich ist, eine Triggerentscheidung innerhalb eines Taktzyklus, d.h. innerhalb von 96 ns, zu treffen. Somit stehen insgesamt 32×96 ns $= 3{,}072\ \mu$s zur Verfügung um eine Triggerentscheidung zu treffen. Bei der Auslese des Pipelinespeichers[20] werden die Signale ein zweites Mal über den Vorverstärker geführt, was eine automatische Arbeitspunktanpassung und eine reduzierte Leistungsaufnahme garantiert.

Bei der Auslese wird durch die Subtraktion eines benachbarten Pipeline-Buffers[21] ohne Signal von dem signalführenden Pipeline-Buffer eine erste Untergrundunterdrückung realisiert. Schließlich werden die Signale der 128 Streifen seriell über einen Ausgangsverstärker ausgelesen. Da der Signalausgang eines nicht mit der Auslese beschäftigten APCs in einen hochohmigen Zustand versetzt werden kann, ist es möglich, mehrere APCs über eine einzige Leitung seriell auszulesen. Hierbei wird ein READ-Bit von einem APC zum benachbarten APC übergeben. Auf dem ersten APC wird dabei der Operationsverstärker, der die Signale verstärkt, durch dieses Bit ausgeschaltet, um keine weitere Rauschquelle zu bilden, und der Operationsverstärker des zweiten APCs eingeschaltet. Beim Übergeben dieses READ-Bits wird der Operationsverstärker jedoch zu früh ausgeschaltet. Wenn der letzte Streifen eines APCs ausgelesen wird, wird gleichzeitig das READ-Bit weitergereicht, so daß der Operationsverstärker ausgeschaltet wird, bevor die Signale verstärkt wurden. Dies führt dazu, daß der letzte Streifen jedes APCs nicht ausgelesen werden kann[22].

Der Decoderchip ist ein für die Ansteuerung des APC entwickelter Demultiplexer. Er dekodiert die vom OnSiRoC[23] kommenden Steuersignale, die sogenannte Sequenz, für den APC. Zusätzlich kann der Decoder mit Hilfe eines integrierten Schaltkreises an jeder Stelle des Analog-Pipelinespeichers parallel für die 128 Vorverstärker einen Signalpuls für Kalibrationsmessungen einkoppeln. Die-

[19]Die "switched capacitators" werden im folgenden als Pipeline-Buffer bezeichnet.

[20]Eine genaue Darstellung der Initialisierung der Front-End-Elektronik und des Datennahmezyklus befindet sich in [21].

[21]Da der Vorverstärker als Integrator arbeitet, ist die im Pipeline-Buffer gespeicherte Ladung kein direktes Maß für die im Detektor deponierte Ladung. Erst nach der Subtraktion eines benachbarten Pipeline-Buffers, ist diese Ladungsdifferenz proportional zum Detektorsignal.

[22]Somit werden pro Hybrid 5 Streifen nicht ausgelesen, d.h. insgesamt 0,78 % der Streifen.

[23]**On**line **Si**licon **R**ead**o**ut **C**ontroller

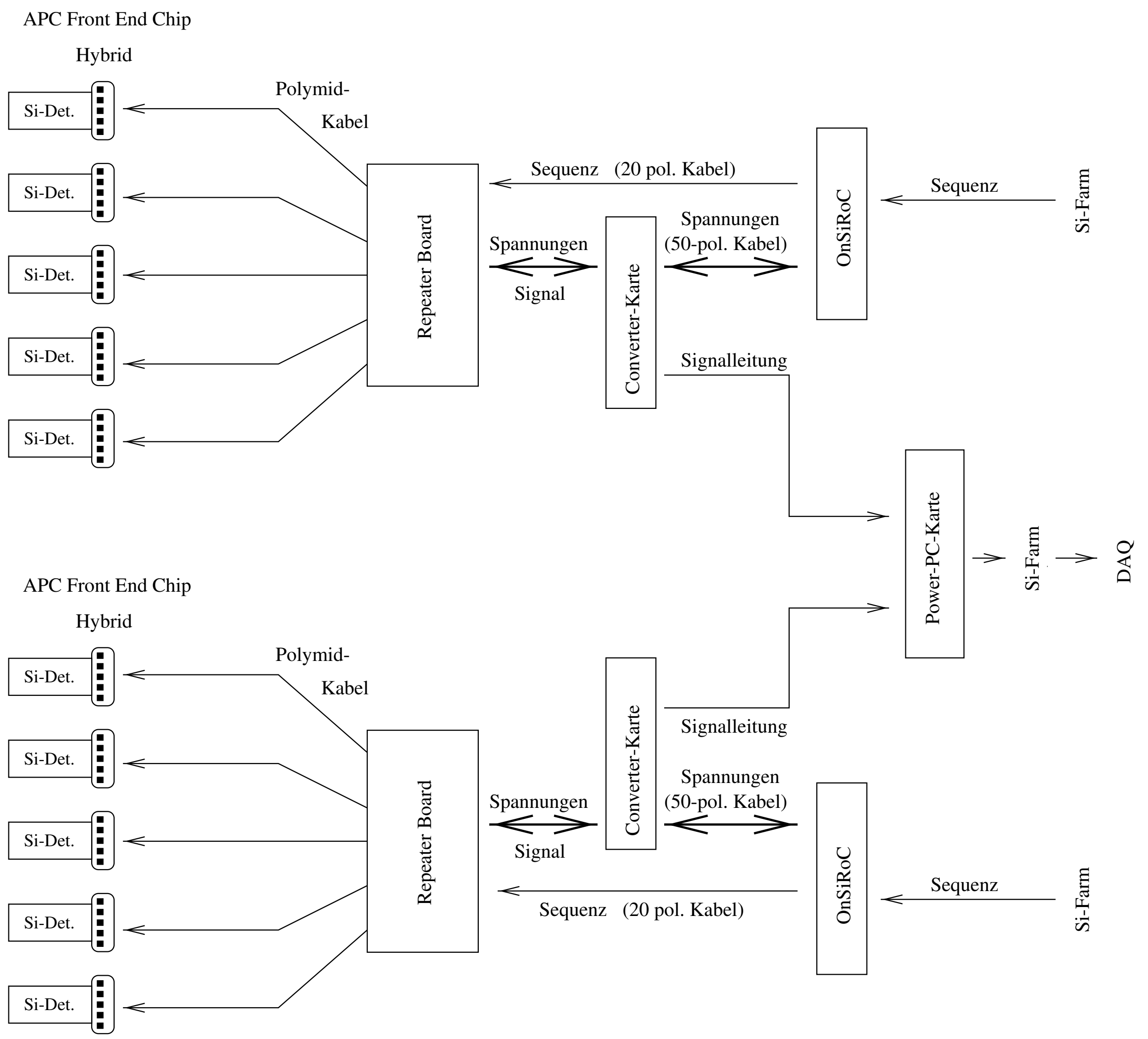


Abbildung 3.12: Übersicht über das Auslesesystem eines Moduls des Silizium-Spursystems. Jeweils ein OnSiRoC regelt die Initialisierung und Spannungsversorgung einer Doppellage, die aus fünf Detektoren besteht. Eine Power-PC-Karte liest die Daten von zwei Doppellagen, die ein Modul zusammensetzen, aus. Schließlich werden die reduzierten Daten an die SIFE-Bank weitergeleitet.

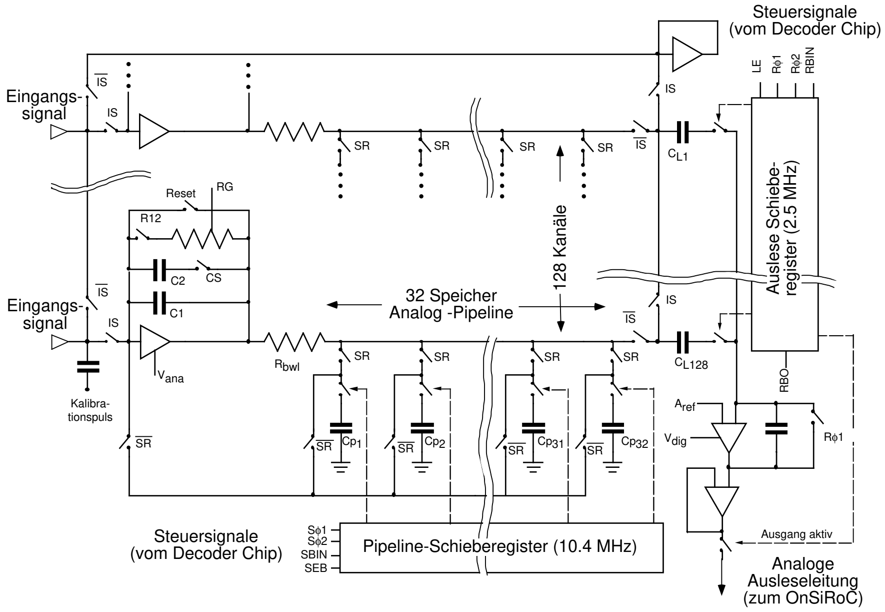


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des APC-Schaltkreises.

se Pulse werden in einem digitalen Schieberegister des Decoders erzeugt und dann auf das Pipeline-Schieberegister des APC geführt. Die Kapazitäten der Koppelkondensatoren auf dem APC vergrößern sich innerhalb von vier Auslesestreifen äquidistant von 40 fF auf 160 fF. Somit erhält man bei der seriellen Auslese eine charakteristische Stufenfunktion (siehe Kapitel 5.2).

2. Der Repeater

Die Signale, die über die Polymidkabel das Subrepeatermotherboard erreichen, werden hier noch einmal verstärkt, damit die Verluste bei der Übertragung der Signale über die Kabel einer Länge von 25 m bis zum OnSiRoC möglichst gering gehalten werden. Die Leitungstreiber befinden sich auf den sogenannten Subrepeatern, die ebenfalls für die Stabilisierung der digitalen Versorgungsspannungen zuständig sind. Jeder Subrepeater erzeugt aus der vom OnSiRoC kommenden Spannung V_{dig} die beiden Spannungen V_+ = 5 V und V_- = -5 V für jeweils zwei Hybriden. Die analoge Spannungsversorgung sowie die Steuersignale werden weitergereicht. Insgesamt befinden sich vier Subrepeater, die jeweils die Spannungsversorgung für zwei Hybriden übernehmen können, auf einem Subrepeatermotherboard. Somit können maximal acht Detektoren an ein Motherboard angeschlossen werden. In dem jetzigen Aufbau des Siliziumspursystems befinden sich vier Subrepeatermotherboards, an denen jedoch nur fünf Detektoren pro Motherboard angeschlossen sind.

3. Der OnSiRoC

   Der OnSiRoC[24] ist ein VME-Modul, das für die Auslese der Siliziumstreifendetektoren bei H1 entwickelt wurde. Er liefert über ein 20-poliges Kabel die Steuersignale, die von der Silicon-Farm geladen werden, an die Decoder. Er besitzt vier unabhängige Kanäle, die jeweils bis zu 2048 Streifen steuern und auslesen können. Im Rahmen des VLQ-Spursystems ermöglicht dies, pro Kanal zwei Detektoren, d.h. insgesamt 1280 Streifen, seriell auszulesen. Den Detektor, der als erster ausgelesen wird, bezeichnet man als "early", während der zweite Detektor als "late" bezeichnet wird.

   Die Spannungsversorgung, die über ein 50-poliges Kabel geliefert wird, ist für jeden der vier Kanäle separat vorhanden. Erzeugt werden die Versorgungsspannung V_{ana} für den Eingangsverstärker des APC sowie V_{dig} für die Ausgangsverstärker und die Operationsverstärker auf dem Hybriden. Beide Spannungen V_{ana} und V_{dig} sind über Potentiometer auf der OnSiRoC-Platine regelbar. Die Steuersignale für das System APC/Decoder werden von einem programmierbaren Sequenzer gesteuert, der auch interne Funktionen des OnSiRoC regelt. Die Programmierung der Sequenz wird mit Hilfe des Programms OSCA [15] durchgeführt. Die Sequenz besteht üblicherweise aus zwei Teilprogrammen. Der erste Teil initialisiert die Front-End-Elektronik und regelt das kontinuierliche Einlesen der auf dem Detektor deponierten Ladung in die Kapazitäten. Dieses wird durch ein Schieberegister mit einem Taktzyklus von 96 ns realisiert. Der zweite Teil regelt die anschließende Auslese der Daten.

   Innerhalb des VLQ-Spektrometers regelt jeder OnSiRoC die Initialisierung und Spannungsversorgung von fünf Detektoren, die eine Doppellage bilden, siehe Abbildung 3.12. Daraus folgt, daß an jeden Kanal des OnSiRoCs ein "early" Detektor und an den vierten Kanal zusätzlich ein "late" Detektor angeschlossen wird. In Tabelle 3.3 sind die Kanäle eingetragen, an die die einzelnen Detektoren angeschlossen wurden.

   In dem Laboraufbau sendet der OnSiRoC nach der Initialisierung der Front-End-Elektronik, einen *Cosmic Start* NIM-Puls über einen Lemo-Ausgang an der Frontseite an die Triggerlogik. Kommt es nun zu einer positiven Triggerentscheidung, so wird das Triggersignal an den *Cosmic Stop* Eingang des OnSiRoCs gegeben. Das Pipeline-Schieberegister wird nun gestoppt und drei[25] Taktzyklen weitergetaktet, so daß sich das Signal in dieser Kapazität befindet. Nach der Subtraktion mit einem benachbarten Pipeline-Buffer, werden die Daten über die Ausgangsverstärker ausgelesen.

[24]Eine genaue Beschreibung des OnSiRoCs befindet sich in [21].

[25]Die Anzahl der Pipeline-Buffer, die nach dem Anhalten des Schieberegisters weitergetaktet werden, wird im Sequenzercode festgelegt. Im Laboraufbau beträgt sie drei Pipeline-Buffer.

4. Die Power-PC-Karte

   Die Signale laufen von dem Repeatermotherboard über ein 25 m langes 50-poliges Kabel in eine Converter-Karte, die die Signale auskoppelt und an eine Power-PC-Karte weiterführt, siehe Abbildung 3.12. Zusätzlich bietet diese Converter-Karte die Möglichkeit, den Offset und die Verstärkung der Signale vor der Digitalisierung zu verändern. Eine Power-PC-Karte digitalisiert und verarbeitet die Signale, die von den zwei Doppellagen eines Moduls stammen. Die Auslese des kompletten Silizium-Spursystems wird somit von zwei Power-PC-Karten übernommen. Die Power-PC-Karten führen während der Auslese eine Common Mode- und Pedestal Subtraktion sowie eine einfache Trefferidentifikation durch. Die reduzierten Daten werden an die Silicon-Farm weitergegeben, wo sie in die SIFE-Bank[26] geschrieben werden und dann zur DAQ[27] gelangen.

   Im Laboraufbau hingegen werden die Rohdaten nicht von der Converter-Karte zu den Power-PCs geführt, sondern zu den OnSiRoCs. Diese OnSiRoCs sind mit FADCs ausgestattet, die die analogen Rohdaten digitalisieren.

3.7.3 Die Slow-Control des Silizium-Spursystems

Die Slow-Control umfaßt die Überwachung und Kontrolle der gesamten Elektronik des Spursystems. Das Softwareprogramm, das die Slow-Control steuert, wurde mit Hilfe des Programms LabVIEW [16] aufgestellt. Die gesamte Slow-Control wird von einem Apple MacIntosh Quadra 650 im Raum 307 der Halle Nord gesteuert. Sie vereint folgende Funktionen:

1. Anlegen der Depletierungsspannung

   Die Depletierungsspannung, die für Silizium üblicherweise 50 V beträgt, wird von einem C.A.E.N. Sy127 Modul erzeugt und über Lemokabel direkt auf die Detektoren geführt. Das C.A.E.N. Modul wird von einer A200-VME-Karte gesteuert, die selbst von dem Quadra 650 kontrolliert wird. Auf der Rückseite des C.A.E.N. Sy127 Moduls befinden sich fünf Hochspannungsmodule mit jeweils vier Ausgängen (a-d), siehe Tabelle 3.3. Die Lemokabel werden in dieser Tabelle mit HV Kabel bezeichnet. Sie führen die Spannung von den Hochspannungsmodulen zu den Anschlüssen auf dem Gehäuse (HV1-HV8)[28] des jeweiligen Moduls. Von dort wird die Spannung zu den Detektoren geleitet.

[26]**Si**licon **F**ront-**E**nd-Bank

[27]**D**ata **A**quisition

[28]Das Auslesesystem war ursprünglich darauf ausgelegt acht Siliziumdetektoren pro Doppellage auszulesen. In dem jetzigen Aufbau kommen jedoch nur fünf Detektoren pro Doppellage zum Einsatz.

2. Auslese der Temperaturfühler

   Pro Doppellage wurden jeweils drei Temperaturfühler (T1, T2 und T3) aufgebracht, die eine Überwachung der Temperatur der Front-End-Elektronik ermöglichen. Die beiden horizontalen Detektoren werden von jeweils einem Temperaturfühler überwacht und der dritte Temperaturfühler ist in der Nähe eines vertikalen Detektors angebracht. In Tabelle 3.3 ist eingetragen welcher Detektor von einem der drei Temperaturfühler überwacht wird. Die Temperaturfühler sind über 3-polige Kabel mit den Subrepeatermotherboards verbunden, von wo aus die Daten über ein 9-poliges Kabel an eine Comparator-Karte weitergegeben werden. Auf dieser Karte werden auf Hardwarebasis Obergrenzen für die Temperatur der einzelnen Hybriden eingestellt. Überschreitet die Temperatur diesen Wert so wird ein Kill-Signal an das C.A.E.N. Sy127 Modul geschickt und die Depletierungsspannung auf 0 V abgesenkt. Die Signale werden in einer ADC-Karte digitalisiert und zum Quadra 650 gesendet. Hier kann die Temperatur wiederum mit Grenzwerten verglichen werden.

3. Auslese der internen Temperatursensoren

   Auf den Hybriden befindet sich jeweils ein Temperatursensor, der über die normale Auslesekette ausgelesen wird. Die Signale gelangen über das 50-polige Kabel zur Power-PC-Karte, von wo aus sie digitalisiert über die Si-Farm in die SIFE-Bank geschrieben werden. Das Slow-Control-Programm liest die Daten ein und vergleicht diese ebenfalls mit Grenzwerten.

4. Überwachung der Spannungen

   Das Slow-Control-Programm überwacht die Spannungsversorgung V_{ana} und V_{dig} für die Hybriden, die von dem OnSiRoC für die einzelnen Auslseketten erzeugt wird. Da nur ein Statusbit für beide Spannungen zur Verfügung steht, sind die Spannungszustände mit einem logischen Oder verbunden. Somit ist das Programm nur in der Lage anzugeben, daß eine der Spannungen ausgeschaltet ist, jedoch nicht welche der beiden.

5. Kontrolle des Fahrmechanismus

   Das Steuerungsgerät und die zwei Positionsauslesemodule des hydraulischen Fahrmechanismus werden von einem PC kontrolliert. Das Slow-Control-Programm steuert diesen PC über eine Ethernetverbindung und speichert die Daten von den Positionsauslesemodulen.

Doppel-lage	OnSiRoC Kanal	Detektor Nr.	HV Anschluß	HV Kabel	C.A.E.N. Anschluß	Temp. Anschluß
UI	1 e	27	HV1	UI 1	2b	T1
	2 e	14	HV2	UI 2	2c	
	3 e	25	HV6	UI 6	3b	T3
	4 e	16	HV3	UI 3	2d	
	4 l	37	HV5	UI 5	3a	T2
UO	1 e	26	HV1	UO 1	1a	T3
	2 e	19	HV2	UO 2	1b	T2
	3 e	24	HV6	UO 6	2a	T1
	4 e	13	HV3	UO 3	1c	
	4 l	41	HV5	UO 5	1d	
LI	1 e	22	HV1	LI 1	3c	T1
	2 e	12	HV2	LI 2	3d	
	3 e	33	HV6	LI 6	4c	T3
	4 e	42	HV3	LI 3	4a	
	4 l	40	HV5	LI 8	4b	T2
LO	1 e	32	HV1	LO 1	4d	T1
	2 e	23	HV2	LO 2	5a	T2
	3 e	15	HV6	LO 6	5d	T3
	4 e	34	HV3	LO 3	5b	
	4 l	38	HV5	LO 5	5c	

Tabelle 3.3: Die Tabelle gibt alle Anschlüsse der einzelnen Detektoren, die zu den Doppellagen (UI, UO, LI und LO) zusammengesetzt sind, an. Die Detektoren werden an die Kanäle 1-4 des OnSiRoCs angeschlossen, wobei e bzw. l angibt, ob es sich um einen "early" bzw. einen "late" Detektor handelt. Die Anschlüsse der Depletierungsspannung auf dem Gehäuse der Module (HV Anschluß) sowie an dem C.A.E.N. Sy127 Modul (C.A.E.N. Anschluß) sind ebenfalls eingetragen. HV Kabel bezeichnet das Kabel, das die Depletierungsspannung vom C.A.E.N. Sy127 Modul zum Anschluß am Gehäuse führt. Schließlich ist noch angegeben welche der Detektoren von einem der drei Temperaturfühler überwacht wurde.

Kapitel 4

Messungen am Laserteststand

Das VLQ-Spursystem umfaßt 20 Siliziumdetektoren mit insgesamt 12800 Auslesestreifen. Vor dem Einbau in das VLQ-Spektrometer müssen die einzelnen Detektoren auf ihre Funktionalität überprüft werden. Ineffiziente oder tote Streifen können eine Treffer- und Clusterrekonstruktion stark erschweren oder sogar verhindern. Deshalb muß die Effizienz aller Streifen bestimmt werden um eine genaue Rekonstruktion zu gewährleisten.

Anfang 1998 wurde zu diesem Zweck am DESY ein Laserteststand aufgebaut. Ein Rechner übernimmt hierbei im Labor die Aufgaben der Si-Farm und der DAQ, d.h. er steuert die OnSiRoCs und speichert die vom OnSiRoC digitalisierten Daten. Dieser Aufbau ermöglicht, die Detektoren mit dem bis auf die Power-PC Karten kompletten Auslesesystem in Betrieb zu nehmen und gleichzeitig die Effizienz der einzelnen Streifen zu bestimmen. Diesem Teststand liegt folgendes Prinzip zugrunde: Eine Impulslaserdiode gibt 40 Pulse auf einen Streifen des Detektors. Anschließend bewegt man den Detektor mit Hilfe eines Fahrmechanismus, um den nächsten Streifen in den Strahlgang zu bringen, auf den wiederum 40 Pulse abgegeben werden, usw. Die Analyse der Daten erlaubt die Bestimmung der Effizienz der einzelnen Streifen sowie die Bestimmung des Pedestalverlaufs und des Rauschverhaltens der Detektoren.

Im April 1998 wurden die 22 zur Verfügung stehenden Detektoren in dem Laserteststand getestet. Der erste Abschnitt 4.1 erläutert den Aufbau dieses Laserteststandes. Anschließend wird im zweiten Abschnitt 4.2 auf die Methodik der Rohdatenanalyse, d.h. Bestimmung des Common Modes, des Pedestals, des Rauschverhaltens usw., näher eingegangen. In Abschnitt 4.3 werden die Ergebnisse der Analyse vorgestellt. Schließlich wird die Effizienz der Detektoren bestimmt und anhand verschiedener Kriterien eine Auswahl von 20 Detektoren getroffen, die zum Einsatz im Spursystem kommen.

4.1 Der Aufbau des Laserteststandes

Abbildung 4.1 zeigt eine Skizze des Laserteststandes. Der Siliziumdetektor mitsamt des Hybriden befindet sich in einer Metall-Box, die Schutz vor elektromagnetischen Störungen sowie Staub und Lichteinfall bietet. In den Deckel der Metall-Box wurde ein Eintrittsfenster gefräst, das ein Eindringen des Laserstrahls ermöglicht. Die Box wird an einer Halterung angebracht, die an einem System von Schrittmotoren befestigt ist. Mit Hilfe dieser Schrittmotoren kann die Halterung in x- und y-Richtung bewegt werden. Bei diesen Schrittmotoren handelt es sich um das Modell M-155.20 der Firma Physik Instrumente. Die technischen Spezifikationen der Schrittmotoren sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Schrittmotoren werden von der Schrittmotor-Steuerung C-530 kontrolliert, die ebenfalls von der Firma Physik Instrumente hergestellt wurde. Der C-511 SM-Controller, der sich als Einschubmodul im rückwärtigen Teil des Steuergerätes befindet, stellt die Verbindung zwischen dem Steuergerät und dem Rechner[1] über eine IEEE-488 Schnittstelle her. Die Steuersignale werden über den GPIB-Bus des Rechners geladen. Der Controller C-511 ist in der Lage einfache Basisfunktionen wie z.B. Wahl der Schrittfrequenz, Wahl der Beschleunigungs- und Verzögerungsstrecken, usw. auszuführen. Wie in Tabelle 4.1 zu erkennen ist, erlaubt diese Schrittmotoranordnung eine Positionierung des Detektors relativ zum Laserstrahl mit einer Genauigkeit von 0,25 μm.

Der Hybrid ist über ein 24-poliges Polymidkabel mit dem Repeatermotherboard verbunden. Die Signale werden auf den Subrepeatern verstärkt, bevor sie über ein 50-poliges Kabel an die Converter-Karte gelangen. Diese Karte ermöglicht es den Offset und die Verstärkung der Signale einzustellen, die dann wiederum über ein 50-poliges Kabel an den OnSiRoC weitergeleitet werden. Die Steuersignale werden direkt vom OnSiRoC über ein 20-poliges Kabel an das Repeatermotherboard gegeben, das sie an den Hybriden weiterleitet. Der OnSiRoC versorgt den Repeater ebenfalls mit den nötigen Spannungen V_{ana} und V_{dig}, der dann aus V_{dig} die Spannungsversorgung (V_+ und V_-) für den Hybriden erzeugt. Der OnSiRoC ist mit vier FADCs ausgestattet und wird im Labor-Modus betrieben. Im Gegensatz zum Betrieb der Detektoren im H1-Experiment, werden die Signale im Laserteststand nicht von einer Power-PC Karte sondern von dem OnSiRoC digitalisiert und ausgelesen. Er befindet sich in einem VME-Crate, das von dem Apple MacIntosh Quadra 650 mit Micron-Karte über eine MacVEE-Karte gesteuert wird. Die Auslese sowie die Speicherung der digitalisierten Signale erfolgt über den Quadra 650. Die Depletierungsspannung V_{bias} von 50 V, die an die Detektoren angelegt wird, wird von einem C.A.E.N. Sy127 Crate erzeugt. Dieses wird über eine C.A.E.N. A200 Karte ebenfalls von dem Quadra 650 gesteuert. Die Auslese und Steuerung der Datennahme wird von einem auf LabVIEW [16] basierenden Programm übernommen [23].

Die Strahlführung und die Strahlabschwächung wurden mit mehreren Komponenten

[1] Bei dem Rechner handelt es sich um einen Apple MacIntosh Quadra 650.

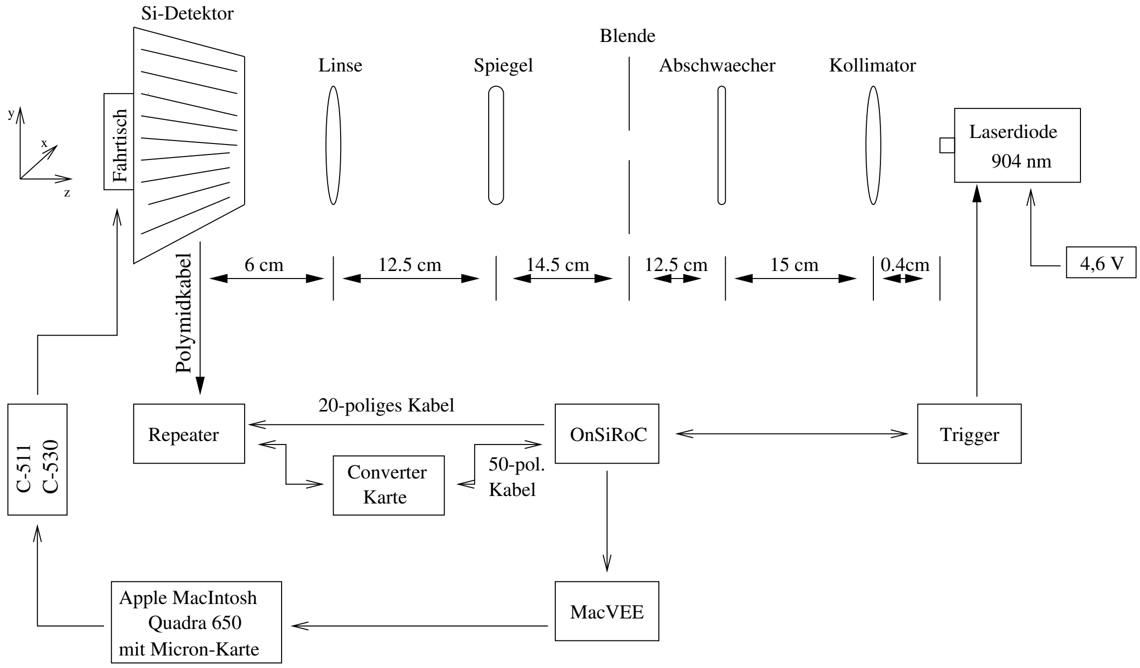


Abbildung 4.1: Schema des Laserteststandes.

Reichweite	100 mm
Pitch	0.5 mm/U
Antrieb	Schrittmotor
Auflösung	0,25 μm
Reproduzierbarkeit	2 μm
Max. Geschwindigkeit	6 mm/s
Endschalter	vorhanden
Ladekapazität - horizontal - vertikal	 300 N 50 N
Gewicht	6,5 kg

Tabelle 4.1: Technische Spezifikationen des Schrittmotors M-155.20 [26].

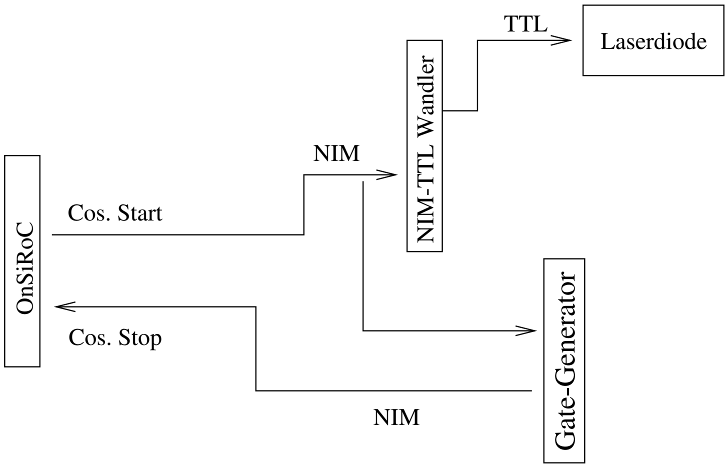


Abbildung 4.2: Schema des Triggeraufbaus. Der Gate-Generator wird im Latch-Modus betrieben.

der Firmen NEWPORT und THORLABS durchgeführt. Bei dem Kollimator handelt es sich um die aspherische Linse C170-TM-B von THORLABS. Die Linse hat einen Durchmesser von 4,11 mm und die Fokuslänge beträgt $f = 6{,}16$ mm. Der linear variable Abschwächer (Modellbezeichnung 50G02) der Firma NEWPORT ermöglicht eine stufenlose Regulierung der Intensität des Laserstrahls. Die Lochblende (Radius $R = 0,25$ mm) verbessert zusätzlich die Fokussierbarkeit des Laserstrahls. Zur weiteren Abschwächung der Laserintensität wurde ein Spiegel, mit einem Transmissionskoeffizienten $T = 0,01$ % bei einer Wellenlänge von $\lambda = 900$ nm, im Strahlgang angebracht. Mehrere Komponenten zur Strahlabschwächung wurden benötigt, da die Intensität des Laserstrahls so hoch ist, daß die Signale außerhalb des von den FADCs des OnSiRoCs bearbeitbaren Bereichs liegen. Zusätzlich wurde die Impulslaserdiode bei einer Spannung von 4,6 V betrieben. Dieser Wert liegt unterhalb des von dem Hersteller angegebenen minimalen Spannungswertes von 5 V, siehe Kapitel 4.1.1. Die Fokussierung des Laserstrahls geschah mit einer Gradientenindexlinse Lightpath™ LCX046 (Fokuslänge $F = 43,8$ mm) der Firma NEWPORT. Die einzelnen Optikkomponenten sind auf Halterungen der Firma NEWPORT montiert. Der gesamte Aufbau der Strahlführung befand sich auf einem Meßtisch.
Das Triggersignal wird durch eine Logik an den OnSiRoC und an die Impulslaserdiode weitergegeben, siehe Abbildung 4.2. Nach der Initialisierung der Front-End-Elektronik sendet der OnSiRoC einen NIM-Puls ($Cosmic\,Start$) aus. In einem NIM-TTL Wandler wird ein TTL-Signal zur Triggerung der Impulslaserdiode erzeugt. Der NIM-Puls wird ebenfalls an einen Gate-Generator, der im Latch-Modus betrieben wird, weitergegeben, so daß nach einem eingestellten Delay, ein NIM-Puls ($Cosmic\,Stop$) an den OnSiRoC zurückgesendet wird. Der OnSiRoC sendet ein Signal an den Hybriden, das Schieberegister wird angehalten und es wird der Pipeline-Buffer ausgelesen, in dem

das Signal gespeichert ist.
Eine Variation des Delays zwischen 2,7 und 2,8 μs zeigte, daß das gemessene Lasersignal in diesem Bereich unabhängig von dem eingestellten Wert ist und die Einstellung dieses Delaywertes somit nicht kritisch ist. Das Delay wurde schließlich auf den Wert 2,752 μs eingestellt und blieb während der gesamten Meßdauer unverändert.
Da die Auslese im Labor nicht mit der HERA-Clock synchronisiert werden konnte, kam es zu Timing-Problemen bei der Auslese der Daten. Nach der Initialisierung der Front-End-Elektronik wird ein Pipeline-Bit mit einer Frequenz von 10,4 MHz durch das Schieberegister getaktet. Dadurch schließen und öffnen sich nacheinader alle Schalter der 32 Ereignisse tiefen Pipeline und speichern die Ausgangsspannung des Vorverstärkers in konstanten Zeitabständen. Verläßt das Pipeline-Bit am Ende das Schieberegister, so wird synchron ein neues Bit am Anfang hineingetaktet. Wenn ein Triggersignal das Schieberegister anhält, befindet sich das Pipeline-Bit aufgrund des durch die Verzögerung der Triggerentscheidung bedingten Nachlaufs der Pipeline nicht am triggerauslösenden Ereignis. Diese Zeitverzögerung des Triggerpulses wird wie oben beschrieben mit Hilfe eines Gate-Generators, der im Latch-Modus betrieben wird, eingestellt. Der Delaywert ist nun so gewählt, daß der Triggerpuls die Pipeline drei Taktzyklen vor dem Pipeline-Buffer, in dem das triggerauslösende Ereignis gespeichert ist, anhält. Das Pipeline-Schieberegister wird drei Positionen weitergetaktet. An dieser Position befinden sich die Signale des triggerauslösenden Ereignisses. Stoppt der Triggerpuls das Schieberegister jedoch nach dem letzten Pipeline-Buffer, so müßte das Pipeline-Bit für das Weitertakten des Schieberegisters neu generiert werden. Da die Auslese im Labor nicht mit der HERA-Clock synchronisiert ist, wird die Erzeugung dieses Pipeline-Bits jedoch nicht korrekt durchgeführt, und das Schieberegister taktet nicht weiter. Dies führt dazu, daß die Signale im Pipeline-Buffer Nr. 3 nicht ausgelesen werden. Dieser Auslesefehler wird in Kapitel 4.3 näher untersucht.

4.1.1 Die Impulslaserdiode

Die Impulslaserdiode (Modell iRLS-0210-2002-904) besteht aus einer Laserdiode der Firma EG & G und einer Treiberlogik von LASER COMPONENTS. Die technischen Spezifikationen befinden sich in Tabelle 4.2. Die Impulslaserdiode wird der Klasse 3 B gemäß VDE 0837 zugeordnet. Das Modul ist auf eine nominale optische Ausgangsleistung von 2 Watt ausgerichtet. Die Wellenlänge des Laserlichts beträgt 904 nm. Zum Betrieb des Pulslasermoduls werden nur eine konstante Spannungsversorgung (5 - 15 V) und eine TTL-Triggerquelle benötigt.
In Abbildung 4.3 ist der Absorptionskoeffizient α und die Eindringtiefe $1/\alpha$ in μm des Laserstrahls in Abhängigkeit der Wellenlänge in μm für verschiedene Halbleitermaterialien dargestellt. Für Silizium ergibt sich bei einer Temperatur von 300 K eine Eindringtiefe von ≈ 25 μm für eine Wellenlänge des Laserlichts von 0,904 μm.
Bevor die Siliziumdetektoren untersucht wurden, sind verschiedene Testmessungen an

Laserdiodentyp	SG 2007A
Wellenlänge	904 nm
Spektrale Bandbreite	3,5 nm
optische Ausgangsleistung	2 Watt
Pulslänge (FWHM)	10 ns
optische Emitterfläche	76,2 μm $\times$ 2 μm
Anstiegszeit (10% ... 90%)	$\leq$ 1 ns
Abfallzeit (80% ... 10%)	$\leq$ 18 ns
Wiederholfrequenz	10 kHz für volle Leistung 20 kHz für halbe Leistung
Kontrollspannung	0 ... 5 V
Triggereingang	TTL, negativ
Versorgungsspannung	5 V DC ... 15 V DC
Leistungsaufnahme	100 mW im Ruhezustand 2,5 W volle Last
mech. Abmessungen	47 mm$\times$ 33 mm $\times$ 12 mm
Betriebstemperatur	0 ... + 50^{0}C

Tabelle 4.2: Technische Spezifikationen des Impulslasermoduls iRLS-0210-2002-904.

der Impulslaserdiode durchgeführt worden. Die freundliche Unterstützung des Instituts für Laser-Physik der Universität Hamburg ermöglichte es, die Intensitätsverteilung des Laserstrahls mit einer CCD-Kamera aufzunehmen. Um den Intensitätsverlauf zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.4 der Laserstrahl aus zwei verschiedenen Richtungen gezeigt. Es ist zu erkennen, daß die Struktur des Laserstrahls von dem gewünschten gaußförmigen Verlauf leicht abweicht. Diese Abweichungen resultieren aus Linsenfehlern und Verschmutzungen der Strahlführungsoptik. Zur Eichung dieser Messung wurde ebenfalls eine Abbildung eines Rasters, auf dem Teilstriche in einem Abstand von 1 μm eingetragen waren, aufgenommen. Eine Überlagerung dieses Rasters mit der Abbildung des Laserstrahls ermöglicht die Bestimmung des Umrechnungsfaktors für die x- und y-Koordinate. Dieser Faktor ergibt sich zu 0,345 μm/Pixel und ermöglicht eine Abschätzung der Ausdehnung des Strahls. Die Ausdehnung des Strahls wird über den Abfall bis zu 36,8 % ($1/e$) des Maximalwertes definiert und ergibt sich zu $33,3\,\mu\text{m}\times 18,3\,\mu\text{m}$.
Die Impulslaserdiode wurde während den Untersuchungen an den Siliziumdetektoren mit einer Frequenz von 2-3 Hz[2] und einer Spannung von 4,6 V betrieben, da bei höherer Spannung die Intensität des Laserstrahls so stark ansteigt, daß eine ausreichende Abschwächung des Laserstrahls mit den optischen Instrumenten nicht mehr möglich ist. Da diese Werte unterhalb den von der Firma EG & G angegebenen mini-

[2]Diese Frequenz wird durch die Geschwindigkeit des Ausleseprogramms gegeben.

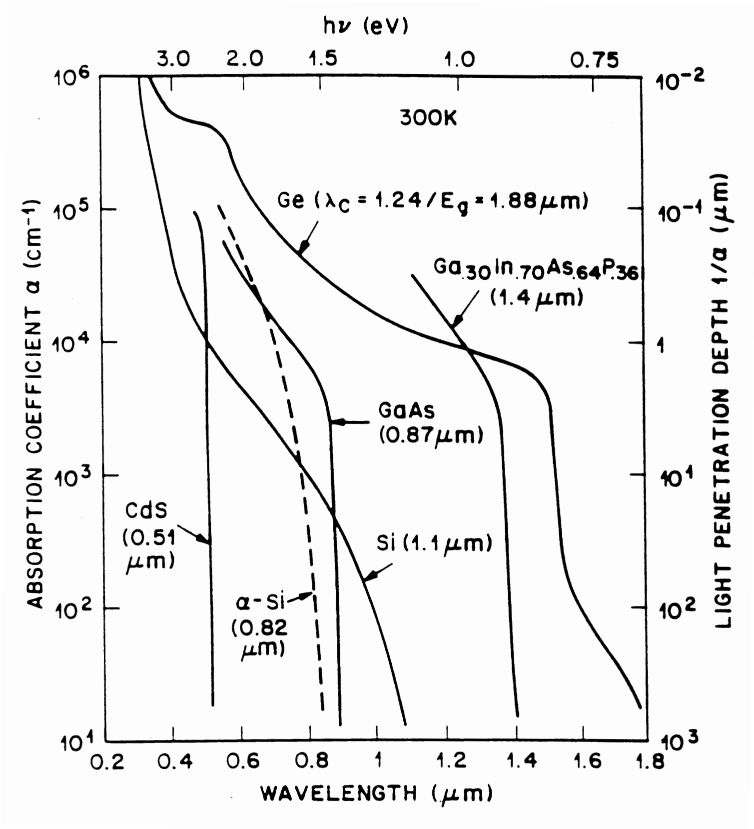


Abbildung 4.3: Absorptionskoeffizient α und Eindringtiefe $1/\alpha$ in μm des Laserstrahls in Abhängigkeit der Wellenlänge in μm für verschiedene Halbleitermaterialien.

malen Frequenz- und Spannungswerten[3] liegen, mußte die Effizienz des Lasermoduls überprüft werden. Diese Effizienzbestimmung der Impulslaserdiode wurde mit Hilfe einer Photodiode, deren Schaltung in Abbildung 4.5 aufgetragen ist, durchgeführt. Bei der Photodiode handelt es sich um einen Siliziumphotodetektor der BPX65 Serie von SIEMENS. Die sensitive Fläche beträgt 1 mm^2 und die maximale Photosensitivität wird bei einer Wellenlänge von 850 nm erreicht. Über einen Widerstand R von 100 Ω wurde eine Spannung von 20 V an die Anode der Photodiode angelegt, die Kathode war geerdet. Der Laserstrahl wurde mit Hilfe eines Spiegels auf die sensitive Fläche der Photodiode gelenkt und erzeugte einen Spannungspuls, der auf einem Oszilloskop dargestellt wurde, siehe Abbildung 4.6. Da das Timing bei dieser Messung sehr wichtig war, mußte eine möglichst realistische Auslesefrequenz (2-3 Hz) simuliert werden. Zu diesem Zweck wurde eine Triggerlogik aufgebaut. Ein Puls-Generator sendet NIM-Pulse mit einer Frequenz von $\approx$ 10 kHz an einen Gate-Generator, dessen

[3] Die Triggerfrequenz für volle Leistung beträgt 10 kHz und der minimale Spannungswert 5 V.

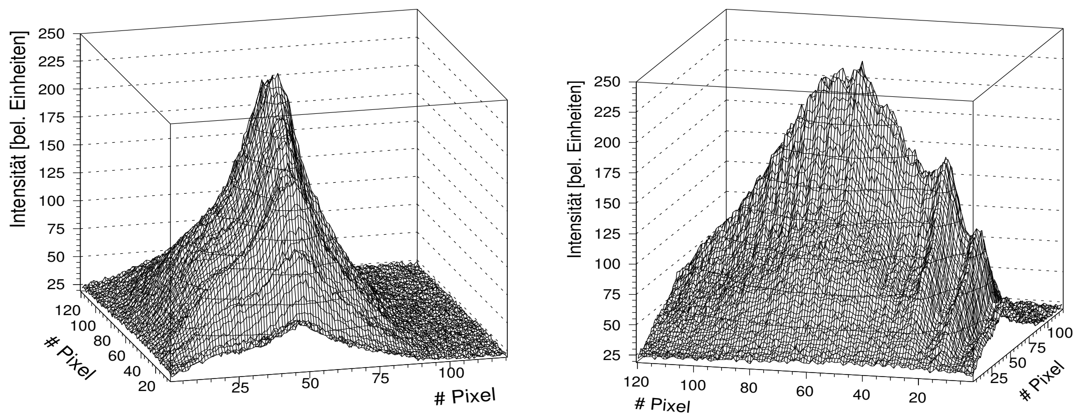


Abbildung 4.4: Intensitätsverteilung des Laserstrahls. Der Umrechnungsfaktor für die x- und y-Koordinate beträgt 0,345 μm/Pixel.

Gate jedoch geschlossen ist. Sendet der OnSiRoC einen *Cosmic Start* Puls[4] an den Gate-Generator, so wird das Gate geöffnet und jeweils ein Triggerpuls an die Impulslaserdiode und das Oszilloskop gegeben. In Abbildung 4.6 ist ebenfalls der Verlauf des Signals des Gate-Generators zu erkennen. Es wurden drei Messungen mit jeweils 1000 Ereignissen aufgenommen.
In Abbildung 4.6 ist ein Puls der Photodiode aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Puls aus einer Überlagerung mehrerer Schwingungen besteht. Dies erforderte die Anwendung einer Diskriminatorschwelle um zu verhindern, daß ein Puls mehrfach von der NIM-Zählereinheit gezählt wird. Die Anzahl der Triggerpulse wurden ebenfalls mit einer NIM-Zählereinheit bestimmt. In den drei Messungen wurden jeweils verschiedene Spannungen an die Impulslaserdiode angelegt. Die Resultate dieser Messungen sind in Tabelle 4.3 eingetragen. Die Effizienz ist als Quotient der Anzahl der Photodiodenpulse und der Triggerpulse definiert.
Die Resultate zeigen, daß die Impulslaserdiode ab einer Spannung von 3,5 V mit einer Effizienz von 1 arbeitet. Da bei den Untersuchungen an den Siliziumdetektoren die Spannung an der Laserdiode 4,6 V betrug, kann die Effizienz der Impulslaserdiode in der folgenden Analyse zu 1 festgesetzt werden.

[4]Im Laboraufbau sendet der OnSiRoC einen *Cosmic Start* Puls, wenn die Initialisierung der Front-End-Elektronik abgeschlossen ist und der Datennahmezyklus begonnen hat.

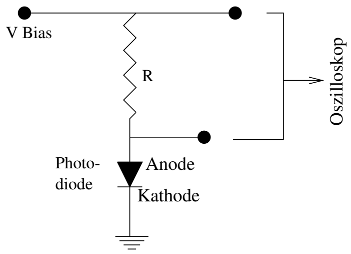


Abbildung 4.5: Schema der Photodiodenschaltung.

V_{Laser}	# Triggerpulse	# Diodenpulse	Effizienz
3,0 V	1000	930	0,93
3,5 V	1000	1000	1
3,6 V	1000	1000	1
4,0 V	1000	1000	1
4,6 V	1000	1000	1

Tabelle 4.3: Resultate der Messungen mit der Photodiode.

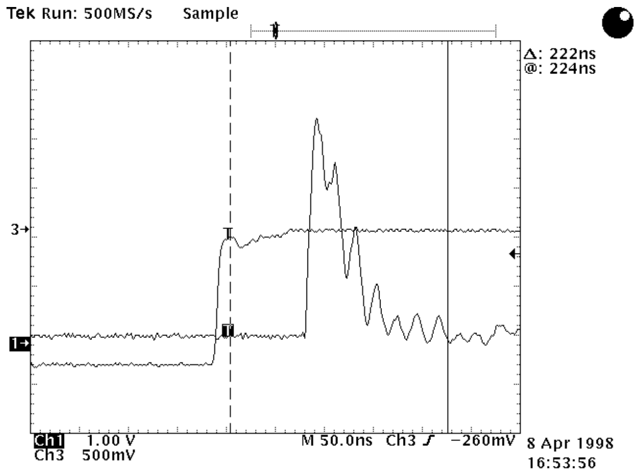


Abbildung 4.6: Oszilloskopdarstellung eines Photodiodenpulses und des Gateverlaufs.

4.2 Methodik der Datenanalyse

Der Hybrid liefert für jedes Ereignis die analoge Signalamplitude jedes Streifens. Zusätzlich speichert der OnSiRoC in seinem Rohdatenspeicher die Nummer des ausgelesenen Pipeline-Buffers. Die Rohdaten werden von den 12-Bit-FADCs des OnSiRoC digitalisiert, d.h. die Amplitude des analogen Signals eines Streifens wird von den 4096 FADC-Kanälen wiedergegeben. Danach werden die digitalisierten Daten von dem Apple Macintosh Quadra 650 aus dem Rohdatenspeicher des OnSiRoC ausgelesen und auf einer Festplatte gespeichert. Ebenfalls gespeichert werden die Spannungs- und Stromwerte, die das C.A.E.N. Sy127 Modul liefert, das über die A200-Karte von dem Quadra 650 gesteuert wird. Die Spannungs- und Stromwerte werden von dem C.A.E.N. Modul in der Einheit $\frac{1}{10}V$ und $\frac{1}{10}\mu$A geliefert.
Bevor eine Trefferidentifikation durchgeführt werden kann, muß der Offset der Signale abgezogen und das Rauschen der Ausleseelektronik sowie des Siliziumdetektors bestimmt werden. Die gemessene Amplitude eines Auslesestreifens kann in vier Anteile zerlegt werden: dem Signal, dem Rauschuntergrund und den systematischen Abweichungen Pedestal und Common Mode. Das Pedestal und der Common Mode werden durch Mittelung der Rohdaten bestimmt. Das Rauschen wird schließlich als die Standardabweichung des Pedestals von dem Mittelwert definiert.

1. Common Mode

   Kurzzeitige Schwankungen in der Depletierungsspannung der Siliziumdetektoren verursachen unterschiedliche Leckströme zwischen aufeinanderfolgenden Ereignissen. Zusätzlich führen Schwankungen in der Versorgungsspannung der Vorverstärker zu Variationen in der Verstärkung. Aus beiden Effekten resultiert eine gemeinsame Verschiebung der Amplituden aller Auslesekanäle (Common Mode). Da diese Offsetschwankungen Treffer vortäuschen können, ermöglicht die Subtraktion des Common Modes von den Rohdaten erst eine korrekte Trefferidentifikation. Der Common Mode C^k berechnet sich für jedes Ereignis k aus den über alle Streifen i gemittelten Signalen y_i^k:

   $$C^k = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} y_i^k,$$

   wobei m die Anzahl der Streifen angibt. Üblicherweise beträgt die Anzahl m der Streifen 640, jedoch kann es passieren, daß die Signale ober- bzw. unterhalb des von den FADCs des OnSiRoCs[5] bearbeitbaren Bereichs liegen. In diesen Fällen spricht man von Overflow bzw. Underflow und diese Streifen werden bei

[5] Der dynamische Eingangsbereich der Signalspannung für den OnSiRoC liegt zwischen 0,0 und 1,0 Volt.

der Common Mode Berechnung nicht berücksichtigt. Der Common Mode kann ebenfalls für die einzelnen APCs j separat bestimmt werden:

$$C^k_{j(i)} = \frac{1}{m_j} \sum_{i=1}^{m_j} y^k_i \quad j{=}[1{,}5],$$

wobei j den APC[6], m_j die Anzahl der Streifen pro APC und y^k_i die Anzahl der FADC-Kanäle pro Streifen i für das Ereignis k angibt.

Zusätzlich darf für die Analyse der Laserteststanddaten, das Lasersignal bei der Berechnung des Common Modes nicht berücksichtigt werden, da das Lasersignal zu groß[7] ist. In dem Laserteststand wurden auf jeden Streifen des Siliziumdetektors 40 Laserpulse abgegeben, somit kann aus der Ereignisnummer die Position des Laserstrahls relativ zum Detektor ausgerechnet werden. Man definiert nun ein Fenster einer Breite von 5 Streifen und schneidet diesen Bereich um den Laserstrahl aus. Somit erreicht man, daß das Lasersignal nicht in die Berechnung des Common Modes eingeht.

2. Pedestal

Die individuellen Leckströme der Auslesestreifen verursachen bei direkt gekoppelten Detektoren den Hauptbeitrag zum systematischen Untergrund der Signalamplituden (Pedestal). Da die Leckströme nur sehr langsam im Vergleich zur Auslesefrequenz variieren, ist es möglich diesen Untergrund aus vielen Ereignissen zu bestimmen. Somit wird bei der Berechnung des Pedestals über eine große Anzahl von Ereignissen gemittelt, während der Common Mode für jedes Ereignis einzeln bestimmt werden muß. Das Pedestal P_i für den Streifen i berechnet sich aus den über die Anzahl n der Ereignisse gemittelten Common Mode subtrahierten Daten:

$$P_i = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^{n} \left(y^k_i - C^k_{j(i)} \right) \quad j{=}[1{,}5] \;\; k{=}[1{,}\mathrm{n}] \;\; i{=}[1{,}640].$$

Da die Kapazitäten in den Pipeline-Buffern leicht variieren, kann der Offset für die einzelnen Pipeline-Buffern verschieden sein. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird das Pedestal für die einzelnen Pipeline Buffer l separat dargestellt:

$$P_i(l) = \frac{1}{n_l} \sum_{k=1}^{n} \left(y^k_i - C^k_{j(i)} \right) \quad l{=}[0{,}31] \;\; k{=}[1{,}\mathrm{n}],$$

[6]Jedem Streifen i ist ein APC $j(i)$ eindeutig zugeordnet.

[7]Das Signal des Lasers beträgt üblicherweise mehr als 1200 FADC-Kanäle. Würde dieses Signal in die Common Mode Berechnung mit eingehen, so wäre der Wert des Common Modes um durchschnittlich 10 FADC Kanäle verringert.

mit n_l der Anzahl der Ereignisse im Pipeline-Buffer l und y_i^k die Amplitude des Signals im Pipeline-Buffer l.

Bei den Laserteststanddaten erfolgte die Berechnung des Pedestals unter leicht abgewandelter Form. Die Energiedeposition des Laserstrahls im Detektor führt zu einem kurzzeitigen Spannungsabfall an den Vorverstärkern des APCs, der die getroffenen Streifen ausliest. Dieser Spannungsabfall verursacht ein erhöhtes Rauschen. Da, wie schon oben erwähnt, die Position des Laserstrahls einfach aus der Ereignisnummer errechnet werden kann, ist es möglich das Pedestal für den APC, der die Auslese des getroffenen Streifens regelt, nicht zu berechnen und somit eine konsistente Bestimmung des Rauschens zu gewährleisten.

3. Rauschen

   Siliziumstreifendetektoren werden mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen. Die Äquivalenzrauschladung ENC[8] eines solchen Vorverstärkers wird in guter Näherung wie folgt beschrieben:

$$ENC = \alpha_{ENC} + \beta_{ENC} \cdot C_{last},$$

   wobei α_{ENC} und β_{ENC} die spezifischen Konstanten des Vorverstärkers sind und C_{Last} die Kapazität angibt, die sich aus dem Ersatzschaltbild des Streifendetektors ergibt. Somit unterscheiden sich die Rauschamplituden der einzelnen Streifen aufgrund von Inhomogenitäten in den Siliziumdetektoren und in den APCs. Die Pedestal und Common Mode subtrahierten Rohdatenamplituden S_i^k sind entsprechend ihrem Rauschen N_i um die Nullage verteilt. Die Rauschamplitude für die einzelnen Streifen i berechnet sich wie folgt:

$$S_i^k = y_i^k - P_i - C_{j(i)}^k,$$

$$N_i = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^{n} (S_i^k - \langle S_i \rangle)^2},$$

   wobei n die Anzahl der Ereignisse angibt. Berücksichtigt man noch die Pipeline-Buffer Abhängigkeit des Pedestals so folgt:

$$S_i^k(l) = y_i^k - P_i(l) - C_{j(i)}^k,$$

$$N_i(l) = \sqrt{\frac{1}{n_l-1} \sum_{k=1}^{n} (S_i^k(l) - \langle S_i(l) \rangle)^2} \quad l=[1,32],$$

[8] **E**quivalent **N**oise **C**harge

mit n_l die Anzahl der Ereignisse im Pipeline-Buffer l. $\langle S_i \rangle$ bzw. $\langle S_i(l) \rangle$ beschreiben die über alle Ereignisse gemittelten Signale S_i^k bzw. $S_i^k(l)$.

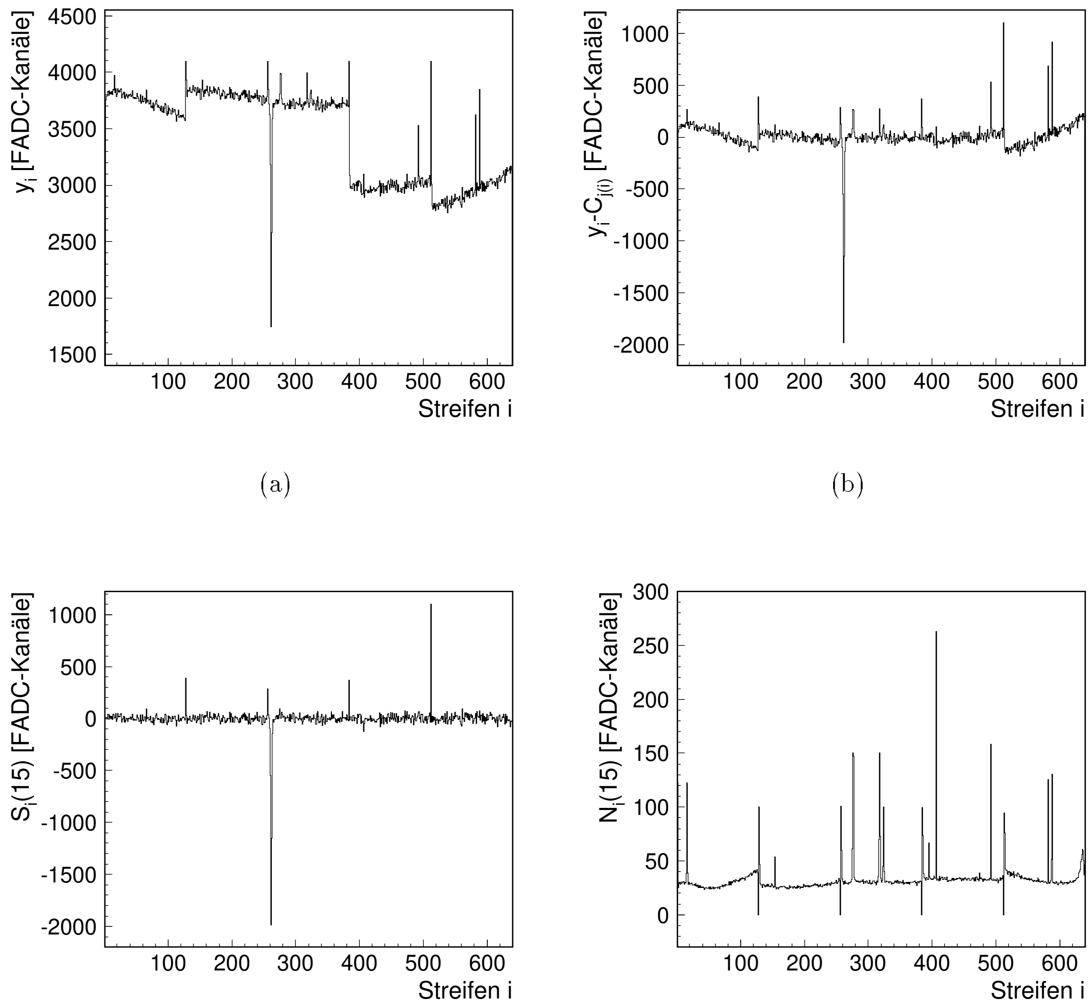
In Abbildung 4.7 sind beispielhaft die einzelnen Schritte für die Daten eines Ereignis des Detektor Nr. 13 aufgetragen. Die Rohdaten sind in FADC-Kanälen für jeden Streifen in Abbildung (a) eingetragen. Das Signal des Laserpulses zeigt eine negative Amplitude und ist bei Streifen Nr. 260 zu erkennen. Die Struktur des Offsets ist für jeden APC verschieden. In (b) ist der Common Mode von den Rohdaten subtrahiert. Die Daten liegen jetzt um den Nullpunkt verteilt, eine erkennbare Struktur der Daten ist jedoch immer noch vorhanden. Subtrahiert man nun noch das Signal und das Pedestal, siehe (c), so ist kein Offset mehr zu erkennen, nur noch das Rauschen der einzelnen Streifen. Die Rauschamplitude der einzelnen Auslesestreifen ist in (d) gezeigt. Deutlich zu erkennen sind die erhöhten Rauschwerte bei vereinzelten Streifen. Dieses Verhalten ist auf eine fehlerhafte Prozessierung dieser Kanäle zurückzuführen.

4. Die Trefferidentifikation

   Wie man in Abbildung 4.7 erkennen kann, hinterläßt der Laserstrahl ein charakteristisches Signal. Nach der Pedestal und Common Mode Subtraktion werden die Einträge der einzelnen Streifen mit einem Schnittparameter verglichen. Üblicherweise wird dieser Schnittparameter $T_i(l)$ als ein Vielfaches des Rauschens $N_i(l)$ für den Streifen i definiert, z.B. $T_i(l) = 4 \times N_i(l)$. Subtrahiert man nun diesen Schnittparameter von den Signalen für die einzelnen Streifen so ist deutlich zu erkennen, daß nur noch die vom Laserstrahl getroffenen Streifen eine negative Amplitude zeigen, siehe Abbildung 4.8.

   Die Treffersuche geschieht nach einem einfachen Muster. Ein Streifen wurde getroffen, wenn die Differenz des Common Mode und Pedestal subtrahierten Signals und dem Schnittparameter negativ ist. Ist nun das Signal des benachbarten Streifens ebenfalls negativ[9], so werden beide Streifen zu einem Cluster zusammengefügt, usw . Das Ende eines Clusters ist erreicht, wenn die Amplitude des nächsten Streifens positiv ist. Die Funktionalität dieses Programms wurde mit einem Datensatz überprüft, bei dem nur das Rauschen der Elektronik und des Siliziumdetektors aufgenommen wurde. In den 2000 Ereignissen dieses Datensatzes wurde kein Treffer identifiziert. In Abbildung 4.9 (a) ist die Anzahl der Treffer pro Ereignis eingetragen. Im Mittel ergeben sich 1,116 Treffer pro Ereignis. 13 % der Ereignisse zeigen mehr als einen rekonstruierten Treffer. Dieser Effekt entsteht dadurch, daß, wenn das Lasersignal auf einen ineffizienten Streifen trifft, das Programm zur Trefferidentifikation links und rechts dieses ineffizienten Streifens jeweils einen Treffer erkennt.

[9] Diffusion und kapazitive Kopplung führen dazu, daß die von dem Laserstrahl deponierte Energie auf mehrere Streifen verteilt wird.



(a) (b)

(c) (d)

Abbildung 4.7: Abbildung (a) zeigt die Rohdaten y_i^k, Abbildung (b) die Common Mode subtrahierten Daten $y_i^k - C_{j(i)}^k$ und Abbildung (c) die Common Mode und Pedestal subtrahierten Daten $y_i^k - C_{j(i)}^k - P_i(l)$ für ein Ereignis. Deutlich zu erkennen ist das Lasersignal bei Streifen Nr. 260. In Abbildung (d) ist das Rauschverhalten $N_i(l)$ der einzelnen Streifen aufgetragen.

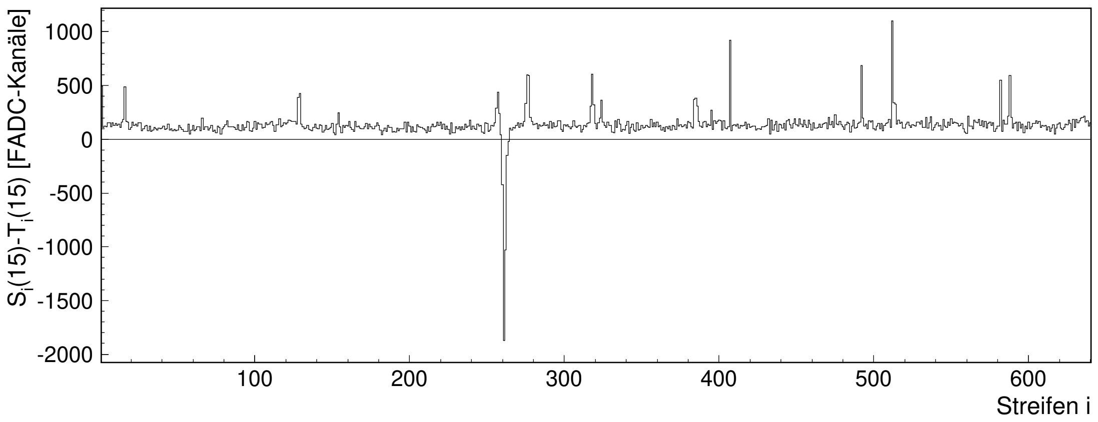


Abbildung 4.8: Die Differenz der Pedestal und Common Mode subtrahierten Daten und des Schnittparameters ist aufgetragen. Der Schnittparameter wurde zu $T_i(l) = 4 \times N_i(l)$ gesetzt.

Die Treffergröße w, definiert als die Anzahl der getroffenen Streifen pro Cluster, ergibt sich in dem Beispiel von Abbildung 4.8 zu fünf Streifen. Die Trefferposition x_h ergibt sich aus dem Quotienten der gewichteten Streifenpositionen i und der Treffergröße w:

$$x_h = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_1+w} S_i^k(l) i}{w} \quad ,$$

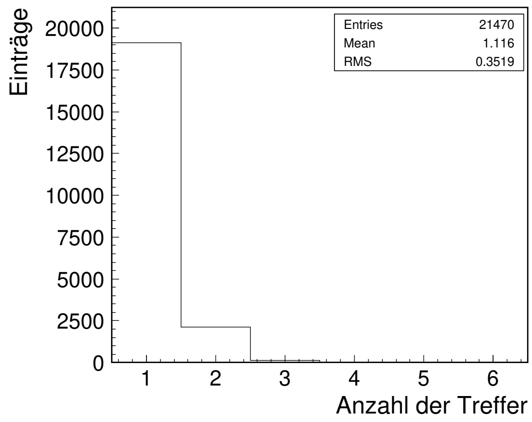
wobei i_1 den ersten getroffenen Streifen angibt. Als Gewicht werden die Common Mode und Pedestal subtrahierten Signale $S_i^k(l)$ der einzelnen Streifen benutzt. Abbildung 4.9 (b) zeigt die Verteilung der Treffergröße, die aus dem Datensatz für Detektor Nr. 13 bestimmt wurde. Der Mittelwert der Treffergröße beträgt 4,69 Streifen.

Man definiert nun das sogenannte "Signal/Rauschen Verhältnis" S/N:

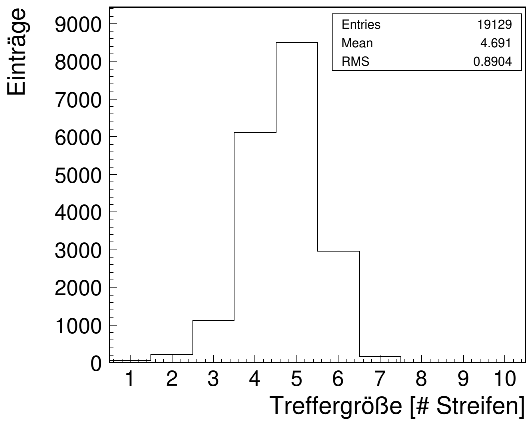
$$S/N = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_1+w} S_i^k(l)}{\frac{1}{w}\sum_{i=i_1}^{i_1+w} N_i(l)},$$

wobei w die Clusterbreite, i_1 den ersten getroffenen Streifen, l den Pipeline-Buffer und $S_i^k(l)$ das Common Mode und Pedestal subtrahierte Signal sowie $N_i(l)$ das Rauschen des Streifens i beschreiben.

Die Effizienz und die Anzahl fehlidentifizierter Treffer hängt stark von dem Schnittparameter ab. Ein zu niedriger Wert des Schnittparameters, z.B. $T_i(l) = 2 \times N_i(l)$, führt zu einer hohen Effizienz, jedoch ebenso zu einer hohen Anzahl



(a)



(b)

Abbildung 4.9: Abbildung (a) zeigt die Anzahl der Treffer pro Ereignis und Abbildung (b) die Verteilung der Treffergröße.

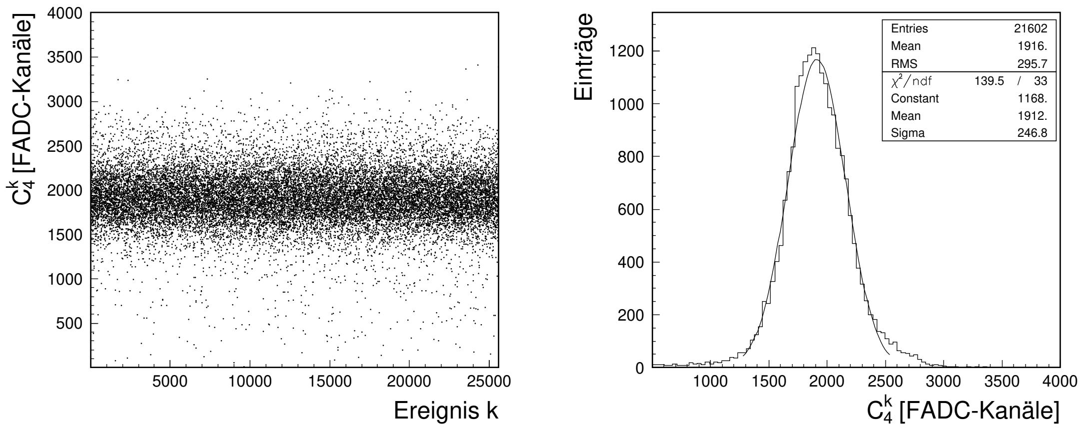
fehlidentifizierter Treffer. Fordert man einen hohen Wert für diesen Schnittparameter (z.B. $T_i(l) = 10 \times N_i(l)$), so erhält man eine niedrige Effizienz, jedoch eine gute Unterdrückung von Rekonstruktionsfehlern. In der Analyse der Laserteststanddaten ist die Einstellung dieses Parameters nicht kritisch, da das Lasersignal sehr groß ist und somit ein hoher Wert gefordert werden kann. Das Signal, das ein Elektron hinterläßt, ist jedoch viel kleiner und somit ist die Einstellung dieses Parameters viel kritischer.

4.3 Analyse der Laserteststanddaten

Die 22 zur Verfügung stehenden Siliziumdetektoren wurden im April 1998 mit Hilfe eines Laserteststandes auf ihre Funktionalität überprüft. Auf jeden Streifen des Detektors wurden 40 Laserpulse gegeben und anschließend wurde der nächste Streifen in den Strahlgang gebracht. Somit wurden pro Detektor insgesamt 25600 Ereignisse aufgenommen.

- Der Common Mode C_j^k

  Die Berechnung des Common Modes erfolgt, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, für jedes Ereignis und für die einzelnen APCs eines Detektors. In Abbildung 4.10 (a) ist der Common Mode des vierten APCs des Detektor Nr. 37 als Funktion der Ereignisnummer, d.h. als Funktion der Zeit, dargestellt. Es wurden nur die



(a) (b)

Abbildung 4.10: Abbildung (a) zeigt den Common Mode C_4^k als Funktion der Ereignisnummer k. Die Common Mode Verteilung für den vierten APC des Detektor Nr. 37 ist in (b) aufgetragen. Eine Gaußkurve wurde an die Verteilung angepaßt.

Ereignisse berücksichtigt, die nicht in den ersten fünf Pipeline-Buffern[10] gespeichert waren. Der Datensatz enthält somit insgesamt 21602 Ereignisse und die Dauer der Messung belief sich auf ca. zwei Stunden. Diese Abbildung zeigt, daß sich der Common Mode innerhalb dieser zwei Stunden nicht aufgrund erhöhter Temperatur der Ausleseelektronik veränderte. Ebenfalls aufgetragen ist die Verteilung des Common Modes des vierten APCs, siehe (b). Deutlich zu erkennen ist der zu erwartende gaußförmige Verlauf. An die Verteilung wurde eine Gaußkurve angepaßt.

In Abbildung 4.11 (a) sind die Rohdaten zweier benachbarter Streifen gegeneinander aufgetragen. Die Rohdaten der Streifen 500 und 501 zeigen eine deutliche Korrelation. Da sich die Common Mode Schwankungen auf alle 128 Streifen eines APCs gleich auswirken, erstreckt sich diese Korrelation über den gesamten APC. In Abbildung (b) ist zu erkennen, daß nach der Subtraktion des Common Modes diese Korrelation jedoch verschwindet. Pedestal und Rauschen zeigen keine Korrelation zwischen benachbarten Streifen. Die Werte, die in beiden Abbildungen von dem erwarteten Verhalten abweichen, entstehen dadurch, daß der Laserstrahl in diesen Ereignissen auf den Streifen Nr. 500 bzw. 501 getroffen ist. Das Lasersignal führt dazu, daß sich die Amplituden der Rohdaten für diese

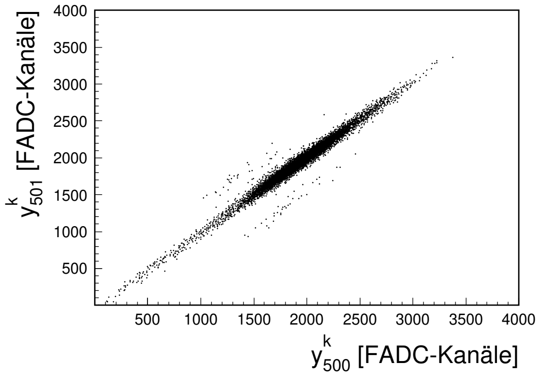
[10] Das Pedestal dieser fünf Pipeline-Buffer weicht von zu erwartenden Verhalten stark ab, siehe Abbildung 4.14.

Ereignisse verändern. Es resultiert eine Abweichung von dem Verhalten, das auftritt, ohne daß die Streifen Nr. 500 bzw. 501 von dem Laserstrahl getroffen werden.

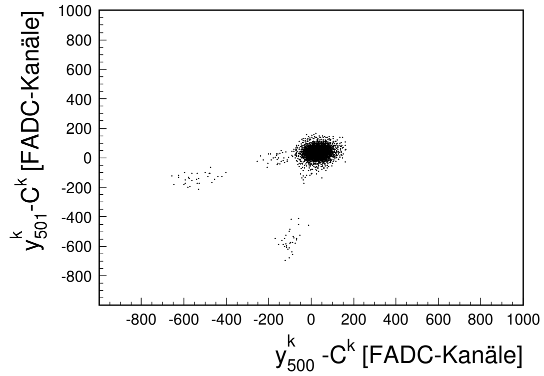
In Abbildung 4.11 (c) ist die Variation der Rohdaten als Funktion der Ereignisnummer, d.h. der Zeit, für die Streifen Nr. 200 und Nr. 600 des Detektors Nr. 36 aufgetragen. Aufgrund der besseren Übersicht wurden die Rohdaten des Streifen Nr. 200 um jeweils 1000 FADC-Kanäle nach oben geschoben. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine Korrelation nicht nur zwischen benachbarten Streifen eines gleichen APCs besteht, sondern daß sich die Korrelation auf verschiedene APCs erstreckt. Dieses korrelierte Verhalten der Rohdaten ensteht aus zwei Ursachen: Die Depletierungsspannung V_{bias} wird an den gesamten Detektor angelegt und somit werden Spannungsschwankungen an jeden Streifen weitergegeben. Zusätzlich werden alle Vorverstärker bzw. alle Operationsverstärker auf den Hybriden von den Versorgungsspannungen V_{ana} bzw. V_{dig} gespeist, die ebenfalls Schwankungen unterliegen. Diese Abbildung verdeutlicht, daß die Spannungschwankungen gleichzeitig für beide APCs auftreten. In Abbildung 4.11 (d) ist die Differenz des Common Modes für die APCs Nr. 2 und Nr. 5 für 1664 Ereignisse gezeigt. An die Verteilung ist eine Gaußkurve angepaßt. Wenn die Common Mode Schwankungen für beide APCs gleich groß wären, würde man eine schmale Verteilung erkennen. Dies ist jedoch nicht der Fall, da die Common Mode Schwankungen für verschiedene APCs zwar gleichzeitig auftreten jedoch unterschiedlich stark sind, wie man an der breiten Verteilung in Abbildung 4.11 (d) erkennen kann. An die Verteilung wurde eine Gaußkurve angepaßt, deren Breite 14,48 FADC-Kanäle beträgt. Diese unterschiedlich starken Common Mode Schwankungen für die einzelnen APCs sind darauf zurückzuführen, daß jeder APC seine eigenen Vorverstärker und Operationsverstärker besitzt. Die Verstärkung dieser Bauelemente variiert jedoch von APC zu APC. Um diese unterschiedlichen Schwankungen des Common Modes zu berücksichtigen, muß die Berechnung des Common Modes für jeden APC einzeln durchgeführt werden.

- Das Pedestal $P_i(l)$ und Rauschen $N_i(l)$

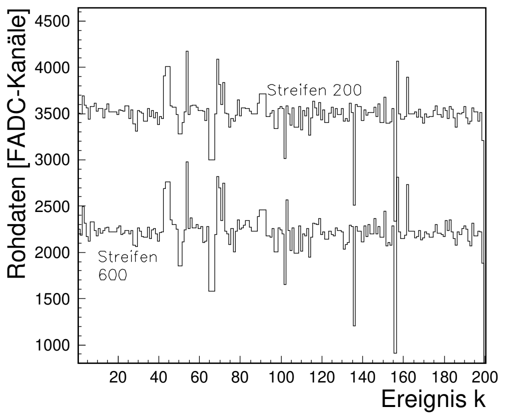
Das Pedestal wurde jeweils aus den kompletten Datensätzen, i.A. 25600 Ereignisse, berechnet. Da diese Ereignisse über die 32 Pipeline-Buffer statistisch gleichverteilt sind, ergeben sich ca. 800 Ereignisse pro Pipeline-Buffer, aus denen der Pedestalverlauf bestimmt wurde. Um die oben beschriebenen Effekte zu vermeiden wird das Pedestal nicht für den APC berechnet, der die Streifen ausliest, die von dem Laserstrahl getroffen wurden, . In Abbildung 4.12 (a) ist das Pedestal $P_i(15)$ des Pipeline-Buffers Nr. 15 des Detektors Nr. 24 gezeigt. Die Grenzen der einzelnen APCs bei den Streifen (128, 256, 384, 512 und 640) sind zu erkennen. Das Rauschen $N_i(15)$ ist in Abbildung 4.12 (b) gezeigt. Deutlich zu erkennen sind die jeweils letzten Streifen der einzelnen APCs, die kein Rau-



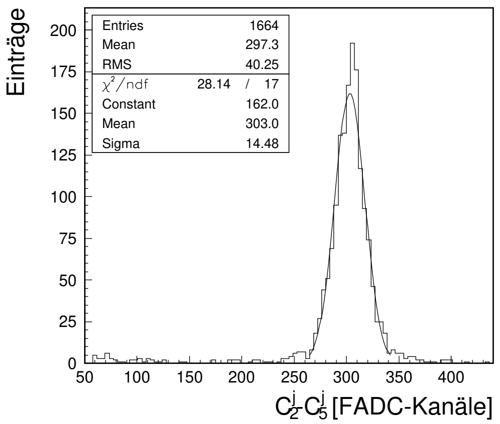
(a)



(b)

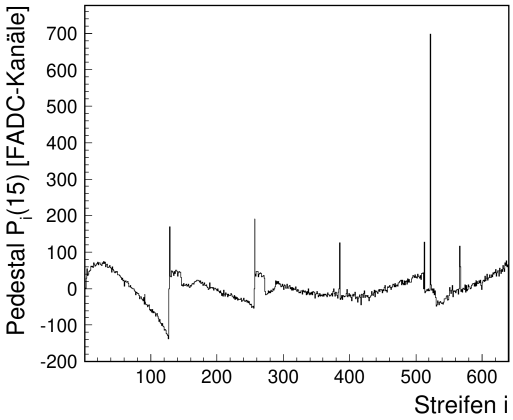


(c)

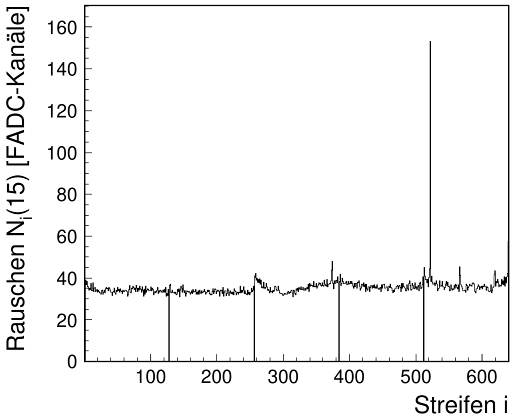


(d)

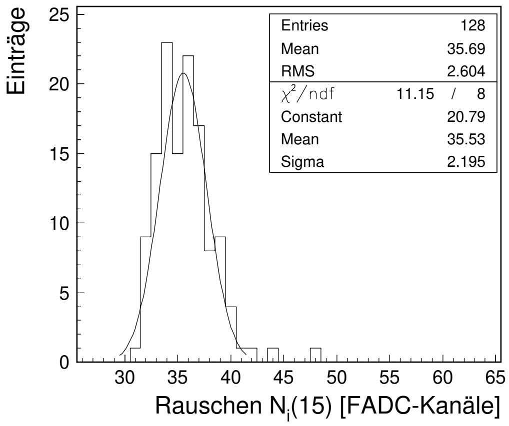
Abbildung 4.11: Abbildung (a) bzw. (b) zeigt die Rohdaten y^k_{500} und y^k_{501} zweier benachbarter Streifen vor bzw. nach der Common Mode Subtraktion. In (c) sind die Rohdaten der Streifen Nr. 200 und Nr. 600 des Detektors Nr. 36 über 200 Ereignisse aufgetragen. Aufgrund der besseren Übersicht wurden die Rohdaten des Streifen Nr. 200 um jeweils 1000 FADC-Kanäle nach oben geschoben. (d) gibt die Verteilung der Differenz des Common Modes der APCs Nr. 2 und Nr. 5 an.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 4.12: Abbildung (a) zeigt das Pedestal $P_i(15)$ und (b) das Rauschen $N_i(15)$ für Pipeline-Buffer Nr. 15 des Detektors Nr. 24. Die Verteilung der Rauschwerte des Pipeline-Buffer Nr. 15 für den dritten APC ist in (c) gezeigt.

schen zeigen. Diese Streifen können, aufgrund des in Kapitel 3.7.2 beschriebenen Problems, nicht ausgelesen werden. In Abbildung 4.12 (c) ist die Verteilung des Rauschens des Pipeline-Buffers Nr. 15 für den dritten APC des Detektor Nr. 15 aufgetragen. AN die Daten wurde eine Gaußkurve angepaßt und der Mittelwert des Rauschens beträgt $N_i = 35{,}53$ FADC-Kanäle.

In Kapitel 4.2 wurde beschrieben, daß das Lasersignal bei der Bestimmung des Rauschens aus den Laserteststanddaten nicht berücksichtigt wurde, da das Signal das Rauschverhalten der APCs zu sehr beeinträchtigt. Diese Methode der Rauschberechnung ist jedoch nur möglich, falls die Position des Signals bekannt ist. Somit kann das Rauschen aus den Daten der Messung mit einem Sr^{90}-Präparat (siehe Kapitel 5) nicht auf die gleiche Art bestimmt werden, da der Auftreffpunkt des Elektrons nicht im voraus bekannt ist. Daraus folgt eine unterschiedliche Berechnung des Rauschens bei den einzelnen Messungen. In Abbildung 4.13 ist die Verteilung die Rauschwerte des dritten APCs von Detektor Nr. 36 aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt das Rauschen an, das aus den Daten der Messungen mit dem Sr^{90}-Präparat, berechnet wurde. Die gestrichelte Linie gibt die Rauschwerte an, die aus einer Rauschdatei[11] bestimmt wurden. Die punktierte Linie gibt das Rauschen an, das aus den Laserteststanddaten nach der obigen Methode errechnet wurde. Schließlich gibt die strichpunktierte Linie die Rauschwerte an, die aus den gleichen Laserteststanddaten gewonnen wurden, wobei jedoch das Signal des Lasers in die Berechnung des Rauschens mit einbezogen wurde. Es ist zu erkennen, daß sich das Lasersignal als auch das Signal eines Elektrons stark auf das Rauschverhalten auswirken. Das Rauschen liegt deutlich höher als bei den anderen Berechnungsmethoden. Da das Lasersignal wesentlich größer als das Elektronensignal ist, ist der Einfluß auf die Rauschberechnung stärker. Die Güte der Rauschberechnung, die in Kapitel 4.2 vorgestellt wurde, ist daran zu erkennen, daß die Rauschwerte aus den Laserteststanddaten mit den Werten, die aus der Rauschdatei bestimmt wurden, übereinstimmen, siehe Tabelle 4.4.

Der Pedestalwert in Abhängigkeit des Pipeline-Buffers l ist in Abbildung 4.14 für 22 Detektoren gezeigt. Aufgetragen ist die Abweichung des über $m = 640$ Streifen gemittelten Pedestalwertes $P_{mittel}(l)$ für die einzelnen Pipeline-Buffer von dem Mittelwert über alle Pipeline-Buffer P_{mittel}:

$$\begin{aligned} P_{mittel}(l) &= \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} P_i(l) \quad l = [0, 31], \\ P_{mittel} &= \frac{1}{32}\sum_{i=1}^{32} P_{mittel}(l). \end{aligned}$$

[11]Eine Rauschdatei ist ein Datensatz ohne Lasersignal.

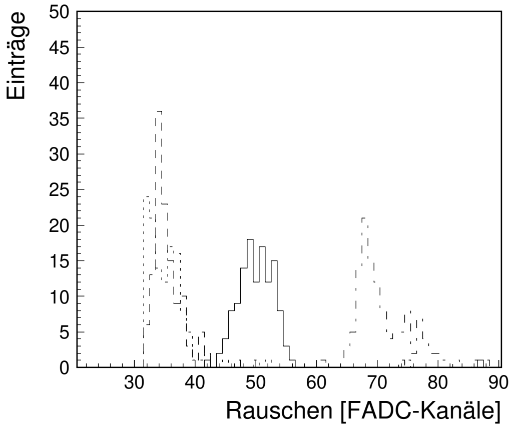


Abbildung 4.13: Verteilung der Rauschwerte für die verschiedenen Methoden der Berechnung des Rauschens. Die durchgezogene Linie berechnet sich aus einer Sr^{90}-Datei, die gestrichelte Linie deutet die Rauschwerte aus einer Rauschdatei an, die punktierte Linie gibt das Rauschen aus den Laserteststanddaten an, ohne daß das Lasersignal in die Berechnung mit eingegangen ist und die strichpunktierte Linie zeigt das Rauschen an, das sich aus den Lasertestestanddaten ergibt, falls das Lasersignal in die Berechnung eingeht.

Datensatz	Bemerkung	# Ereignisse	Rauschen $\langle N \rangle$ [FADC-Kanäle]
Sr^{90}-Datei		10000	51,92 $\pm$ 2,779
Rauschdatei		1000	36,30 $\pm$ 3,347
Laserdatei	ohne Lasersignal	25600	39,31 $\pm$ 4,799
Laserdatei	mit Lasersignal	25600	75,00 $\pm$ 5,449

Tabelle 4.4: Berechnung der Rauschmittelwerte $\langle N \rangle$ des dritten APCs von Detektor Nr. 36 nach verschiedenen Methoden.

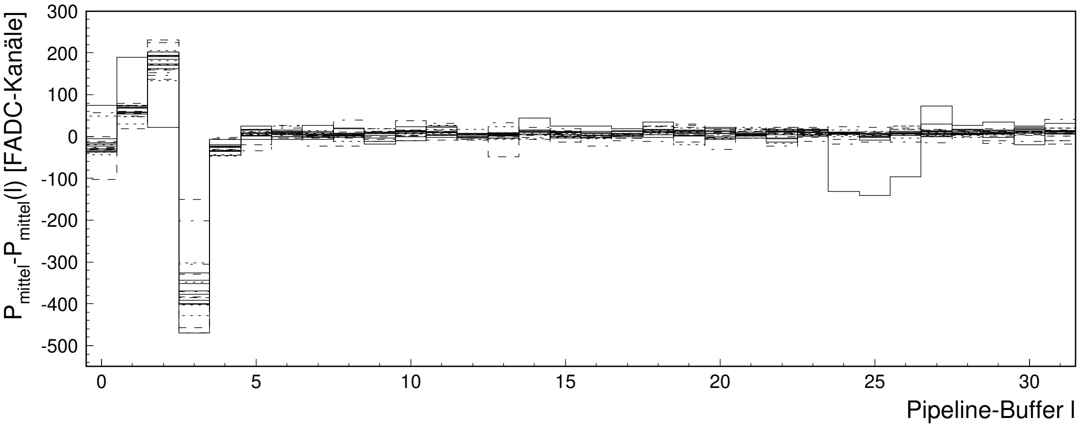


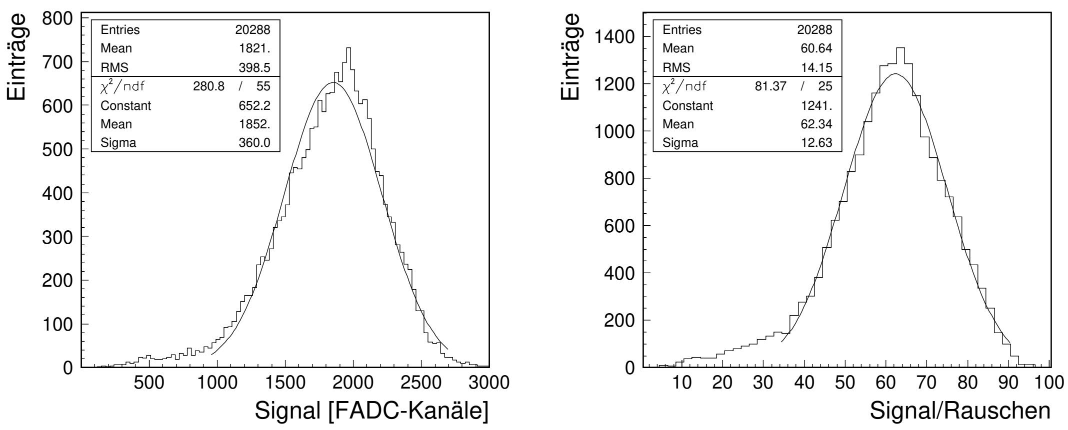
Abbildung 4.14: Pipeline-Buffer Abhängigkeit des Pedestals für 22 Detektoren.

Die Abweichungen von der zu erwartenden Linie $P_{mittel} - P_{mittel}(k) = 0$ treten hauptsächlich bei den ersten fünf Pipeline-Buffern auf. Alle 22 Detektoren zeigen die stärkste Abweichung bei dem Pipeline-Buffer Nr. 3 auf. Dies ist auf den, in Kapitel 4.1 dargestellten, Auslesefehler zurückzuführen. In der gesamten Analyse wurden nur die Daten behandelt, die nicht in den ersten fünf Pipeline-Buffern gespeichert waren.

Detektor Nr. 37 zeigt deutliche Abweichungen bei den Pipeline-Buffern Nr. 24-27. Diese Abweichungen entstehen dadurch, daß diese Buffer bei dem ersten APC sehr hohe Pedestalwerte besitzen. Da es sich um ein lokales Phänomen handelt, ist dies wahrscheinlich auf eine fehlerhafte Prozessierung der Kapazitäten in diesem Bereich zurückzuführen.

- Signal und Signal/Rauschen Verhältnis

  Die Signalamplitude und das Signal/Rauschen Verhältnis wurden aus den Laserteststanddaten für den Detektor Nr. 15 bestimmt. Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen nur ein rekonstruierter Treffer vorhanden war und die nicht in den ersten fünf Pipeline-Buffern gespeichert waren. In Abbildung 4.15 (a) ist die Verteilung der Signalamplitude aufgetragen. An die Daten wurde eine Gauß-Verteilung angepaßt. Es ergibt sich ein Mittelwert von 1852 FADC-Kanäle. Die breite Verteilung der Signalamplitude ensteht dadurch, daß die Intensität des Laserstrahls starken Schwankungen unterliegt. Zusätzlich kann eine Veränderung der relativen Position des Detektors zum Laserstrahl dazu führen, daß mehr oder weniger Licht von der Metallisierung des Auslesestreifens reflektiert wird und nicht in das Siliziumsubstrat eindringt. In Abbildung 4.15 (b)



(a) (b)

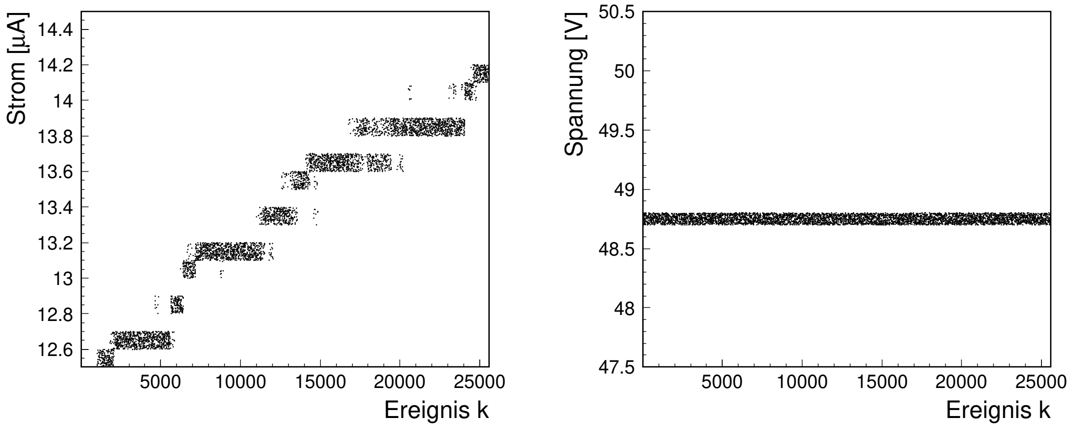
Abbildung 4.15: Abbildung a) zeigt die Verteilung der Signalamplitude und b) die Verteilung des Signal/Rauschen Verhältnis.

ist das Signal/Rauschen Verhältnis gezeigt. An diese Verteilung wurde ebenfalls eine Gauß-Verteilung angepaund es ergab sich ein Mittelwert von 62,34. Dieser Wert ist viel größer als man es für Signale, die von Elektronen erzeugt wurden, erwarten würde, da das Lasersignal um ein Vielfaches größer ist als das Signal eines Elektrons, siehe Kapitel 5 und 6.

- Strom und Spannung

  In Abbildung 4.16 (a) bzw. (b) sind der Verlauf des Leckstromes bzw. der Spannung des Detektors Nr. 22 als Funktion der Ereignisnummer, d.h. als Funktion der Zeit, gezeigt. Die Werte werden von dem C.A.E.N. Crate mit einer Genauigkeit von 1/10 μA bzw. 1/10 V angegeben. Der Strom steigt über die Dauer der Messung an. Er ist ein Maß für die Temperaturerhöhung die durch den Betrieb des Hybriden verursacht wird. Die Spannung, die von dem C.A.E.N. Sy127 Modul erzeugt wird, zeigt einen stabilen Verlauf während der zwei Stunden andauernden Messung.

  Üblicherweise beträgt der Leckstrom eines Siliziumdetektors zwischen 2 und 20 μA.In Tabelle 4.5 sind die über jeweils 25600 Ereignisse gemittelten Werte der Leckströme von 22 Detektoren aufgetragen. Einige Detektoren (Nr. 12, 14, 16 und 36) zeigen jedoch deutliche erhöhte Werte mit Leckströmen bis zu 62,2 μA. Dieses Verhalten ist auf eine erhöhte Anzahl von Fehlstellen im Siliziumkristall zurückzuführen. Diese hohen Stromwerte führen dazu, daß einige Vorverstärker im Sättigungsbereich arbeiten und diese Streifen nicht ausgelesen



(a) (b)

Abbildung 4.16: Abbildung (a) zeigt den Verlauf des Leckstromes in μA und (b) den Verlauf der Spannung in V. Die Genauigkeit der von dem C.A.E.N. Crate gelieferten Meßwerte beträgt $\frac{1}{10}$ μA bzw. $\frac{1}{10}$ V.

Detektor Nr.	Leckstrom [μA]	Detektor Nr.	Leckstrom [μA]
12	62,1	26	5,8
13	18,1	27	5,8
14	62,2	32	6,9
15	7,0	33	6,3
16	25,3	34	5,2
17	23,2	36	39,4
19	20,6	37	15.1
22	13,3	38	5,6
23	6,6	40	5,4
24	6,5	41	5,4
25	5,5	42	14,9

Tabelle 4.5: Mittelwerte der Leckströme aller 22 Siliziumdetektoren.

Depletierungs-spannung	# der Einträge	Signal S [FADC-Kanäle]	Signal/Rauschen S/N
20 V	556	1311 $\pm$ 529,9	42,57:1
30 V	536	1367 $\pm$ 523,2	44,33:1
40 V	536	1320 $\pm$ 524,2	42,57:1
50 V	540	1328 $\pm$ 552,9	42,98:1
60 V	545	1313 $\pm$ 538,1	42,43:1

Tabelle 4.6: Variation der Depletierungsspannung.

werden können.

- Die Kontrollmessungen

  Zusätzlich zu den Effizienzmessungen wurden mehrere Kontrollmessungen mit dem Detektor Nr. 36 aufgezeichnet. Diese dienen dazu den Einfluß der Depletierungsspannung sowie der Trefferposition entlang des Streifens auf die Signalamplitude sowie auf das Signal/Rauschen Verhältnis zu überprüfen. Bei den Kontrollmessungen betrug die an der Impulslaserdiode angelegte Spannung 4,6 V und das Delay war auf 2,752 μs eingestellt.

  5 Datensätze mit jeweils 1000 Ereignissen wurden für verschiedene Werte der Depletierungsspannungen im Bereich von 20 V bis 60 V genommen. In Tabelle 4.6 sind verschiedene Werte für diese 5 Datensätze eingetragen. Ereignisse wurden nur berücksichtigt, wenn sie nicht in den ersten fünf Pipeline-Buffern gespeichert waren und wenn nur ein Treffer pro Ereignis rekonstruiert wurde. S bzw. S/N geben die Signalamplitude in FADC-Kanälen bzw. das Signal/Rauschen Verhältnis an. σ_S und $\sigma_{S/N}$ beschreiben die jeweiligen Fehler.

  Die Signalamplitude S zeigt konstante Werte im Rahmen der Fehler. Das Signal/Rauschen Verhältnis zeigt ebenfalls konstante Werte. Es ist somit keine Abhängigkeit dieser Werte von der Depletierungsspannung zu erkennen. Dieses Verhalten ist für Siliziumdetektoren mit einer Depletierungsspannung im Bereich zwischen 20 V und 60 V zu erwarten, denn die Verarmungszone hat bei diesen Werten bereits ihre maximale Ausdehnung erreicht.

  6 Datensätze mit jeweils 1000 Ereignissen wurden für verschiedene Positionen des Laserstrahls entlang eines Streifens bei konstanter Depletierungsspannung von 50 V aufgezeichnet. Der Laserstrahl wurde auf eine Streifenbreite fokussiert und der Detektor relativ zum Laserstrahl in 10 mm Schritten entlang des Streifens bewegt. In Tabelle 4.7 sind verschiedene Werte für die einzelnen Laserpositionen eingetragen. In der ersten Zeile ist der Abstand des Laserstrahls vom APC eingetragen. Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die nicht in den

Position des Lasers [mm]	# der Einträge	Signal S [FADC-Kanäle]	Signal/Rauschen S/N
16	650	$2272 \pm 682{,}2$	72,14:1
26	625	$2567 \pm 812{,}3$	81,54:1
36	627	$3216 \pm 914{,}1$	102,3:1
46	639	$3462 \pm 956{,}4$	109,9:1
56	648	3764 ± 1039	119,8:1
59	632	$2952 \pm 867{,}5$	93,75:1

Tabelle 4.7: Variation der Laserposition entlang des Streifens.

ersten fünf Pipeline-Buffern enthalten waren und die nur einen rekonstruierten Treffer enthalten. Signalamplitude sowie Signal/Rauschen Verhältnis nehmen mit steigendem Abstand zum Hybriden zu. Nur bei der letzten Position ist ein Abfall für beide Werte zu erkennen. Da diese Position am äußeren Ende des Streifens lag, wurde wahrscheinlich nur ein Teil der von dem Laserstrahl erzeugten Ladung über den Streifen abgeführt. Dieser Anstieg der Signalamplitude und des Signal/Rauschen Verhältnis ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die Breite der Metallisierung mit wachsendem Abstand zum APC abnimmt [30]. Dies führt dazu, daß weniger Laserlicht an der metallisierten Oberfläche reflektiert wird und somit ein größerer Teil das Laserstrahls im Substrat absorbiert wird.

4.3.1 Die Effizienz

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist die Bestimmung der Effizienz der 22 zur Verfügung stehenden Detektoren sowie die Bestimmung der Position ineffizienter Streifen. Zu diesem Zweck wurde der Laserstrahl so fokussiert, daß er eine Durchmesser von $\approx$ 200 μm abdeckt. Dies entspricht ungefähr vier Streifen auf dem Detektor. Da aus der Ereignisnummer die Position des Lasersignals ausgerechnet werden kann, führt das Programm eine vereinfachte Trefferidentifikation durch. Das Programm überprüft, ob die Amplitude des Streifens, auf den der Laserpuls gerichtet ist, mehr als ein Vierfaches des Rauschen beträgt ($T_i(l) = 4 \times N_i(l)$), siehe Kapitel 4.2. Ist dies der Fall, so hat der Streifen den Laserpuls registriert. Die Effizienz e_i eines Streifens i berechnet sich nun wie folgt:

$$e_i \;=\; \frac{\#\ \text{Treffer}}{\#\ \text{Laserpulse}}\ ,$$

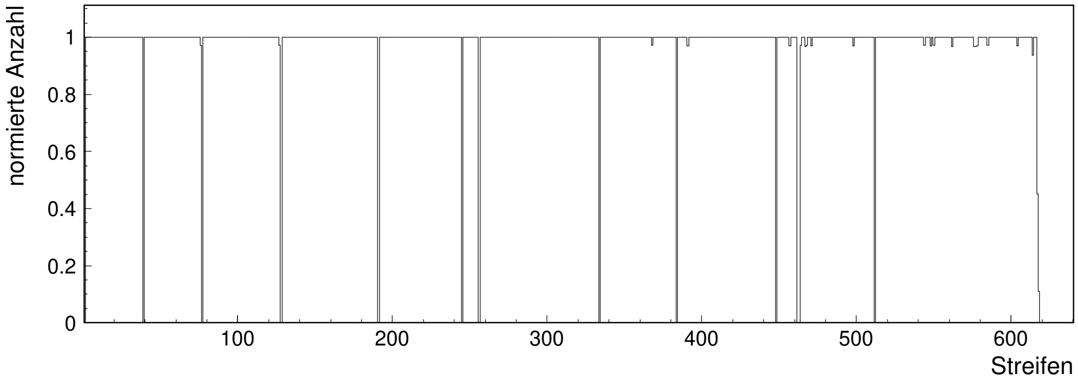
wobei die Treffer und Laserpulse nur gezählt werden, wenn sich das Ereignis nicht in einem der ersten fünf Pipeline-Buffern befand. Diese Einschränkung ist aufgrund des oben genannten Auslesefehlers notwendig. Zusätzlich wurden Ereignisse, bei dem sich dieser Streifen im Over- oder Underflow befand, nicht berücksichtigt. Als Beispiel wird die Effizienz des Streifens Nr. 100 des Detektors Nr. 12 berechnet. 3 Ereignisse befanden sich in den ersten fünf Pipeline-Buffern und der Streifen war bei keinem Ereignis im Over- oder Underflow. Somit ergibt sich die Zahl der Laserpulse zu: $40 - 3 = 37$. Der Streifen hingegen hat 37 Ereignisse registriert, bei dem die Amplitude des Streifensignals das Vierfache des Rauschens übersteigt. Daraus ergibt sich folgender Effizienzwert $e_{100,det12}$:

$$e_{100,det12} = \frac{37}{37} = 1,0.$$

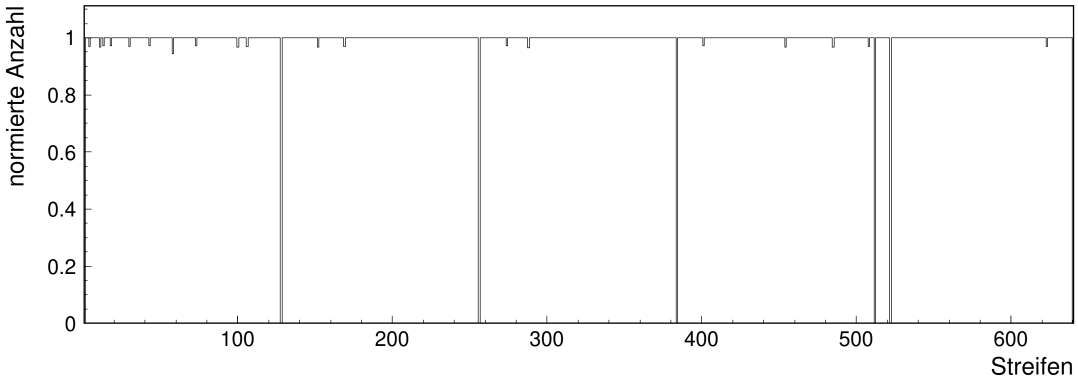
Dieser Streifen hat also alle Laserpulse registriert und kann somit als voll funktionsfähig betrachtet werden.
In Abbildung 4.17 ist die Effizienz der Detektoren Nr. 12 und Nr. 24 aufgetragen. Ein Großteil der Streifen zeigt Effizienzwerte e_i =1,0 und ist somit voll funktionsfähig. Streifen deren Effizienz unter 0,5 liegt werden als tot betrachtet. Bei Detektor Nr. 24 handelt es sich um einen sehr guten Detektor, da außer den fünf Streifen (128, 256, 384, 512 und 640), die aufgrund des in Kapitel 3.7.2 beschriebenen Fehlers nicht ausgelesen werden können, nur zwei weitere tote Streifen (1 und 522) vorhanden sind. Detektor Nr. 12 hingegen zeigt deutlich schlechtere Effizienzwerte. Das Hauptmerkmal dieses Detektors ist, daß der Bereich von Streifen 617 bis 640 eine Effizienz von 0,0 hat. Detektor Nr. 17 besitzt ebenfalls einen großen toten Bereich, der sich von Streifen 598 bis 640 erstreckt, siehe Anhang A. Diese toten Bereiche bei beiden Detektoren sind wahrscheinlich auf eine fehlerhafte Prozessierung der Detektoren zurückzuführen.
In Tabelle 4.8 sind die Streifennummer und die Effizienzwerte der Streifen aufgetragen, deren Effizienz unter 0,5 liegt. Bei Detektor Nr. 12 handelt es sich um 37 und bei Detektor Nr. 24 um 7 ineffiziente Streifen.

4.3.2 Die Auswahl der Detektoren

In Anhang A befindet sich eine komplette Liste der ineffizienten Streifen für die einzelnen Siliziumdetektoren. Zur Verfügung standen 22 Siliziumdetektoren, unter denen sich 17 “early” sowie 5 “late” Detektoren befanden. Aus diesen 22 Detektoren wurden 20 ausgewählt, die schließlich im Silizium-Spursystem zum Einsatz kamen. Die Auswahl dieser Detektoren geschah unter Berücksichtigung der Anzahl der toten Streifen, des Pedestalverlaufs sowie des Rauschverhaltens. In Kapitel 4.3 wird die Bestimmung dieser Werte ausfürlich diskutiert. Entsprechend dieser Kriterien wurde ebenfalls die Position des Detektors innerhalb des Si-Spursystems festgelegt. Die Detektoren, die die Kriterien am besten erfüllten, wurden in horizontaler Richtung eingebaut, da diese für die Bestimmung des Polarwinkels besonders kritisch ist. In Abbildung 4.18 ist zu erkennen, daß diese Detektoren an die Ausleseketten 1 und 3 des OnSiRoCs angeschlossen sind. Schließlich wurden noch 8 aus den restlichen 9 “early” Detektoren ausgewählt, die an die Ausleseketten 2 und 4 angeschlossen wurden. Aufgrund der



(a) Detektor Nr. 12



(b) Detektor Nr.24

Abbildung 4.17: (a) zeigt die Effizienz des Detektors Nr. 12, (b) die Effizienz des Detektors Nr. 24

Detektor Nr. 12			
Streifen	Effizienz e_i	Streifen	Effizienz e_i
1	0	623	0
39	0	624	0
77	0	625	0
128	0	626	0
191	0	627	0
245	0	628	0
256	0	629	0
334	0	630	0
384	0	631	0
448	0	632	0
462	0	633	0
463	0	634	0
512	0	635	0
617	0.45	636	0
618	0.11	637	0
619	0	638	0
620	0	639	0
621	0	640	0
622	0		

Detektor Nr. 24			
Streifen	Effizienz e_i	Streifen	Effizienz e_i
1	0.	512	0.
128	0.	522	0.
256	0.	640	0.
384	0.		

Tabelle 4.8: Streifennummer und Effizienzwerte e_i der Streifen, deren Effizienz unter 0,5 liegt, für die Detektoren Nr.12 und Nr. 24.

begrenzten Anzahl der zu Verfügung stehenden Detektoren kam Detektor Nr. 12 zum Einsatz im VLQ-Spektrometer, obwohl dieser Detektor einen ausgedehnten toten Bereich besitzt, siehe Kapitel 4.3.1. Die Position dieses Detektors wurde schließlich so gewählt, daß sich der tote Bereich am äußeren Rand des Spursystems befindet. Die Wahl dieser Position wird dadurch gerechtfertigt, daß die Energieauflösung des Kalorimeters am Kalorimeterrand rapide schlechter wird und somit Energiemessungen in diesem Bereich nur noch sehr ungenau sind. Die vier ausgewählten "late" Detektoren werden an die Auslesekette Nr. 4 angeschlossen. Nicht zum Einsatz im VLQ-Spursystem kamen die Detektoren Nr. 17 und Nr. 36. Die Anzahl der toten Streifen für die 20 ausgewählten Detektoren beträgt 251, d.h. 2,0 % der insgesamt 12800 Streifen sind ineffizient.
In Tabelle 3.3 sind alle Anschlüsse dieser Detektoren innerhalb des Spursystems angegeben.

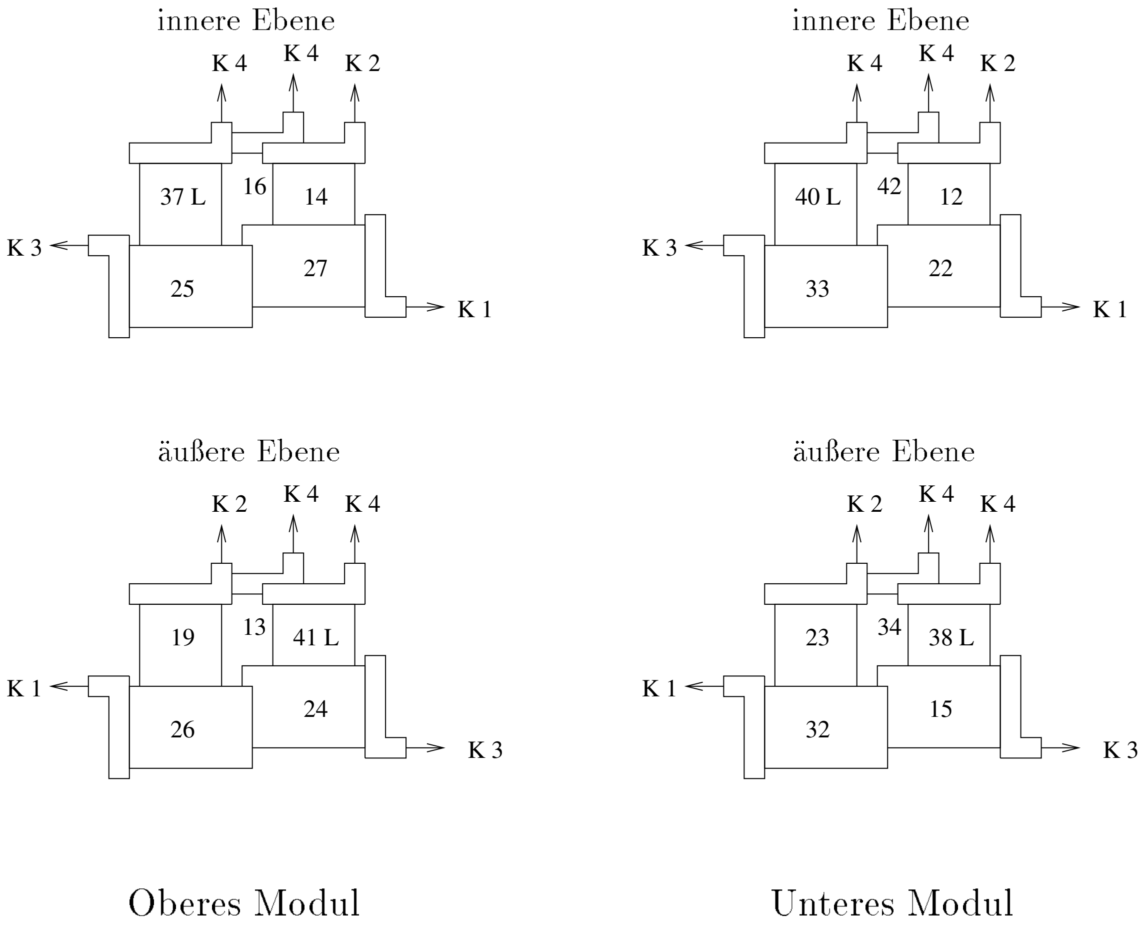


Abbildung 4.18: Schematische Darstellung der Position der einzelnen Detektoren innerhalb des Si-Spursystems. Die äußeren Ebenen sind in Flugrichtung des Elektrons und die inneren Ebenen entgegengesetzt zur Flugrichtung des Elektrons gezeigt. K1, K2, K3 und K4 gibt jeweils den Kanal des OnSiRoCs an, an die die Detektoren angeschlossen sind. Bei den mit "L" gekennzeichneten Detektoren handelt es sich um "late" Detektoren, die jeweils an Kanal 4 des OnSiRoCs angeschlossen sind.

Kapitel 5

Messungen mit Sr^{90}

An einem Siliziumdetektor wurden im April 1998 mit Hilfe eines Sr^{90}-Präparates Testmessungen durchgeführt. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird der Aufbau mit der radioaktiven Quelle erläutert. Im zweiten Abschnitt werden die Ergebnisse dieser Testmessungen vorgestellt und eine Kalibration des Siliziumdetektors durchgeführt. Die Konsistenz der Effizienzbestimmung mit dem Laserteststand wird mit einer Kontrollmessung überprüft, die in dem letzten Abschnitt vorgestellt wird.

5.1 Der Aufbau mit radioaktiver Quelle

Der Zweck dieses Aufbaus war die Durchführung einer Kalibrationsmessung mit Elektronen eines Sr^{90}-Präparates[1]. Zusätzlich ermöglichten die Daten eine Kontrollmessung der mit den Laserteststanddaten gewonnenen Effizienzwerte für Detektor Nr. 36. Die Quelle sowie ein Szintillator befinden sich in einer Bleiabschirmung. In dieser Bleiabschirmung ist ein Öffnung, in die eine Halterung eingeführt werden kann. Auf der Halterung wird ein Siliziumdetektor[2] mitsamt Hybriden befestigt und vor die radioaktive Quelle geschoben. Die Elektronen aus dem Sr^{90}-Präparat durchqueren den Detektor und treffen dann auf den Szintillator. Der Szintillator wird von einem Photomultiplier ausgelesen, an den eine Spannung von 2000 V gelegt wird. Die Signale des Szintillators werden an eine einfache Triggerlogik geleitet. Die Signale müssen zuerst eine Diskriminatorschwelle überschreiten und werden dann an einen Gate-Generator weitergeleitet. Das Gate dieses Gate-Generators ist nur dann gesetzt, wenn der OnSiRoC einen *Cosmic Start* Puls gesendet hat. Bei einer Koinzidenz von diskriminiertem Szintillatorsignal und *Cosmic Start* wird das Gate geschlossen und ein Puls an einen zweiten Gate-Generator weitergegeben, der im Latch-Modus betrieben wird. Dieser Gate-Generator sendet dann einen verzögerten Triggerpuls an den *Cosmic Stop* Ein-

[1] Die maximale Energie dieser Elektronen beträgt 2,28 MeV.

[2] Die Auslese des Detektors ist identisch zu der Auslese im vorigen Kapitel 4.1, nur der Triggeraufbau, der im folgenden erklärt wird, ist unterschiedlich.

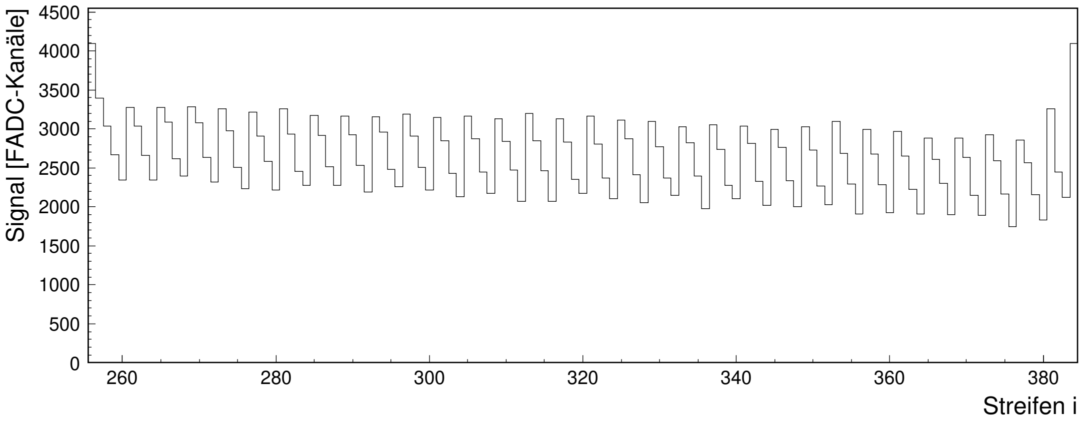


Abbildung 5.1: Kalibrationspulse des APC Nr. 3 für den Detektor Nr. 36.

gang des OnSiRoCs, der die Auslese der APCs initiiert. Diese Zeitverzögerung muß so eingestellt werden, daß anschließend der Pipeline-Buffer ausgelesen wird, der die deponierte Ladung enthält.

5.2 Kalibration

Die Kalibrationspulse, die der Decoder erzeugt (siehe Kapitel 3.7.2), dienen dazu, Funktionalitätstests des Auslesesystems durchzuführen. Zu diesem Zweck wurde ein Datensatz von 2000 Ereignissen mit Kalibrationspulsen aufgenommen. In Abbildung 5.1 sind die Kalibrationspulse des APC Nr. 3 für den Detektor Nr. 36 gezeigt. Deutlich zu erkennen ist die charakteristische Stufenfunktion die durch die Staffelung der Kalibrationskapazitäten in 32 Vierergruppen mit $\Delta C = 40\ f\mathrm{F}$ entsteht. Aus der Spannungsdifferenz $U_{in} = 2{,}2$ V[3], der vom Decoder erzeugten Pulsflanke, und der Kapazität läßt sich die deponierte Ladung bestimmen, die der Höhe des Ausgangssignals proportional ist. Die Mittelwerte der Signalamplituden für die jeweiligen Testkapazitäten werden für den kompletten Datensatz berechnet. Schließlich wird die Differenz ΔS der Mittelwerte der Signalamplituden für aufeinanderfolgende Kalibrationskapazitäten bestimmt. Die Ladungsauflösung ΔQ_{FADC} des FADC berechnet sich nun wie folgt:

$$\Delta Q_{FADC} \;=\; \frac{1}{e} \times \frac{U_{puls}\Delta C}{\Delta S},$$

wobei e die Elementarladung, U_{puls} die Amplitude der Spannungsflanke und C die Größe der Kapazität angibt.

[3]Der APC reduziert die angelegte Spannung um einen Faktor 37, d.h. $U_{puls} = 1/37 \cdot U_{in}$.

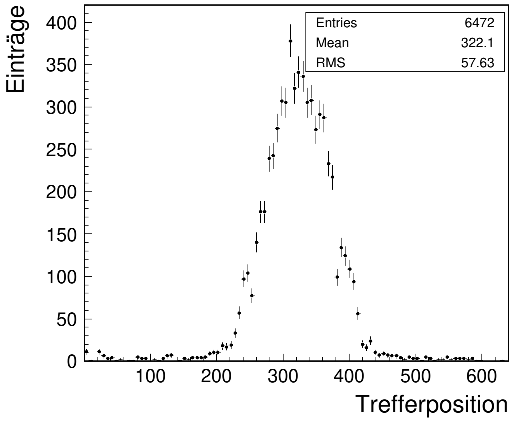
Die Ungenauigkeit, mit der Kapazitäten dieser Größe hergestellt werden können, beträgt $\approx 50\%$. Diese Ungenauigkeit pflanzt sich auch in die Bestimmung der Ladungsauflösung ΔQ_{FADC} fort.
Für den dritten APC des Detektors Nr. 36 ergibt sich schließlich folgende Ladungsauflösung $\Delta Q_{FADC} = 37{,}6304 \pm 18{,}8152\ e^-$/FADC-Kanal. Das Rauschen des dritten APCs beträgt im Mittel $N_i = 37{,}0843$ FADC-Kanäle. Aus diesem Wert und dem Wert für die Ladungsauflösung läsich nun das Rauschen durch die "Equivalent Noise Charge" (ENC) beschreiben. Es gilt folgende Beziehung:

$$ENC = \Delta Q_{FADC} \times N_i.$$

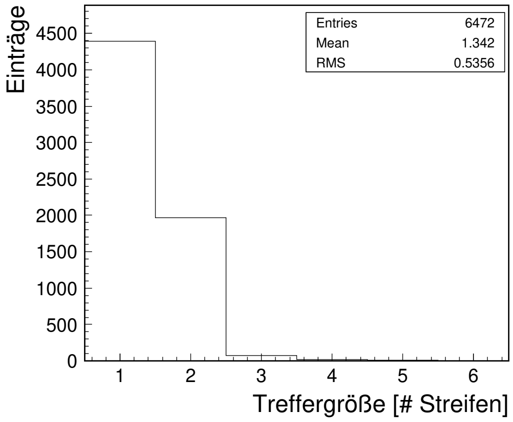
Setzt man nun die obigen Werte ein, so ergibt sich folgender Wert $ENC = 1395{,}5 \pm 697{,}75\ e^-$.
Zusätzlich wurde ein Datensatz über 10000 Ereignisse mit Hilfe des oben beschriebenen Aufbaus mit einem Sr^{90}-Präparat aufgenommen. Die Analyse der Daten wurde, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, durchgeführt. Aufgrund der oben beschriebenen Auslesefehler, wurden nur die Ereignisse berücksichtigt, die nicht in den ersten fünf Pipeline-Buffern gespeichert waren und die nur einen rekonstruierten Treffer zeigten. Zur Trefferidentifikation wurde ein Schnittparameter von $T_i(l) = 4 \times N_i(l)$ gefordert, siehe Kapitel 4.2. Aus diesem Datensatz erfüllten 6472 Ereignisse diese Kriterien.
In Abbildung 5.2 (a) ist die Verteilung der rekonstruierten Trefferposition gezeigt. Deutlich zu erkennen ist, daß ein Großteil der Treffer auf dem dritten APC gefunden wurden. Dies resultiert einerseits aus dem geringen Abstand von Siliziumdetektor zum Sr^{90}-Präparat und andererseits aus dem sehr kleinen Austrittsfenster für die Elektronen, das somit eine vollständige Bestrahlung des Detektors verhindert[4]. Die Verteilung ist durch die Geometrie der Quelle sowie durch den Raumwinkeleffekt, der eine Vergrößerung der Strahldurchmessers verursacht, gegeben. Zusätzlich spiegelt sich noch die geometrische Akzeptanz des Szintillators in der Verteilung wieder. Die Verteilung der Treffergröße ist in Abbildung 5.2 (b) aufgetragen. In 67,9 % der Ereignisse beträgt die Treffergröße 1 Streifen und in 30,3 % der Ereignisse 2 Streifen. Es treten 112 Ereignisse, d.h. 1,8 % der Ereignisse, mit Treffergrößen von mehr als zwei Streifen auf. Es ergibt sich eine mittlere Treffergröße von 1,342 Streifenbreiten. Abbildung 5.2 (c) zeigt die Verteilung der Signalamplituden der rekonstruierten Treffer. Der Verlauf zeigt eine Landau-Verteilung, die wie folgt beschrieben wird:

$$\begin{aligned} L(x) &= p_3 \cdot \Phi\left(\lambda = \frac{x - p_1}{p_2}\right) \quad \text{mit} \\ \Phi(\lambda) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp\left(-u \ln u - u\lambda\right) \sin\left(\pi u\right) du\,. \end{aligned}$$

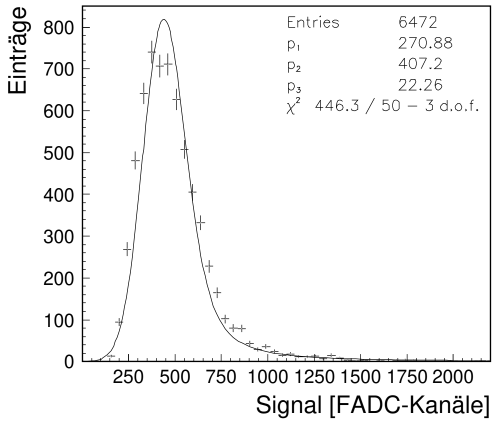
[4]Aus diesem Grund wurde die vorangegangene Kalibration nur für den dritten APC bestimmt.



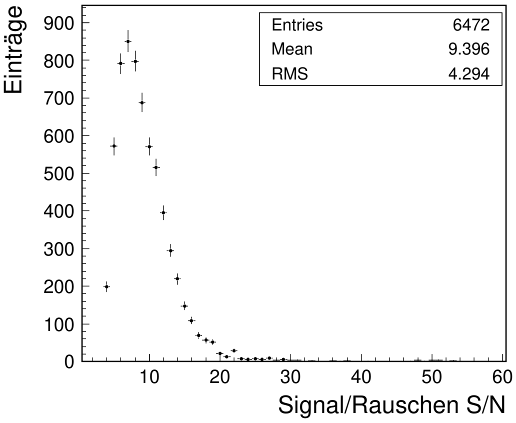
(a) Verteilung der rekonstruierten Trefferposition.



(b) Verteilung der Treffergröße.



(c) Verteilung der Signalamplitude.



(d) Signal/Rauschen Verhältnis.

Abbildung 5.2: Resultate der Sr^{90}-Messung.

Detektor Nr. 36							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	5	0.353	256	0.000	637	0.469
2	0.167	8	0.361	381	0.000	640	0.000
3	0.467	128	0.000	384	0.000		
4	0.226	224	0.000	512	0.000		

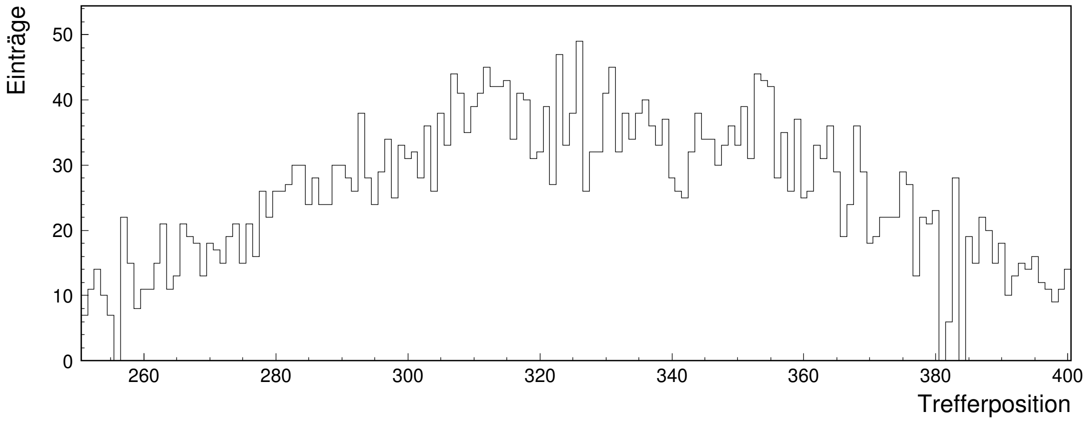
Tabelle 5.1: Nummer und Effizienzwerte der toten Streifen des Detektors Nr. 36, vgl. Anhang A.

Die Parameter p_1, p_2 bzw. p_3 geben den Zentralwert, die Breite bzw. die Amplitude an. Da der Siliziumdetektor jedoch nur eine beschränkte Energieauflösung besitzt, muß diese Landau-Verteilung mit einer Gauß-Verteilung gefaltet werden. Diese Verteilung wurde schließlich an die Daten angepaßt und der Zentralwert der Signalamplituden ergibt sich zu $\bar{S}$ =407,2 $\pm$ 22,26 FADC-Kanäle. Aus der vorangegangenen Kalibration ergibt sich somit ein Wert von $N_e = \Delta Q_{FADC} \cdot \bar{S} = 15323{,}1 \pm 7707{,}2\ e^-$ pro Elektron des Sr^{90}-Präparates. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem theoretischen Wert von $2{,}2 \cdot 10^4$ Elektronen, die durch den mittleren Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens erzeugt werden, überein. In Abbildung 5.2 (d) ist das Signal/Rauschen Verhältnis aufgetragen. Das Rauschen des dritten APC beträgt im Mittel 52,44 FADC-Kanäle[5]. Daraus ergibt sich folgender Mittelwert des Signal/Rauschen Verhältnis: S/N = 9,3961:1. Der Verteilung des Signal/Rauschen Verhältnis zeigt, daß die Wahl des Schnittparameters zu $T_i(l) = 4 \times N_i(l)$ sinnvoll ist.

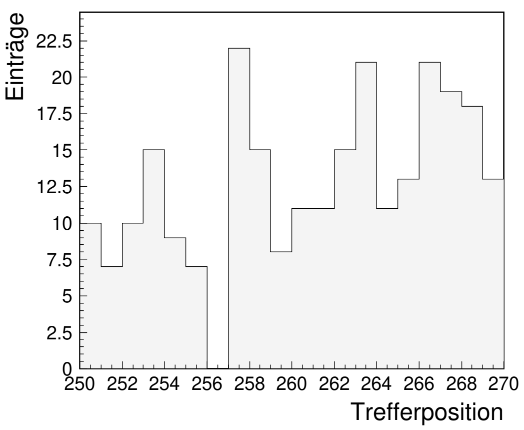
5.3 Kontrollmessung

Diese Messung mit dem Sr^{90}-Präparat bietet ebenfalls eine Möglichkeit die Konsistenz der Effizienzbestimmung mit dem Laserteststand zu überprüfen. Zu diesem Zweck ist in Abbildung 5.3 (a) die Verteilung der Trefferposition zwischen Streifen 250 und 400 noch einmal vergrößert dargestellt. Zusätzlich zu den oben genannten Einschränkungen, wurden nur Ereignisse berücksichtigt, in denen rekonstruierte Treffer mit einer Treffergröße von 1 vorhanden waren. Die Verteilung zeigt einen ähnlichen Verlauf wie in Abbildung 5.2 (a). Es ist deutlich zu erkennen, daß nur wenige Streifen kein Signal zeigen. In Abbildung 5.3 (b) und (c) sind die Bereiche um diese Streifen vergrößert dargestellt. Es handelt sich um drei Streifen (256,381 und 384), die nicht funktionsfähig

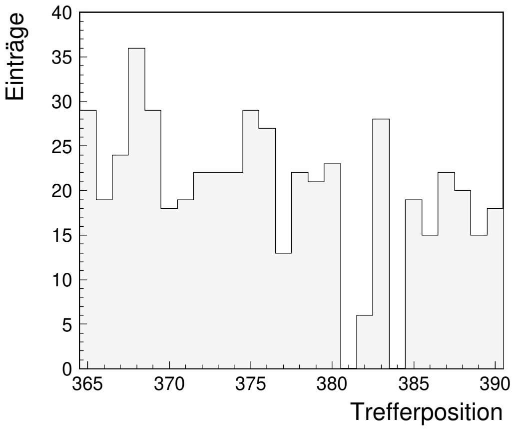
[5] Dieser Wert von 52,46 FADC-Kanälen ist deutlich höher als der oben angegebene Wert von 37,0843 FADC-Kanälen. Dieser Unterschied entsteht dadurch, daß das Rauschen in beiden Fällen auf unterschiedliche Weise bestimmt wurde, siehe Kapitel 4.2.



(a) Verteilung der rekonstruierten Trefferposition zwischen Streifen 250 und 400.



(b) Verteilung der rekonstruierten Trefferposition zwischen Streifen 250 und 270.



(c) Verteilung der rekonstruierten Trefferposition zwischen Streifen 365 und 390.

Abbildung 5.3: Effizienzbestimmung aus der Verteilung der rekonstruierten Trefferposition.

sind. Vergleicht man nun diese Werte mit den Effizienzwerten in Tabelle 5.1 für Detektor Nr. 36, die aus den Laserteststanddaten gewonnen wurden, so wird deutlich, daß beide Messungen die gleichen Streifen als ineffizient bestimmt haben. Diese Konsistenz zwischen den beiden Messungen zeigt, daß die Bestimmung der Effizienzwerte mit dem Laserteststand korrekt durchgeführt wurde. Da die Quelle nur sehr schwach war und nur begrenzte Bereiche der Detektoren dem Sr^{90}-Präparat ausgesetzt werden konnten, war eine Effizienzbestimmung für alle 22 Detektoren mit diesem Präparat nicht möglich und erforderte somit den Aufbau des Laserteststandes.

Kapitel 6

Messungen am Elektronenteststrahl

Ein Siliziumdetektor sowie die beiden Kalorimetermodule wurden zwischen August und November 1997 im Teststrahlgebiet Nr. 22 des DESY III Synchrotrons getestet. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in diesem Kapitel vorgestellt. Zuerst wird auf den Aufbau im Teststrahlgebiet eingegangen. Anschließend werden die gewonnenen Daten analysiert und ebenfalls eine Kalibration des Siliziumdetektors durchgeführt.

6.1 Der Aufbau am Elektronenteststrahl

Eine schematische Skizze des Aufbaus am Elektronenstrahl Nr. 22 des DESY III Synchrotrons ist in Abbildung 6.1 gegeben. Dieser Teststrahl liefert Elektronen in einem Energiebereich von 1 bis 6 GeV. Aufgrund eines Vakuumlecks im Strahlrohr, handelte es sich jedoch nicht um monoenergetische Elektronen. Die Gasmoleküle im Strahlrohr bilden ein zweites Konversionstarget, was zu einer Verschmierung der Strahlenergie führt. Dies hat jedoch für die Messungen mit dem Siliziumdetektor nur einen geringen Einfluß[1]. Zur Messung der Ortsauflösung des Siliziumdetektors sowie der Kalorimetermodule wurde ein Siliziumteleskop verwendet. Das Si-Teleskop besteht aus acht Siliziumstreifendetektoren, die in zwei Vierergruppen angeordnet sind, siehe Abbildung 6.1. Die Streifendetektoren sind abwechselnd in horizontaler und vertikaler Richtung ausgerichtet.

An der Vorder- und Rückseite des Teleskops befindet sich jeweils als Triggerquelle ein 2×2 cm^2 großer Szintillator, der von einem Photomultiplier ausgelesen wird. Der Siliziumdetektor befindet sich zwischen den beiden Vierergruppen des Si-Teleskops. Der Siliziumdetektor wird über einen Prototypen des Hybriden ausgelesen. Das restliche Auslesesystem ist jedoch zu der in Kapitel 4.1 beschriebenen Auslese identisch.

[1] Diese Verschmierung der Strahlenergie gestaltete die Kalibration der Kalorimetermodule jedoch als sehr schwierig, siehe [14].

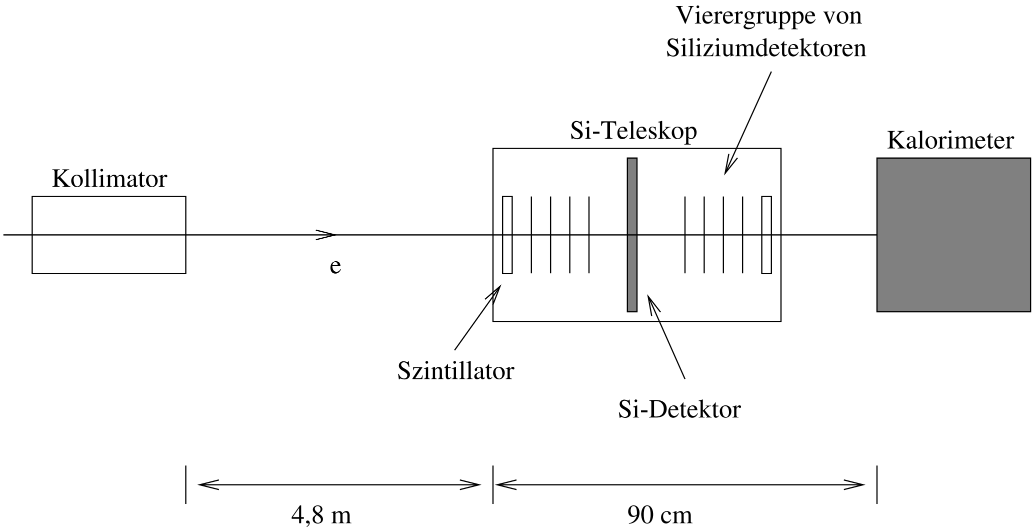


Abbildung 6.1: Schema des Meßaufbaus im Teststrahlgebiet. Das Kalorimetermodul ist auf einen Fahrmechanismus montiert. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

Zusätzlich ist jeweils ein Kalorimetermodul hinter dem Si-Teleskop auf einem hydraulischen Fahrmechanismus montiert. Registrieren nun beide Szintillatoren gleichzeitig ein Teilchen, so wird ein Triggersignal ausgesendet und der Siliziumdetektor sowie das Kalorimetermodul werden ausgelesen. Aus den Daten des Si-Teleskops wurde dann die Spur des Teilchens berechnet und die Auftreffpunkte an dem Siliziumdetektor und dem Kalorimetermodul rekonstruiert. Dies erlaubt eine Bestimmung der Ortsauflösung des Siliziumdetektors [25] und der beiden Kalorimetermodule. Die Auslese der Kalorimetermodule sowie die Ergebnisse der Testmessungen werden in [14] genau beschrieben.

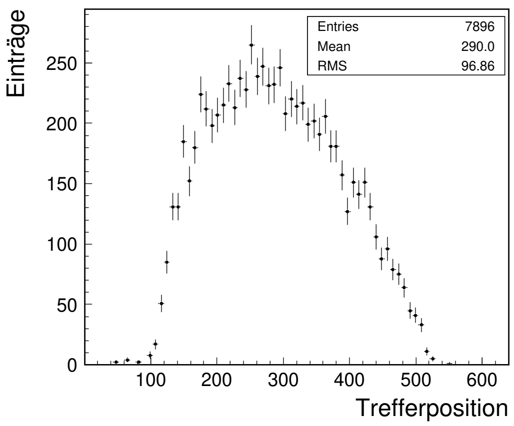
6.2 Die Analyse der Teststrahldaten

Die Messungen an dem Teststrahl am DESY III wurden mit 5 GeV Elektronen durchgeführt. In Abbildung 6.2 (a) ist die Verteilung der Trefferposition gezeigt. Die Analyse der Daten wurde, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, durchgeführt. Der Schnittparameter wurde zu $T_i(l) = 4 \times N_i(l)$ gesetzt. Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die nicht in den ersten fünf Pipeline-Buffern gespeichert waren und die nur einen rekonstruierten Treffer enthalten. Durch diese Bedingung wurden nur Primärelektronen untersucht und nicht sekundäre Elektronen, die durch Konversion an einem Gasatom im Strahlrohr entstanden sind. Insgesamt wurden 7896 Ereignisse in der folgenden Analyse behandelt. Die Breite der Verteilung beträgt ≈ 400 Streifen, dies entspricht einem Wert von $400 \times 50\ \mu$m = 2cm. Dieser Wert resultiert daraus, daß die Fläche der

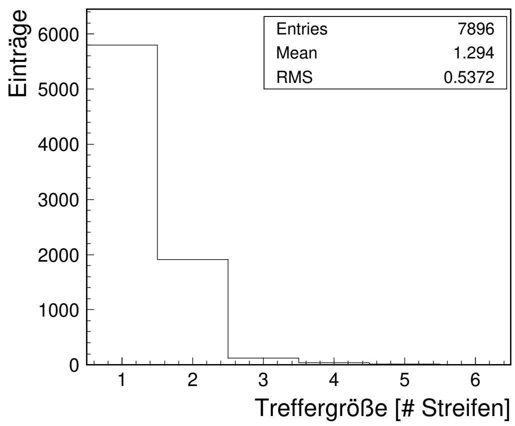
Szintillatoren, die als Triggerquelle benutzt wurden, $2 \times 2\ cm^2$ beträgt. Der asymmetrische Verlauf der Kurve spiegelt die geometrische Akzeptanz der Szintillatoren des Si-Teleskops wieder. Die Treffergröße ist in Abbildung 6.2 (b) gezeigt. In 73,5 % der Ereignissen verursachte das Elektron ein Signal, dessen Größe einem Streifen entspricht. In 24,2 % der Ereignisse betrug die Trefferbreite 2 Streifen. Die mittlere Trefferbreite ergibt sich schließlich zu 1,294 Streifen. Unter der Berücksichtigung der Tatsache, daß bei dieser Messung, im Gegensatz zur Messung mit dem Sr^{90}-Präparat (siehe Kapitel 5.2), ein Prototyp des Hybriden benutzt wurde und unter Berücksichtigung der Elektronenenergie, die sich bei diesen beiden Messungen um drei Größenordnungen unterschied, ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Werte für die mittlere Treffergröße. In Abbildung 6.2 (c) ist die Verteilung der Signalamplitude gezeigt. An den Verlauf wurde eine Landau-Verteilung, die mit einer Gauß-Verteilung gefaltet war, angepaßt, siehe Kapitel 5.2. Aus dieser Anpassung ergibt sich der Mittelwert der Signalamplitude zu $\bar{S} = 401{,}42 \pm 29{,}68$ FADC-Kanäle. Auch hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem Wert, der sich aus der Messung mit dem Sr^{90}-Präparat ergab. Diese Übereinstimmung folgt aus der Tatsache, daß der Energieverlust, der sich aus der Bethe-Bloch-Gleichung ergibt, für Elektronenenergien über 1 MeV nur noch schwach ansteigt. Das Signal/Rauschen Verhältnis, siehe Abbildung 6.2 (d), beträgt im Mittel $S/N = 11{,}75{:}1$. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen auch die Werte für das Signal/Rauschen Verhältnis bei beiden Messungen überein.

Da die Bethe-Bloch-Gleichung im GeV Bereich nur noch schwach mit der Elektronenenergie ansteigt, ist ein vergleichbarer Wert ($\approx$ 12:1) des Signal/Rauschen Verhältnis für Elektronen bis zur HERA-Energie von 27,5 GeV zu erwarten. Dieser Wert für das Signal/Rauschen Verhältnis erlaubt es den Schnittparameter für jeden Streifen i etwa zu $T_i(l) = 3 \times N_i(l)$ festzusetzen. Somit gewährleisten die Siliziumdetektoren des VLQ-Spursystems eine gute Trefferidentifikation für Energien im Bereich von 6 bis 27,5 GeV der gestreuten Elektronen, wie sie für die Datennahme innerhalb des H1-Experimentes zu erwarten sind.

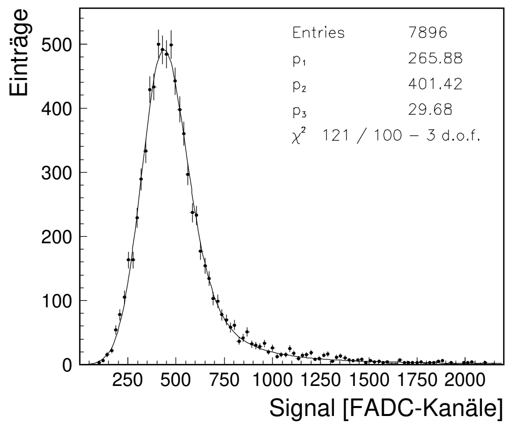
Für diesen Detektor wurde ebenfalls ein Datensatz mit Kalibrationspulsen aufgezeichnet. Die Berechnung der Ladungsauflösung erfolgte nach dem gleichen Schema wie in Kapitel 5.2 und es ergibt sich somit folgender Wert: $\Delta Q^1_{FADC} = 42{,}6304 \pm 21{,}3152$ e^-/FADC-Kanal. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen wiederum mit dem in Kapitel 5.2 bestimmten Wert überein. Aus dem Mittelwert der Signalamplitude, siehe Abbildung 6.2 (c), folgt somit ein Wert von $N^1_e = \Delta Q^1_{FADC} \cdot \bar{S} = 17112{,}7 \pm 8664\ e^-$ pro 5 GeV Elektron. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem theoretisch zu erwartenden Wert von $2{,}2 \cdot 10^4$ Ladungsträger pro minimal ionisierendem Teilchen überein.



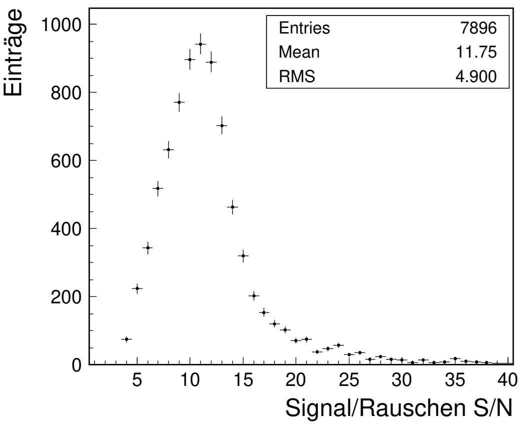
(a) Verteilung der Trefferposition



(b) Verteilung der Trefferbreite



(c) Verteilung der Signalamplitude



(d) Signal/Rauschen Verhältnis

Abbildung 6.2: Resultate der Messungen mit 5 GeV Elektronen des Elektronenteststrahls am DESY III Synchrotron.

Zusammenfassung

Im Frühjahr 1998 wurde das H1-Experiment im Rückwärtsbereich um eine neue Detektorkomponente, das VLQ-Spektrometer, erweitert. Diese neue Komponente erlaubt Messungen in einem kinematischen Bereich von $0{,}02 < Q^2 < 1$ GeV^2. Das VLQ-Spektrometer besteht aus zwei Modulen, die ober- bzw. unterhalb des Strahlrohrs angebracht wurden. Jedes Modul ist aus einem Silizium-Spursystem und einem Energie-Projektions-Kalorimeter aufgebaut.

Das Spursystem besteht aus 20 Siliziumstreifendetektoren, die im Vorfeld einer oberflächlichen Unterprüfung unterzogen wurden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die einzelnen Detektoren sowie die Auslese des Spursystems auf ihre Funktionalität überprüft. Das Auslesesystem wurde in einem Teststrahl am DESY III Synchrotron mit 5 GeV Elektronen erfolgreich getestet. Die Analyse der Daten ergab ein Signal/Rauschen Verhältnis von 11,75:1. Die Kalibration des Detektors ergab einen Wert von 17112,7 $\pm$ 8664 Ladungsträger pro 5 GeV Elektron.
Um eine genaue Trefferidentifikation in der Rekonstruktion der mit dem VLQ-Spektrometer zu messenden Daten zu gewährleisten, ist es notwendig die Effizienzwerte aller Streifen zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurde ein Laserteststand aufgebaut, in dem alle 22 zur Verfügung stehenden Siliziumdetektoren untersucht wurden. Auf jeden der 640 Streifen eines Detektors wurden 40 Laserpulse abgegeben und aus den gewonnenen Daten die Effizienz für jeden Streifen bestimmt. Unter Berücksichtigung des Pedestalverlaufs, des Rauschverhaltens und der Anzahl ineffizienter Streifen wurden 20 Detektoren ausgewählt, die in das Spursystem eingebaut wurden. Entsprechend dieser Kriterien wurde ebenfalls die Position der Detektoren in dem Spursystem festgelegt. Insgesamt wurden 2 % der 12800 Auslesestreifen mit Effizienzwerten unter 0,5 registriert.

Eine Kontrollmessung wurde für einen Detektor mit Elektronen eines Sr^{90}-Präparates durchgeführt. Es wurden die Ergebnisse des Laserteststandes bestätigt. Eine ebenfalls durchgeführte Kalibration des Detektorsignals lieferte einen Wert von 15323,1 $\pm$ 7707,2 Ladungsträger pro Elektron.

Anhang A

Liste der ineffizienten Streifen

Detektor Nr. 12							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	462	0.000	624	0.000	634	0.000
39	0.000	463	0.000	625	0.000	635	0.000
77	0.000	512	0.000	626	0.000	636	0.000
128	0.000	617	0.452	627	0.000	637	0.000
191	0.000	618	0.111	628	0.000	638	0.000
245	0.000	619	0.000	629	0.000	639	0.000
256	0.000	620	0.000	630	0.000	640	0.000
334	0.000	621	0.000	631	0.000		
384	0.000	622	0.000	632	0.000		
448	0.000	623	0.000	633	0.000		

Detektor Nr. 13							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	276	0.000	407	0.000	588	0.000
16	0.000	277	0.000	492	0.000	640	0.000
128	0.000	318	0.000	512	0.000		
256	0.000	384	0.000	582	0.061		

Detektor Nr. 14							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	256	0.000	405	0.000	586	0.000
98	0.032	384	0.000	512	0.000	640	0.000
128	0.000	387	0.000	529	0.419		

Detektor Nr. 15							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	166	0.000	384	0.000	640	0.000
128	0.000	256	0.000	512	0.000		
141	0.297	323	0.000	597	0.000		

Detektor Nr. 16							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	253	0.000	469	0.000	633	0.000
48	0.000	256	0.000	512	0.000	634	0.000
120	0.000	384	0.000	518	0.000	635	0.267
125	0.000	401	0.000	519	0.000	636	0.111
128	0.000	446	0.000	542	0.000	640	0.271
202	0.000	454	0.000	630	0.000		

Detektor Nr. 17							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	599	0.242	614	0.000	629	0.000
96	0.000	600	0.029	615	0.000	630	0.000
128	0.000	601	0.000	616	0.000	631	0.000
163	0.000	602	0.000	617	0.000	632	0.000
223	0.000	603	0.000	618	0.000	633	0.000
256	0.000	604	0.000	619	0.000	634	0.000
329	0.000	605	0.000	620	0.000	635	0.000
384	0.000	606	0.000	621	0.000	636	0.000
448	0.000	607	0.030	622	0.000	637	0.000
449	0.000	608	0.000	623	0.000	638	0.000
485	0.000	609	0.000	624	0.000	639	0.000
512	0.000	610	0.000	625	0.000	640	0.000
547	0.000	611	0.000	626	0.000		
587	0.000	612	0.000	627	0.000		
598	0.344	613	0.000	628	0.000		

Detektor Nr. 19							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	303	0.000	478	0.000	610	0.000
128	0.000	384	0.000	512	0.000	640	0.000
174	0.000	391	0.000	546	0.000		
256	0.000	404	0.000	605	0.000		

Detektor Nr. 22							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	287	0.000	384	0.000	640	0.028
128	0.000	290	0.000	510	0.000		
256	0.000	296	0.278	512	0.000		

Detektor Nr. 23							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	123	0.000	384	0.000	568	0.000
26	0.031	128	0.000	398	0.000	640	0.424
27	0.000	256	0.000	512	0.000		

Detektor Nr. 24							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	256	0.000	512	0.000	640	0.000
128	0.000	384	0.000	522	0.000		

Detektor Nr. 25							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	128	0.000	256	0.000	512	0.000
21	0.000	237	0.000	384	0.000	640	0.000
28	0.000						

Detektor Nr. 26							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	132	0.000	256	0.000	512	0.000
90	0.000	168	0.000	384	0.000	640	0.000
128	0.000						

Detektor Nr. 27							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	149	0.000	387	0.000	640	0.000
38	0.000	256	0.000	512	0.000		
128	0.000	384	0.000	624	0.000		

Detektor Nr. 32							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	384	0.000	483	0.000	518	0.222
128	0.000	479	0.000	512	0.000	640	0.111
256	0.000						

Detektor Nr. 33							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	156	0.000	384	0.000	640	0.000
18	0.000	157	0.000	440	0.000		
128	0.000	256	0.000	512	0.000		

Detektor Nr. 34							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	128	0.000	384	0.000	640	0.000
32	0.000	256	0.000	512	0.000		

Detektor Nr. 38							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	256	0.000	509	0.000	640	0.000
128	0.000	291	0.000	510	0.000		
152	0.000	384	0.000	512	0.000		

Detektor Nr. 40							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	256	0.000	358	0.000	512	0.000
128	0.000	339	0.000	384	0.000	640	0.026
134	0.000						

Detektor Nr. 41							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	153	0.000	348	0.030	512	0.000
128	0.000	256	0.000	384	0.000	640	0.000

Detektor Nr. 37							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	94	0.000	288	0.000	640	0.000
94	0.000	256	0.000	374	0.000	512	0.000
95	0.000	288	0.000	384	0.000	640	0.000
128	0.000						

Detektor Nr. 36							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	5	0.353	256	0.000	637	0.469
2	0.167	8	0.361	381	0.000	640	0.000
3	0.467	128	0.000	384	0.000		
4	0.226	224	0.000	512	0.000		

Detektor Nr. 42							
Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i	Streifen Nr.	Effizienz e_i
1	0.000	111	0.028	325	0.000	559	0.000
37	0.000	128	0.000	384	0.000	640	0.000
72	0.000	169	0.156	438	0.000		
73	0.000	256	0.000	452	0.412		
96	0.000	277	0.000	481	0.000		
101	0.000	283	0.000	512	0.000		

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] A. Donnachie, P. V. Landshoff, Proton Structure Function At Small Q^2, hep-ph/9305319.

[2] K. Adel, F. Barreiro, F. J. Ynduráin, Theory of Small x Deep Inelastic Scattering: NLO Evaluations, and low Q^2 Analysis, hep-ph/9610380.

[3] P.D.B. Collins, An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, Cambridge University Press, Cambridge, 1977.

[4] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C 67 (1995) 433.

[5] H1 Collab., A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA, hep-ex/9703012.

[6] ZEUS Collab., Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ and $\sigma_{tot}^{\gamma^* p}$ at Low Q^2 and Very Low x at HERA, hep-ex/9707025.

[7] F. Halzen, A.D. Martin, Quarks and Leptons.

[8] R.G. Roberts, The Structure of the Proton, Cambridge University Press 1990.

[9] H1 Collaboration, I. Abt et al., Nucl. Instr. and Meth. **A** 386 (1997) 310.

[10] F.W. Brasse, H1-10/92-245

[11] H1 SPACAL Group, Nucl. Instrum. Meth. **A 382** (1996) 395.

[12] A. Meyer, Internal Report, DESY FH1-97-01, (1997)

[13] H1 Collaboration, S. Aid et al., preprint DESY 96-023 (1996)

[14] A. Stellberger, Entwicklung und Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters, Doktorarbeit Universität Heidelberg.

[15] S. Prell, OSCA Manual, 1995.

[16] National Instruments Corp. LabVIEW. 6504 Bridge Point Parkway, Austin, TX 78730-5039, USA, Dezember 1993. Software Handbuch.

[17] H1 Collaboration, Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers, 1996.

[18] C. Kittel, Quantum Theory of Solids. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1963.

[19] Bergmann-Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, volume 4, de Gruyter ISBN 3-11-010977-8, 1992.

[20] A. C. Mellissinos. Experiments in Modern Physics, Academic Press Limited, ISBN 0-12-489850-5, 1966.

[21] S. Prell, Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors. Dissertation, Univ. Hamburg, 1996, DESY FH1-96-02.

[22] R. Horisberger and D. Pitzl, A Novel Readout Chip for Silicon Strip Detectors with Analog Pipeline and Digitally Controlled Analog Signal Processing. Nucl. Instr. and Meth., A326:92-99, 1993.

[23] O. Mang, Aufbau und Test der Auslese eines GaAs-Detektors. Diplomarbeit, Univ. RWTH Aachen, 1997.

[24] K. Hansen et al, (DESY FEC), FEC-Jahreskurzbericht 1996. Unveröffentlicht.

[25] C. Krauss, Diplomarbeit in Vorbereitung. Univ. RWTH Aachen, 1998.

[26] C. Stopper, Physik Instrumente, Persönliche Mitteilung, März 1998.

[27] Information MS 13, C-511 Schrittmotorcontroller, Physik Instrumente, 1988.

[28] Information MS 22, C-530,C-560 Schrittmotor-Steuerung, Physik Instrumente, 1987.

[29] Impulslaserdioden 850 nm - 1650 nm von EG&G Optoelectronics, Laser Components.

[30] D. Pitzl, Persönliche Mitteilung, 1998.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit der Anfertigung der vorliegenden Arbeit an seinem Institut.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Peer-Oliver Meyer. Er hatte für alle Fragen stets ein offenes Ohr und hat durch sein kompetentes technisches und physikalisches Wissen die Rahmenbedingungen für den Fortschritt dieser Arbeit gesetzt.

Arno Heister, Peer-Oliver Meyer, Lars Sonnenschein und Markus Wobisch danke ich für die freundschaftliche und humorvolle Arbeitsatmosphäre.

Ich danke Stephan Hurling, Carsten Krauss und Peer-Oliver Meyer sowie der gesamten VLQ-Kalorimeter Gruppe des Instituts für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg, die eine erfolgreiche Durchführung dieses Projektes ermöglichten.

Carsten Krauss, Peer-Oliver Meyer, Andreas Siemes, Thorsten Wengler und Markus Wobisch danke ich für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit und ihre Verbesserungsvorschläge.

Darüberhinaus danke ich Herrn Dr. Herbert Gräßler für die guten Kontakte zwischen dem DESY und dem III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie, insbesondere meinem Vater, für die Unterstützung während meines gesamten Studiums.