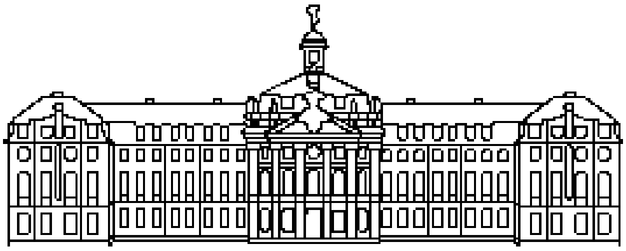
Institut für Kernphysik
Westfälische Wilhelms-Universität
Münster



Experimentelle Physik

Test und Betrieb eines Glaskapillarendetektors mit einer optoelektronischen Auslesekette

Diplomarbeit
von
Thomas Wolff

April 1996

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Das Studium der CP-Verletzung und der Neutrinomassen gehören zu den wichtigsten Gebieten der heutigen Hochenergiephysik.
Für die CP-Verletzung ist das $B^0\overline{B^0}$-System von besonderem Interesse. Durch die Zerfälle des B^0 bzw. $\overline{B^0}$ kann die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Massenmatrix ($\mathbf{U}_{CKM}$) vollständig bestimmt und aus den Unitaritätsdreiecken, die man aus diesen Zerfällen erhält, kann die Größe der CP-Verletzung angegeben werden. Für den Nachweis eines $B^0\overline{B^0}$-Paares wird eine Auflösung von wenigen Mikrometern benötigt. Die Zerfälle dieser B-Mesonen versucht man mit dem LHC-B-Detektor am zu bauenden LHC[1] zu messen. Da hier hohe Teilchenraten und Teilchenmultiplizitäten erreicht werden, braucht man einen strahlungsbeständigen Vertexdetektor mit einer Auflösung von wenigen Mikrometern.
Die Massen der Neutrinos sind bis heute nicht bekannt, so daß zur Zeit nur obere Grenzen für ihre Massen angegeben werden können. Wenn Neutrinos aber eine Massen besitzen und die Masse der drei Neutrino-Arten unterschiedlich ist, so führt dies zum Effekt der Oszillation. Mit dem CHORUS[2]-Experiment am CERN[3] wird versucht, in einem "Appearance"-Experiment die Oszillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ nachzuweisen. Der Nachweis führt über die Detektion eines τ^-. Dafür benötigt man eine Auflösung von wenigen Mikrometern. Als aktives Target zum Nachweis des τ^- wird beim CHORUS-Experiment eine Kernspuremulsion benutzt. Bei dem Kernspuremulsionstarget handelt es sich um einen integrierenden Detektor, der im Falle des CHORUS-Experimentes nach zwei Jahren ausgelesen wird. Für die Planung weiterer Neutrinooszillationsexperimente ähnlich des CHORUS-Experimentes wird daher nach einem aktiven Target gesucht, daß in "Real Time" ausgelesen werden kann.
Für den Vertexdetektor des LHC-B-Detektors [2] und für ein aktives Target bei Neutrinooszillationsexperimenten ist ein Glaskapillarendetektor eine Alternative. Dieser Detektor ist mit organischem Flüssigszintillator gefüllt

[1] **L**arge **H**adron **C**ollider
[2] **C**ern **H**ybrid **O**scillation **R**esearch Aparat**US**
[3] **C**onseil **E**uropéen de la **R**echerche **N**ucléaire, Genf

und wird von einer optoelektronischen Auslesekette ausgelesen. Mit Glaskapillarendetektoren kann eine Auflösung von wenigen Mikrometern, eine hohe Strahlungsresistenz von 190 Mrad [5] im Vergleich zum “Microstrip”-Detektoren und eine “Real Time”-Auslese verglichen mit den Emulsionstargets erreicht werden.
Weitere Anwendung kann dieser Detektortyp in der Biologie und Medizin finden. Dabei steht besonders das Auflösungsvermögen im Vordergrund, um Kleinwinkelstreuung an Zellen und Proteinen zu messen, sowie den Aufbau von Proteinen darzustellen (siehe dazu [21] und [22]).
Ein Prototyp dieses Glaskapillarendetektors, kurz Kapillar-Target genannt, wird in dieser Arbeit vorgestellt. Der Querschnitt des Prototyp beträgt 2×2 cm^2 bei einer Länge von 180 cm. Er setzt sich aus Kapillaren mit einem inneren Durchmesser von 20 μm zusammen. Die optoelektronische Auslesekette besteht aus Bildverstärkern und einem Megapixel-CCD[4]. Mit diesem Prototypen hat die CERN RD46-Kollaboration [11] seit 1994 in Zusammenarbeit mit der CHORUS-Kollaboration [12] Daten genommen.
Im Sommer 1995 wurde ein weiterer Prototyp installiert, dessen Auslese erstmals durch einen “Electron Bombarded CCD”-Bildverstärker anstatt einem üblichen CCD und verschiedenen Bildverstärkern realisiert wird.

[4] **C**harged **C**oupled **D**evice

2. Theorie

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell ordnet die Quarks und Leptonen in je drei Familien ein. Es beschreibt ihre Wechselwirkung im Rahmen der elektroschwachen Vereinheitlichung. In der elektroschwachen Vereinheitlichung sind die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zu einer Wechselwirkung zusammengefaßt. Eine Tabelle der Quarks und Leptonen ist in Tabelle 2.1 dargestellt.
Aus der Beschreibung der schwachen Wechselwirkung erhält man, daß die schwache Wechselwirkung nur an linkshändige Teilchen (Spinprojektion entgegen der Bewegungsrichtung) und rechtshändige Antiteilchen koppelt. Wegen dieser linkshändigen Kopplung stimmen die Eigenzustände der starken Wechselwirkung nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung im Quarksektor überein. Die schwache Wechselwirkung mischt die Eigenzustände der starken Wechselwirkung. Diese Mischung kann über die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Massenmatrix ($\mathbf{U}_{CKM}$) beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L = \mathbf{U}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \tag{2.1}$$

mit d', s' und b' als Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. $\mathbf{U}_{CKM}$ ist eine 3×3 Matrix. Die einzige Anforderung, die das heutige Standardmodell an $\mathbf{U}_{CKM}$ stellt, ist ihre Unitarität. Aufgrund der Unitarität hat $\mathbf{U}_{CKM}$ vier Parameter, drei Rotationswinkel und eine Phase, über die $\mathbf{U}_{CKM}$ vollständig

Q	1.Familie	2.Familie	3. Familie
+2/3	u	c	t
-1/3	d	s	b
-1	e	μ	τ
0	ν_e	ν_μ	ν_τ

Tabelle 2.1: Einordnung der Quarks und Leptonen in Familien nach Klassifikation durch das Standardmodell

bestimmt ist [16].
Weiterführende Modelle (GUT's) versuchen die Quarks und Leptonen in Multipletts und die starke, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung in einer Wechselwirkung zusammenzufassen.

2.2 Neutrinooszillation

Pontecorvo [3] hat 1957 vorgeschlagen, daß es zu Oszillationen zwischen den Neutrinos kommen kann, wenn die Neutrinos eine Masse besitzen. Diese Masseneigenzustände der Neutrinos sind nicht identisch mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung, über die die Neutrinos wechselwirken. Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ergeben sich aus einer Linearkombination der Masseneigenzustände. In Analogie zur Mischung im Quarksektor ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_L \tag{2.2}$$

Beschränkt man sich auf eine Zweizustandsmischung der schwachen Eigenzustände, so ergibt sich für ν_μ und ν_τ:

$$\nu_\mu = sin\theta\ \nu_2 + cos\theta\ \nu_3 \tag{2.3}$$

$$\nu_\tau = -sin\theta\ \nu_2 + cos\theta\ \nu_3 \tag{2.4}$$

Aufgrund der Quantenmechanik haben die beiden Massenneutrinos (ν_2 und ν_3) eine feste Phasenbeziehung zueinander. Da ihre Impulse gleich, aber die Massen verschieden sind, ergibt sich nach einer bestimmten Kohärenzlänge eine andere Phasenbeziehung zwischen den beiden Massenneutrinos. Dies bedeutet, daß sich ein anderer Eigenzustand der schwachen Wechselwirkung ergibt. Für die Wahrscheinlichkeit, daß eine Oszillation zwischen den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung auftritt, erhält man folgende Beziehung:

$$P(\nu_e \to \nu_\mu, L) = \sin^2 2\theta sin^2\left(1,27\frac{\triangle m^2 L}{E_\nu}\right). \tag{2.5}$$

Dabei ist $\triangle \mathrm{m}^2$ die Massendifferenz zwischen den Massenneutrinos in eV^2, L die Propagationsstrecke in Kilometer, E die Energie der Neutrinos in GeV und θ der Mischungswinkel der Neutrinos. Aus Gleichung 2.5 ist zu ersehen, daß Neutrinooszillationen nur möglich sind, wenn der Mischungswinkel

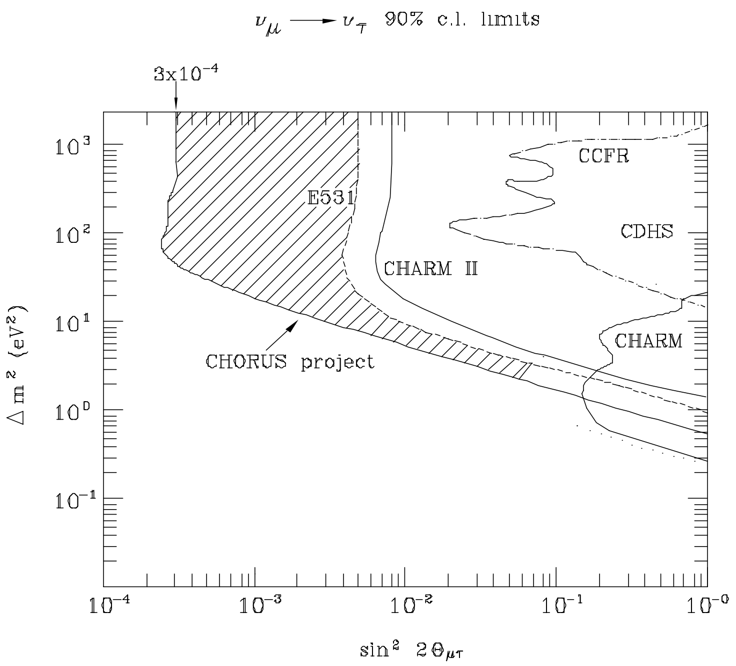


Abbildung 2.1: Ausschlußdiagramm für den Oszillationskanal $\nu_\mu \to \nu_\tau$[12]. Der schattierte Bereich kann vom CHORUS-Experiment ausgeschlossen werden, falls keine Neutrinooszillation gefunden wird.

$\sin 2\theta$ und die Massendifferenz $\triangle$m ungleich Null ist. Die Grenzen, für die eine Oszillation der Art $\nu_\mu \to \nu_\tau$ bisher ausgeschlossen werden kann, sind im sogenannten Ausschlußdiagramm (Abbildung 2.1) dargestellt. In diesem Diagramm ist $\triangle m^2$ gegen $\sin^2 2\theta$ aufgetragen. Der gestrichelte Bereich kann vom CHORUS-Experiment neu ausgeschlossen werden, falls keine Oszillationen gefunden werden.
Zur direkten Messung von Neutrinooszillationen stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung:

- "Appearance"-Experimente:
  Bei den "Appearance"-Experimenten wird in einem zunächst reinen Strahl einer Neutrinosorte nach Neutrinos einer anderen Sorte gesucht, welche über eine Oszillation entstanden sind. Die Verunreinigung des Strahls mit Neutrinos der anderen Sorte stellt die Grenze der Nachweiswahrscheinlichkeit dar. Im allgemeinen reichen wenige Ereignisse aus, um Neutrinooszillationen nachzuweisen. "Appearance"-Experimente werden an Beschleunigern durchgeführt. Dabei sind die Experimente aufgrund der hohen Energien sensitiv auf klei-

ne Mischungswinkel, jedoch weniger sensitiv auf kleine Massendifferenzen.

- “Disappearance”-Experimente:
  Der Nachweis bei “Disappearance”-Experimenten erfolgt über die Abnahme der Intensität einer bestimmten Neutrinosorte im Strahl. Dafür muß die relative Intensität des Neutrino-Strahls bekannt sein. Für das Experiment werden zwei Detektoren in unterschiedlichen Entfernungen von der Neutrino-Quelle benötigt. Nach der Messung der relativen Intensität des Neutrinostrahls kann der Neutrinofluß in beiden Detektoren verglichen werden. Als Fehlerquelle ergibt sich dabei zum Beispiel die ungenaue Kenntnis der Effizienz der Detektoren. Disappearance-Experimente werden aufgrund des hohen Neutrinoflusses an Kernreaktoren durchgeführt. Sie sind aufgrund der kleinen Energien sensitiv auf kleine Massendifferenzen, jedoch weniger auf kleine Mischungswinkel.

3. Das CHORUS-Experiment

3.1 Das Konzept des CHORUS-Experimentes

Das CHORUS-Experiment versucht in einem “Appearance”-Experiment die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nachzuweisen. Dabei wird nach einem τ^- aus folgender Reaktion gesucht (vgl. [12]):

$$\nu_{\mu \rightarrow \tau} N \rightarrow \tau^- X$$

Das τ^- hat eine Lebensdauer von $\tau = 3 \times 10^{-13}$ Sekunden und ein mittleres $c\tau$ von 88,6 μm [17]. Dessen Zerfallstopologien untersucht das CHORUS-Experiment. Es betrachtet die folgenden Zerfallskanäle:

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \overline{\nu}_\mu \nu_\tau \ (BR\ (17,65 \pm 0,24)\%)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- (n\pi^0) \nu_\tau \ (BR\ (49,83 \pm 0,35)\%)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- (n\pi^0 \nu_\tau) \ (BR\ (14,38 \pm 0,24)\%)$$

Aufgrund der kurzen Lebensdauer und der kurzen zurückgelegten Strecke ($\sim$100 μm) des τ^- ist ein Target mit großem Auflösungsvermögen zu wählen. Dazu wird beim CHORUS-Experiment ein Kernspuremulsionstarget benutzt, das eine Ortsauflösung von $\sim$1 μm erreicht. Mit dieser Emulsion ist es möglich den Zerfall des τ^- in die Tochterteilchen zu identifizieren (siehe Zerfallskanäle). Der Zerfall in z. B. ein geladene und mehrere neutrale Teilchen (z. B. $\tau^- \rightarrow \mu^- \overline{\nu}_\mu \nu_\tau$) ist als Knick (Kink) in der Spur zu erkennen, da die neutralen Teilchen beim Zerfall des τ^- Transversalimpuls davontragen. Für die Identifikation der entstandenen geladenen Teilchen wird deren typische Wechselwirkung in den Detektorkomponenten betrachtet. Dazu werden ein Magnetspektrometer, ein Kalorimeter und ein Myonspektrometer benutzt.
Durch die Spurrückverfolgung aus dem elektronischen Teil des Detektors in die Emulsion hinein, kann der Bereich in der Emulsion sehr genau gefunden werden, in dem die Reaktion stattgefunden hat. Eine präzise Spurvorhersage in die Emulsion ist notwendig, da die Emulsion ein integrierender

Detektor ist und die Spurdichte in der Emulsion nach einer Zeit von 2 Jahren 300 Spuren pro mm^2 beträgt. Alle Spuren aus der Emulsion auszulesen, würde aufgrund dieser Spurendichte Jahre dauern.
Das Emulsionstarget des CHORUS-Detektors ist in mehrere Platten unterteilt (vgl. Abbildung 4.1). Zwischen und hinter diesen Kernspuremulsionen sind Szintillationsfaserhodoskope angebracht. Mit diesen werden die Teilchenspuren sehr genau in die Emulsion hineinverfolgt. An diesen Teil des Detektors schließt sich ein Magnetspektrometer an, das aus Szintillationsfaserhodosopen besteht, zwischen denen ein Magnet aufgestellt wurde. Mit dieser Kombination können Ladung und Impuls niederenergetischer Teilchen bestimmt und eine Spurrekonstruktion vorgenommen werden. Es folgt ein hochauflösendes Kalorimeter, mit dem die Energie der im Zerfall des τ^- entstehenden Elektronen und Hadronen gemessen werden kann. Mit dem Kalorimeter werden auch Teilchenspuren rekonstruiert. An das Kalorimeter schließt sich ein Myonspektrometer an, daß die Spur der Myonen rekonstruiert und deren Ladung und Impuls mißt.
Als Hauptreaktionen im Detektor erhält man folgende durch ν_μ induzierte geladenene und neutrale Stromrektionen:

$$\nu_\mu N \to \mu^- X$$

$$\nu_\mu N \to \nu_\mu X.$$

Diese werden zur Eichung des Detektors benutzt.

3.2 Der Neutrino-Strahl

Der CERN Neutrino-Strahl wird mit den 450 GeV Protonen des SPS[1]-Beschleunigers erzeugt. Die Protonen treffen auf ein Beryllium-Target, in dem hauptsächlich Pionen und Kaonen als Sekundärteilchen mit einer großen Impulsverteilung erzeugt werden. Diese Sekundärteilchen verlassen das Target unter kleinen Vorwärtswinkeln. Magnetische Linsen (Horn und Reflektor) fokussieren die Sekundärteilchen und dienen auch als Teilchenseparatoren, die je nach Polung nur negativ bzw. positiv geladene Teilchen fokussieren und die anders geladenen Teilchen defokussieren. Im Zerfallstunnel entstehen durch Zerfall der positiven Pionen und Kaonen Myon-

[1]SPS: Super-Proton-Synchrotron

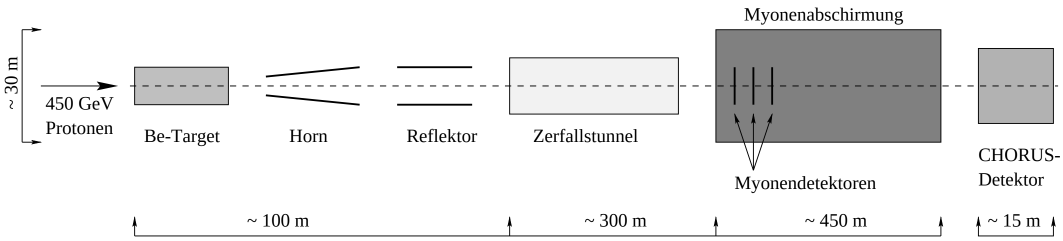


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der CERN Neutrinostrahl-Erzeugung am SPS-Beschleuniger.

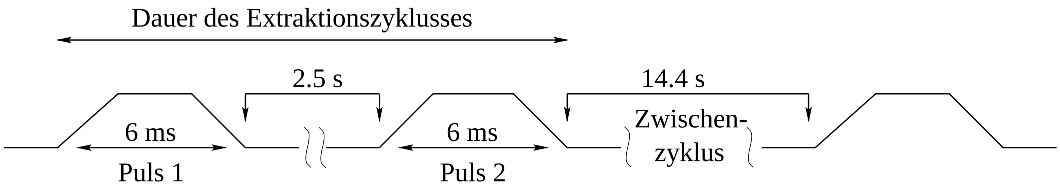


Abbildung 3.2: Zeitstruktur des CERN Neutrinostrahls.

Neutrinos bzw. durch den Zerfall der negativen Pionen und Kaonen Anti-Myon-Neutrinos. Die nicht zerfallenen Hadronen werden am Ende des Zerfallstunnels in einem Eisenblock gestoppt. Die Myonen, die durch den Zerfall der Pionen und Kaonen entstehen, werden anschließend durch einen 450 m langen Wall aus Beton und Erdreich gestoppt. Der Myonenfluß am Anfang der Abschirmung wird durch drei aufeinanderfolgende Detektoren gemessen. Über den gemessenen Myonenfluß kann der Neutrinofluß in Strahl ermittelt werden. Bis auf kleinere Verunreinigungen gelangen nur Myon-Neutrinos zum CHORUS-Detektor. Als Verunreinigungen des Myon-Neutrinostrahls erhält man die nicht gestoppten Myonen, aber auch ν_e, $\overline{\nu}_e$ und $\overline{\nu}_\mu$. Der Grad der Verunreinigung des Myon-Neutrinostrahls durch andere Neutrinos ist kleiner als 6,5 Prozent [12]. Eine schematische Zeichnung der gesamten CERN Neutrinostrahl-Erzeugung ist in Abbildung 3.1 dargestellt.
Pro SPS-Beschleunigungszyklus treffen zwei Protonenpulse auf das Target. Der Zyklus beträgt 14,4 s. Der Abstand der Pulse zueinander beträgt 2,5 s und die Pulslänge entspricht etwa 6 ms. In einem Puls werden etwa $1{\times}10^{13}$ Protonen auf das Target geleitet. Eine Zeitstruktur des Neutrinostrahls ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

4. Das Kapillar-Target

Die CERN RD46 Kollaboration testet Glaskapillarendetektoren (Kapillar-Targets) für einen möglichen späteren Einsatz als aktives Target in Neutrinooszillationsexperimenten bzw. als Vertexdetektor für den LHC-B-Detektor. Dieser Detektor verbindet ein Auflösungsvermögen von wenigen μm mit einer hohen Strahlungsresistenz von 190 Mrad und der Möglichkeit zur Benutzung als aktives Target. Zu Testzwecken wurde ein Kapillar-Target in Zusammenarbeit mit der CHORUS-Kollaboration im CERN-Neutrinostrahl aufgebaut. Dazu wurde ein Standort vor dem CHORUS-Detektor (vgl. Abbildung 4.1) gewählt, um für Ereignisse im Glaskapillarenbündel die Möglichkeit einer Teilchenidentifizierung durch den CHORUS-Detektor zu besitzen. Dabei betrachtet man Ereignisse, die durch die folgenden geladenen und neutralen Stromreaktionen der ν_μ induziert werden (vgl. Kapitel 3.1):

$$\nu_\mu N \to \mu^- X$$

$$\nu_\mu N \to \nu_\mu X.$$

Die Ereignisse, die durch diese Reaktionen im Kapillar-Target entstehen, werden aufgenommen und später durch Spurrekonstruktionsprogramme ausgewertet.

4.1 Aufbau

Das Kapillar-Target setzt sich aus einem Glaskapillarenbündel (Kapillarenbündel) und einer optoelektronische Auslesekette zusammen, die direkt verbunden sind. Das Kapillarenbündel selber ist mit organischem Flüssigszintillator gefüllt, mit dem die durchfliegenden Teilchen registriert werden. Am oberen Ende dieses Kapillarenbündels (vgl. Abbildung 4.2) befindet sich eine LED, mit der die Kapillaren über ein Gitter beleuchtet werden können. Das untere Ende des Kapillarenbündels ist mit einer optoelektronischen Auslesekette aus Bildverstärkern und einem CCD verbunden. Hinter dem Kapillarenbündel sind zwei Szintillatoren (S1 und S2, vgl. Abbildung 4.2) angebracht, die als Triggerzähler genutzt werden. Vor dem Kapillarbündel

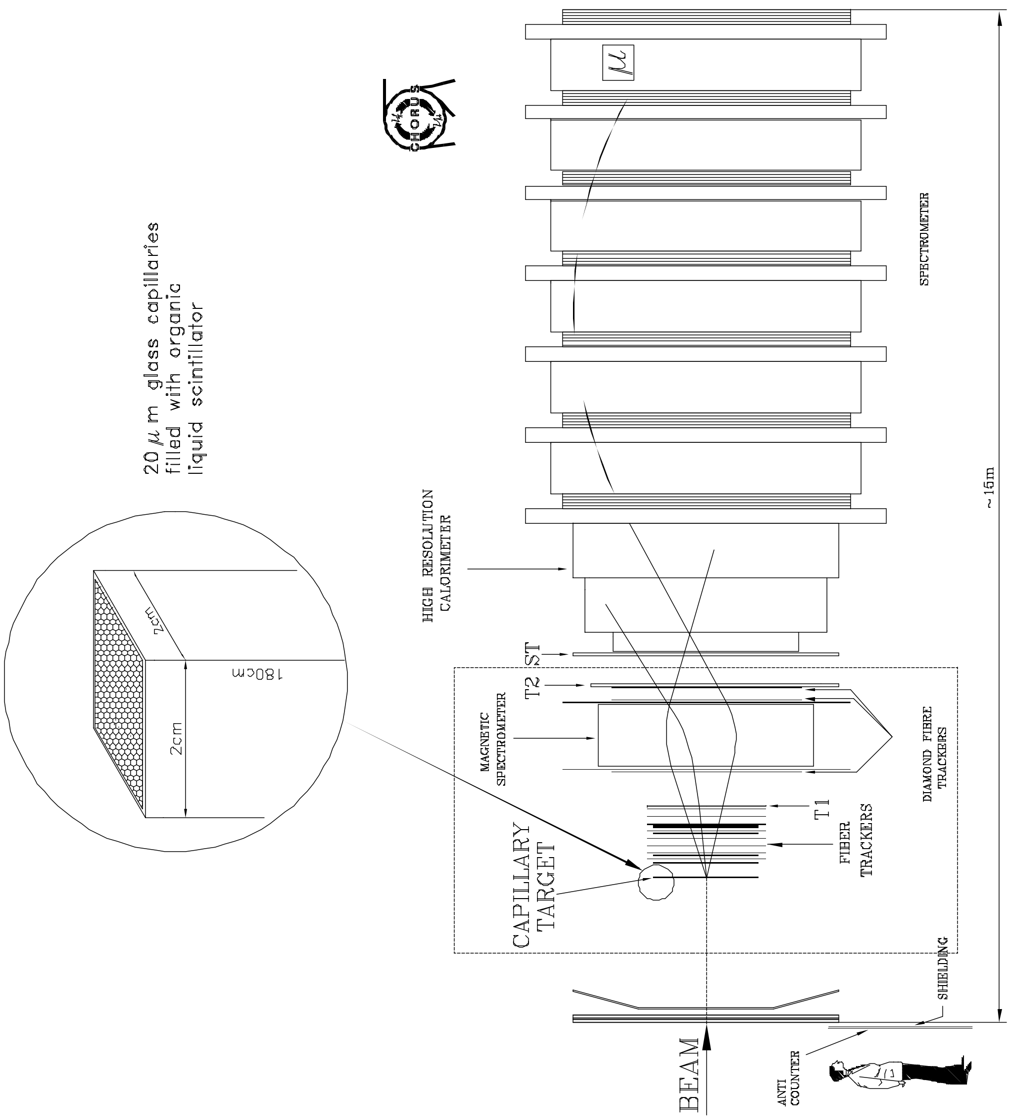


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des CHORUS-Detektors mit dem Kapillar-Target vor den CHORUS-Emulsionen. Der CHORUS-Detektor ist aufgebaut aus einer Kernspuremulsion, Szintillationsfaserhodoskopen, einem magnetischen Spektrometer, einem Kalorimeter und einem Myonspektrometer.

ist ein 5×5 cm^2 großer Szintillationszähler (S3, vgl. Abbildung 4.2) angebracht. Mit geladenen Teilchen, die in diesem Szintillationszähler ein Signal erzeugen, werden Detektortests durchgeführt. Eine schematische Zeichnung des Aufbaus ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

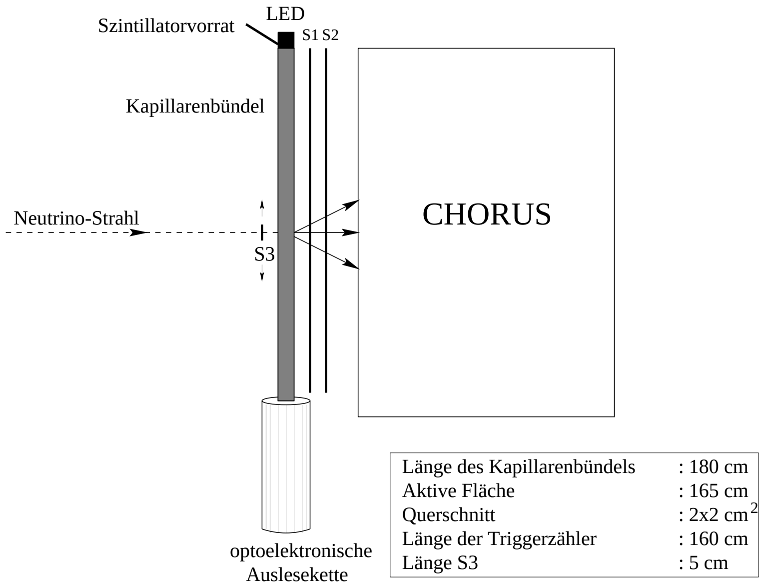
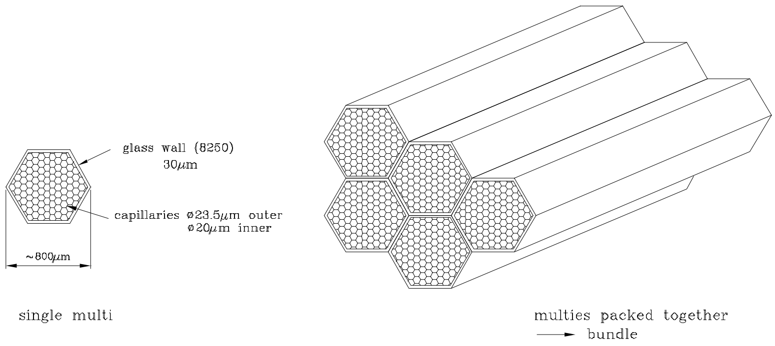


Abbildung 4.2:
Schematischer Aufbau des Kapillar-Targets im CERN-Neutrinostrahl. Es besteht aus einem Kapillarenbündel und einer optoelektronischen Auslesekette. Der Trigger wird durch die Szintillationszähler S1 und S2 generiert. Daten zur Größe des Detektors finden sich im umrahmten Kasten.

4.2 Das Glaskapillarenbündel

Szintillierende Faserdetektoren sind aus Glasfasern, Plastikfasern oder Glaskapillaren, die mit Flüssigszintillator gefüllt sind, aufgebaut. Glas- und Plastikfasern bieten eine zeitliche Auflösung von wenigen Nanosekunden, eine große Abschwächlänge sowie eine hohe Lichtausbeute. Glaskapillarendetektoren verbinden diese Vorteile mit einer Auflösung von etwa 8,5 “Hits” minimalionisierender Teilchen pro Millimeter [11].
Die im experimentellen Aufbau benutzten Glaskapillaren, deren äußerer Durchmesser 23,5 μm und deren innerer Durchmesser 20 μm beträgt, bestehen aus Borosilikat 8250, das von Schott Ruhrglas hergestellt wird. Der innere Durchmesser der Kapillaren vergrößert sich 2 cm vor der Auslesekette von 20 auf 34 μm, um eine größere räumliche Auflösung zu erreichen. Die Kapillaren werden industriell in einem Ziehverfahren hergestellt (vgl. [7]). In der benutzten Konfiguration sind 547 Kapillaren zu einer einzelnen Multistruktur (siehe Abbildung 4.3) zusammengefaßt. Diese Multistruktur hat einen Durchmesser von etwa 800 μm. Die Herstellungstechnik erlaubt es,



SCHOTT glass 8250	
density	2.28 g/cm^3
radiation length	12.4 cm
refractive index	1.49
thermal expansion	$5.10^{-6} K^{-1}$
transformation temperature	492°C
softening point	715°C

Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau einer Multistruktur und eines Kapillarenbündels [6]. Eine Multistruktur besteht aus 547 Kapillaren. 940 einzelne Multistrukturen sind zum benutzten Kapillarenbündel zusammengefaßt worden. Daten zur benutzten Glassorte finden sich im umrahmten Kasten.

Kapillaren mit Durchmessern zwischen 5 μm und 1 mm zu produzieren. Es kann dabei eine Länge bis zu 2 m und eine Querschnittsfläche von bis zu 1×1 cm^2 pro einzelner Multistruktur erreicht werden (vgl. [18]). Die Packungsdichte der benutzten Multistruktur beträgt 55% [11], wobei die Packungsdichte als das Verhältnis zwischen aktiven und totalem Volumen der Multistruktur definiert ist. Die Lücken zwischen den Kapillaren wurden zum Teil mit schwarzen Borosilikatstäben ("Extra Mural Absorber"(EMA)) gefüllt [23]. Dieser EMA soll "Cross-Talk" zwischen den Kapillaren verhindern. Das benutzte Kapillarenbündel ist aus 940 einzelnen Multistrukturen zusammengesetzt. Weitere Daten zu der benutzten Glassorte finden sich in Abbildung 4.3.

4.3 Organische Flüssigszintillatoren

Der Nachweis der Teilchen im Kapillarenbündel erfolgt über die Anregung des Flüssigszintillators. Dieser wandelt Energie in Licht um, die ihm durch ein durchfliegendes geladenes Teilchen zugeführt wird. Das Licht wird am Ende des Kapillarenbündels detektiert.

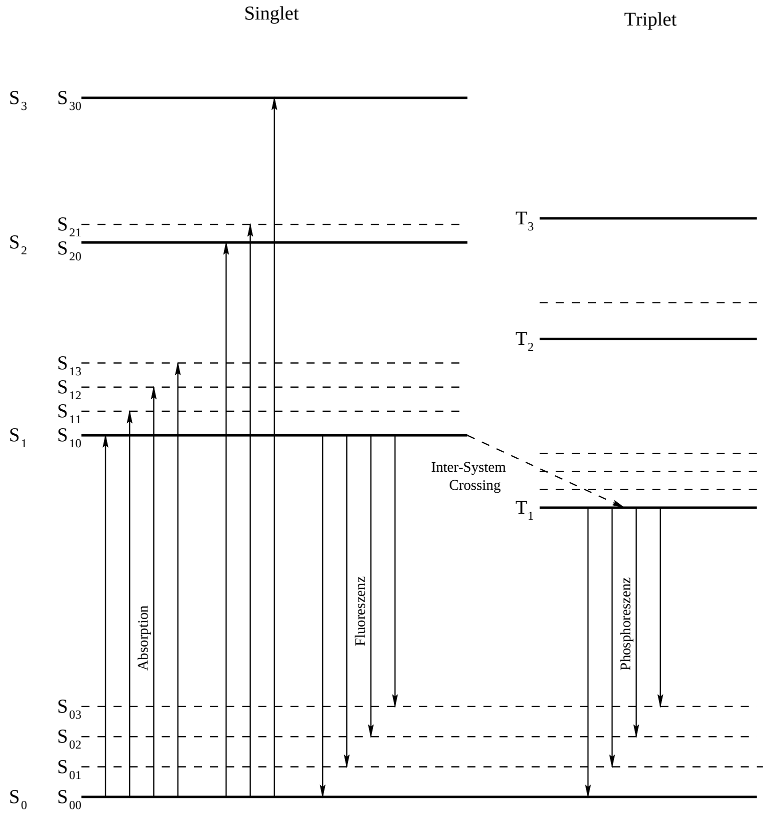


Abbildung 4.4: Anregungsschema eines organischen Moleküls mit π-Elektronenstruktur. S_0 ist der Grundzustand. S_1,S_2 und S_3 sind angeregte Singlet-Zustände. T_1, T_2 und T_3 sind angeregte Triplet-Zustände. S_{00}, S_{01} ...S_{10},S_{11} ...etc. entsprechen Vibrationsunterzuständen [14]

Szintillatormaterialien besitzen die Eigenschaft der Luminiszenz. Luminiszente Materialien absorbieren verschiedene Formen von Energie wie z. B. Licht, Wärme und Strahlung und strahlen diese als sichtbares Licht wieder ab [13]. Eine gute Beschreibung des Zeitverhaltens der Emission läßt sich durch folgende Formel darstellen:

$$N = A\ exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right) + B\ exp\left(\frac{-t}{\tau_l}\right) \tag{4.1}$$

N entspricht der Anzahl der Photonen, die zu einem Zeitpunkt t emittiert werden. τ_s und τ_l entsprechen den Zerfallskonstanten für die schnelle (Fluoreszenz) und die langsame Szintillatorabregung (Phosphoreszenz). A und B sind Amplituden, die vom Material abhängig sind. Ein guter Szintillator sollte folgende Eigenschaften erfüllen [13]:

- Hohe Effizienz für die Konversion von Anregungsenergie in fluoreszente Strahlung.

- Transparenz für die fluoreszente Strahlung, um die Transmission von Licht zu erlauben.

Die meisten organischen Flüssigszintillatoren bestehen aus einem Szintillator in einem Lösungsmittel. Der Anteil des Szintillators, der für den Flüssigszintillator des Kapillar-Targets benutzt wird, beträgt 3,01 g/l.
In Abbildung 4.4 ist ein Anregungsschema eines organischen Moleküls mit π-Elektronenstruktur dargestellt, wie es für die meisten organischen Szintillatoren zutrifft. Die Energie-Zustände der π-Elektronenstruktur unterscheiden sich um etwa 3 bis 4 eV. Die gestrichelten Linien beziehen sich auf Vibrationszustände (2. Index), die untereinander um etwa 0,15 eV getrennt sind. Dies ist gegenüber den durchschnittlichen thermischen Energien (0,025 eV) sehr groß, so daß nahezu alle Moleküle bei Raumtemperatur im S_{00}-Zustand sind.
Der Anregungsprozeß wird durch ein geladenes Teilchen hervorgerufen, welches durch den Szintillator fliegt. Alle angegebenen Zustände in Abbildung 4.4 können bei diesem Prozeß angeregt werden. In weniger als 10 ps gehen alle angeregten Zustände strahlungslos in den S_{10}-Zustand über, von wo der Fluoreszenz-Abregungsvorgang in die Vibrationsgrundzustände (S_{0i}-Zustände) erfolgt. Die Zerfallskonstanten liegen typischerweise im Bereich von 3 bis 4 ns. Es kann auch ein Übergang zwischen dem S_1- und den T_1-Zustand[1] erfolgen. Dies wird “Intersystem Crossing” genannt (vgl. Abbildung 4.4). Da der Triplet-Zustand energetisch tiefer liegt, hat er eine längere Lebensdauer (ca. 10^{-3} s) und emittiert gleichzeitig eine längere Wellenlänge (vgl. [10]).
Die Photonen, die durch einen Übergang in den S_{00}-Zustand erzeugt werden, können vom Szintillator wieder absorbiert werden. Man verwendet daher einen Wellenlängenschieber um Selbstabsorption zu verhindern. Durch den Wellenlängenschieber werden der Absorptions- und Emissionsbereich des Szintillators auseinandergeschoben. Die Verschiebung zwischen dem Maximum des Absorptions- und des Emissionsbereiches nennt sich “Stoke-Shift”.
Ein anderes Phänomen, welches bei Flüssigszintillatoren zu beachten ist, ist das “Quenching”. Dieses sind strahlungslose Übergänge vom angeregten

[1] S entspricht dem Singlet, T dem Triplet-Zustand

Zustand in den Grundzustand, die durch Verunreinigungen im Flüssigszintillator erzeugt werden. Diese Verunreinigungen müssen eliminiert werden, damit man eine optimale Szintillationseffizienz erhält.
Flüssigszintillatoren sind extrem sensitiv für Verunreinigungen im Lösungsmittel. Dabei spielt das "Sauerstoff-Quenching" eine wichtige Rolle. Die Höhe des Quenchingfaktors wird beim "Sauerstoff-Quenching" durch zwei Faktoren bestimmt:

- Die Löslichkeit von Sauerstoff im Lösungsmittel. Diese wird bestimmt durch den Außendruck und die Außentemperatur.

- Der Effekt des "Sauerstoff-Quenchings" auf das Lösungsmittel und die Szintillatormoleküle.

Die Wahrscheinlichkeit für "Sauerstoff-Quenching" wird mit zunehmender Konzentration des zu lösenden Szintillators kleiner (vgl. [14]).
Das Auftreten von "Sauerstoff-Quenching" läßt sich beim Füllen der Kapillaren dadurch unterdrücken, daß man beim Einlassen des Flüssigszintillators in das Kapillarenbündel gasförmigen Stickstoff miteinströmen läßt und anschließend das Kapillarenbündel luftdicht abschließt (vgl. [14]).
Wenn Fremdmoleküle im Szintillator enthalten sind, kann es zum Effekt des "Verunreinigungsquenching" kommen. Dabei stößt das Fremdatom mit einem angeregten Szintillatormolekül zusammen. Durch den Zusammenstoß wird das Szintillatormolekül abgeregt. Das Auftreten dieses Prozesses wird durch einen hohen Reinheitsgrad des Szintillators verhindert.
In den Kapillaren breiten sich die Szintillationsphotonen durch Totalreflektion zu den Enden der Kapillaren aus oder können auch in andere Kapillaren übertreten. Die übertretenden Photonen werden auch in dieser Kapillare an der Wand nicht reflektiert, sondern setzen ihren Weg quer durch das Kapillarenbündel fort, bis sie vom EMA oder der Umhüllung der Kapillaren absorbiert werden. In Abbildung 4.5 ist dies am Beispiel einer Kapillare verdeutlicht.
Für das benutzte Kapillarenbündel wurden verschiedene neue Szintillatormixturen mit großem "Stoke-Shift" getestet, so daß ein zusätzlicher Wellenlängenschieber nicht nötig ist. Die Grundlage war 1-Methylnaphthalen (1MN) [4] als Lösungsmittel. Dieses Lösungsmittel hat einen Brechungsindex von 1,62, im Gegensatz zu 1,49 des Glases. Daraus ergibt ein Winkel der Totalreflektion von 66,9^o am Übergang zwischen 1MN und dem Glas. Ein

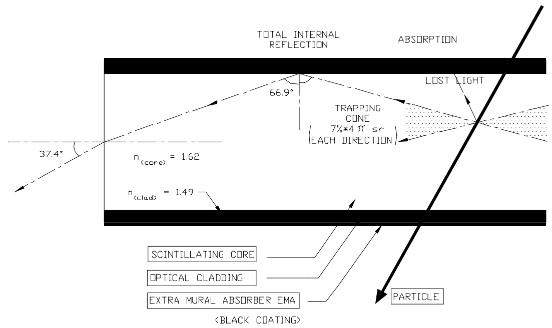


Abbildung 4.5: Die Funktionsweise einer Kapillare, die mit organischem Flüssigszintillator gefüllt ist. Ein geladenes Teilchen regt bei seinem Flug durch die Kapillare den Flüssigszintillator an. Vom Flüssigszintillator wird die Anregungsenergie in Form von Szintllationsphotonen abgestrahlt. Diese Breiten sich entweder durch Totalreflektion in der Kapillare aus oder verlassen diese und werden absorbiert.

---

großer Unterschied der Brechungsindizes zwischen Lösungsmittel und Glas muß erreicht werden, um einen möglichst großen Winkel der Totalreflektion für die Ausbreitung der Photonen in den Kapillaren zu erhalten.
In Tests wurden Abklinglängen des organischen Flüssigszintillators von 3 m gemessen [6]. Diese Tests wurden mit einer radioaktiven Quelle und in einem 5 GeV Pionen-Strahl durchgeführt [6]. Aufgrund der besten Abklinglänge wurde das Kapillarenbündel für die Neutrinodatennahme mit 1MN und 3M15 als szintillierendem Farbstoff gefüllt. 3M15 ist ein Pyrazolin Derivat mit einem Maximum in der Photonenemission bei 490 nm [4]. Damit viele Szintillationsphotonen zur Auslese gelangen können, wird ein großer "Stoke-Shift" zwischen dem Emissionsbereich des Szintillators und dem Absorptionsbereich des Lösungsmittels benötigt. Bei normal hergestelltem 1MN liegt das Maximum der Absorption von Photonen über 450 nm, so daß bei dieser Kombination von 1MN und 3M15 der "Stoke-Shift" nicht groß genug ist. Dadurch werden viele Photonen im 1 MN absorbiert und es geht Intensität verloren. Ein Maximum der Absorption von Photonen unter 450 nm erreicht man nur mit hochreinem 1MN, der deshalb bei diesem organischen Flüssigszintillator eingesetzt wird.

4.4 Bildverstärker

Da das Bild, das man am Ende der Kapillaren erhält, eine geringe Intensität hat, werden Bildverstärker benutzt. Generelle Prinzipien der Bildverstärker sollen im folgenden erörtert werden.
Bei allen Bildverstärker-Baugruppen ist das Prinzip der Bildverstärkung gleich. Photonen erzeugen in einer Photokathode Elektronen. Diese Elektronen werden beschleunigt und erzeugen in einer Phosphorschicht eine vervielfachte Anzahl von Photonen. Man unterscheidet zwei Hauptkategorien von Bildverstärkern:

- Aktive Bildwandler:

  Diese heißen aktiv, weil sie in vielen Fällen eine Beleuchtung der zu betrachtenden Region z. B. mit Infrarot-Licht benötigen. Das Gerät konvertiert dann das reflektierte Infrarot-Licht in ein verstärktes Bild im sichtbaren Bereich.

- Passive Bildverstärker:

  Diese kommen mit der vorhandenen Beleuchtungsstärke aus, die in der zu betrachtenden Region vorhanden ist, und benötigen keine zusätzliche Beleuchtung der Region.

Zusätzlich unterscheidet man noch elektrostatisch fokussierende und magnetisch fokussierende Bildverstärker, von denen nur elektrostatisch fokussierende Bildverstärker hier behandelt werden sollen. Diese Bildverstärker gruppieren sich in drei Generationen:

- Erste Generation:
  - Einstufiger Inverter- und Nahfokus-Typ
  - Kaskaden Inverter- und Nahfokus-Typ
- Zweite Generation:
  - Einstufiger Inverter- und Nahfokus-Micro-Channel-Plate(MCP)-Typ
  - Kaskaden Inverter- und Nahfokus-MCP-Typ
- Dritte Generation:

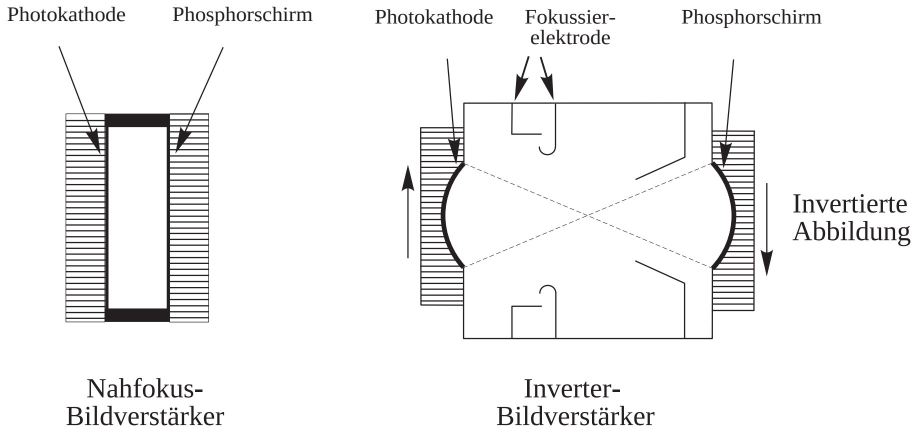


Abbildung 4.6: Der Aufbau der Nahfokus- und Inverter-Bildverstärker der ersten Generation.

– Einstufiger Nahfokus-MCP-Typ mit Gallium-Arsenid-Photokathode
– Kaskaden Nahfokus-MCP-Typ mit Gallium-Arsenid-Photokathode

4.4.1 Bildverstärker der ersten Generation

Bildverstärker der ersten Generation werden durch die Art der Elektronenoptik (elektrische Feldverteilung zwischen der Photokathode und dem Phosphorschirm) in Inverter- und Nahfokus-Bildverstärker (vgl. Abbildung 4.6) unterschieden. Sie besitzen eine hohe Bildauflösung bzw. Bildschärfe und einen sehr weiten Dynamikbereich (Unterschied zwischen hellsten und dunkelsten Bildpartien). Ihre Verstärkung liegt im Bereich zwischen 100 und 2000 Lumen/Lumen (lm/lm).
Bei den Inverter-Bildverstärkern bestimmt die Form des Feldes die Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Abbildung. Die Sensitivität der Photokathode, die Beschleunigungsspannung und der Vergrößerungsfaktor der Bildverstärkerröhre bestimmen im wesentlichen den Verstärkungsfaktor des Bildes. Bildverstärker dieses Typs erzeugen Bildverzerrungen (Distorsionen), die durch die isotrope Abstrahlung der Elektronen von der Photokathode und die nachfolgenden Beschleunigungsstrecke entstehen. Um dies zu vermeiden, wurden Bildverstärker mit kurzen Abmessungen konstruiert (Nahfokus-Bildverstärker, vgl. Abbildung 4.6). Die Beschleunigungsstrecke

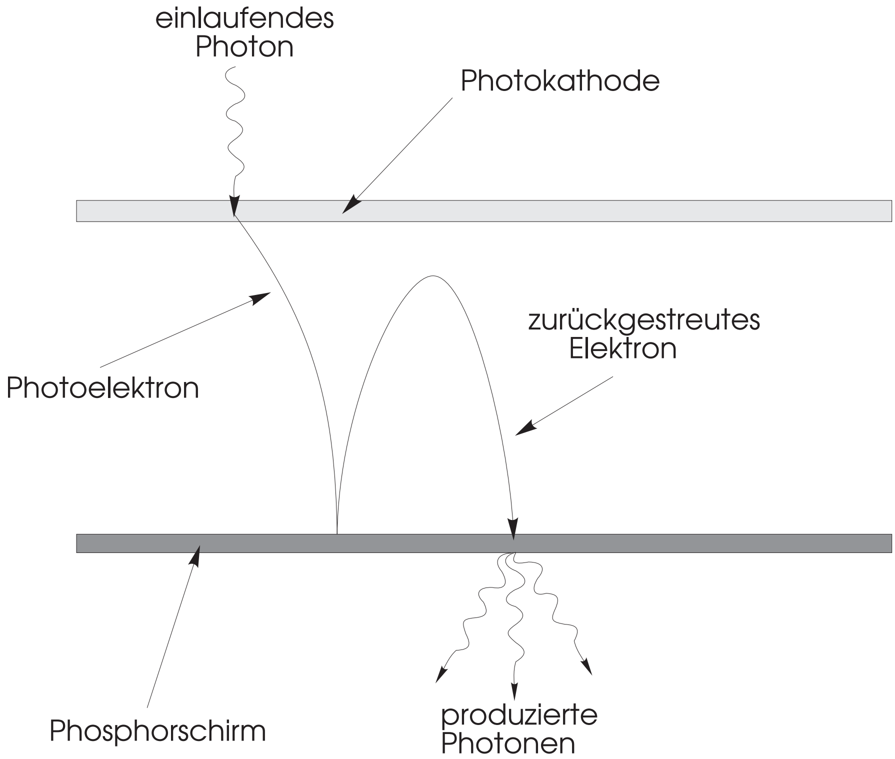


Abbildung 4.7: “Backscattering” von Elektronen am Phosphorschirm in einem Bildverstärker der ersten Generation.

---

ist bei diesem Typ sehr klein, damit eine möglichst verzerrungsarme Abbildung auf dem Phosphorschirm entsteht. Es kann aber nur eine 1:1 Abbildung erreicht werden. Aufgrund ihrer Kompaktheit sind die Nahfokus-Bildverstärker unempfindlicher auf äußere Felder als Inverter-Bildverstärker. Rauschen wird in der ersten Generation von Bildverstärkern zum einen durch positive Ionen erzeugt, die auf die Photokathode treffen. Ein weiterer größerer Rauschfaktor ist das “Backscattering” von Elektronen. Dabei werden die Elektronen am Phosphorschirm zurückgestreut und durch das im Bildverstärker vorhandene elektrische Feld wieder an anderer Stelle auf den Phosphorschirm beschleunigt. Ein weiterer Rauschfaktor ist die Dunkelemissionsrate der Photokathode. Die Photokathode sendet dabei durch thermische Emission Elektronen aus, die zum Phosphorschirm beschleunigt werden. Die thermische Emission kann durch Kühlung des Bildverstärkers verringert werden. Diese Formen des Rauschens spielen auch bei den anderen Generationen der Bildverstärker eine Rolle.

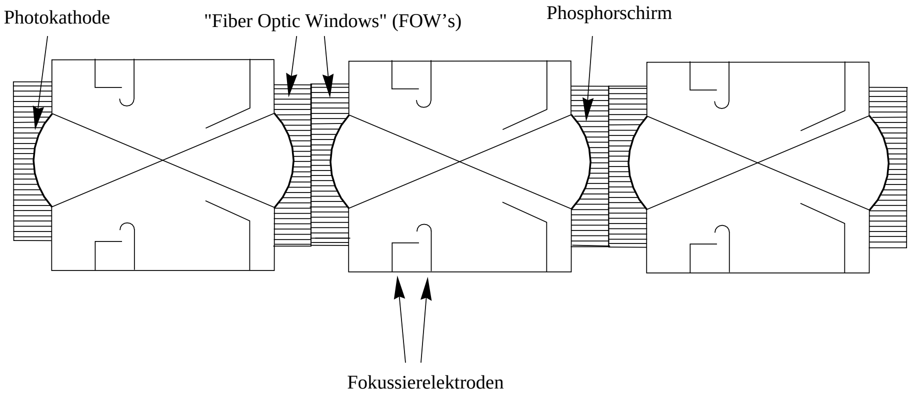


Abbildung 4.8: Der Aufbau einer Bildverstärkerkaskade, die aus Inverter-Bildverstärkern besteht. Der Bau dieser Kaskadentyp wurde erst durch die Entwicklung von "Fibre Optic Windows" möglich.

Um Bilder, die eine Beleuchtungsstärke im Bereich von 10^{-4} lux besitzen, sichtbar zu machen, sind Verstärkungen im Bereich von 50000 lm/lm und mehr nötig. Diese hohe Verstärkung kann durch Kopplung mehrerer einzelner Stufen von Bildverstärkern zu einer Bildverstärkerkaskade (vgl. Abbildung 4.8) erreicht werden. Dies ist durch die Entwicklung hochauflösender, vakuumdichter "Fibre Optic Windows" (FOW) als Abbildungssystem möglich. Diese erlauben, das Bild ohne Verluste in der Auflösung auf den nächsten angekoppelten Bildverstärker abzubilden. Sie bestehen aus dünnen optischen Fasern, durch die sich Photonen durch Totalreflektion zwischen dem "Core" und dem "Cladding" zur nächsten Photokathode hin ausbreiten. Der "Core" ist etwa 6 μm und das "Cladding" 0,4 μm dick. Die Transparenz des FOW's ist wichtig für den Bildverstärker, da diese die Effizienz des Bildverstärkers begrenzt. Die Transparenz wird durch drei Faktoren begrenzt:

- Die Packungsdichte, die hier als Verhältnis zwischen dem Durchmesser aller "Core" und dem Durchmesser des FOW definiert ist.

- Der Brechungsindex des Faserkerns und der Ummantelung, damit ein größtmöglicher Winkel der Totalreflektion erreicht wird.

- Die Apertur des FOW.

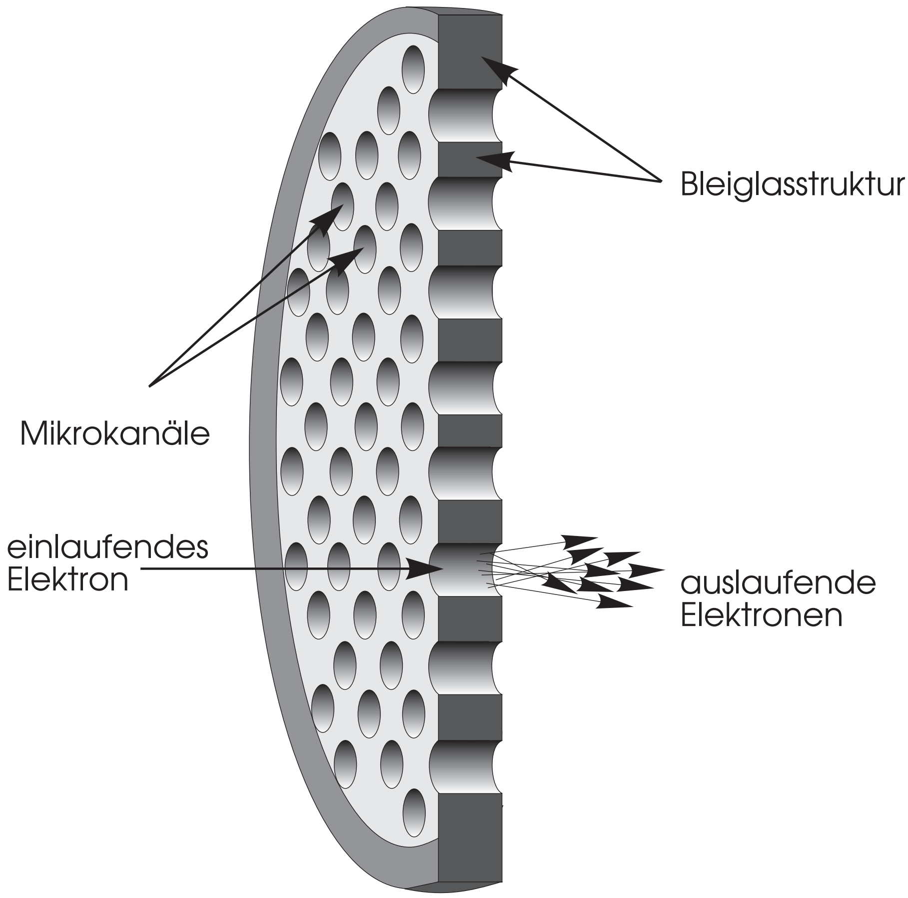


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau einer "Micro-Channel Plate" (MCP). Das MCP besteht aus einer Bleiglasstruktur. In den Mikrokanälen des MCP werden einfallende Elektronen etwa um einen Faktor 1000 vervielfacht.

4.4.2 Bildverstärker der zweiten Generation

Der Aufbau dieser Bildverstärker entspricht denen der ersten Generation. Es wurde aber zusätzlich vor dem Phopshorschirm eine "Micro-Channel Plate" (MCP) eingebaut, der eine Elektronenvervielfachung bewirkt.
Ein MCP besteht aus einer Platte mit 10^4- 10^7 parallelen Kanälen des Durchmessers von 10 bis 100 μm, deren Länge 40 bis 100 mal größer ist als ihr Durchmesser. Die Kanäle sind Löcher in einer Bleiglasplatte. Ein konstanter Potentialgradient in den Kanälen für die Beschleunigung der Elektronen wird dadurch erzeugt, in dem eine geeignete Bedampfung auf die Glasoberfläche aufgebracht und ein Spannungspotential an die Kanäle

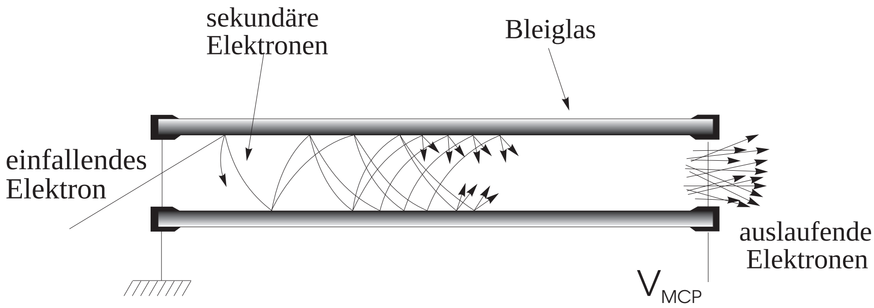


Abbildung 4.10: Funktionsweise eines MCP-Kanals (schematisch). Ein einfallendes Elektron wird durch das Potential im MCP-Kanal beschleunigt und löst aus der Wand des MCP-Kanals Sekundärelektronen aus. Diese werden wierderum beschleunigt und können wieder Elektronen aus der Wand herausschlagen. Dieser Prozeß wiederholt sich viele Male bis zum Ende des MCP-Kanals.

angelegt wird. Die Elektronen, die in einen Kanal einfallen, werden durch dieses longitudinale elektrische Feld beschleunigt. Beim Durchgang durch diesen Kanal treffen die Elektronen auf die Wand des Kanals auf und lösen Sekundärelektronen aus (vgl. Abbildung 4.10). Diese werden ebenfalls beschleunigt und können ihrerseits wiederum Elektronen aus der Wand herausschlagen. Dieser Prozeß wiederholt sich viele Male, so daß eine hohe Elektronenvervielfachung erreicht wird. Die bedampfte Oberfläche des Kanals hat daher die Wirkung einer kontinuierlichen Dynode. Die Elektronenverstärkung der Kanäle hängt von der angelegten Spannung, dem Längen-Durchmesser-Verhältnis der Kanäle und von der Sekundäremissionscharakteristik der Kanalwände ab. Der maximale Vervielfachungsfaktor ist auf $\sim 10^7$ Elektronen pro einfallendes Elektron durch Sättigungseffekte begrenzt [24]. Die erzielbare Bildschärfe und der erreichbare Dynamikbereich des MCP's ist geringer als bei Bildverstärkern der ersten Generation. Dies läßt sich auf die Funktionsweise des MCP zurückführen. Ein Faktor dabei ist, daß die Vielzahl der Elektronen eine Aufweitung der Abbildung des in den Bildverstärker einfallenden Photons verursachen. Um diese Spotaufweitungen möglichst gering zu halten, wird der MCP deshalb so nah wie möglich vor dem Phosphorschirm angebracht.
Ein weiteres Problem stellt die Bildung von positiv geladenen Ionen im MCP dar. Sie werden durch Elektronenbeschuß erzeugt, wenn noch Gas vom Be-

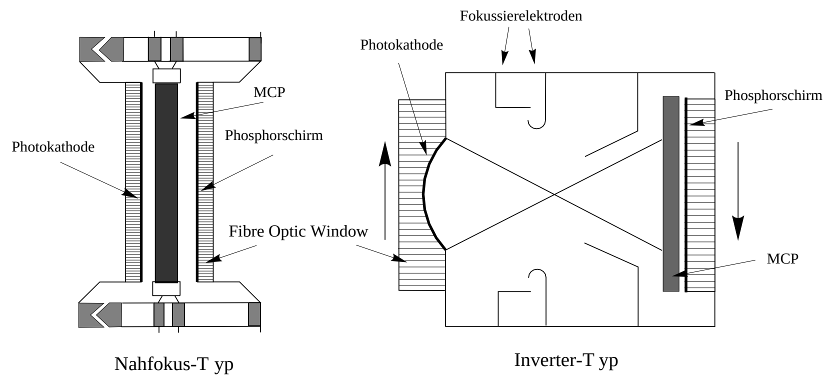


Abbildung 4.11: Der generelle Aufbau eines Nahfokus- und Inverter-MCP-Bildverstärkers der zweiten Generation. Beim Inverter-Typ wird das MCP so nah wie möglich vor dem Phosphorschirm angebraucht, um Spotaufweitungen zu vermeiden, die durch das MCP entstehen.

---

dampfungsprozeß in den Kanälen ist (Ausgasen des MCP) oder die Elektronen so hoch beschleunigt wurden, daß sie Ionen aus den Kanalwänden herausschlagen können. Diese Ionen werden zur Photokathode hin beschleunigt und beschädigen diese. Dadurch verkürzt sich die Lebensdauer des Bildverstärkers erheblich. Durch das Anbringen einer dünnen Aluminiumschicht vor dem MCP kann dieser Effekt durch Absorption der Ionen vermieden werden. Die Aluminiumschicht setzt aber auch eine untere Energieschwelle für die von der Photokathode stammenden Elektronen. Das Beschleunigungfeld muß daher entsprechend gewählt werden, so daß die kinetische Energie der Elektronen oberhalb dieser Schwelle liegt. Die Aluminiumschicht erhöht auch den Rauschfaktor, da an ihr Elektronen gestreut werden.

Beim Nahfokus-MCP-Bildverstärker (vgl. Abbildung 4.11) ist das MCP dicht hinter der Photokathode angebracht. Durch diesen Aufbau ist die Lebensdauer der Geräte vergleichsweise kurz, da die Ionen direkt die Photokathode erreichen. Durch einen sehr dünnen Aluminiumoxidfilm zwischen Photokathode und MCP kann aber der Ionenstrom verringert werden, ohne die Leistungsfähigkeit des Gerätes zu verringern. Der Vorteil dieses Gerätes besteht in seiner Kompaktheit und Handlichkeit.

Das MCP ist beim Inverter-MCP-Bildverstärker (vgl. Abbildung 4.11) direkt vor dem Phosphorschirm angebracht. Zwischen der Photokathode und den MCP liegt eine Beschleunigungsstrecke. Photoelektronen werden in der Photokathode erzeugt, beschleunigt, fokussiert und treffen danach auf das MCP.

Material	Durchlässigkeitsbereich
MgF_2	von 110 nm bis zum Nahen Infrarot (NIR)
Quarz	von 165 nm bis zum NIR
Hartglas	von 300 nm bis zum NIR
Faseroptik	von 380 nm bis zum NIR

Tabelle 4.1: Fenstermaterialien nach [25]

Kathodenmaterial	Durchlässigkeitsbereich	Lichtempfindlichkeit
S25-Pk	von 165 nm bis 850 nm (Max. bei 460 nm)	350 μm/lm
S20-Pk	von 165 nm bis 750 nm (Max. bei 430 nm)	200 μm/lm
Bialkali-Pk	von 165 nm bis 550 nm (Max. bei 420 nm)	60 μm/lm
RbTe-Pk	165 nm bis 300 nm (Max. bei 220 nm)	

Tabelle 4.2: Photokathodentypen (auf Quarz) nach [25]

Hier tritt eine erhebliche Vervielfachung auf. Anschließend werden die Elektronen auf den Phosphorschirm beschleunigt.
Neuentwicklungen haben zu Nahfokus-MCP-Bildverstärkern der dritten Generation geführt. Diese sind mit Gallium-Arsenid-Photokathoden (Lichtempfindlichkeit $\sim$1200μA/lm) im Gegensatz zu den üblichen Multialkali-Photokathoden (300 μA/lm) ausgestattet. Der wesentliche Vorteil liegt in der hohen Quantenausbeute im Rot- und nahen Infrarot-Bereich.

4.5 Photokathode

Die Photokathode eines Bildverstärkers besteht aus einem photoempfindlichen Material. Die Empfindlichkeit der Photokathode wird durch das benutzte Material und das Fenster bestimmt, auf dem die Photokathode aufgesetzt bzw. aufgedampf ist, und ist von der Wellenlänge abhängig.
Gebräuchliche Fenster- und Photokathodenmaterialien sind in Tabelle 4.5 und Tabelle 4.5 aufgeführt.
Die Quantenausbeute und die Dunkelemission sind ebenfalls Kriterien bei

Photkathodenmaterial	Dunkelstrom in Elektronen/cm^2/s
S25-Pk	1000
S20-PK	~100
Bialkali-Pk	~10
RbTe-Pk	3

Tabelle 4.3: Dunkelstrom bei Raumtemperatur von verschiedenen Phosphormaterialien [25]

der Auswahl der Photokathode (PK). Der Dunkelstrom für verschiedene Photokathodenmaterialien ist in Tabelle 4.3. Einen deutlichen Rückgang des Dunkelstroms wird bei einer Kühlung auf -20°C erreicht.

4.6 Phosphorschirm

Der Phosphorschirm besteht aus einer dünnen Lage eines phosphoreszenten Materials. In diesem Material wird die Energie der einfallenden Elektronen in Licht umgewandelt.
Bei der Auswahl der Phosphorschirme sind drei Kriterien wichtig:

- Spektraler Emissionsbereich
- Konversionseffizienz
- Nachleuchtdauer.

Daten für verschiedenen Phosphorschirme sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Die Effizienz der Phosphorschirme hängt mit deren Aufbau zusammen. Dabei ist die Korngröße, die Schichtdicke, die Aluminiumreflexschicht, die die zum Phosphorschirm zurücklaufende Photonen reflektiert, aber auch die Fertigungsschritte und die Vergiftung mit Alkalien bei der Herstellung von großer Bedeutung.

Typen	Lichtemission				Nachleuchtdauer	
	Bereich von	Bereich bis	Maximum bei	Farbe	Abfall von 90% auf 10% innerhalb	Abfall von 10% auf 1% innerhalb
P20	470 nm	725 nm	517 nm	gelb-grün	4 ms	55 ms
P20AF	470 nm	725 nm	518 nm	blau-grün	14 ms	185 ms
P11	380 nm	570 nm	452 nm	blau	3 ms	37 ms
P43	370 nm	680 nm	544 nm	grün	1 ms	1,6 ms
P46	470 nm	670 nm	513 nm	gelb-grün	0,3 μm	90 μm
P47	360 nm	600 nm	434 nm	blau	55 ns	2,9 μs

Tabelle 4.4: Phosphormaterialien nach [25]

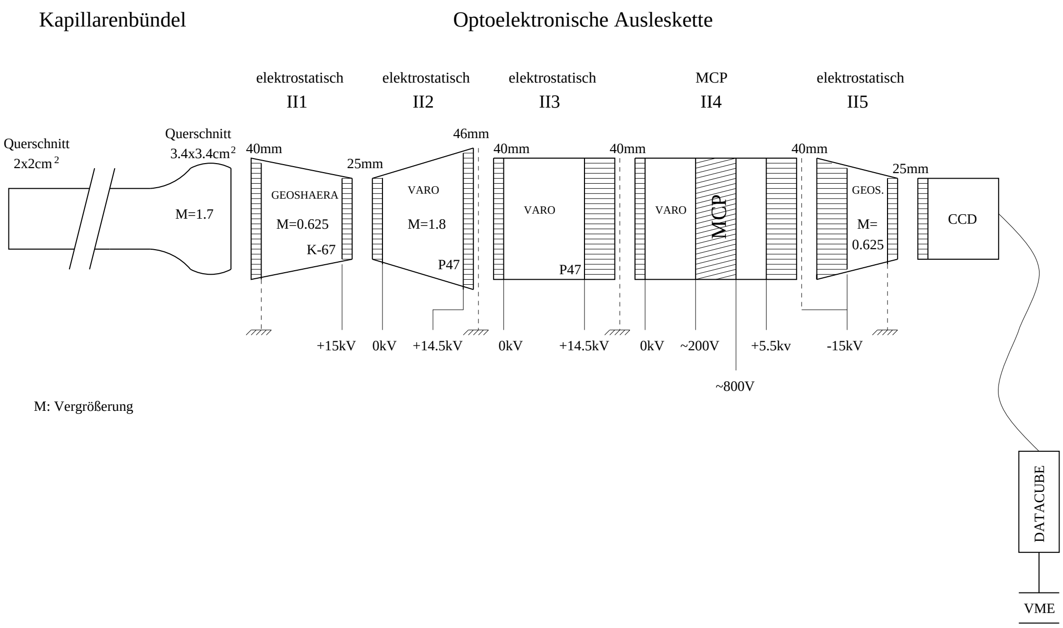


Abbildung 4.12: Schematischer Aufbau der optoelektronischen Auslesekette.

4.7 Die optoelektronische Auslesekette des Kapillar-Targets

Die Aufgabe der Bildverstärkerkette des Kapillar-Targets ist die Signalverstärkung und die Verkleinerung des Bildes auf die Größe des CCD.
Für die optoelektronische Auslesekette des Kapillar-Targets wird zunächst ein elektrostatischer Bildverstärker mit einer hohen Quanteneffizienz auf der Photokathode benötigt, damit nicht zu viele Photonen aus den Kapillaren verloren gehen. Ein weiterer elektrostatischer Bildverstärker wird im Anschluß dazu benutzt, um das Bild aus den Kapillaren auf die Größe des CCD's zu verkleinern. Mit diesen Bildverstärkern kann aber keine aus-

reichende Verstärkung erreicht werden. Deshalb wird eine weitere Bildverstärkerstufe benötigt, die aus einem Bildverstärker mit MCP besteht. Da es sich als besser erwiesen hat, den MCP nicht mit maximaler Verstärkung zu betreiben, ist ein weiterer elektrostatischer Bildverstärker als Vorverstärker für das MCP verwendet worden. Weil nur ein verkleinernder Bildverstärker mit hoher Quanteneffizienz als erster Bildverstärker zur Verfügung steht, mußte ein zusätzlicher vergrößernder Bildverstärker im Anschluß an diesen benutzt werden. Daraus ergibt sich eine fünfteilige Bildverstärkerkette. Ein schematischer Aufbau der optoelektronischen Auslesekette ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

Die Quanteneffizienz der gesamten Auslesekette wird durch die Quanteneffizienz des ersten Bildverstärkers bestimmt. Diese beträgt bei diesem 23 % [7]. Der Bildverstärker verkleinert das Bild um den Faktor 0,625.

Der zweite elektrostatische Bildverstärker vergrößert das Bild um einen Faktor 1,3. Auch dieser Bildverstärker erreicht einen Viel-Photonenverstärkungsfaktor von 6. Der darauffolgende dritte Bildverstärker läßt die Größe des Bildes unverändert. Er erreicht den gleichen Viel-Photonenverstärkungsfaktor von 6 wie die beiden vorherigen Stufen.

Der nächste Bildverstärker ist ein Bildverstärker mit MCP. Das MCP liefert einen mittleren Elektronenvervielfachungsfaktor von $\sim$1000 und damit die größte Verstärkung in der Bildverstärkerkette. Mit dieser Bildverstärkerstufe kann die gesamte optoelektronische Auslesekette gesteuert werden. Dazu wird zwischen dem MCP und der Photokathode ein Feld aufgebaut, das je nach Polung die erzeugten Elektronen beschleunigt oder abbremst. Dieses Gate ist wichtig für das Selektieren von Ereignissen.

Als fünfte Stufe verkleinert ein weiterer elektrostatischer Bildverstärker das Bild auf die Größe des nachfolgenden CCD's. Dieser Bildverstärker erreicht ebenfalls einen Viel-Photonenverstärkungsfaktor von 6.

4.8 Der CCD

Am Ende der Bildverstärkerkette des Kapillar-Targets ist der CCD-Chip angebracht, der die Photonen des letzten Bildverstärkers registriert. Der CCD mit einer Größe von $19{,}5\times19{,}5$ mm^2 ist ein "Full Frame"-CCD. Es wird dabei die gesamte Fläche des CCD-Chips als "Image Zone" (Bildbereich) genutzt. In einer anderen CCD-Ausleseart wird nur ein Teil der Fläche des

CCD als "Image Zone" genutzt. Der andere Teil wird zur Zwischenspeicherung ("Memory Zone") des Bildes aus der "Image Zone" benutzt. Die Pixelgröße des benutzten "Full Frame"-CCD beträgt 19×19 μm^2.
Die Funktionsweise eines CCD beruht darauf, daß auftreffende Photonen durch den inneren lichtelektrischen Effekt Elektron-Loch-Paare erzeugen (siehe Abbildung 4.14 und [9]). Die Elektronen werden in den Potential-Mulden des dotierten CCD-Halbleiters gesammelt. Während der Auslese werden die Elektronen über einen Taktimpuls Zeile für Zeile in ein Schieberegister geschoben (vgl. Abbildung 4.15). Vom Schieberegister gelangen die gesammelten Ladungen Spalte für Spalte zur Verarbeitungseinheit. Der Takt wird mitgezählt und dadurch kann die Pixelnummer bestimmt werden. Dabei ist die Frequenz des Taktes, die an das Schieberegister angelegt wird, sehr viel größer als jene zum Verschieben der Zeilen. Bei dem betrachteten CCD liegt die Frequenz am Schieberegister etwa bei 15 MHz und die zum Verschieben der Zeilen bei 1,5 MHz. Die Geschwindigkeit bei der Auslese des CCD's wird durch zwei Faktoren bestimmt (vgl. Abbildung 4.15):

- Paralleler Transfer der Zeilen durch die "Image Zone"
- Transfer der Ladungen in und durch den Ausleseteil des CCD.

Die Geschwindigkeit des Paralleltransfers ist durch die RC-Zeitkonstante der Elektroden bestimmt. Wenn W die Breite der Elektroden entlang des Feldes in cm ist, so erhält man folgende Beziehung für die minimale Zeitkonstante bzw. für die maximal benutzbare Frequenz:

$$t_{p(min)} = W^2 \ [\mu s] \tag{4.2}$$

$$f_{p(max)} = 1/W^2 \ [MHz] \tag{4.3}$$

Eine Erhöhung der Geschwindigkeit kann durch die Benutzung von sehr niederohmigen Metallverbindungen in der "Image Zone" des CCD's und durch Verkleinerung der Pixel (vgl. Gleichung 4.3) erreicht werden.
Die Geschwindigkeit im Auslesebereich des CCD's bzw. des Schieberegisters ist durch die Geschwindigkeit der Elektronen im Silizium bestimmt. Für die Geschwindigkeit der Elektronen sind drei Prozesse wichtig:

- Durch die uneinheitliche Verteilung der Elektronen während des Transfers zwischen zwei Elektroden baut sich ein selbst-induziertes Feld auf, das die Elektronen zwischen den Elektroden fließen läßt.

- Für eine hohe Transfereffizienz ist es wichtig auch die restliche verbleibende Ladung, die noch nicht unter dem Einfluß des selbstinduzierten Feldes transferiert werden konnte, zu übertragen. Die Dauer dieses Transfers bestimmt die obere erreichbare Geschwindigkeit des Gesamttransfers.

- Der geringe Abstand der Elektroden (μm) und die Lokalisation der Ladung im Halbleiter verursachen durch elektrostatische Kopplung der Substratpotentiale ein Randfeld zwischen den Elektroden, auch wenn kein Signal anliegt. Diese Feld bestimmt auch den Transfer des letzten Teils der Signalladung zwischen den Elektroden.

Eine Abschätzung für die verbleibende Ladung zur Zeit t nach dem Start des Transfers bei einem Randfeld ergibt sich zu:

$$N(t)/N_0 = exp(-t/T_f), \tag{4.4}$$

wobei N_0 die Anzahl der Ladungsträger am Start des Transfers ist und T_f eine Konstante, die mit der Stärke des Randfeldes verbunden ist. Für das Randfeld erhält man folgende Abschätzung:

$$E_f = \frac{2\Delta V(3s+d)}{L^2} \tag{4.5}$$

mit ΔV der Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden, L dem Abstand der Elektroden, s der Dicke der Oxidschicht auf dem Substrat und d der Tiefe des Kanals, in dem die Elektronen transportiert werden. Damit ergibt sich als Abschätzung für T_f:

$$T_f = L/\mu E_f. \tag{4.6}$$

Setzt man in die letzte Gleichung E_f mit ΔV 5V, μ mit 1000 cm^2/Vs und (3s+d) mit 0,65 μm ein, so erhält man als maximale Zeitkonstante:

$$t_{max} = 17L^3\ [ps]. \tag{4.7}$$

wobei L in μm einzusetzen ist. Damit kann man die maximale Taktfrequenz angeben zu:

$$f_{r(max)} = 5 \times 10^5/L_e^3\ [MHz] \tag{4.8}$$

mit L_e als Länge eines CCD-Elementlänge in μm. Dieser Zusammenhang zwischen Frequenz und Elementlänge ist in Abbildung 4.13 noch einmal bildlich dargestellt.

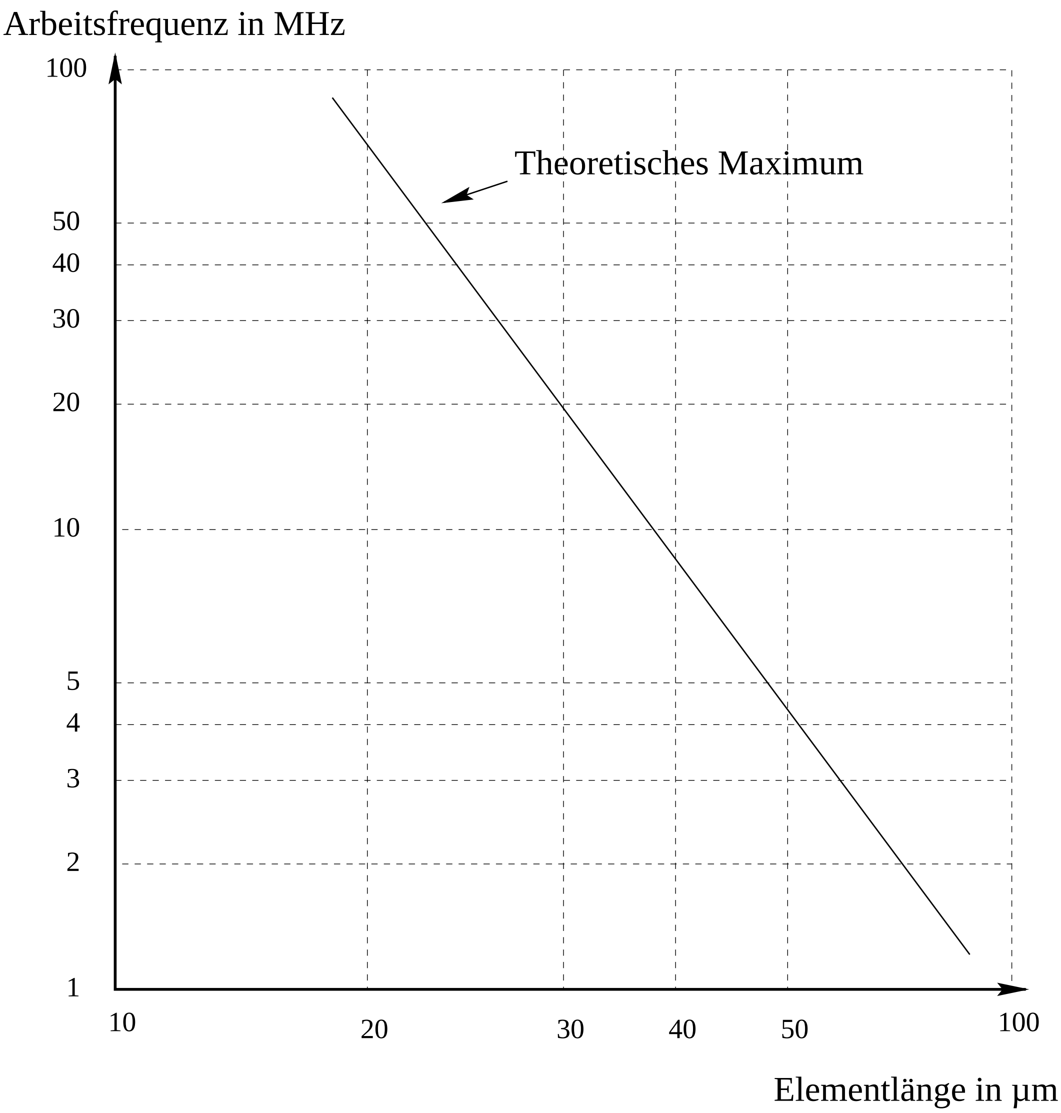


Abbildung 4.13: Der theoretische Zusammenhang zwischen der CCD-Elementlänge und der maximal anlegbaren Frequenz bei seriellem Transfer. Die eingezeichnete Gerade gibt die obere theoretische Grenze für die anlegbare Frequenz an, die mit dieser CCD-Elementlänge erreicht werden kann.

Aus Gleichung 4.2 und Gleichung 4.7 ist die starke Abhängigkeit der Transferzeiten von der Länge der Transferstrecke ersichtlich. Dies führt dazu, daß der serielle Transfer eine erheblich längere Zeit als der Paralleltransfer benötigt, da die Ladungen über eine längere Strecke transportiert werden müssen (vgl. Abbildung 4.14). Der serielle Transfer bestimmt somit die Auslesegeschwindigkeit des CCD's.
Die Frequenz, die an den CCD-Chip angelegt wird, kann nicht beliebig erhöht werden, da die Energiedissipation P auf dem Chip mit steigender Frequenz quadratisch zunimmt. Diese steigende Energiedissipation führt zu einem stark steigenden Dunkelstrom, der den CCD-Chip schließlich zerstört. Dies läßt sich über folgende Proportionalität verdeutlichen:

$$P \sim C^2 V^2 f^2 R_s \pi^2 / 2 \tag{4.9}$$

mit C der Kapazität des Chips, V der Amplitude des Pulses, f der Frequenz und R_s dem Serienwiderstand des CCD-Chips. Um dieses Problem zu umgehen, kann eine quasiparallele Auslese mit n Ausleseregistern benutzt werden, die die Frequenz auf das 1/n-fache der Frequenz eines Ausleseregisters verringert. Dies bedeutet aber wiederum ein sehr komplexes Design des CCD-Chips.
Der Aufbau eines CCD-Chips bedingt verschiedene Rauschquellen. Eine große Quelle des Rauschens ist der Auslesekreis des CCD. Dieses Rauschen wird durch Transistoren erzeugt, welche das Potential der Elektroden nach dem Transport der Ladung wieder zurücksetzen ("Reset"-Rauschen). Um dieses Rauschen zu eliminieren, wird ein Signal, das sofort nach dem Reset des Potentials aufgenommen wird, mit einem Signal verglichen, bei dem Ladung transportiert wird. In beiden Signalen ist dieses Rauschen zu finden. Außerdem wird von den MOS-Transistoren ein weißes und ein 1/f-Rauschen produziert, deren Höhe von der Größe des jeweiligen Transistors bestimmt wird. Um das weiße und das 1/f-Rauschen zu minimieren, muß der Transistor so klein wie möglich gewählt werden. Falls das "Reset"-Rauschen mit der oben beschriebenen Methode verringert wird, wird dabei das 1/f Rauschen in weißes Rauschen umgewandelt.

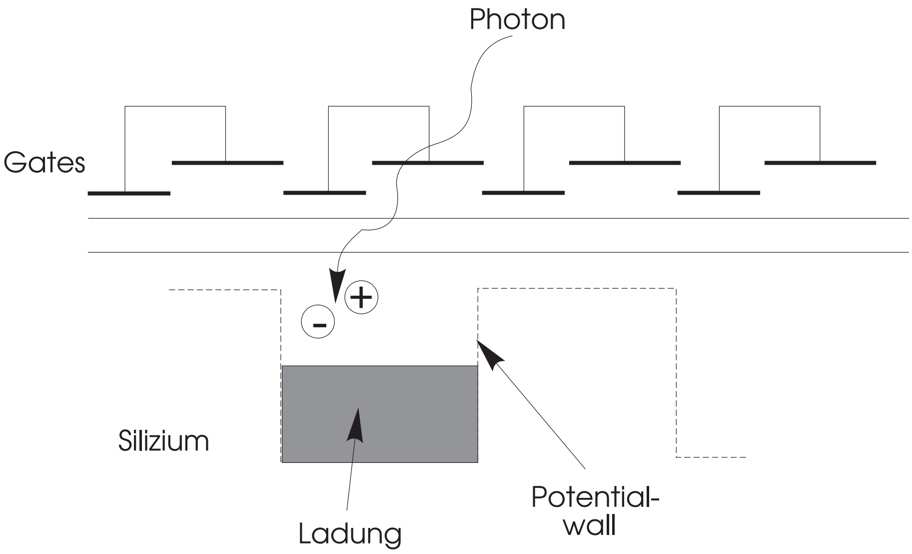


Abbildung 4.14: Das grundlegende Prinzip des CCD (schematischer Schnitt durch den CCD). Über den inneren lichtelektrischen Effekt erzeugen Photonen Elektron-Loch-Paare. Die Elektronen werden darauf in Potential-Mulden im Halbleiter gesammlt und danach mittels einer Taktfrequenz zum Ausleseregister geschoben.

4.9 Der Trigger für das Kapillar-Target

Die Aufgabe des Triggers ist die Selektion und die Aufnahme von Ereignissen. Dabei wird durch die Triggerlogik eingestellt, welche Ereignisse aufgenommen werden.
Für die Datennahme des Kapillar-Targets benötigt man ein Signal, daß das Gate des MCP öffnet. Dieses Signal wird vom Trigger generiert. Der Trigger ist eine Entscheidungssequenz, die so aufgebaut wird, daß sie nur anspricht, wenn ein Teilchen den Detektor durchquert hat. Der Trigger für das Kapillar-Target besteht aus drei Gruppen (vgl. Abbildung 4.16):

- "Global-Trigger"
- "Local-Trigger"
  - Myon
  - "Grid"
- Auslese

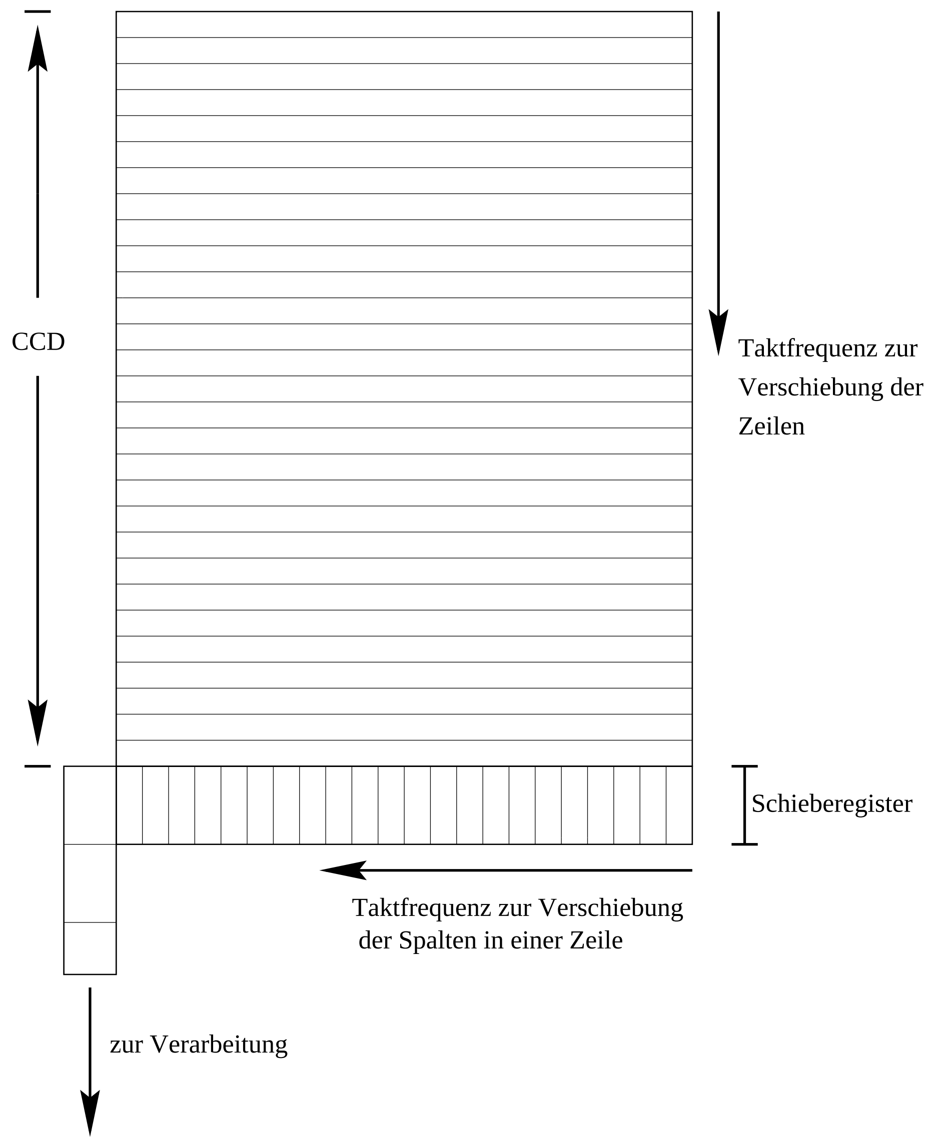


Abbildung 4.15: Die Ausleselogik eines " Full Frame" CCD: Jeweils eine Zeile des CCD wird in das Schieberegister geschoben. Im Schieberegister wird diese Zeile Spalte für Spalte ausgelesen

Mit dem "Global-Trigger" werden Ereignisse registriert, wenn die Triggerdetektoren S1 und S2 (vgl. Abbildung 4.2) gleichzeitig angesprochen haben und der CHORUS-Trigger einen Kandidaten für ein Neutrino-Ereignis registriert hat. Der "Local-Trigger" ist in zwei Untermodi aufgeteilt. Der Untermodus "Myon" besteht aus einer Koinzidenz zwischen den Triggerszintillatoren S1, S2 und S3 (vgl. Abbildung 4.2). Bei dem Untermodus "Grid" wird der Trigger durch einen Pulser ausgelöst. Die dritte Gruppe des Triggers ist die Auslese, die für den "Local-Trigger" und "Global-Trigger" gleich ist. Hier werden die selektierten Ereignisse ausgelesen und verarbeitet. Dabei wird das Gate des MCP für 100 μs geöffnet, die Datenaufnahme über einen Interrupt gestartet und eine Totzeit des Detektors von 140 ms erzeugt.
Im "Global-Trigger" werden pro Stunde etwa zwei Ereignisse genommen. Monte Carlo Simulationen ergaben, daß im Mittel pro Tag von diesen Ereignissen im "Global-Trigger" ein Neutrino-Ereignis erwartet werden kann (vgl. [7]). Beim "Myon-Trigger" liegt die Rate der Ereignisse bei mehr als einem Ereignis pro Neutrino-Strahl-Puls.

4.9.1 Der "Global-Trigger"

Der "Global-Trigger" des Kapillar-Targets ist in drei Entscheidungsstufen gegliedert, wobei die dritte Stufe entscheidend für die Akzeptanz eines Neutrino-Ereignisses ist. Dabei wird geprüft, ob der CHORUS-Trigger auf ein Neutrino-Ereignis angesprochen hat.
Eine erste Trigger-Entscheidung für ein Ereignis ist durch zwei Szintillationszähler (S1 und S2) gegeben, die koinzident geschaltet sind. Geht von dieser Koinzidenz ein Signal aus, so erfolgt eine zweite Trigger-Entscheidung. Diese Triggerentscheidung besteht aus dem Koinzidenz-Signal, dem Neutrinostrahl-Signal und dem Zeit-Signal, währendem das Kapillar-Target bereit für die Aufnahme eines Ereignisses ist (Anti-Totzeit). Ist diese Entscheidungssequenz erfolgreich durchlaufen, so geht das Signal als **"P_Strobe"** zum CHORUS-Trigger und gleichzeitig wird das Gate des MCP durch einen Pulser für 1 μs geöffnet (siehe Abbildung 4.17). Das Öffnen des MCP-Gates geschieht, weil der Trigger etwa 850 ns auf ein Signal vom CHORUS-Trigger wartet und sonst ein Teil der Lichtmenge des Ereignisses aufgrund der schnellen Abklingzeiten der Phosphorschirme verloren geht. Währenddessen wird im CHORUS-Detektor geprüft, ob die beiden Triggerszintillatorhodoskope angesprochen haben und im

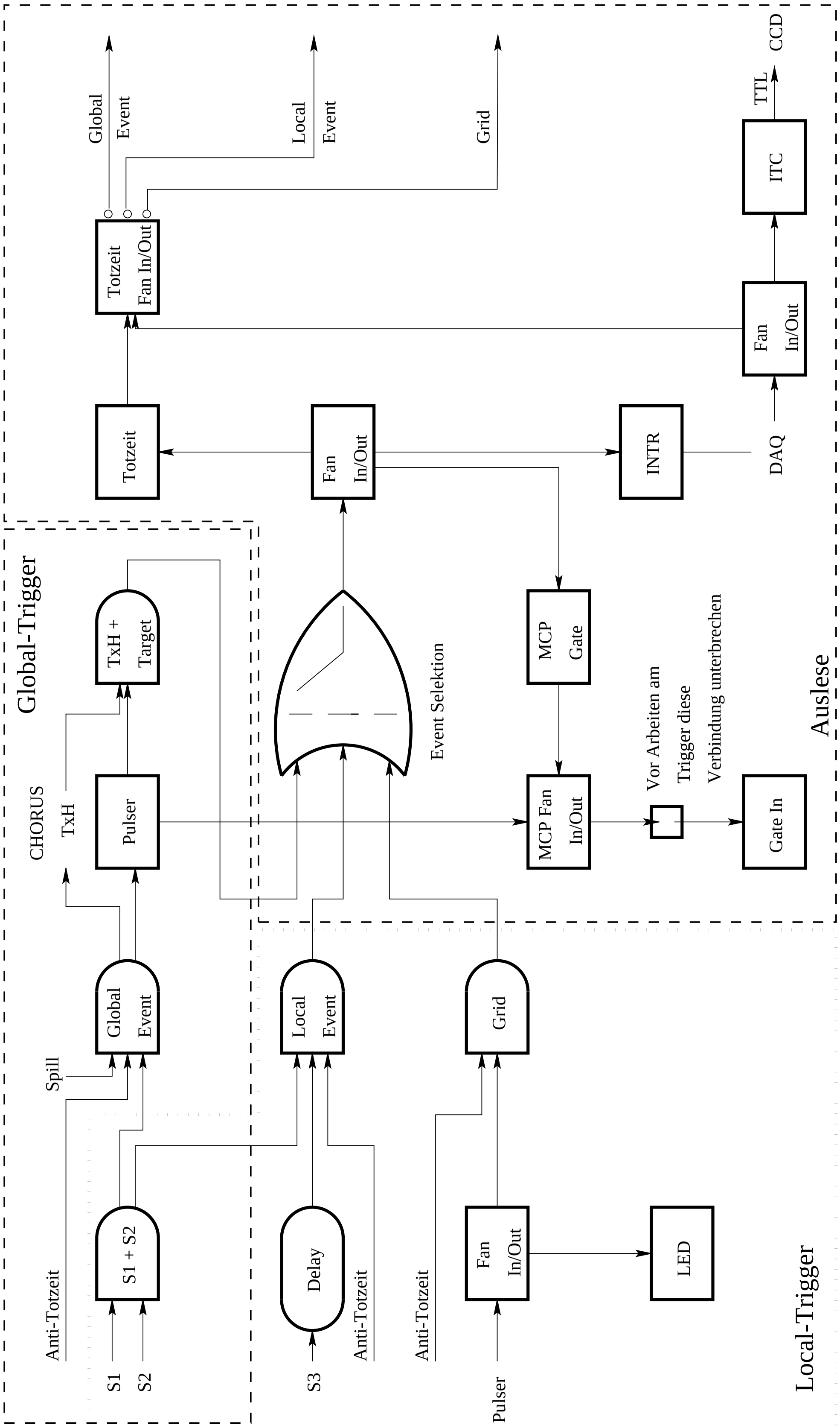


Abbildung 4.16: Trigger des Kapillar-Targets (schematisch). Der Trigger besteht aus dem "Global-Trigger" (Datennahme zusammen mit CHORUS) und dem "Local-Trigger" sowie dem Ausleseteil, der für beide Trigger gleich ist und das akzeptierte Ereignis verarbeitet.

Veto-Szintillationszähler vor dem CHORUS-Detektor kein Signal vorliegt. Eines der Hodoskope ist direkt hinter den CHORUS-Emulsionen installiert (T1, vgl. Abbildung 4.1). Das andere Hodoskop ist vor dem CHORUS-Kalorimeter aufgebaut (T2, vgl. Abbildung 4.1). Eine genaue Beschreibung des CHORUS-Triggers findet sich in [12].
Haben die CHORUS-Triggerszintillatorhodoskope angesprochen, so startet die Auslese und das Gate des MCP wird noch einmal für 100 μs geöffnet, um eine genügend große Lichtmenge zu sammeln, die ausreichend für die Auslese mit einem CCD ist. Erhält der Trigger kein Signal vom CHORUS-Detektor, so wird das Ereignis verworfen und es erfolgt ein Reset des CCD's.
Weiterhin können Myonen aus dem Strahl oder der kosmischen Höhenstrahlung mit diesem Trigger aufgenommen werden, die zur Interkalibration des Kapillar-Targets mit dem CHORUS-Detektor dienen. Die Triggerlogik in diesem Modus entspricht der des vorher beschriebenen Moduses bis auf den Unterschied, daß die CHORUS-Triggerszintillatorhodoskope nicht ausgelesen werden. Es wird gleich ein Auslesesignal zum CHORUS-Detektor geschickt und mit der Auslese des Kapillar-Targets und des CHORUS-Detektors begonnen. Da die Rate dieser Ereignisse sehr hoch ist, werden diese Ereignisse um einen Faktor 2^7 herunterskaliert und als **"P_Scaled"** zum CHORUS-Detektor geschickt (vgl. Abbildung 4.17). Es muß herunterskaliert werden, da sonst der CHORUS-Detektor zu viele Kapillar-Target-Daten nehmen und zu viele Ereignisse im eigenen Detektor verlieren würde.

4.9.2 Der "Local-Trigger"

Beim "Local-Trigger" wird die Datennahme ohne den CHORUS-Detektor durchgeführt. Dieser Trigger besitzt zwei Untermodi :

- "Myon-Trigger":

  Dieser Trigger wird für Messungen benutzt, welche mehr Aufschluß über das Detektorverhalten geben. Z. B. kann man mit diesen Messungen die Alterung des Szintillators bestimmen oder eine bessere Abstimmung zwischen den Bildverstärkern und dem CCD erreichen. Dafür wird mit dem Szintillationszähler S3 auf geladene Teilchen getriggert, die horizontal durch das Target laufen.

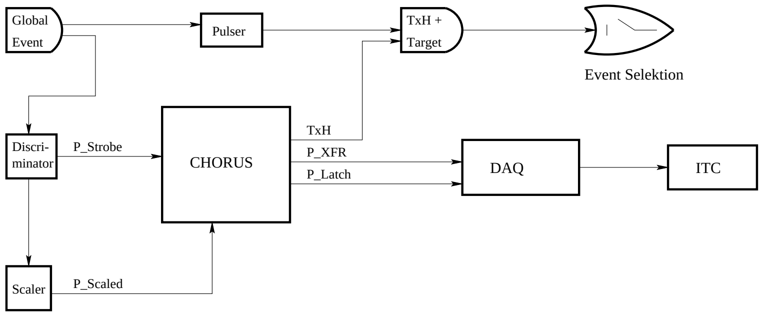


Abbildung 4.17: Die Verbindung mit CHORUS beim Global Trigger. Beim Signal **P_Strobe** werden die Triggerszintillatorhodoskope von CHORUS überprüft, ob sie angesprochen haben. Erreicht das **P_Scaled**-Signal den CHORUS-Detektor, so erfolgt eine sofortige Auslese. Das **P_Scaled**-Signal wird um eine Faktor 2^7 herunterskaliert, um den CHORUS-Detektor mit diesem Signal nicht zu blockieren.

Die größte Anzahl der Teilchen, die den Myon-Trigger auslösen, sind Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung (vgl. Kapitel 3.2). Für diesen Modus besteht die Trigger-Entscheidung aus einer Koinzidenz zwischen S1 und S2, S3 und der Anti-Totzeit.

- "Grid-Trigger":

  In diesem Modus löst ein Pulser die LED am oberen Ende des Targets aus und startet die Auslese. Die LED beleuchtet dabei das vorher schon beschriebene Gitter am Ende des Kapillarenbündels. Dieses Muster ist am Ende des Kapillarenbündels über die Bildverstärkerkette auf der CCD sichtbar. Mit diesem Trigger werden Daten für Distorsionskorrekturen gesammelt. Hiermit kann auch geprüft werden, ob die optoelektronische Auslesekette ordnungsgemäß arbeitet.

4.9.3 Auslese

Wenn ein Ereignis aus dem "Global-" oder "Local-Trigger" akzeptiert wird, startet die Auslese des Kapillar-Targets. Das Gate des MCP wird dann für 100 μs geöffnet, um das Ereignis aufzunehmen. Ist der "Global-Trigger" aktiv, liest man gleichzeitig den CHORUS-Detektor aus. Währenddessen startet die Datenaufnahme über einen Interrupt, und nach etwa 350 ns wird mit dem Auslesen des CCD's begonnen. Während der gesamten Auslese wird eine Totzeit von etwa 140 ms erzeugt.

Für den Wechsel zwischen den verschiedenen Trigger-Typen wird ein Schaltelement (Event Selektion, vgl. Abbildung 4.16) benutzt, mit dem man den "Global-Trigger",den "Myon-Trigger" bzw. den "Grid-Trigger" aktivieren bzw. deaktivieren kann. Weiterhin muß man noch die richtigen Interrupts für die Datenauslese setzen. Für den "Global-Trigger" wird der Interrupt über ein Signal vom CHORUS-Trigger und dem Neutrinostrahl-Signal erzeugt. Der Interrupt beim "Local-Trigger" wird durch das Neutrinostrahl-Signal und das Signal von der Event Selektion gesteuert.

4.10 Verarbeitung der Daten

Die analogen Daten gelangen vom CCD zu einer DataCube[2]-Einheit. Der DataCube ist ein spezieller ADC, mit dem die Bilder der Ereignisse bearbeitet werden. Bei diesem kann die Akzeptanzschwelle der analogen Signale, das Gain und der ADC-Offset über Software eingestellt werden. Die Daten werden nach der Bearbeitung im DataCube von der Datenaufnahme in ein ZEBRA-Datenformat [27] umgewandelt. In diesem Datenformat stehen sie dann zur Online-Analyse zur Verfügung und/oder werden auf einem Datenträger gespeichert.

[2]Maxvideo200, Zürich, Schweiz

5. Das neue Kapillar-Target

Für eine weitere Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und der Auflösung des Kapillar-Targets werden "Electron Bombarded"CCD-Bildverstärker (EBCCD-Bildverstärker) getestet. Dazu wurde ein neuer Glaskapillarendetektor (neues Kapillar-Target) im CERN-Neutrinostrahl aufgebaut. Der EBCCD-Bildverstärker ist ein Bildverstärker, in den statt eines Phosphorschirmes ein EBCCD-Chip eingebaut ist. Der EBCCD-Chip ist ein CCD-Chip, der von der Rückseite mit Elektronen beschossen wird.
Der Unterschied dieses neuen Kapillar-Targets zum anderen Kapillar-Target besteht in der kompakteren optoelektronischen Auslesekette mit einer verringerten Anzahl von Auslesekomponenten, was durch den Einsatz des EBCCD-Bildverstärkers möglich wird.

5.1 Aufbau

Das neue Kapillar-Target wurde in waagerechter Position senkrecht zum Neutrinostrahl installiert (siehe Abbildung 5.1). Es besteht wie das andere Kapillar-Target aus einem Kapillarenbündel und einer optoelektronischen Auslesekette. Das benutzte Kapillarenbündel ist 110 cm lang und hat einen Querschnitt von 2×2 cm^2. An einem Ende des Kapillarenbündels ist eine LED installiert, mit der die Kapillaren für über ein Gitter beleuchtet werden können (Distorsionsdaten). Die optoelektronische Auslesekette besteht aus zwei Bildverstärkern und einem EBCCD-Bildverstärker. Der EBCCD-Chip besitzt 600×600 Pixel, von denen 600×290 in der "Image Zone" ausgelesen werden. Der Trigger wird durch zwei Szintillationszählern(C1 und C2, siehe Abbildung 5.1) generiert, die koinzident geschaltet sind. Da die aktive Fläche des Szintillationszähler erheblich größer ist als die Fläche des Kapillarenbündels, wurden die beiden Szintillationszähler unter einem Winkel zum Kapillarenbündel angebracht. Dadurch wird die Fläche, die die Szintillatoren im Neutrino-Strahl abdecken, in Deckung mit der Fläche des Kapillarenbündels gebracht. Es werden nur Teilchen in den Szintillatoren registriert, die auch durch das Kapillarenbündel fliegen. Ein schematischer Aufbau des neuen Kapillar-Targets ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

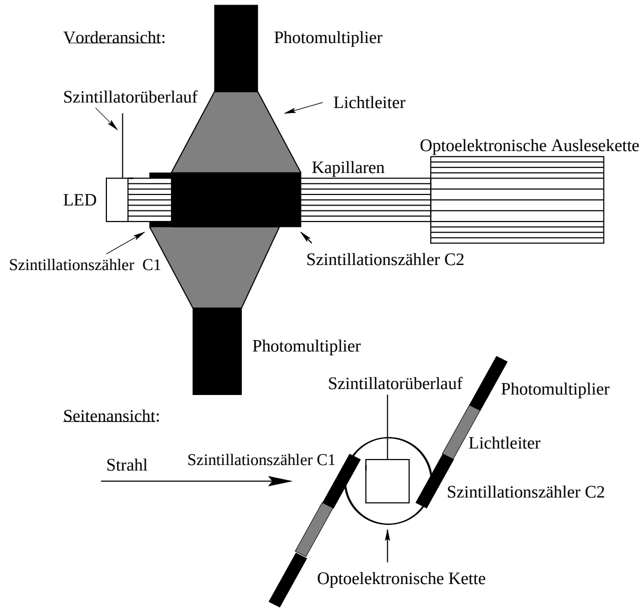


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des neuen Kapillar-Targets. Es besteht aus einem Kapillarenbündel und einer optoelektronischen Auslesekette. Zwei Szintillationszähler (C1 und C2) generieren den Trigger für das neue Kapillar-Target.

5.2 Das Kapillarenbündel

Das benutzte Kapillarenbündel wurde nach dem gleichen Verfahren hergestellt wie das Kapillarenbündel aus Kapitel 4.2. Es besteht aus 940 einzelnen Multistrukturen, in denen jeweils 547 Kapillaren zu einer Multistruktur zusammengefaßt sind. Anders an diesem Kapillarenbündel ist die Länge von 110 cm. Am Ende des Kapillarenbündels vergrößert sich der innere Durchmesser der Kapillaren von 20 auf 34 μm, um eine bessere räumliche Auflösung zu erhalten. Das Bündel wurde nach einigen Flüssigszintillator-Tests mit 1MN und 3,01 g/l R45 als szintillierendem Farbstoff gefüllt. R45 ist ein Pyrazolin Derivat mit dem Maximum der Photonenemission bei 500 nm [4]. Damit hat dieser Flüssigszintillator einen größeren "Stokes-Shift" als 1MN und 3M15 des anderen vorher beschriebenen Kapillar-Targets, so daß die Selbstabsorption des Flüssigszintillators noch weiter verringert werden konnte.

5.3 Der EBCCD-Bildverstärker

Die Motivation einen EBCCD-Bildverstärker für die optoelektronische Auslese des neuen Kapillar-Targets zu benutzen ist, daß durch den Einsatz des EBCCD-Bildverstärkers weniger herkömmliche Bildverstärker benötigt werden. Dadurch erhält man eine signifikante Verringerung des Rauschens und eine höhere Auflösung. Der EBCCD-Bildverstärker hat bei einer Beleuchtungstärke von 10^8 Photonen pro cm^2 pro s ein Signal zu Rausch-Verhältnis von $\sim$5, während herkömmliche Bildverstärker bei dieser Beleuchtungsstärke ein Signal zu Rausch-Verhältnis von $\sim$1 haben [19]. Ein Signal zu Rausch-Verhältnis von 1 wird beim EBCCD-Bildverstärker bei einer Beleuchtungsstärke von etwa 10^7 Photonen/cm^2/s gemessen, was etwa 4×10^{-5} lux entspricht [19]. Durch dieses Signal zu Rausch-Verhältnis ist es möglich, einzelne Photoelektronen zu detektieren. In Abbildung 5.2 ist ein schematischer Aufbau eines EBCCD-Bildverstärkers dargestellt.
Mit einem EBCCD-Bildverstärker kann eine Verstärkung von 4000 lm/lm erreicht werden. Eine räumliche Auflösung von 40 Linienpaaren/mm (lp/mm) konnte bei unveränderter Bildgröße und von 50 lp/mm bei einer Vergrößerung des Bildes um den Faktor 1,3 bei einer Beleuchtungsstärke von 2×10^{-4} lux erreicht werden [26].

5.3.1 Der Aufbau des EBCCD-Bildverstärkers

Der EBCCD-Bildverstärker entspricht in der Bauweise einem Bildverstärker der ersten Generation. Statt eines Phosphorschirmes wurde ein EBCCD-Chip eingebaut, mit dem Photoelektronen detektiert werden. Eine Verstärkung des Signales wird beim EBCCD-Bildverstärker dadurch erreicht, daß die beschleunigten Photoelektronen im EBCCD-Chip eine Vielzahl von Elektron-Loch-Paaren erzeugen.
Der EBCCD-Chip wird mit der Rückseite zur Photokathode in den Bildverstärker eingebaut. Der Einbau mit der Vorderseite zur Photokathode ist nicht gewählt worden, da hier die Elektronen zuerst durch die Elektrodenstruktur auf dem EBCCD dringen müssen. Die Eindringtiefe von Elektronen mit einer kinetischen Energie im Bereich zwischen 5 und 15 keV, in dem der EBCCD-Bildverstärker betrieben wird, liegt in der Region von einem Mikrometer [19]. Bei vorderseitigem Einbau würden wegen dieser geringen Eindringtiefe die meisten Elektronen in der Elektrodenstruktur absorbiert

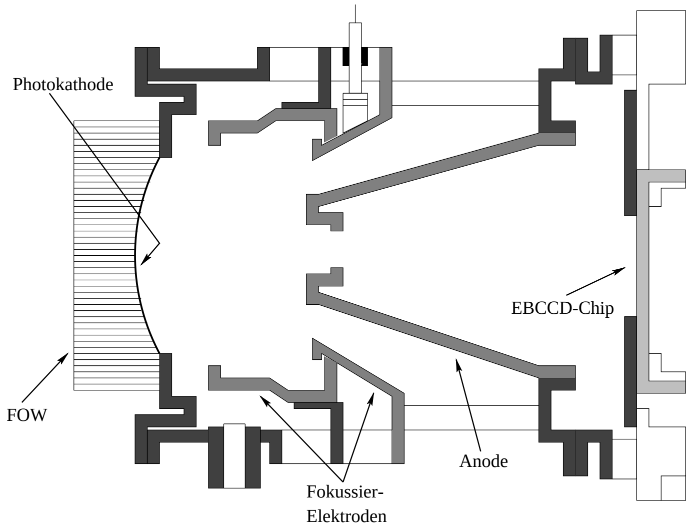


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau eines "Electron Bombarded" CCD-Bildverstärkers [11]. Die in der Photokathode erzeugten Elektronen werden durch Elektroden fokussiert und auf den EBCCD-Chip beschleunigt.

werden, die über der sensitiven Schicht des EBCCD liegt. Daraus folgt, daß die Schwelle für die untere Energieauflösung des EBCCD durch die Absorption steigt und daher die Sensitivität des EBCCD gering ist. Weiterhin wird durch den Beschuß der Elektronen die pn-Schicht auf der Vorderseite des CCD's nach wenigen Minuten zerstört [19]. Diese Probleme werden durch den rückseitigen Einbau des EBCCD-Chips gelöst. In diesem Fall werden die einfallenden Elektronen nicht durch die Elektrodenstruktur gestoppt, sondern gelangen direkt in die sensitive Region. Die Elektronen der dort produzierten Elektron-Loch-Paare driften sofort in eine Potential-Mulde und tragen somit zum Signal bei. Um Rekombinatioseffekte der Elektronen im Silizium zu vermeiden, muß der EBCCD sehr dünn im Gegensatz zur Diffusionslänge und zum Ausmaß der Pixel sein. Deshalb verringert man die Dicke des EBCCD-Chips in der "Image Zone" auf etwa 10 μm bei einer Pixelgröße von etwa 13×13 μm^2. Die einzige Schädigung des EBCCD-Chips wird in dieser Konfiguration durch Röntgenquanten der Bremsstrahlung der Elektronen erzeugt.

5.3.2 Verfahrenstechnik der Herstellung eines EBCCD-Chips

Für die Herstellung eines EBCCD-Chips mit einer Dicke von 10 μm in der "Image Zone" mußte eine neue Verfahrenstechnik entwickelt werden, mit der ein herkömmlicher CCD-Chip auf die benötigte Dicke in der "Image Zone" verkleinert wird. Es wurde dazu ein Ätz-Verfahren entwickelt, das eine gute Kontrolle der zu verringernden Schicht in der "Image Zone" und der übrigen Bereiche des EBCCD-Chips ermöglicht [19].

Zunächst werden auf einem 8-12 μm dicken epitaxalen Siliziumwafer herkömmliche CCD's produziert. Nach der Herstellung der CCD's wird auf die Rückseite des Wafers eine Nitridschicht aufgebracht, die erheblich dünner als der epitaxale Wafer ist und die Oberfläche passiviert. Die Passivierung erfolgt, damit keine Oberflächeneffekte die Funktion des CCD's behindern. Zum Verhindern von Oberflächeneffekten wird bei normalen CCD's SiO_2 benutzt. Das SiO_2 kann aber nicht so dünn aufgebracht werden wie das Nitrid, so daß diese dicke Schicht aus SiO_2 eine Absorbierung von Photoelektronen verursachen würde. Durch das Herstellungsverfahren der CCD's bedingt ist die Dicke der CCD's in der "Image Zone" größer als die erwünschten 10 μm. Durch das Ätzverfahren verringert man deshalb diese Dicke auf der Vorderseite des CCD auf die Dicke des Siliziumwafers. Über ein photolithografisches Verfahren markiert man dabei die Regionen auf der Vorderseite des CCD's, die geätzt werden sollen.

Das Ätzverfahren ist ein zweiteiliger Prozeß. Der erste Schritt beim Ätzverfahren ist, daß der Wafer in eine KOH-Lösung gelegt wird, die auf 50^{o}C gehalten wird. Die Ätzrate dieser Lösung beträgt $\sim$10 μm pro Stunde. Da durch diese Ätzlösung der epitaxale Siliziumwafer angegriffen wird, wird das Ätzen in dieser Lösung vor Erreichen des Wafers gestoppt. Die restliche Schicht Silizium auf dem Wafer wird im zweiten Schritt mit einer sauren Lösung weggeätzt, die den epitaxalen Wafer nicht angreift.

Nach dem Ätzen wird der Wafer auf einen Keramikträger aufgebracht, der eine freie Region über der "Image Zone" des EBCCD-Chip's haben muß. Danach teilt man den Wafer in die einzelnen EBCCD-Chips auf. Dann werden die Leiterbahnen für den EBCCD-Chip auf den Keramikträger aufgebracht. Da der EBCCD-Chip vor dem Einbau in den EBCCD-Bildverstärker bei 400^{o}C im Vakuum ausgebacken wird, bestehen die Leiterbahnen aus Glas mit einer Silberfüllung, welche der Hitze standhalten.

5.3.3 Verfahrenstechnik zur Herstellung eines EBCCD-Bildverstärkers

Die Aufdampfung der Photokathode im Vakuum in den EBCCD-Bildverstärker, in den der EBCCD-Chip eingebaut ist, stellt bis heute ein großes Problem dar. Der EBCCD-Chip muß beim Aufdampfen der Photokathode davor geschützt werden, daß sich kein Photokathodenmaterial auf ihm absetzt. Dieses Material beeinträchtigt die Funktionsweise des EBCCD-Chips erheblich bzw. kann diesen Chip zerstören. Es muß auch darauf geachtet werden, daß beim Verschließen des Bildverstärkers ein hohes Vakuum erreicht wird, so daß kein gasförmiges Photokathodenmaterial im Bildverstärker vorhanden ist.
Dieses Problem läßt sich dadurch verhindern, daß man den EBCCD-Chip erst nach dem Aufdampfen der Photokathode in den Bildverstärker einbringt. Es würde aber auch für die Hersteller bedeuten, daß deren Herstellungsverfahren umgestellt werden müßten. Dies bedeutet ein hohes Investitionspotential, da neue Maschinen für diese Produktion angeschafft werden müssen.

5.4 Die optoelektronische Auslese

In der optoelektronischen Auslesekette des neuen Kapillar-Targets wird ein EBCCD-Chip mit 600×600 Pixeln benutzt. Von diesen Pixeln bilden 600×290 Pixel die "Image Zone" in der oberen Hälfte des EBCCD-Chips. Dies entspricht einer Fläche von 20×12,1 mm^2 des Kapillarenbündels. Die restlichen Pixel bilden die "Memory Zone" (Speicherbereich) des EBCCD-Chips.
Aufgrund der Größe des EBCCD-Chips muß das Bild aus den Kapillaren entsprechend verkleinert werden. Dies geschieht durch den ersten Bildverstärker in der Auslesekette.
Die zweite Bildverstärker der Auslesekette ist eine Vorverstärkerstufe für den EBCCD. Der Bildverstärker läßt die Abbildung unverändert. Die mittlere Photonenverstärkung liegt bei einem Faktor 4 bis 5. Bei erfolgreichen Tests des EBCCD-Bildverstärkers ist eine Entfernung diese Bildverstärkers möglich.
Der EBCCD-Bildverstärker schließt die optoelektronische Auslesekette ab. Die Steuerung der Elektroden beim EBCCD-Bildverstärker durch den Trig-

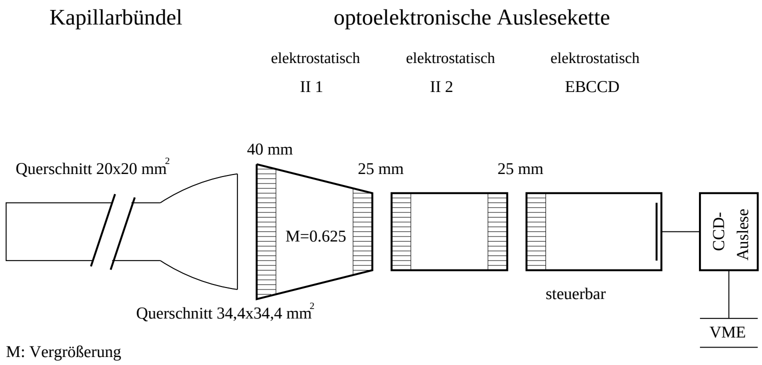


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau der optoelektronischen Auslesekette des neuen Kapillar-Targets. Die Auslesekette besteht aus zwei Bildverstärkern und einem EBCCD-Bildverstärker, der von einer ADC-Karte ausgelesen wird.

---

ger wird zur Datenauslese benutzt.
Eine Abbildung der optoelektronischen Auslesekette ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

5.5 Der Trigger für das neue Kapillar-Target

Für die Datenaufnahme mit dem neuen Kapillar-Target wurde ein Trigger entworfen, der dem "Myon-Trigger" des vorher beschriebenen Kapillar-Targets entspricht. Der Trigger des neuen Kapillar-Target dient dazu, für Tests Myonen aus dem Neutrino-Strahl oder Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung aufzunehmen.
Der Trigger besteht im wesentlichen aus den Szintillationszählern **C1** und **C2** (vgl. Abbildung 5.1). Falls diese gleichzeitig ein Teilchen registrieren, startet die Auslese. Dabei wird das Gate des EBCCD für 100 μs geöffnet. Danach wird die Auslese des CCD und die Datenaufnahme gestartet.
Eine schematische Zeichnung des Triggers ist in Abbildung 5.4 zu finden.

5.6 Verarbeitung der Daten

Die Auslese der Daten geschieht analog zum anderen Kapillar-Target. Die Daten des CCD's verarbeitet eine ADC-Karte. Die Daten werden danach in ein ZEBRA-Datenformat konvertiert, in dem sie dann zur direkten Weiter-

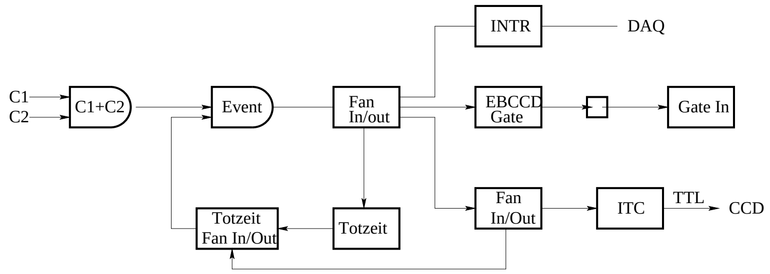


Abbildung 5.4: Trigger des neuen Kapillar-Targets (schematisch). Durch die Koinzidenz der zwei Szintillationszähler wird die Auslese des neuen Kapillar-Targets ausgelöst. Dabei wird die Datenverarbeitung gestartet, das Gate des EBCCD geöffnet, der EBCCD-Chip ausgelesen und eine Totzeit erzeugt.

---

verarbeitung und/oder Speicherung zur Verfügung stehen.

6. Das Füllen eines Kapillarenbündels

Zum Füllen des Kapillarenbündels mit Kapillaren von 20 μm innerem Durchmesser wurde ein spezieller Aufbau konstruiert, der es ermöglicht, alle Kapillaren gleichzeitig und gleichmäßig zu füllen. Dabei muß darauf geachtet werden, daß kein Sauerstoff in die Kapillaren gelangt und sich keine Blasen im Flüssigszintillator bilden.
Bevor man das Kapillarenbündel mit der Szintillatorflüssigkeit füllt, wird es mit Ethanol durchgespült, um es etwaigen Verunreinigungen zu säubern. Der Aufbau zum Füllen ist in Abbildung 6.1 dargestellt und das benutzte Dewargefäß ist in Abbildung 6.2 bzw. 6.3 [8] zu sehen.
Die Funktionsweise der Apparatur beruht darauf, daß durch Überdruck der Flüssigszintillator in die Kapillaren gepreßt wird [8]. Innerhalb des Dewargefäßes befindet sich ein Becherglas, daß für das Füllen selbst mit knapp 1,5 Liter Alkohol bzw. organischem Flüssigszintillator gefüllt wird. Von der Seite strömt Stickstoff unter dem Druck von 1 bar in das Dewargefäß ein. Dieser Druck muß genau eingehalten werden, um einen gleichmäßigen und langsamen Fluß durch die Kapillaren zu gewährleisten. Damit soll verhindert werden, daß Blasen in die Kapillaren gelangen bzw. Blasen in den Kapillaren entstehen. Der Stickstoff erzeugt im Dewargefäß diesen Überdruck, durch den die Flüssigkeit im Becherglas entweder in eine Aluminiumlanze (ein Aluminiumrohr) oder direkt in die Kapillaren hineingepreßt wird, wie es in Abbildung 6.2 bzw. 6.3 dargestellt ist. Der Stickstoff verhindert auch beim Füllen das Auftreten von Quenching in den Kapillaren (vgl. Kapitel 4.3).
Die Flüssigkeit fließt bei Aufbau 6.2 durch die Aluminiumlanze über einen Schlauch zum Kapillarenbündel. Auf der einen Seite des Kapillarenbündels ist eine Fixierung mit einem Einfüllstutzen für die Flüssigkeit angebracht, welche dicht abgeschlossen ist. Auf der anderen Seite fängt ein Behälter die überschüssige Flüssigkeit auf. Die dort angebrachte Fixierung dient dazu, daß der Szintillator nicht die Umhüllung des Kapillarenbündels angreift. Bei Aufbau 6.3 wird die Flüssigkeit direkt in die Kapillaren gedrückt.
Der Flüssigkeitsinhalt eines Kapillarenbündels von 1,1 m Länge, einem Quer-

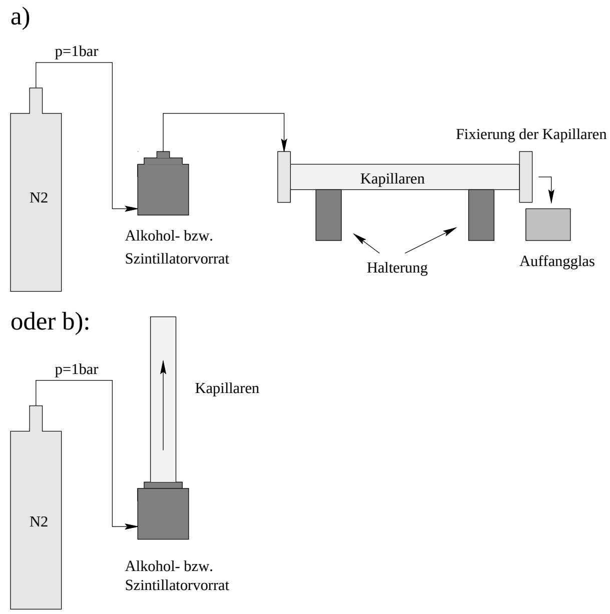


Abbildung 6.1: Apparatur zum Füllen des Kapillarenbündels. Der Stickstoff strömt in das Dewargefäß ein und durch den hierdurch entstehenden Überdruck gelangt die Flüssigkeit in die Kapillaren.

---

schnitt von 2×2 cm^2, einer Packungsdichte[1] von 55 % und einem Kapillarendurchmesser von 20 μm beträgt etwa 1,1 Liter. Das Füllen der Kapillaren dauert etwa 5-6 Stunden. Die Dauer des Füllens richtet sich nach der Länge des Kapillarenbündels.

[1] wie in Kapitel 4.3 definiert

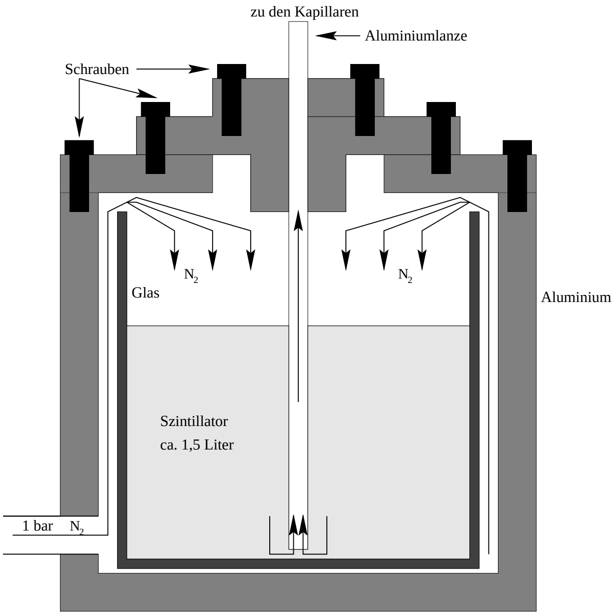


Abbildung 6.2: Dewargefäß zum Füllen von Kapillarenbündeln. Der Stickstoff strömt in das Dewargefäß ein und der Überdruck preßt die Flüssigkeit aus dem Becherglas in das Aluminiumrohr.

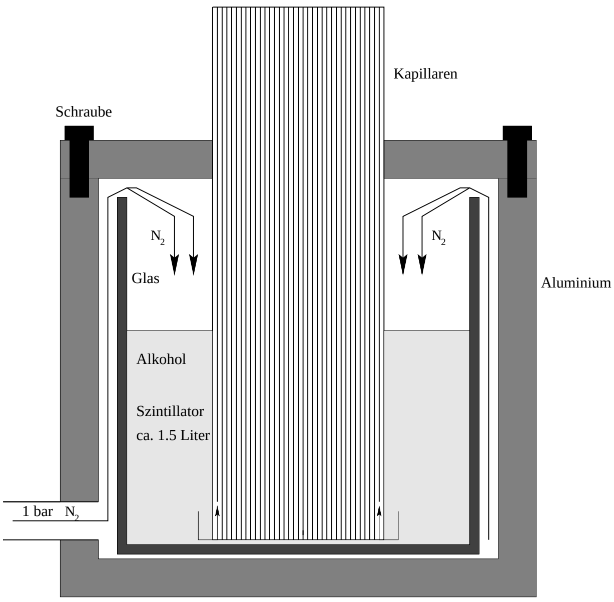


Abbildung 6.3: Alternatives Dewargefäß zum Füllen von Kapillaren. Hier wird durch den Überdruck die Flüssigkeit direkt in die Kapillaren gepreßt.

7. Kontroll-Software für das Kapillar-Target

Zur Kontrolle der Datennahme dieses Detektors wird Software (Online-Monitoring-Programme) benötigt, die dem Benutzer darüber Aufschluß gibt, ob der Detektor korrekt arbeitet und die Datennahme keine fehlerhaften Informationen auf den jeweiligen Datenträger schreibt. Die Software sollte es auch ermöglichen, Aussagen über die aufgenommenen Ereignisse zu geben.
Das Kapillar-Target benutzt Systemyresourcen des CHORUS-Experimentes. Die Daten, die von den einzelnen Subdetektoren des CHORUS-Detektors aufgenommen werden, werden durch Rechner mit dem Betriebssystem OS9[1] verarbeitet. Die Daten werden dabei in ZEBRA-Datenbänke geschrieben, deren Bankstruktur aus einem Header und dem jeweiligen Datensatz besteht. Im Header sind Angaben zu den aufgenommenen Daten enthalten. Unter diesen ist besonders der Schlüssel der ZEBRA-Datenbank interresant, weil dieser angibt, von welchem Subdetektor die Daten stammen. Das Kapillar-Target benutzt diese Bankstruktur und hat den Bankschlüssel 1311. Die so erzeugten ZEBRA-Bänke können direkt auf einen Datenträger geschrieben und/oder zu einen Online-Monitoring-Programm via Netzwerk geschickt werden.
Die Online-Monitoring-Programme des CHORUS-Experimentes arbeiten auf Rechnern mit einem UNIX-Betriebssystem. Auf diesem UNIX-Rechnern erfolgt die gesamte Steuerung und Kontrolle des CHORUS-Experimentes online über ein "Run-Panel". Jeder Subdetektor hat sein eigenes Online-Monitoring-Programm, mit dem die Funktion überprüft wird.
Um den einzelnen Programmen die richtigen Daten zuzuordnen, wurde ein Verteiler (Dispatcher) geschrieben. Dieser verteilt die Daten, die von den OS9-Rechnern kommen, an die verschiedenen Programme. Die Online-Monitoring-Programme müssen sich dazu beim Verteiler mit einem Marker anmelden und diesem über einen weiteren Marker mitteilen, welche Daten sie erhalten wollen. Die Daten sind mit demselben Marker versehen, so daß eine

[1]**O**perating **S**ystem **9**

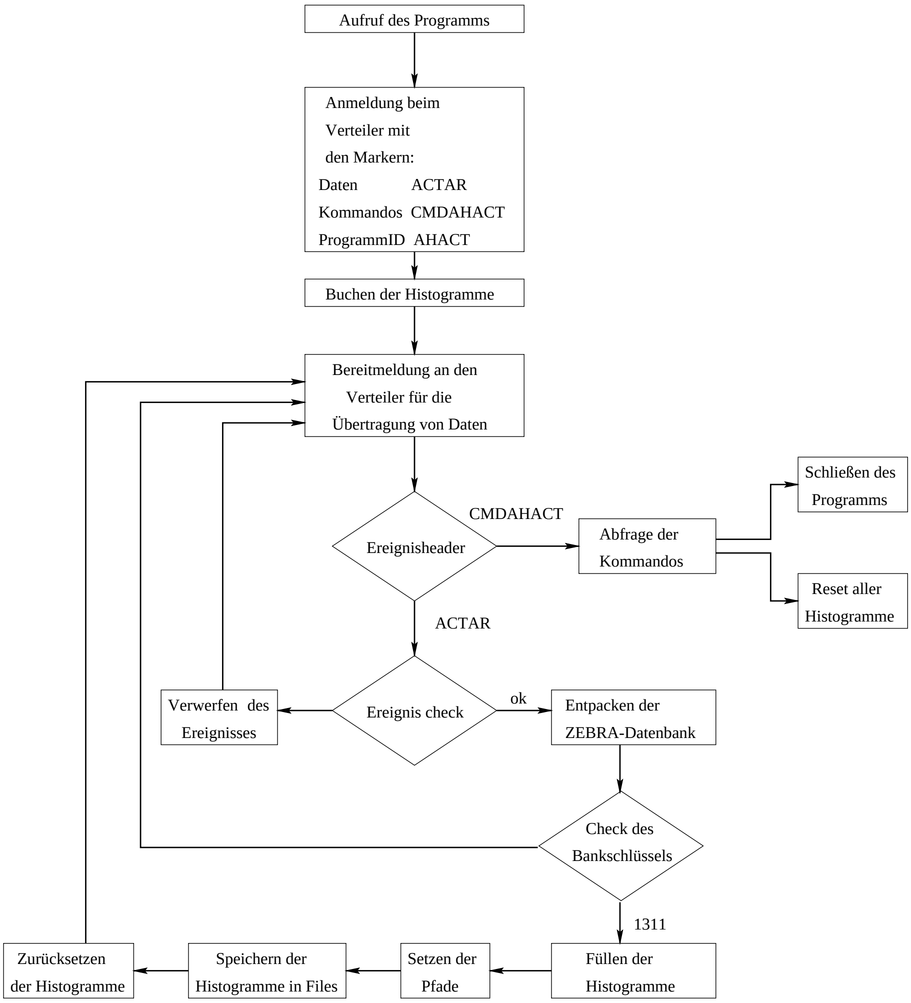


Abbildung 7.1: Flußdiagramm für das "Online-Histogramming": Das Programm meldet sich beim Verteiler mit den jeweiligen Markern an. Nach dem Buchen der Histogramme ergeht eine Meldung an den Verteiler, daß Daten an das Programm geschickt werden können. Erreicht ein Datenpaket das Programm wird zunächst der Marker überprüft, ob es sich um Daten oder ein Kommando an das Programm handelt. Danach wird die Datenbank sowie der Datenbankschlüssel überprüft. Daraufhin folgt das Füllen und Speichern der Histogramme, die nun zur Darstellung zur Verfügung stehen. Danach wartet das Programm auf den nächsten Datensatz.

eindeutige Zuordnung zwischen dem Programm und den jeweiligen Daten erfolgt.
Für die Kontrolle der Datennahme des Kapillar-Targets wurden zwei Online-Monitoring-Programme geschrieben, die den oben beschriebenen Verteiler nutzen. Ein "Online-Histogramming"-Programm ist im generellen Online-Monitoring des CHORUS-Experimentes implementiert.
Ein "Stand-alone Online-Monitoring" arbeitet unabhängig vom CHORUS-Experiment. Desweiteren existiert noch ein Programm ("Offline-Histogramming"), mit dem Ereignisse dargestellt werden können, nachdem sie auf einen Datenträger geschrieben worden sind. Anleitungen dieser Programme sind im Anhang dieser Arbeit in englischer Sprache abgedruckt.
Die Histogramme dieser Programme geben Aufschluß über die Akzeptanzschwelle, das Gain und den ADC-Offset der DataCube-Einheit sowie über das Gesamtverhalten des Detektors, wodurch Probleme frühzeitig erkannt werden können. Aus den Histogrammen ist auch zu erkennen, wieviele Neutrino-Ereignisse in einem Run genommen wurden. Die Neutrino-Ereignisse haben eine charakteristische Anzahl von angesprochenen Pixeln, die sie klar von den anderen Ereignissen separiert.
Die Programme sind nach dem gleichen Schema aufgebaut. Bei den beiden Online-Monitoring-Programmen erfolgt zunächst die Anmeldung beim Verteiler. Nachdem eine ZEBRA-Datenbank die drei Programme erreicht, wird der Bankschlüssel überprüft. Ist dieser korrekt, werden die Histogramme gefüllt und stehen zur Betrachtung zur Verfügung. Flußdiagramme dieser Programme sind in Abbildung 7.1, 7.2 und 7.3 dargestellt.

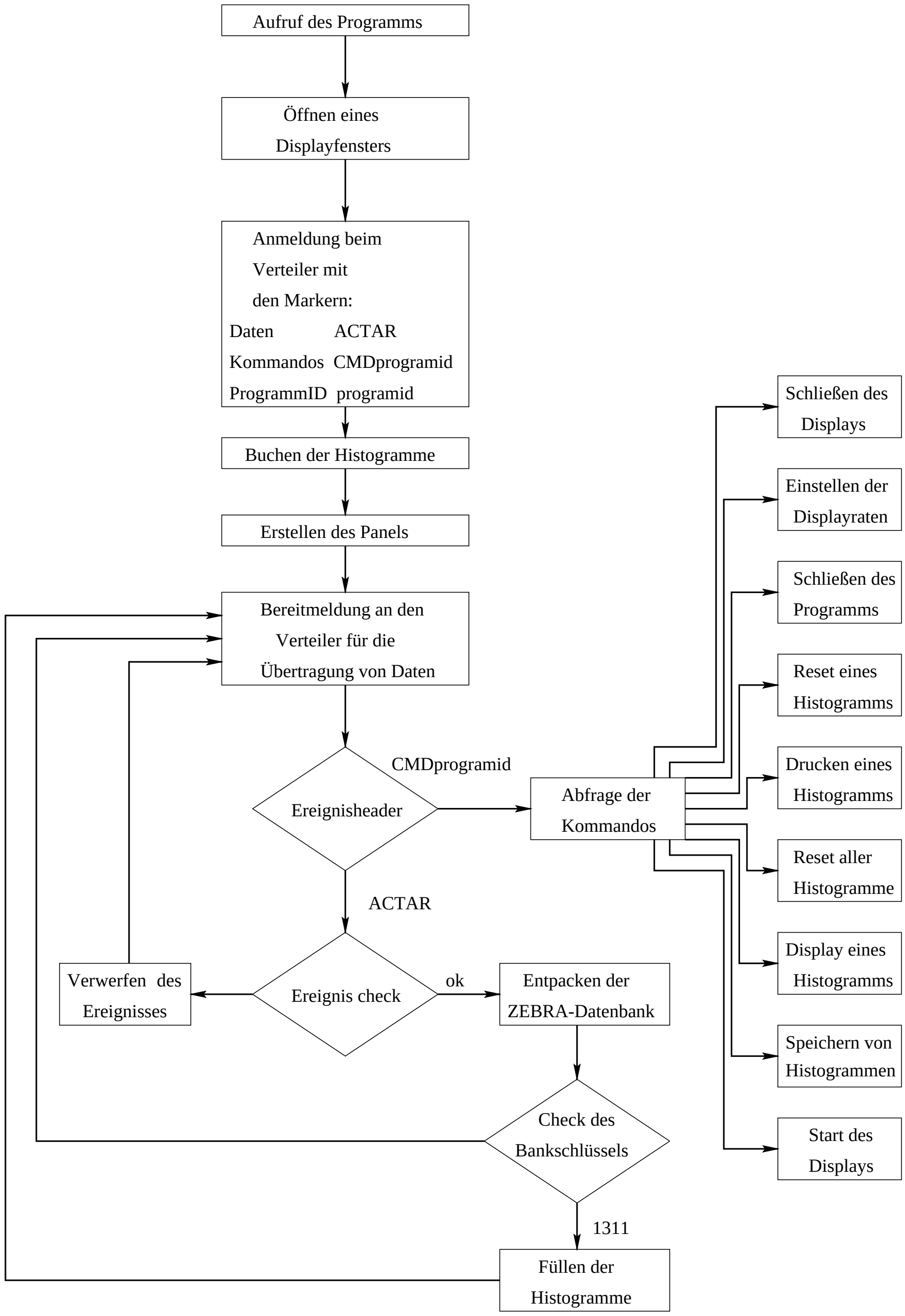


Abbildung 7.2: Flußdiagramm für das "Stand-alone Online-Monitoring": Nach dem Öffnen eines Fensters meldet sich das Programm mit jeweiligen Markern beim Verteiler der Daten an. Auf das Buchen der Histogramme und dem Erstellen des Steuerungspanels für das Programm, wartet das Programm auf Daten. Erreicht ein Datenpaket das Programm, wird zunächst überprüft, ob es sich um ein Kommando des Steuerungspanels oder ein Datenpaket handelt. Im Falle eines Kommandos wird dieses abgearbeitet. Sonst wird das Datenpaket überprüft, entpackt und der Datenbankschlüssel überprüft. Stimmt dieser mit 1311 überein, so werden die Histogramme gefüllt. Danach wartet das Porgramm auf weitere Datenpakete.

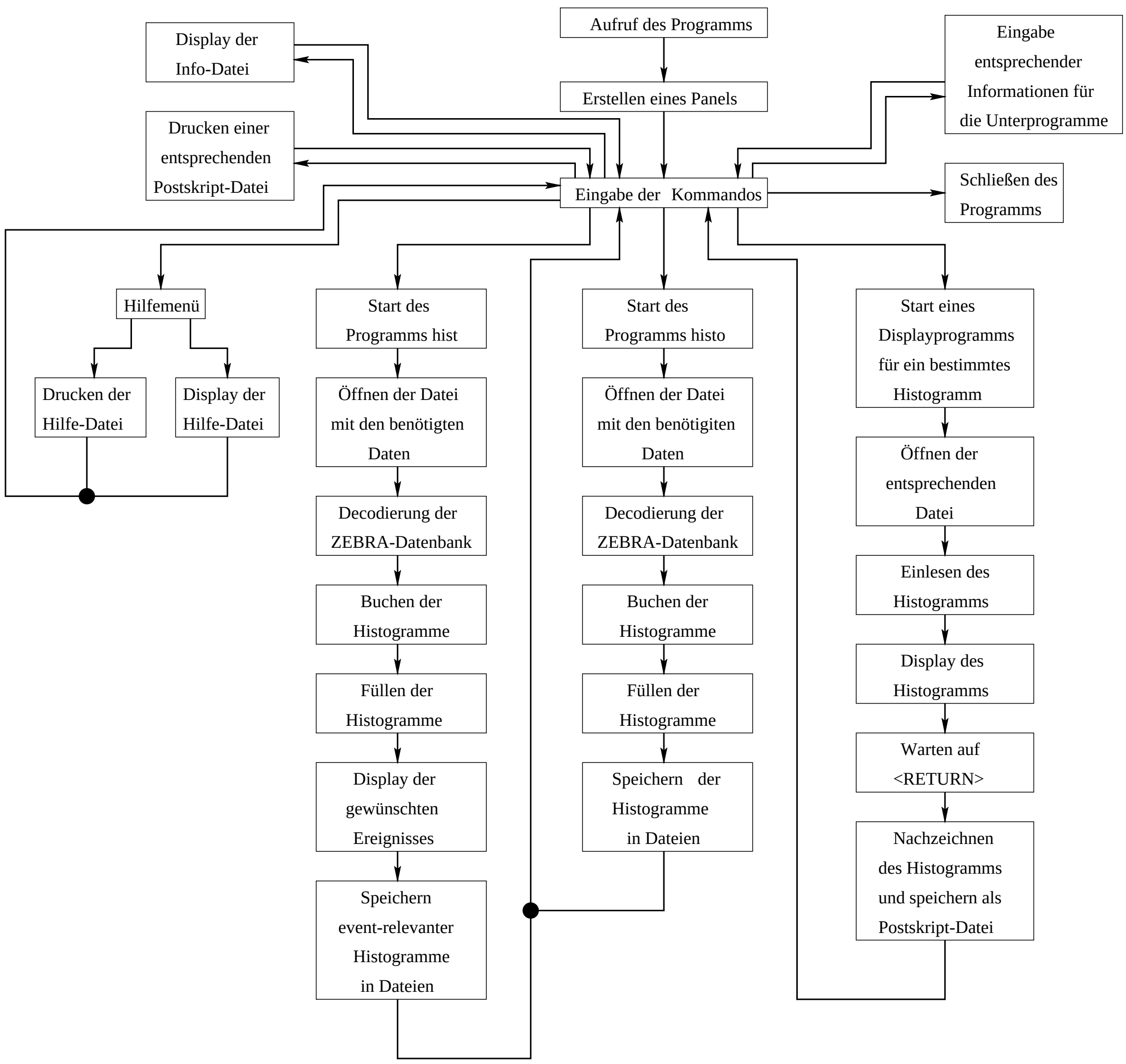


Abbildung 7.3: Flußdiagramm für das "Offline-Histogramming": Nach Erstellen des Steuerungspanels kann eine Hilfedatei oder das Histogramm-Programm aufgerufen werden. Das Histogramm-Programm unterscheidet sich in zwei Unterprogramme, je nachdem ob mehrere Ereignisse oder ein Ereignis gezielt betrachtet werden sollen. Danach wird die Datei mit den entsprechenden Daten geöffnet und die gewünschten ZEBRA-Datenbänke entpackt. Nach dem Buchen und Füllen der Histogramme werden die Histogramme gespeichert. Zum Betrachten der Histogramme wird ein weiteres Unterprogramm genutzt, das die gespeicherten Histogramme auf dem Monitor darstellt. Danach kann das jeweilige Histogramme als Postskript-Datei ausgedruckt werden.

8. Spurrekonstruktion für das Kapillar-Target

Bilder von Ereignissen, die man von dem CCD des Kapillar-Targets erhält, zeigen Spuren von Teilchen, die im Falle eines Neutrino-Ereignisse von einem primären Vertex stammen (vgl. Abbildung 8.2). Für die Analyse der Neutrino-Ereignisse wird daher ein Programm benötigt, das den Vertex mit hoher Präzision rekonstruiert und darauf die vom Vertex ausgehenden Teilchenspuren präzise rekonstruiert. Erste Ergebnisse mit einem Programm, das auf der Methode der Zirkularprojektion basiert, sollen vorgestellt werden.

8.1 Das Spurrekonstruktionsprogramm

Das Programm in dieser Version besteht aus zwei Teilen, dem Algorithmus, um den ersten Vertex zu finden, als erste Stufe und dem eigentlichen Spurerkennungsprogramm mit den zwei weiteren Stufen.
Die Methode der Zirkularprojektion steht im Mittelpunkt dieses Spurerkennungsprogramms (vgl. auch [7]). Die Zirkularprojektion ist eine Ursprungsverschiebung in den Vertex des Ereignisses mit einer darauffolgenden Koordinatentransformation in Polarkoordinaten (vgl. Abbildung 8.3). Im Programm erfolgt über drei Stufen hinweg der Versuch, den Vertex aufzufinden und die Spuren der entstandenen Teilchen zu identifizieren. Ein schematisches Flußdiagramm des Programms ist in Abbildung 8.1 dargestellt.
Die erste Stufe der Vertexerkennung besteht aus einem eigenen Programm, aus dem sich eine grobe Abschätzung für den Vertex ergibt. Der Algorithmus dieses Programms teilt das Bild des Ereignisses in verschiedene Bereiche von 52×52 Pixel auf. Ein Pixel auf dem CCD entspricht dabei einer Fläche von 13,2×13,2 μm^2 im Kapillarenbündel, wobei bisher die Verzerrung der Bildverstärkerkette nicht berücksichtigt wird. Dann berechnet das Programm in jedem dieser Bereiche die Gesamtamplitude (pulse height) A aller Pixel P_i:

$$A = \sum_{i=1}^{n} Amplitude\ in\ P_i \tag{8.1}$$

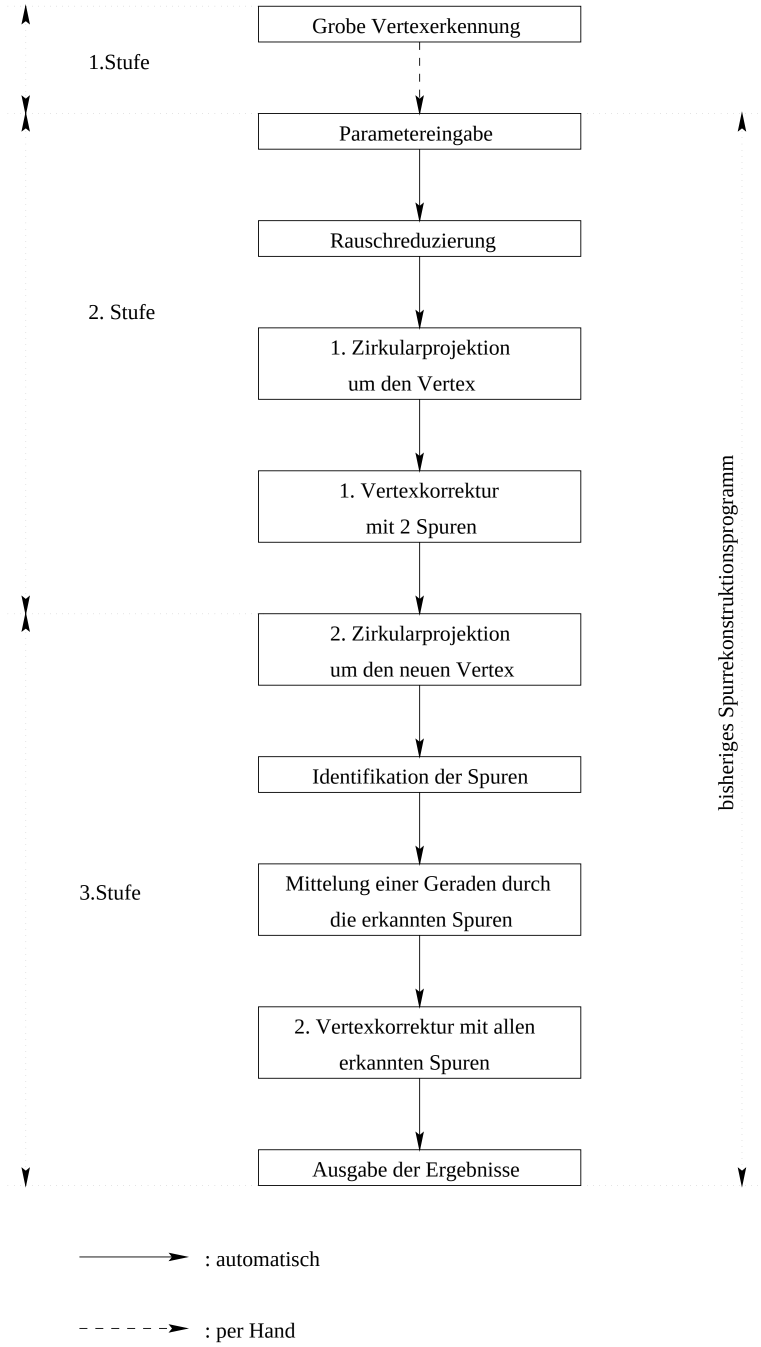


Abbildung 8.1: Schematisches Flußdiagramm für das Spurerkennungsprogramm. Die grobe Vertexerkennung geschieht in einem separaten Algorithmus. Das Ergebnis muß darauf zusammen mit einer Rauschschwelle in das eigentliche Spurrekonstruktionsprogramm eingegeben werden. Darauf erfolgt eine Rauschreduzierung mit der "nächsten Nachbarmethode". Der nächste Schritt ist eine erste Zirkularprojektion um den Vertex aus dem ersten Algorithmus. Dann folgt eine erste Vertexkorrektur mit zwei Spuren. Um diesen Vertex erfolgt dann eine zweite Zirkularprojektion, aus der die Teilchenspuren danach identifiziert werden. Durch diese Spuren legt man dann eine Gerade. Mit diesen Geraden erfolgt eine weitere letzte Vertexkorrektur. Am Schluß wird das Ergebnis des Programms ausgegeben.

Der Bereich mit der höchsten Amplitude wird ausgewählt und noch einmal in Bereiche von etwa 10×10 Pixel unterteilt. Als erster Vertex wird die Mitte des Bereiches mit der höchsten Amplitude gewählt. In Zukunft sollte ein verbesserten Algorithmus entwickelt werden.
Der in der ersten Stufe erhaltene Vertex und eine Rauschschwelle müssen darauf in das eigentliche Spurerkennungsprogramm in der zweiten Stufe eingegeben werden. Diese Rauschschwelle wird nach der Zirkularprojektion für die Erkennung der Spuren benötigt. Sie muß zur Zeit als Abschätzung in das Programm eingegeben werden, da sie von Ereignis zu Ereignis variiert. Um die Eingabe dieser Schwelle zu automatisieren, soll in Zukunft ein Algorithmus benutzt werden, der sich den höchsten Peak in einem Spektrum sucht. Danach wird die Höhe H des Peaks bei jeder Iteration des Algorithmus sukzessive halbiert und als Schwelle S gesetzt:

$$S = H/2 \times i \tag{8.2}$$

$$mit\ i = Anzahl\ der\ Iterationsschritte$$

Bei jeder dieser Iterationen wird gezählt, wieviel Peaks sich im gesamten Spektrum oberhalb dieser Schwelle zeigen. Überschreitet die Zahl der Peaks einen bestimmten eingestellten Wert, so ergibt sich der vorhergehende Wert der Schwelle als jene Schwelle, die dann im weiteren Programm benutzt wird. Auf die Parametereingabe (vgl. Abbildung 8.1) folgt eine Prozedur, welche das Rauschen innerhalb des CCD-Bildes reduzieren soll. Dazu wurde die "nächste Nachbarmethode" (vgl. [20]) gewählt. Hierbei erfolgt ein Vergleich der Amplitude eines Pixels mit dem Mittelwert der Amplituden seiner nächsten Nachbarpixel. Die Prozedur legt dafür eine 3×3-Matrix um den Pixel. Sei x der Pixel und a_1, a_2,.., a_8 seine Nachbarpixel. Dann bildet die Prozedur die Mittelwerte aus den Nachbarn mit den geraden bzw. ungeraden Indizes:

$$mittelwert_1 = a_1 + a_3 + a_5 + a_7/4 \tag{8.3}$$

$$mittelwert_2 = a_2 + a_4 + a_6 + a_8/4 \tag{8.4}$$

Aus $mittelwert_1$ und $mittelwert_2$ wird die Differenz gebildet und mit einem Faktor f gewichtet:

$$L = |mittelwert_1 - mittelwert_2| \times f \tag{8.5}$$

Wenn nun die Differenz zwischen x und $mittelwert_1$ bzw. $mittelwert_2$ größer als L ist, so wird x auf das Niveau von $mittelwert_1$ herabgesetzt. Der Faktor f bestimmt daher die Größe des Intervals, in dem x von $mittelwert_1$ bzw. $mittelwert_2$ maximal abweichen darf. Durch diesen Algorithmus werden alleinstehende angesprochene Pixel beseitigt und die Gesamtverteilung geglättet.
Eine weitere Möglichkeit der Rauschunterdrückung besteht darin, nach der Zirkularprojektion die Projektion in verschiedene Kreisringe zu unterteilen und diese mit einem kleinen "Jitter" zu überlagern. Dies bedeutet, daß die Spuren aus der Verteilung stärker hervortreten und das Rauschen stark unterdrückt wird. Diese Methode ist eingesetzt worden, konnte aber noch nicht optimiert werden. Des weiteren wird es sinnvoll sein, zur Rauschunterdrückung Methoden der Fourieranalyse und/oder der digitalen Mustererkennung zu entwicklen.
Nach der Rauschunterdrückung erfolgt um den bisherigen Vertex eine Zirkularprojektion. Dabei legt das Programm den Ursprung in den Vertex (xv;yv):

$$x_2 = x_1 - xv \tag{8.6}$$

$$y_2 = y_1 - yv \tag{8.7}$$

x_1 und y_1 sind die Koordinaten vor und x_2 und y_2 die Koordinaten nach der Ursprungsverschiebung um $(xv;yv)$. Danach wandelt die Prozedur die Koordinaten vom karthesischen Koordinatensystem in das Polarkoordinatensystem um:

$$r = \sqrt{x_2{}^2 + y_2{}^2} \tag{8.8}$$

$$\varphi = \arctan \frac{y_2}{x_2} \tag{8.9}$$

Bei dieser Umwandlung erhält man ein Spektrum, wie es in Abbildung 8.3 dargestellt ist. Teilchenspuren ergeben in diesem Spektrum waagerechte Linien. Die Aufweitung der Spuren an deren Beginn stammt aus hadronischen Aktivitäten im Vertex. Andere willkürliche Punkte, die keiner Spur zugeordnet werden können stellen Rauschen dar.
Aus dem Spektrum von φ filtert das Programm die beiden intensitätsstärksten Spuren heraus (vgl. Abbildung 8.4). Durch diese Spuren wird eine Ausgleichsgerade mit einem χ^2-Fit gelegt und der Schnittpunkt der Geraden bestimmt. Der Schnittpunkt ist der neue Vertex. Um diesen Vertex herum

wird wieder eine Zirkularprojektion als dritte Stufe der Vertexerkennung angewandt.
Aus dem Winkelspektrum der letzten Zirkularprojektion identifiziert das Programm mittels einer Suchprozedur die Teilchenspuren. Ein Kriterium ist dabei die oben erwähnte Rauschschwelle. Alle Peaks im Spektrum oberhalb der Rauschschwelle erkennt das Programm zunächst als Spuren.
Falls die Anzahl der angesprochenen Pixel auf den zunächst gefundenen Spuren außerhalb der Vertexregion unter 40 liegt, wird die Spur verworfen. Als Vertexregion ist die Region innerhalb eines Umkreises von 50 Pixeln um den Vertex definiert. Danach prüft das Programm die Länge der Spuren, so daß man eine zusammenhängende Spur erhält. Dabei wird von Programm der entfernteste angesprochenen Pixel im Winkelbereich der Spur gesucht. Die Entfernung zwischen diesem Pixel und dem Vertex wird als Länge der Spur T definiert. Vom Programm wird dann die Spur in Bereiche B_i von 50 Pixeln aufgeteilt:

$$B_i = [T - (i-1) \times 50; T - i \times 50] \tag{8.10}$$

mit i als Nummer des jeweiligen Bereichs. Dann überprüft das Programm mit B_1 von außen beginnend, die Anzahl der Pixel in jedem Bereich. Hat in dem jeweiligen Bereich kein Pixel angesprochen, so wird die Länge der Spur um diesen Bereich verkürzt. Haben Pixel in diesem Bereich angesprochen, aber nicht im nächsten, so wird auch hier die Länge der Spur um diesen Bereich verkürzt. Danach berechnet das Programm die Dichte D der angesprochenen Pixel A auf den Spuren:

$$D = \left(\frac{\sum_{i=1}^{n} (A \ in \ B_i/50)}{n} \right) \tag{8.11}$$

Liegt der Wert für die Dichte unter einem Wert von 0,1 im Mittel auf der gesamten Spur, so wird diese verworfen. Im Bereich von 0,1 bis 0,3 liegen Spuren, auf denen nur eine geringe Anzahl von Pixeln angesprochen haben. Im Bereich oberhalb von 1 liegen Spuren mit einer großen Anzahl von angesprochenen Pixeln, die in den meisten Fällen auch in den Kapillaren stoppen. Die Spuren mit einer Dichte von 0,3 bis 1 seine hier als normale Spuren bezeichnet. Bei der Dichteberechnung erfolgt eine Betrachtung der Spuren außerhalb der Vertexregion, da sonst die Vertexregion einen zu großen Einfluß auf die Bewertung hat und das Ergebnis verfälschen würde. Durch die so gefundenen Spuren legt das Programm mit einem χ^2-Fit jeweils eine Gerade.

Aus den Schnittpunkten SP_i dieser n Geraden bestimmt sich ein neuer Vertex über die Formel:

$$vertex = \left(\sum_{i=1}^{n} SP_i \times sin\phi_i \right) / \sum_{i=1}^{n} sin\phi_i \tag{8.12}$$

Dabei erfolgt eine Wichtung dieser Schnittpunkte über den Sinus des Öffnungswinkels ϕ zwischen den Geraden. Schnittpunkte von Geraden, die einen Öffnungswinkel um 0^o bzw. 180^o haben, ergeben bei kleinen Abweichungen von der wirklichen Lage große Fehler. Der Fehler F für den Vertex in x- bzw. y-Richtung ermittelt sich jeweils über die Standardabweichung:

$$F = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{x})^2} \tag{8.13}$$

Die Summe läuft über alle Schnittpunkte x_i der Geraden. $\overline{x}$ stellt den vorher bestimmten Vertex dar.

Als Ergebnisse werden neben dem Rohdaten und dem rekonstruierten Ereignis auch ein Zoom in die Vertexregion mit den rekonstruierten Spuren ausgegeben. Weiterhin erhält man die Vertexposition und den 1σ-Fehler für den Vertex. Für jede gefundene Spur ergibt sich das mittlere φ im Winkelspektrum, die Spurauflösung und die Anzahl der angesprochenen Pixel auf der Spur. Mit dem mittleren φ der Spur im Winkelspektrum kann die Lage der Spur bis auf $0{,}2^o$ genau um den Vertex herum angegeben und damit identifiziert werden. Die Spurauflösung ist die Halbwertsbreite (FWHM) der Abweichung der Punkte auf der Spur von der rekonstruierten Gerade, die durch die Spur gelegt wurde:

$$FWHM = \sqrt{8 \ln 2 \times \sum_{i=1}^{n} (y_i)^2} \tag{8.14}$$

Dabei ist y_i der Abstand des jeweiligen Pixels von der Geraden.

Ein weitere Information, ob das Teilchen in den Kapillaren stoppt oder in Richtung des Beobachters geflogen ist, erhält man aus dem Energieverlust des Teilchens entlang seiner Spur. Dazu betrachtet man die Amplitudenverteilung auf dem CCD entlang der Spur (vgl. Abbildung 8.8).

Zur Zeit ist eine semiautomatische Version des Programms vorhanden. Es wird bisher noch keine Distorsionskorrektur für die Bildverstärkerkette im Programm durchgeführt, die aber in der nächsten Version implementiert sein wird. Das Programm kann zur Zeit auch nur Ereignisse rekonstruieren, deren Vertex sich innerhalb des Bildbereiches des CCD's befindet.

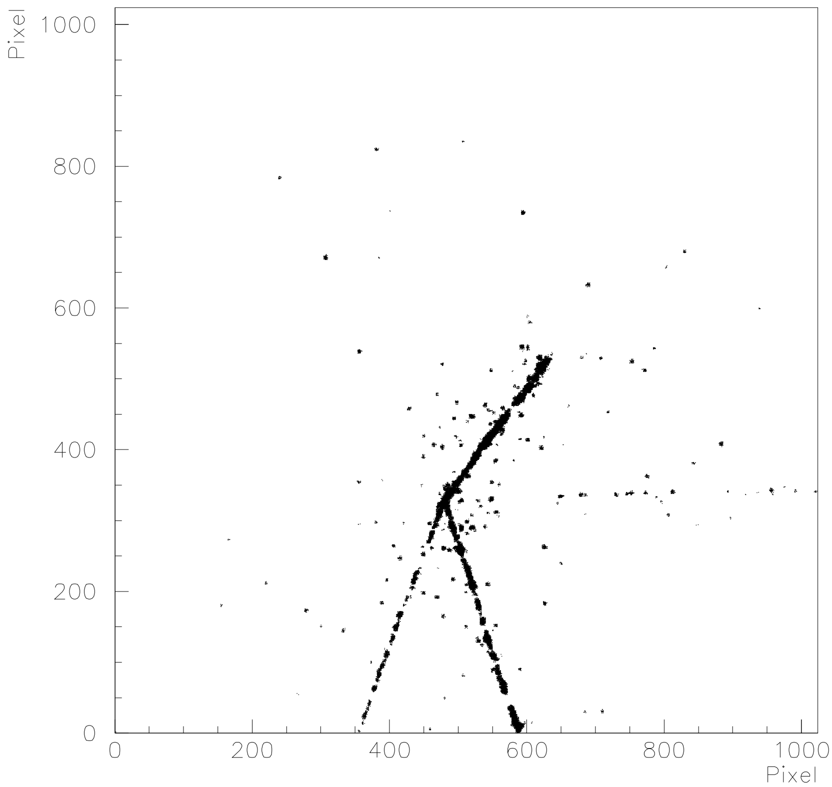


Abbildung 8.2: Ereignis 13 im Kapillar-Target, unbearbeitet. Das Neutrino ist von links in das Kapillarenbündel eingedrungen.

8.2 Ergebnisse des Spurrekonstruktionsprogramms

Zur Veranschaulichung der Ergebnisse, die das Programm liefert, sei hier ein Ereignis herausgegriffen, an dem die Schritte des Programms exemplarisch vorgeführt werden.

Herausgegriffen wurde Ereignis 13 in Run 4074. Die Anzahl der angesprochenen Pixel auf dem CCD beträgt 8950, was 0,8 % aller Pixel auf dem CCD entspricht. Das unbearbeitete Ereignis ist in Abbildung 8.2 zu sehen. Bei diesem Ereignis erhält man einen vorläufigen Vertex von (479;323) in Pixelkoordinaten aus dem ersten Algorithmus zur Vertexfindung. Wird die Zirkularprojektion erstellt, so erhält man in dem Spektrum, in dem der Win-

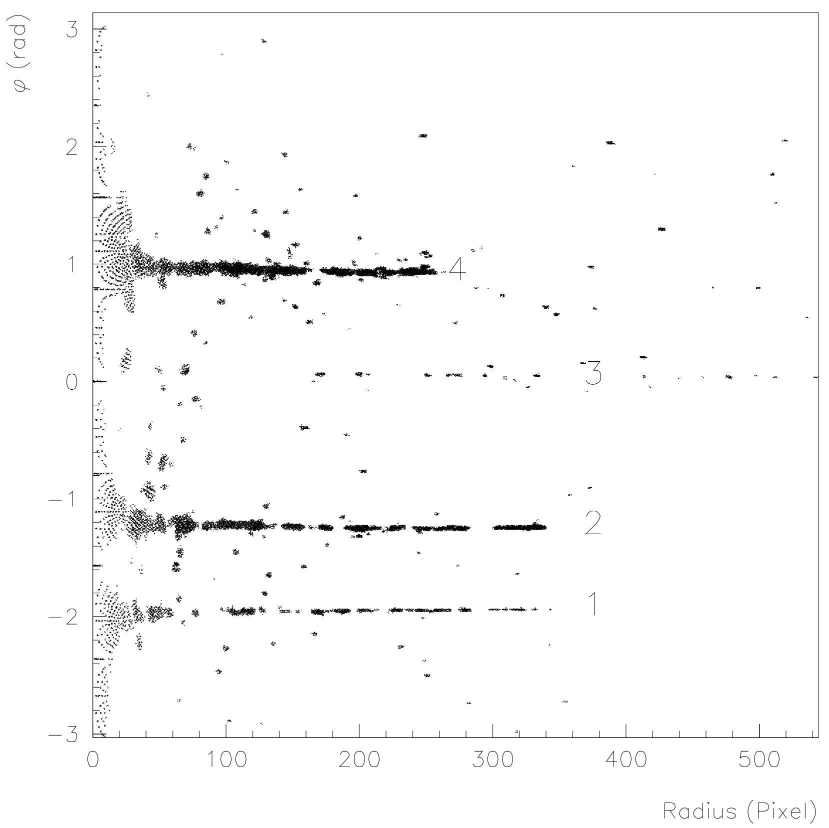


Abbildung 8.3: Das φ versus Radius-Spektrum des Ereignis 13 nach Zirkularprojektion. Es sind 4 Spuren erkennbar.

kel φ in rad gegen den Radius in Pixel aufgetragen ist, vier Spuren (1-4). Dies ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Durch hadronische Aktivitäten und einen nicht sehr genauen Vertex sind die Spuren am Anfang stark aufgeweitet. Alle Punkte, die nicht auf den vier Spuren liegen, entsprechen Rauschen, daß durch die in Kapitel 4 erwähnten Quellen erzeugt wird. Zur weiteren Analyse im Programm arbeitet man mit der φ-Projektion (vgl. Abbildung 8.4). Hier ist es schwieriger, die Spuren eindeutig zu identifizieren, aber man kann mit einer eindimensionalen Projektion arbeiten. Diese Projektion ist einfacher zu handhaben. Als Ergebnis erhält man schließlich das in Abbildung 8.5 rekonstruierte Ereignis. Das Programm fand alle vier Spuren mit einer eingegebenen Rauschschwelle von 3000 Amplitude (pulse height) pro einem Bereich von 0.16×10^{-3} rad im φ-Spektrum. Die mittlere Spurauflösung der

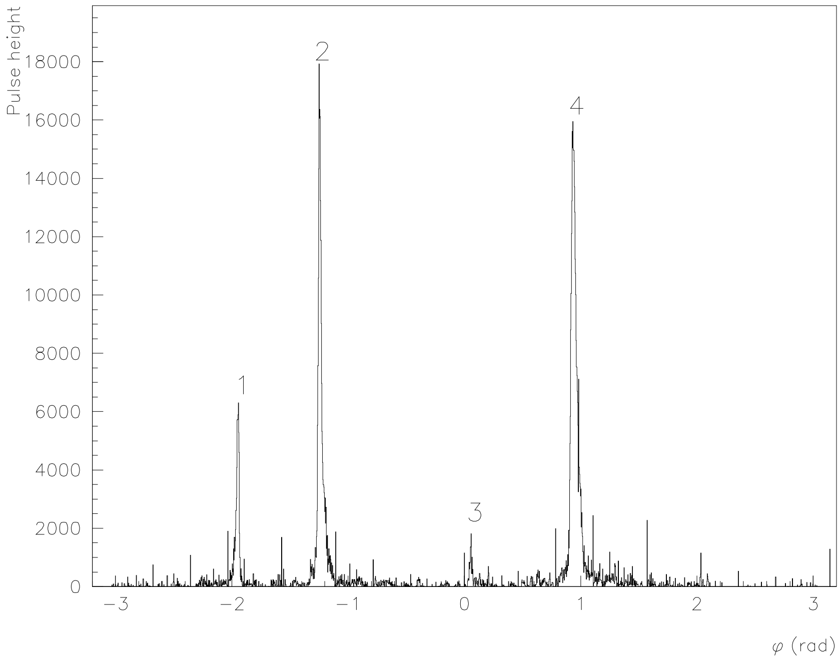


Abbildung 8.4: φ-Spektrum des Ereignis 13 nach Zirkularprojektion. Die Spuren 1, 2 und 4 sind deutlich zu erkennen. Spur 3 läßt sich vom Rauschen fast nicht unterscheiden.

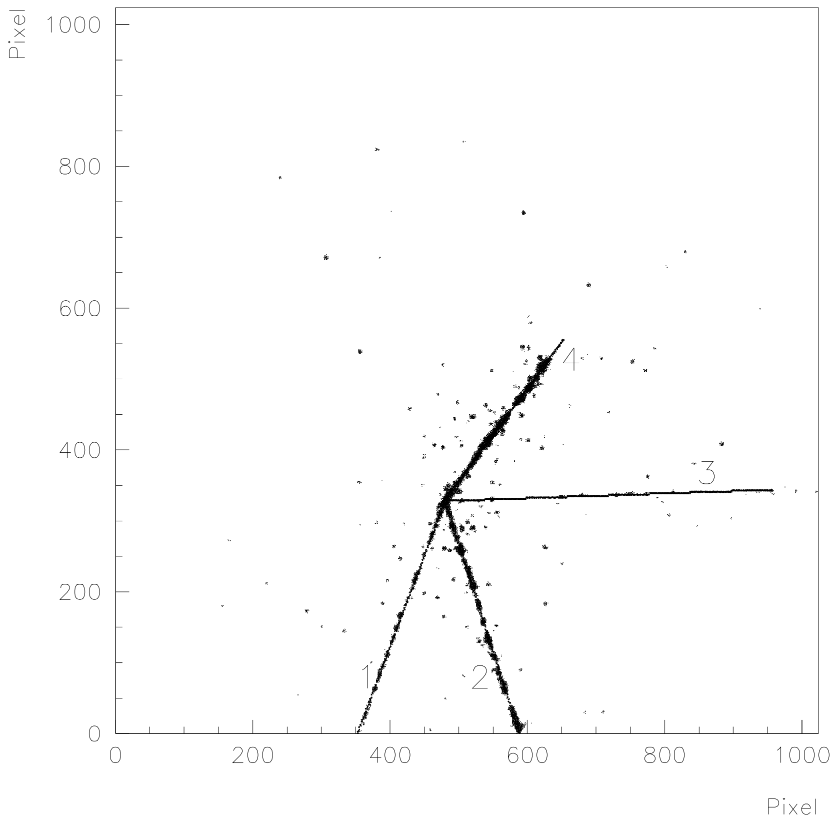


Abbildung 8.5: Das rekonstruierte Neutrinoereignis 13 mit den 4 identifizierten Spuren.

---

vier Spuren ist 37,1 μm. Die mittlere Anzahl der Pixel pro Spur ohne die Vertex-Region beträgt 1069. Als letztendlicher Vertex wird (478;328) vom Programm ausgegeben. Der Fehler des Vertex beträgt in x-Richtung 40,8 μm und in y-Richtung 27,9 μm. Eine Vergrößerung der Vertexregion mit den vier rekonstruierten Spuren findet sich in Abbildung 8.6. Der dunkle, markierte Punkt in der Bildmitte stellt den letztlichen Vertex dar.
Betrachtet man die Spuren einzeln mit der jeweiligen Spurauflösung und dem Energieverlust entlang der Spur, so erhält man Histogramme ähnlich den Abbildungen 8.7 und 8.8. Es sei hierbei Spur 4 von Ereignis 13 herausgegriffen, die in der oberen Bildhälfte liegt. Die Spurauflösung beträgt 48,8 μm. Abbildung 8.7 stellt die Projektion der Spur auf den Vertex dar. Die Spur ist erkennbar asymmetrisch um ihren Schwerpunkt herum, was auf

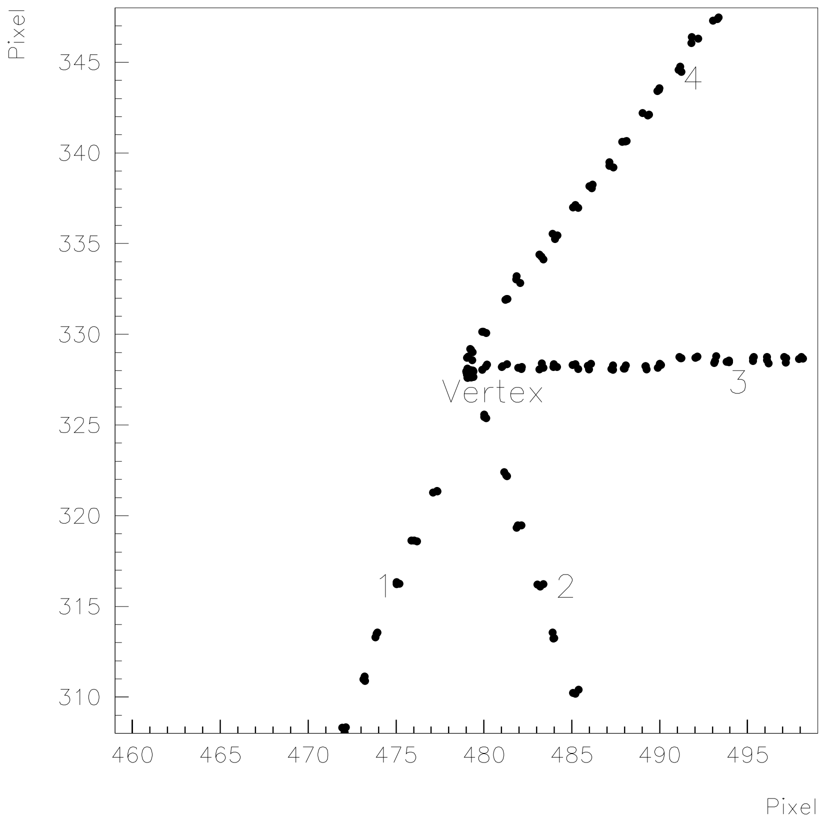


Abbildung 8.6: Vergrößerung der Vertex-Region des rekonstruierten Neutrinoereignisses. Der Vertex ist der Punkt über dem "e" des Wortes "Vertex".

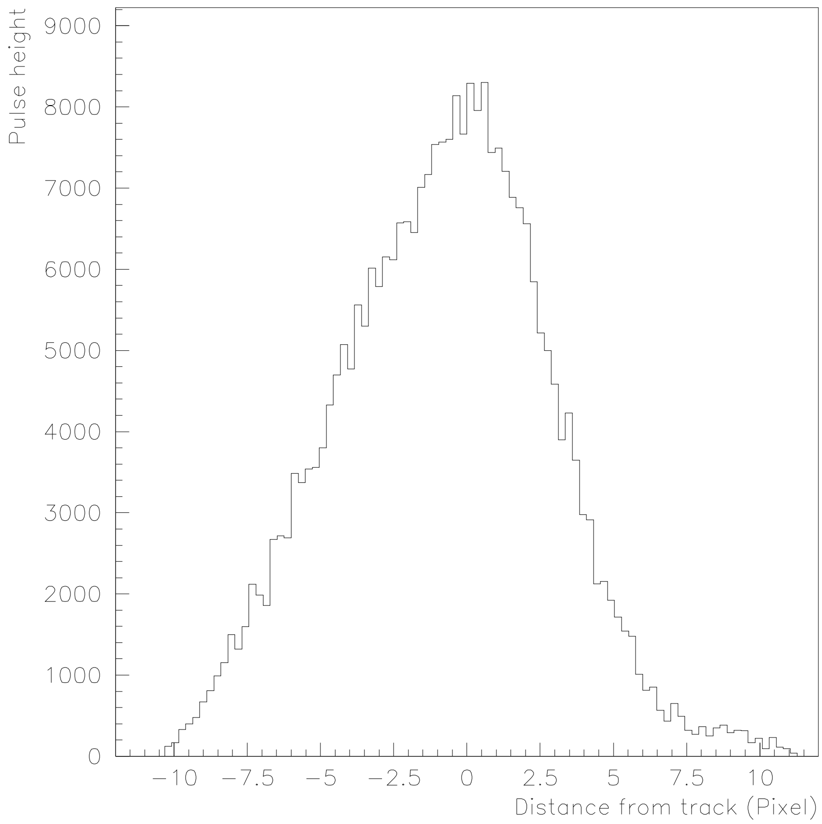


Abbildung 8.7: Spurauflösung einer Spur in Ereignis 13. Es ist deutlich die Unsymmetrie um das mittlere φ zu erkennen. Diese könnte über eine Distorsionskorrektur verschwinden. Ein Pixel entspricht dabei 13,2 μm.

Verzerrungseffekte in den Bildverstärkern zurückzuführen ist.

Abbildung 8.8 zeigt den Energieverlust entlang der Spur, der der Pulshöhe auf dem CCD entlang der Spur entspricht. Es ist zu erkennen, daß zum Ende der Spur mehr Licht erzeugt wurde und die Spur abrupt stoppt. Dies läßt darauf schließen, daß das Teilchen, welches diese Spur erzeugt hat, entweder in den Kapillaren gestoppt wurde, also die entsprechende Braggkurve dargestellt ist, oder auf den Beobachter zugeflogen kommt und die Kapillaren verläßt. Spuren die waagerecht zur Beobachtungsebene durch die Kapillaren fliegen, zeigen einen gleichmäßigen Energieverlust entlang der Spur.

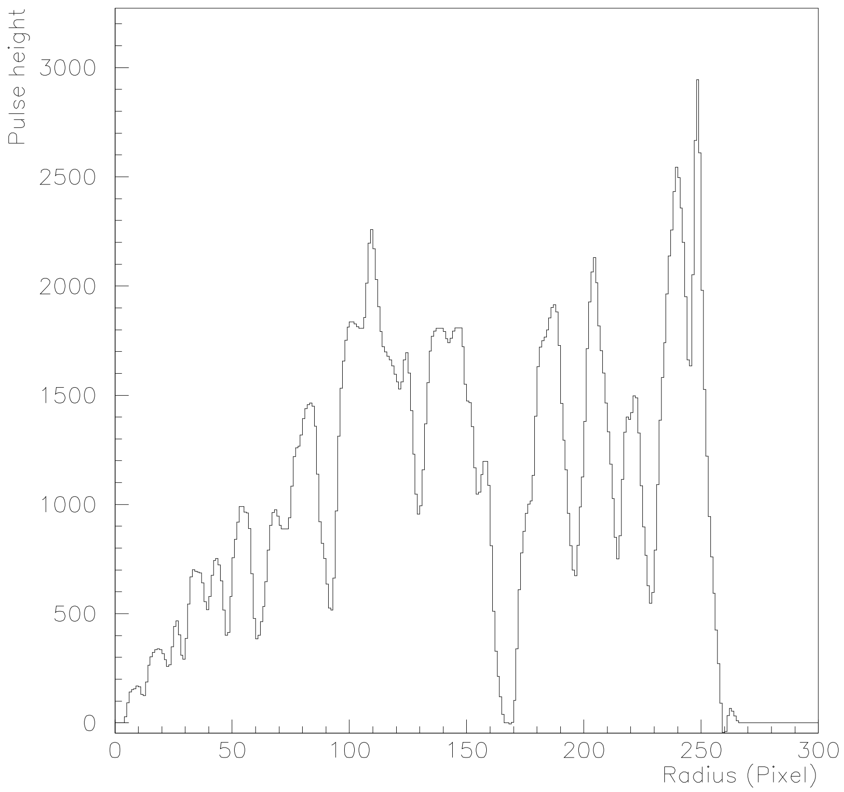


Abbildung 8.8: Projektion entlang Spur 4 in Ereignis 13. Die Lichterzeugung nimmt am Ende der Spur stark zu, was darauf schließen läßt, daß das Teilchen entweder in den Kapillaren gestoppt ist oder auf den Beobachter zugeflogen kommt.

Ereignis	Run	Identifizierte Spuren	Mittlere Spurauflösung	Vertex	Fehler des Vertex
13	4074	4	37,1 μm	x: 478 y: 328	x: 40,8 μm y: 27,9 μm
9	4015	7	70,8 μm	x: 259 y: 378	x: 30,3 μm y: 43,9 μm
102	4013	10	45,0 μm	x: 419 y: 251	x: 28,3 μm y: 16,9 μm

Tabelle 8.1: Daten zu den rekonstruierten Ereignissen

8.3 Rekonstruierte Ereignisse

Insgesamt wurden bisher 34 Neutrinoereignisse mit dem Kapillar-Target aufgezeichnet [7]. Aus den zugänglichen Datensätzen konnten die Ereignisse mit den Daten, die in Tabelle 8.1 dargestellt sind, rekonstruiert werden. Das erste Ereignis ist das schon im vorherigen Kapitel gezeigte Ereignis 13 aus dem Run 4074. Ein weiteres Neutrinoereignis ist Ereignis 9 in Run 4015 (siehe Abbildung 8.9). Im rekonstruierten Ereignis konnte das Programm sieben Spuren identifizieren (siehe Abbildung 8.10). Dies Spuren teilen sich in eine einzelne Spur und zwei Spurenbündel auf. In dem ersten Spurenbündel wurden vier Spuren rekonstruiert, von denen drei Spuren (2,3,4) eine geringe Anzahl von angesprochenen Pixeln aufweisen. Diese drei Spuren werden bei der Rekonstruktion von Rauschen und den anderen nahe dabei liegenden Spuren beeinflußt, so daß die rekonstruierte Gerade nicht sehr gut mit der eigentlichen Spur übereinstimmt. Dies trifft besonders auf Spur 4 zu, wo durch Rauschen die Rekonstruktion der Spur gestört wurde. Im zweiten Spurenbündel wurden zwei Spuren rekonstruiert. Hierbei wird die Rekonstruktion von Spur 7 auch stark durch Rauschen beeinflußt.

Ereignis 102 in Run 4013 ist ein untypisches Neutrinoereignis, da es eine Spur entgegen der Flugrichtung des Neutrinos besitzt (vgl. Abbildung 8.11). Das Neutrino ist von links in das Kapillarenbündel eingedrungen. Bei diesem Ereignis konnte das Programm zehn Spuren rekonstruieren. Das rekonstruierte Ereignis ist in Abbildung 8.12 dargestellt. Die Spuren 4 und 5 liegen sehr nahe beieinander und haben jeweils eine sehr geringe Anzahl von angesprochenen Pixeln auf der Spur. Es kann daher sein, daß dies insgesamt nur eine Spur ist, die das Programm aufgrund von Rauschen im Bild als zwei Spuren erkennt. Spur 7 kann ebenso eine mißidentifizierte Spur sein,

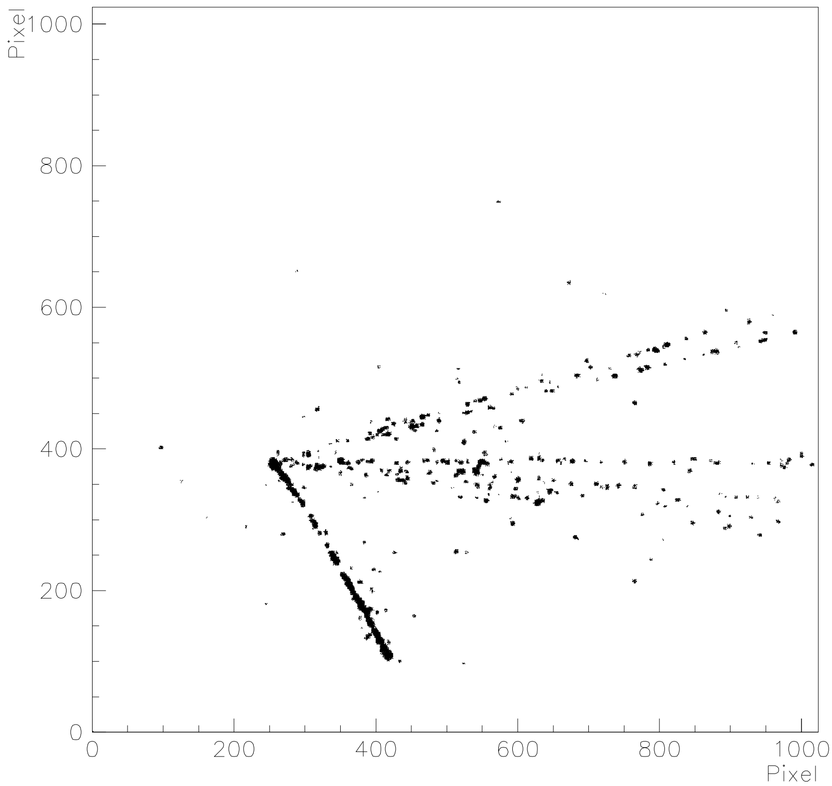


Abbildung 8.9: Ereignis 9 in Run 4015 unbearbeitet

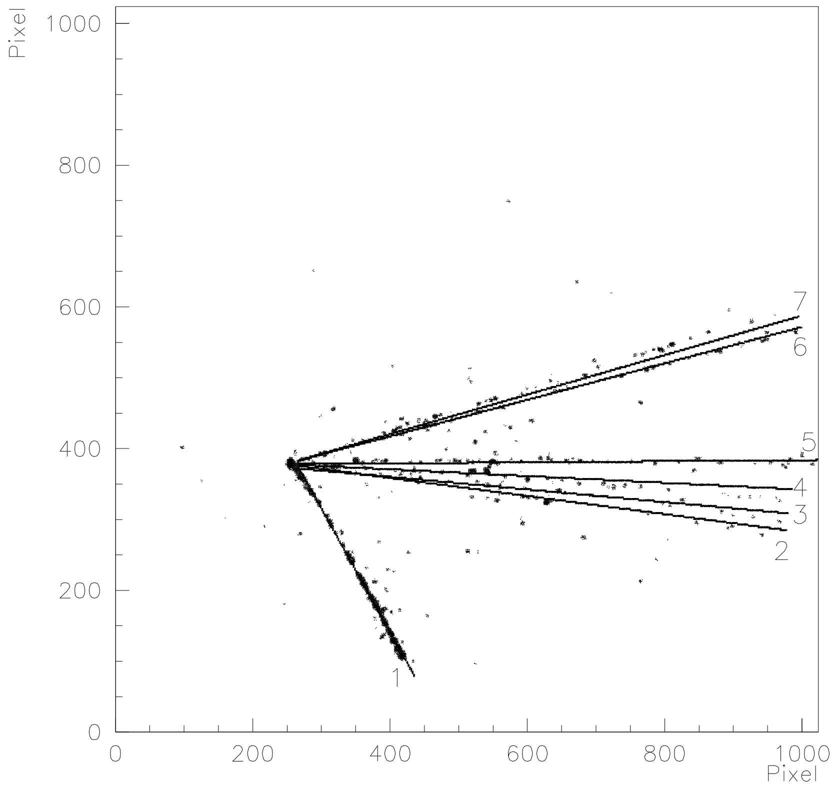


Abbildung 8.10: Rekonstruiertes Ereignis 9 in Run 4015 mit 7 gefundenen Spuren.

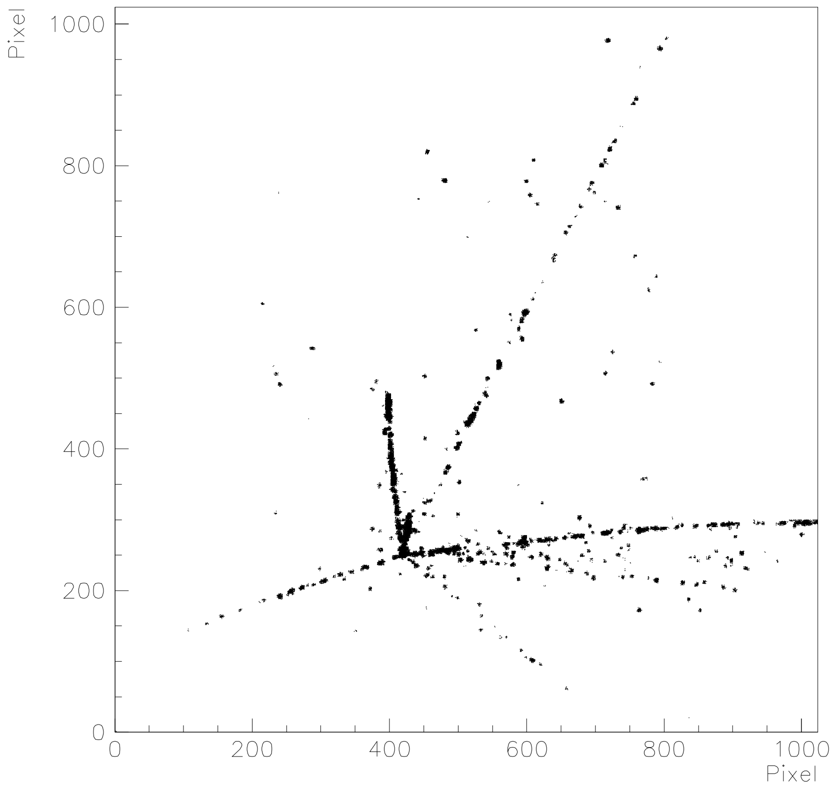


Abbildung 8.11: Ereignis 102 in Run 4013 unbearbeitet

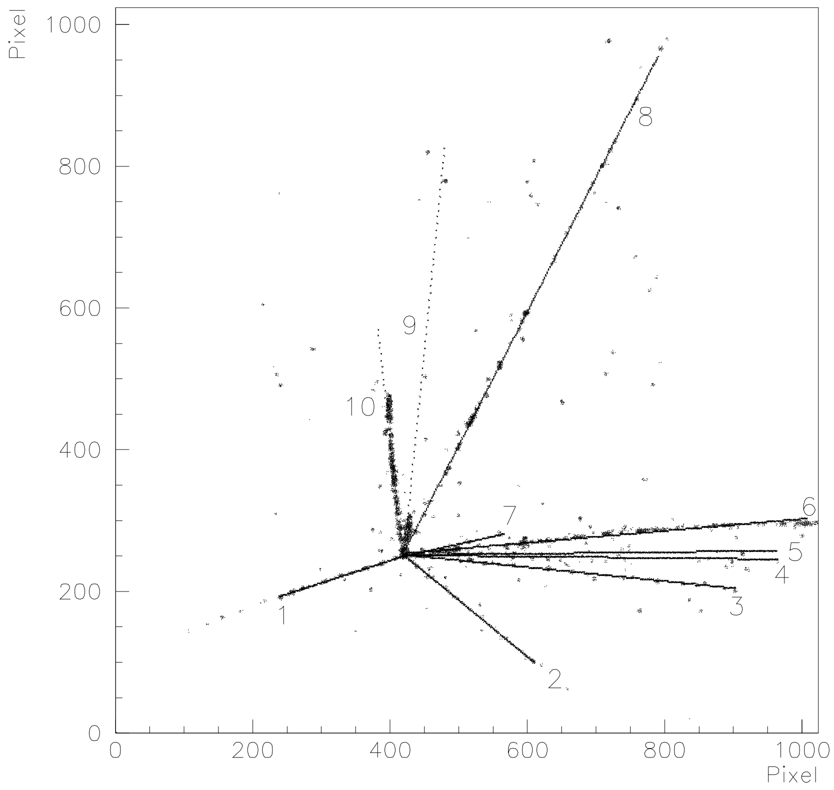


Abbildung 8.12: Rekonstruiertes Ereignis 102 in Run 4013 mit 10 rekonstruierten Spuren

---

die aufgrund von Rauschen und der hadronischen Aktivität am Vertex rekonstruiert wird. Ein weiteres Rauschproblem stellt sich bei Spur 9 dar. Die eigentliche Spur ist nur sehr kurz und hat ein hohes Amplitudenspektrum. Auf der Verlängerung der Spur nach außen haben Pixel mit einer hohen Amplitude an bestimmten Stellen angesprochen, so daß das Programm die Spur bis dorthin verlängert. Dieses Rauschen kann bisher nicht ganz unterdrückt werden.

Eine Klasse von Neutrino-Ereignissen, welche bisher noch nicht rekonstruiert werden können, gehören Ereignisse mit sekundären Vertizes. Eines dieser Ereignisse ist Ereignis 84 in Run 4018 (siehe Abbildung 8.13). Im φ versus Radius-Spektrum (Abbildung 8.14) ist klar zu erkennen, daß dieses Ereignis zwei sekundäre Vertizes (Bereich b und c) besitzt. Die in diesen Vertizes

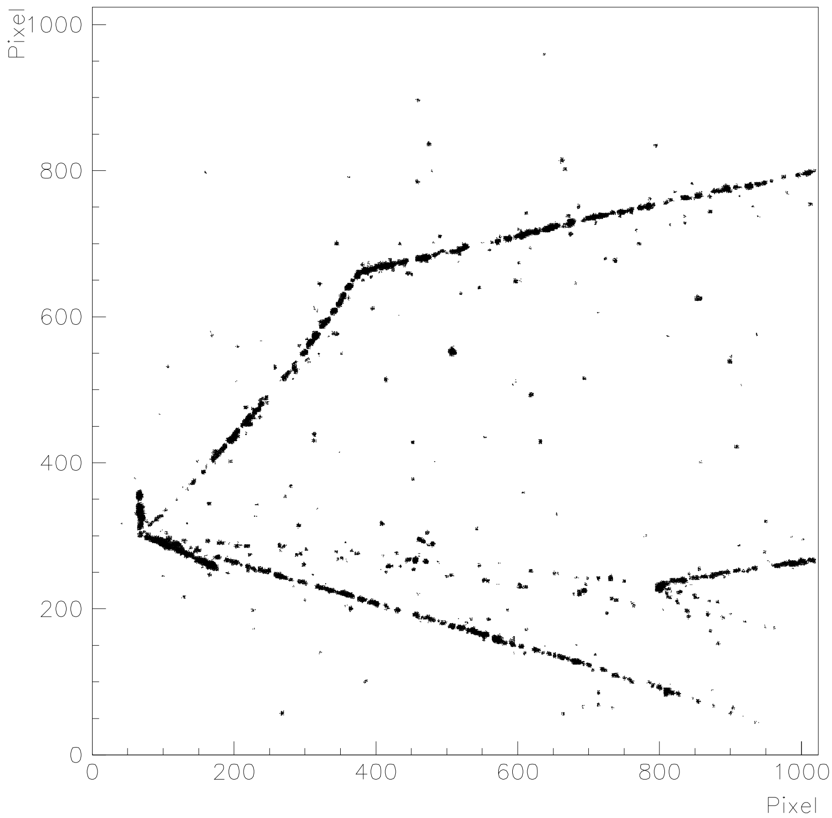


Abbildung 8.13: Ereignis 84 in Run 4018 unbearbeitet

entstehenden Spuren führen zu einem Untergrund in der Spurrekonstruktion um die eigentlichen Spuren vom primären Vertex herum, wie es auch in Abbildung 8.15 (Bereiche b und c) zu erkennen ist. Insgesamt können sechs Spuren identifiziert werden (1-6). Weiterhin ist interessant, daß Spur 3 und 4 in Abbildung 8.14 (siehe unter a) nicht direkt vom eigentlichen Vertex kommen. Dies könnte von der Konversion eines π^0 in zwei Gammaquanten stammen. Eines der Gammaquanten konvertiert dabei wahrscheinlich in ein e^+e^--Paar, welches im Histogramm zu sehen ist.
Aus den rekonstruierten Ereignissen beträgt die Spurauflösung für Spuren mit wenig angesprochenen Pixeln $49{,}9^{+29{,}0}_{-30{,}3}$ μm (8 Spuren), für normale Spuren $58{,}5^{+47{,}3}_{-35{,}8}$ μm (8 Spuren) und für Spuren mit einer großen Anzahl von angesprochenen Pixeln $45{,}0^{+4{,}6}_{-12{,}8}$ μm (4 Spuren). Insgesamt konnte damit eine mittlere Spurauflösung von 51,1 μm erreicht werden. Die Spuren mit vielen angesprochenen Pixeln haben die beste Spurauflösung, da sie vom Programm klar erkannt werden. Für die Spuren mit einer geringen Anzahl von angesprochenen Pixeln würde man eine bessere Auflösung erwarten, aber auf Grund der geringen Dichte der angesprochenen Pixel kann Rauschen die Auflösung schnell verschlechtern. Hinzu kommt, daß sich die Spuren zumeist in einem Bündel von Spuren befinden (vgl. Ereignis 9 in Run 4015), wo sich ein hohes Rauschen durch die Anwesenheit der anderen Spuren ergibt. Ist dagegen eine minimalionisierende Spur von den anderen Spuren isoliert wie bei Ereignis 102, so wird eine Auflösung von unter 20 μm erreicht. Ähnliches gilt für die normalen Spuren.
Der mittlere Fehler bei der Vertexerkennung ergibt sich zu:

- parallel zum Neutrinostrahl (x-Richtung): $33{,}1^{+7{,}7}_{-5{,}1}$ μm
- senkrecht zum Neutrinostrahl (y-Richtung): $29{,}6^{+14{,}3}_{-12{,}7}$ μm

Eine Teilchenidentifizierung kann letztlich erst vorgenommen werden, wenn die Spuren eindeutig im CHORUS-Detektor verfolgt und identifiziert werden können.
Zukünftige Aufgaben für die Verbesserung dieses Programms müssen eine Einbindung der Distorsionskorrektur für das Kapillar-Target und eine bessere, automatisierte Rauschunterdrückung sein. Ein guter Ansatz in dieser Richtung ist sicher die Einbringung einer Fourieranalyse und digitalen Mustererkennungsalgorithmen. Um mit der Automatisierung weiter fortzuschreiten, sollte man einen verbesserten Algorithmus für die grobe Vertexer-

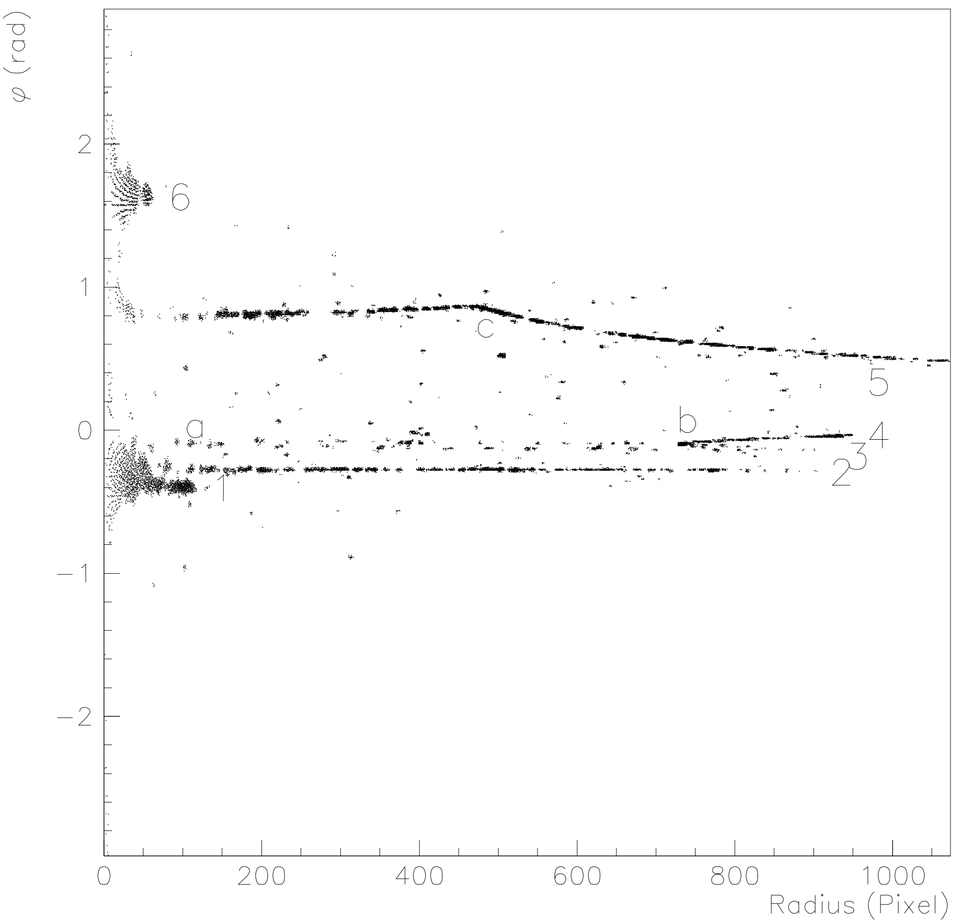


Abbildung 8.14: Das φ versus Radius-Spektrum von Ereignis 84. Es sind 6 Spuren erkennbar. Spur 3 wird durch Spuren von sekundären Vertex bei b verdeckt. Die Spuren, die bei a starten, scheinen nicht vom gleichen Vertex zu stammen. Sie könnten aus $\pi^0 \to \gamma\gamma, \gamma \to e^- e^+$ stammen. In c findet sich ein weiterer sekundärer Vertex.

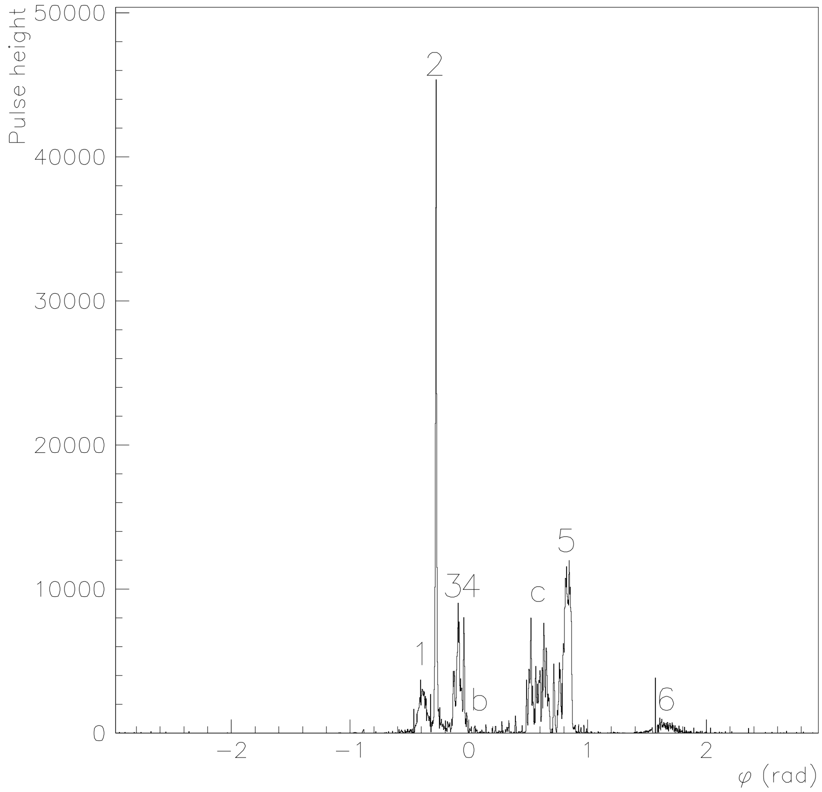


Abbildung 8.15: φ-Spektrum von Ereignis 84 mit den 6 Spuren (1-6) und dem Rauschen (b und c), das durch die sekundären Vertizes verursacht wird

kennung entwickeln. Um eine Teilchenidentifikation durchführen zu können, sollte ein Algorithmus entwickelt werden, der die Spuren im CHORUS-Detektor weiterverfolgt. Außerdem sollte das Programm noch eine Option zum Auffinden von sekundären Vertizes enthalten, um auch solches Ereignisse wie Ereignis 84 aus Run 4018 (Abbildung 8.13) richtig zu identifizieren.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Vertexdetektor aus Glaskapillaren für zukünftige Hochenergieexperimente getestet. Die Arbeit ist innerhalb der CERN RD46-Kollaboration am CERN durchgeführt worden. Der Detektor besteht aus einem 1,8 m langen Kapillarenbündel, das einen Querschnitt von 2×2 cm^2 hat. Das Kapillarenbündel selber ist aus über 500000 Kapillaren mit einem inneren Durchmesser von 20 μm aufgebaut. Diese wurden mit organischem Flüssigszintillator gefüllt. Die Auslese wird durch fünf Bildverstärker und einen Megapixel-CCD realisiert. Der Megapixel-CCD besteht aus 1024×1024 Pixel mit einer Pixelgröße von 19×19 μm^2.
Für dieses Kapillar-Target wurde ein Spurrekonstruktionsprogramm geschrieben, das auf der Methode der Zirkularprojektion basiert. Mit diesem Programm wurde eine Vertexauflösung von 30×30 μm^2 erreicht. Die mittlere Spurauflösung beträgt dabei 51,1 μm. Um das Programm weiter zu verbessern, sollten in Zukunft Methoden der Fourieranalyse zur Rauschunterdrückung und Algorithmen der digitalen Mustererkennung zur Spurfindung genutzt werden. Auch sollte eine Distorsionskorrektur in das Programm eingebaut werden. Durch diese Verbesserungen des Programms läßt sich die bisher erreichte Auflösung noch weiter verbessern. Eine Verbindung des Spurerkennungsprogramm mit der Spurerkennung des CHORUS-Detektors sollte geschrieben werden, um die Ereignisse bzw. die Spuren der Ereignisse auch physikalisch auswerten zu können.
Weitere Verbesserungen sind besonders im Bereich der optoelektronischen Auslesekette möglich. Dieses kann durch die Benutzung eines EBCCD-Bildverstärker erreicht werden. Das Rauschverhalten und die Nachweiswahrscheinlichkeit der optoelektronischen Auslesekette wird durch den Einsatz des EBCCD-Bildverstärker verbessert werden, da die Anzahl der Auslesekomponenten verringert werden kann. Durch dieses verbesserte Rauschverhältnis und die verbesserte Nachweiswahrscheinlichkeit wird die Spurrekonstruktion erleichtert.

Das Ziel dieser Entwicklungen ist es, die Einsatzmöglichkeit als Vertexdetektor für den LHC-B-Detektor zu testen und gegebenenfalls einen großflächigen Detektor im m^2-Bereich zu bauen. Ein weiteres Einsatzgebiet des Detektors ist die Benutzung als aktives Target, wo er als Ersatz für Kernspuremulsionen dienen kann. Der Detektor kann auch in der Medizin und Biologie zur Untersuchung kleinster Zellstrukturen Anwendung und somit ein vielfältiges Einsatzgebiet finden.

A. Manual for the online-histogramming of the pilot target

This program is meant for the display of histograms in the online-monitoring of CHORUS experiment.

A.1 General remarks

In the program *pilot-hist*, the histograms are filled with the Hbook2Chorus routines from Kees van der Poel. It is mostly written in Fortran using Hbook. Data get to the program from the dispatcher on rschqb with the tag EVENT. This tag is converted by the tag conversion program of A. Maslenikov from EVENT to ACTAR. This program is being called automatically from the stand alone panel of the pilot target. There, it can be found as an item in the unix tasks. After a system reboot it has to be restarted from the unix task of the stand alone panel of the pilot target. The data arrive in a bank structure with the bank key 1311. The new target will have the bank key 1312. The buttons in the Chorus online monitoring (Figure A.1) for the pilot are created in TCL by D. Macina.

A.2 Contents of the histograms

When you click on <*Pilot Target*> in the CHORUS online-monitoring panel the following items will appear:

- **event**

  You can choose here between the last ten events of the pilot target from the current or older runs. For this display, 5 histograms are in

Abbildung A.1: The CHORUS general online monitoring panel

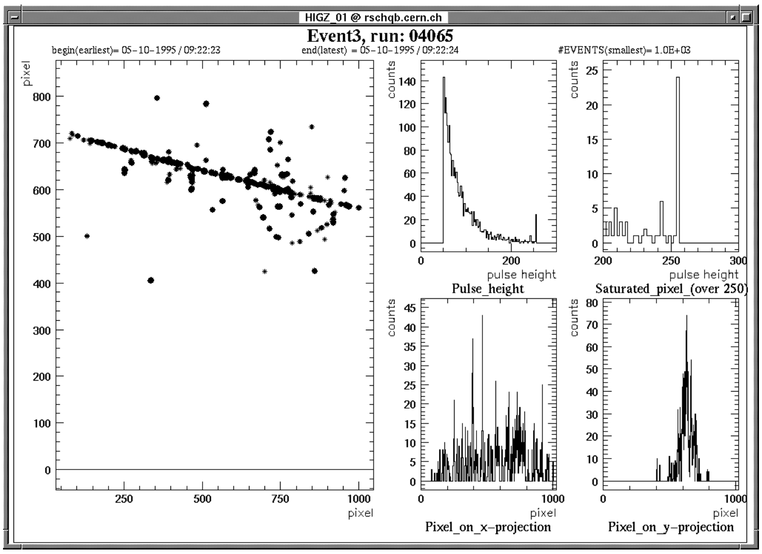


Abbildung A.2: The event histogram for one event

one HIGZ window as can be seen in Figure A.2. On the left side the fiber view of the event shows the non-zero pixels. This event display takes half of the window. The track region is selected. The beam is coming from the left. On the right you see the following histograms :

- **top left**: total pulse height distribution for the event,
- **top right**: number of saturated pixels.
- **bottom left**: pixels on x-direction.
- **bottom right**: pixels on y-direction.

- **pixel**

  This point contains 3 histograms for the total number of pixels per event. They are only restored when the run for the pilot target has been closed and a new one was started.

  - **full**: displays the full range of the pixels per event (see Figure A.3). Real events and empty frames can be seen on the left side of this histogram, whereas grids for distortion correction have a high number of pixels and therefore are situated on the right side.
  - **till10k**: zoom to display the events with total number of pixels hit below 10000. Since rejecting grids, it is the significant region.

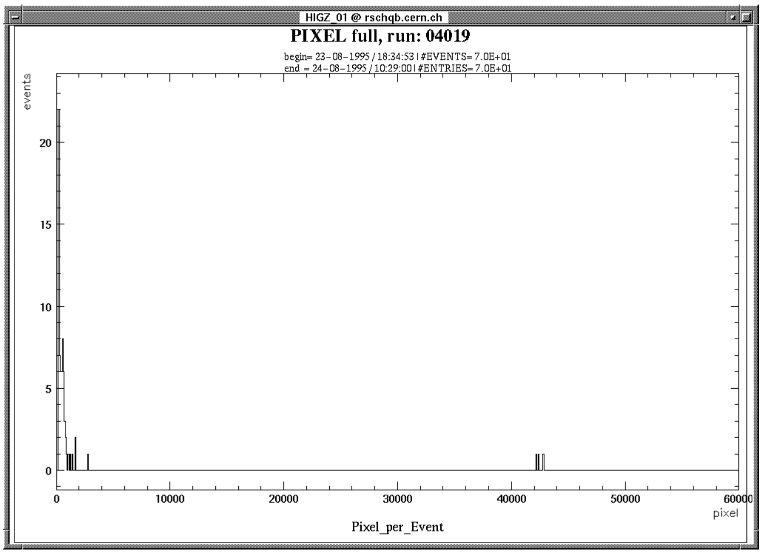


Abbildung A.3: The pixels per event histogram, full range

- **till2k**: zoom into the region below 2000 pixels per event.

- **ph**

  In these two histograms the total pulse heigth per event is displayed. You are given the choice between:

  - **full**: displays the full range of pulse height(see Figure A.4).
  - **till100k**: zoom into the region below 100000 pulse height.

A.3 Where the program and the histograms can be found

In the directory */home/daq/dir/PilotMon* on the on-line machines the current version of *pilot-hist* can be found. The histograms are on the on-line machines in the directory */histogram/pilot/local/...*

- */event0 to /event9*: The histograms for the event display are in the subdirectories. In these subdirectories, the display is split into five parts:

  - */track*: this directory contains the histogram for the event display

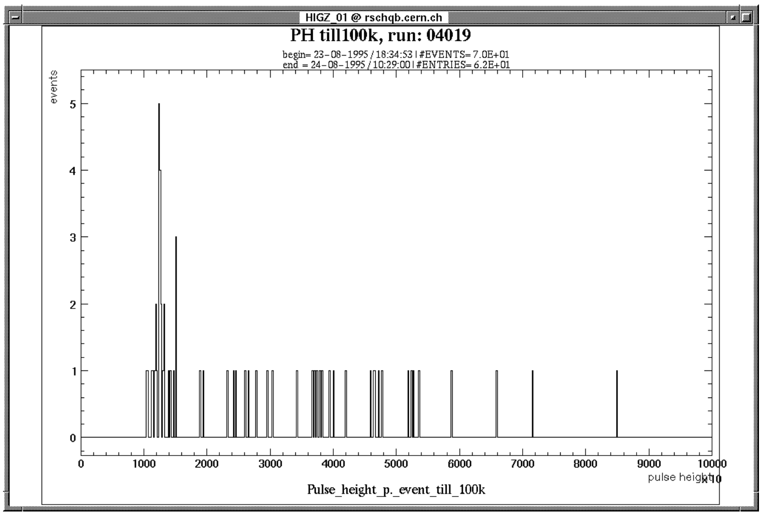


Abbildung A.4: The pulse height per event histogram, full range

  - */ph/ph*: pulse height distribution for all non-zero pixels of the event.
  - */ph/sat*: number of saturated pixels.
  - */ph/xpix*: x-projection.
  - */ph/ypix*: y-projection.

- */pixel*: directory for the histograms of **pixel**. Split into 3 parts according to the histogram name:
  - */full*
  - */till10k*
  - */till2k*
- */ph*: directory for **ph** histograms. Also split into names:
  - */full*
  - */till100k*

The name of the file is always the run number of the capillary target. The event histograms will be overwritten every ten events.

B. Manual for the stand alone on-line monitoring of the pilot target

This program is meant as real time monitoring for the pilot target with some additional features. It was written as a template version by A. Maslenikov and modified by T. Wolff.

B.1 Starting up the program

This program is stand alone. It is possible to run the program from different terminals. You can find the program on the on-line machines in */home/daq/dir/PilotMon/andrei_mon*. The main part is called *pilomon*. The source code can be found in */home/daq/dir/PilotMon/andrei_mon/src*. Before you start it, please check whether the program *tagconv-qb* is running on rschqb, otherwise you won't see anything. The program *tagconv-qb* can be found in */home/daq/dir/PilotMon*. *pilomon* and *tagconv-qb* use the dispatcher on rschqb.
For starting, you have to run the shell script *pilot_mon.sh* with the internet-address (128.141.. . . :0.0 or xnch19r. . . :0.0) of your display. Then a panel will appear and you can start the program by clicking on the button <**Start**>, a display window called *AcTar Monitoring* will appear.

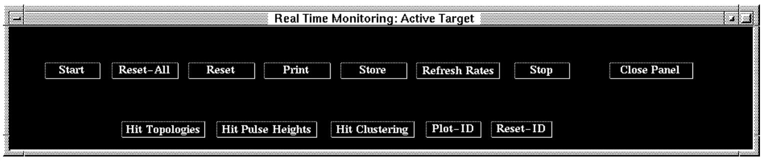


Abbildung B.1: The panel for the online-monitoring of the pilot-target

B.2 The panel

B.2.1 General remarks

The panel (see Figure B.1) contains different buttons, which are described later. When moving over these buttons with the mouse, those buttons which are enabled will change their colour.
If you want to quit the panel, click on <**Stop**> before you make use of the <**Close Panel**> because the display window may not close if you just use <**Close Panel**>.
If you have a black-and-white screen and the buttons are not visible just use the command `cp pilomonb.tcl pilomon.tcl` in the directory */home/daq/dir/PilotMon/andrei_mon*.

B.2.2 The <Start> button

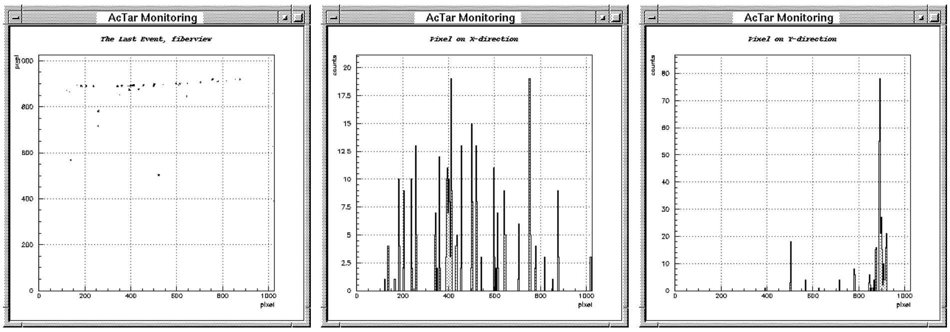
When the panel is active, only the buttons <**Start**> and <**Close Panel**> are enabled. By clicking on <**Start**>, you start the on-line monitoring, open the display window and enable all other buttons. The <**Start**> button is now disabled. When the display window starts, it will show the histogram *Event FiberView*.

B.2.3 <Hit Topologies>

This group is meant for histograms which are related to non-zero pixels on the CCD. If you click on this button, a small window will appear with the possibility to choose one out of six histograms. These histograms will be described in the following:

- Event FiberView

  Shows the last event (see Figure B.2.3). Only the non-zero pixels of the CCD are displayed. The beamdirection is from the left side of the histogram.



(a) Event FiberView (b) Pixel on x-direction (c) Pixel on y-direction

Abbildung B.2: The **Hit Topology** histograms for one event

- Pixel in x-direction

  Here (see Figure B.2.3) the projection of non-zero pixels for the last event along the x-axis is shown. When looking at this histogram, you have in an impression of how much light is produced.

- Pixel in y-direction

  The y-projection of hit pixels is displayed (see Figure B.2.3).

- Pixel per event

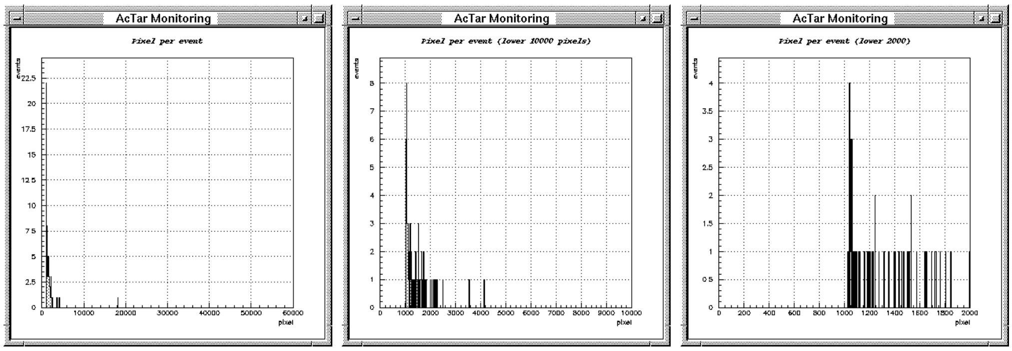
  From the number of pixels per event (histogram in Figure B.2.3), you can make a first selection of the type of the events. Grids have typically more than 35000 overall hit pixels. Below 1000 hit pixels the frame often contains only noise. Between 1000 and 35000 are possibly interesting events.

- Pixel per event (lower than 10000 pixels)

  Rejecting grids, this histogram (see Figure B.2.3) is a zoom in the significant region for neutrino events of the *Pixel per event* histogram.

- Pixel per event (lower than 2000 pixels)

  Zoom into the region lower 2000 pixels (see Figure B.2.3).



(a) Pixel per event

(b) Pixel per event (lower than 10000 pixels)

(c) Pixel per event (lower than 2000 pixels)

Abbildung B.3: The **Hit Topolgy** per event histograms

B.2.4 <Hit Pulse Height>

This group contains four histograms corresponding to the pulse height of the CCD. The first two histograms show features for one event whereas the other two show features for the overall pulse heigth histograms.

- CCD channel pulse heights

  pulse height distributions for the non-zero pixels of one event (see Figure B.2.4),

- CCD channel pulse heights saturated (pulse height over 250)

  number of saturated pixels (Figure B.2.4),

- CCD channel pulse heights per event

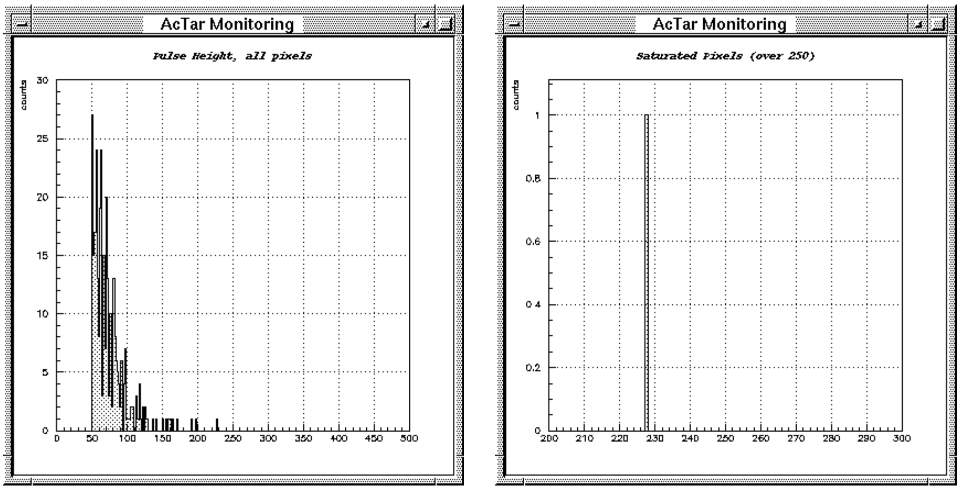
  total pulse height per event (see Figure B.2.4),

- CCD channel pulse heights per event (lower 10000)

  zoom of the total pulse height lower 10000 (see Figure B.2.4).

B.2.5 <Hit Clustering>

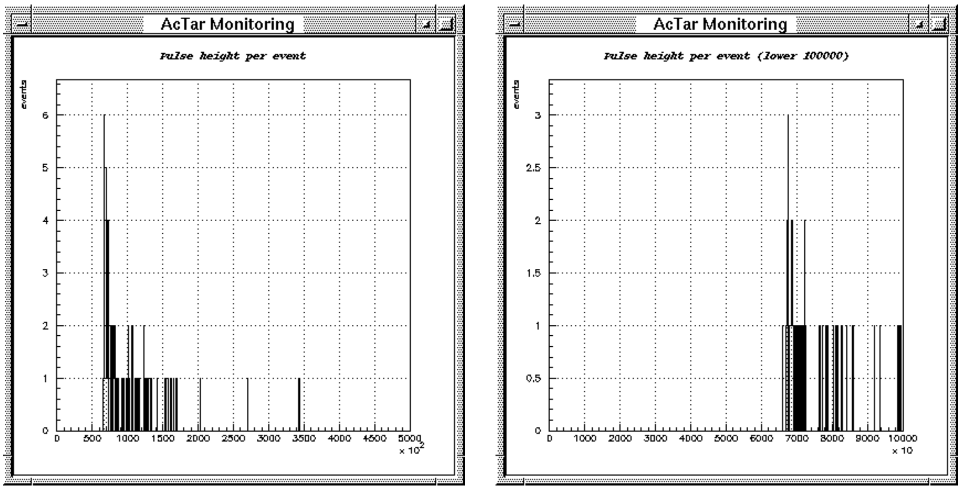
Not used.



(a) CCD channel pulse heights

(b) CCD channel pulse heights saturated (over 250)

Abbildung B.4: The **Pulse Height** histograms for one event



(a) CCD channel pulse heights per event

(b) CCD channel pulse heights per event (lower 10000)

Abbildung B.5: The **Pulse Height** histograms for one event

B.2.6 <Plot-ID>

Not used.

B.2.7 <Reset-ID>

Not used.

B.2.8 <Reset-All>

Resets **all** histograms which are described in section *Hit Topologies* and *Hit Pulse Heights*.

B.2.9 <Reset>

Resets only that histogram which is shown on the display window in the moment you select this option.

B.2.10 <Print>

Stores the currently displayed histogram in a postscript file. The printer in the Chorus control room is selected but this can be changed on request.

B.2.11 <Store>

Stores the currently displayed histogram as a rz-file with date and time, in directory *./actar-rz/*.

B.2.12 <Refresh Rates>

Offers three possibilities to refresh, which will be described below.

- Set Refresh OFF

  Stops the refreshing of the display window. This may be usefull if you have an interesting event on the display which should not be destroyed by the next event showing up.

- Set Refresh on every pilot event

  Refreshs the display window on every pilot event. It should be started at the beginning of the monitoring.

- Set Refresh on every 20th pilot event

B.2.13 <Stop>

Stops the program and closes the display window. All information not stored will be lost. Use this button before closing the panel to make sure that the displaw window will be really closed. After pushing the button, only the <**Start**> and <**Close Panel**> will active.

B.2.14 <Close Panel>

Exits the program. Without using the <**Stop**> button before <**Close Panel**> it can happen that the display window is not closed and will remain on the screen.

B.3 Remarks on the program

The main part of the program is written in FORTRAN und C. The panel with all the buttons is written in TCL/TK. The program uses the dispatcher on RSCHQB where the capillary target data arrives. It needs the tag conversion program *tagconv-qb* from A.Maslenikov, modified by T.Wolff to get the data with tag **ACTAR**. The tag conversion changes the tag from **EVENT** to **ACTAR**. If the dispatcher fails, the program will be aborted with a special stop message telling the origin of the failure.
The program can run at several places simultaneously, although the same command pattern for the dispatcher is used. This was done by J.Uiterwijk. As one can recognize from the empty buttons, the program can also have some additional features, which can be included easily in the panel.

C. Manual for the histogram package for the pilot target

This program package is meant as a histogramming tool for the pilot target. It does not apply distortion correction. It was written by T. Wolff using the decoding routine for the data file from K. Hoepfner.

C.1 General remarks

This is a stand alone program and consists of numerous subprograms. The main part of the program is written in FORTRAN. Windows and buttons are generated in TCL/TK. The variable transfer from TCL/TK to FORTRAN is programmed in C. To run the program *pilot.sh* one needs to have a data file in the CHORUS standard ZEBRA format and on disk. You have to make sure that you have enough space on your disk because the program writes the histograms in files which then are read by the displaying task.
With this program you can inspect the data while the run is continuing.
When you quit the program, make sure that you do not have any subprocess running.
Please note that you can see only 100 events in *display several events* in a row.

C.2 The main panel

It can be divided into three parts(see Figure C.1).

- **general part**

  Here you find global options:

  - < **file** >
    Opens a small window (see Figure C.2) where you have to specify the path where the data file is located. After finishing the input, either press <*Return*> on the keyboard or click on <*enter*> at the window to close the window and return to the main panel.

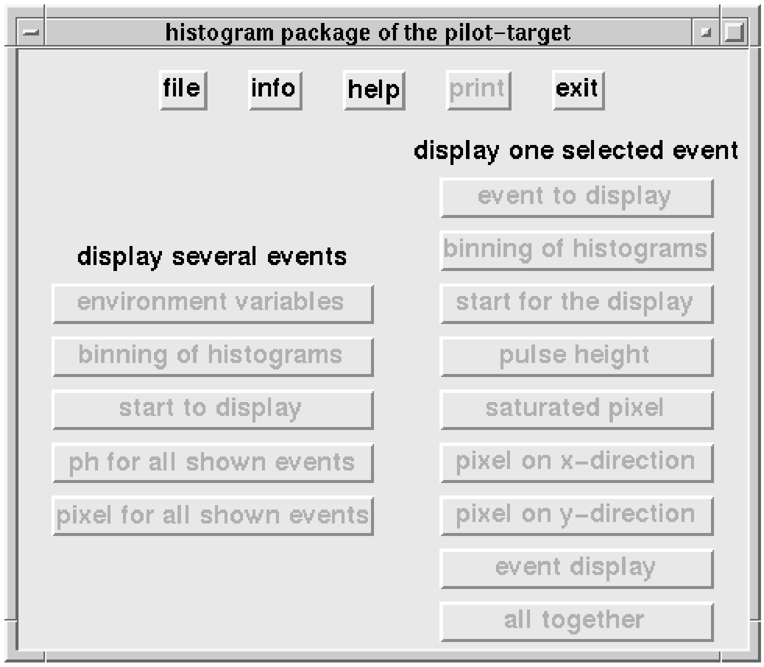


Abbildung C.1: The main panel

- < **info** >

  Opens a text window with some explanations about the program. To be closed with <*exit*>.

- < **help** >

  A menu appears where it is possible to choose between the manual or printing the manual as a postscript file. To be closed with <*exit*>.

- < **print** >

  Prints the histograms as the postscript file *pilot.ps*. Not always enabled.

- < **exit** >

  Quits all panels related to the TCL program but not the FORTRAN subprocesses.

- **display several events**

  This feature is related to the subprocess *histogram*. It shows the events and provides some additional information about the total pulse height and the total number of pixel for all shown events.

Abbildung C.2: The input window for the path name of the file

– < **environment variables** >

Opens the *environment panel* (see C.3).

– < **binning of the histograms** >

Window designed like Figure C.2. Input of the binning for the event histograms.

– < **start to display** >

Starts the subprocess histogram indicated by the message `Start of subroutine histogram` on the login-window. Opens a text window (Figure C.8) with the instruction to wait until the message *End of subprocess histogram* appears on the login window. Displays the events in a HIGZ window and prints event-related data in the login-window.

– < **ph for all shown events** >

Displays a menu to choose between the *full range* (Figure C.2) of the histogram and the zoom option *display till 100k* (Figure C.2). The histograms show the total pulse height for the events shown before.

– < **pixel for all shown events** >

As <*ph for all shown events*> (see Figure C.4). Just showing the total number of pixels for the events shown before.

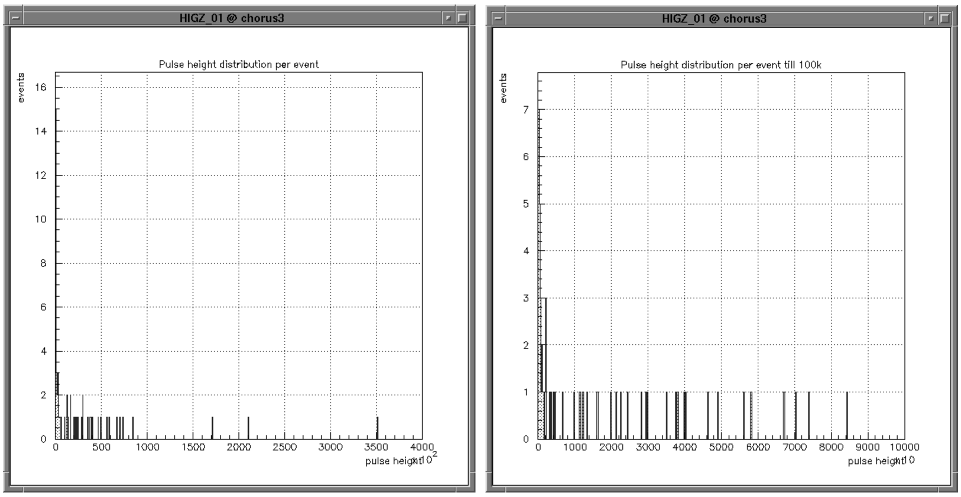
- **display one selected event**

One can have a closer look at one event with some special histograms. It is related to the subprocess histshow.

– < **event to display** >

Window designed like Figure C.2. Input of the event to look at.

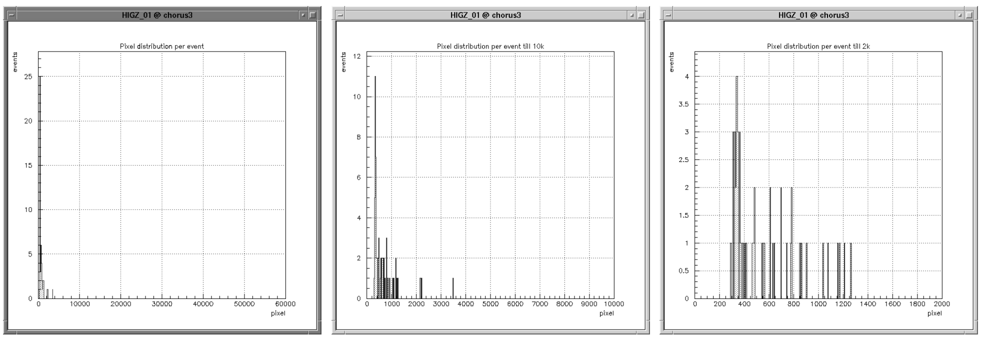
– < **binning of histograms** >



(a) full range

(b) display till 100k

Abbildung C.3: The pulse height for all events shown in different histograms

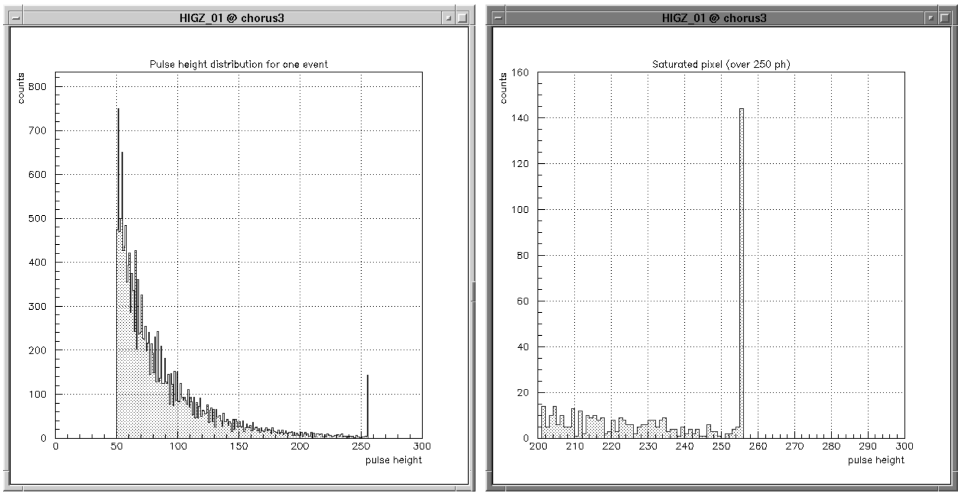


(a) full range

(b) display till 10k

(c) display till 2k

Abbildung C.4: The pixel for all events shown in different histograms



(a) Pulse height (b) Saturated pixel

Abbildung C.5: The pulse height histograms for one selected event

The same button as above but it also determines the binning of the histograms for <*pixel on x-direction*> and <*pixel on y-direction*>.

– < **start for the display** >

Starts the subprocess histshow which is indicated by a message in the login window. One has to wait until the message *End of subprocess histshow* appears. This is indicated also by a little text window (Figure C.8). The subprocess informs about event related data.

– < **pulse height** >

Displays the pulse height for the event (Figure C.2).

– < **saturated pixel** >

Displays the saturated pixels of the event (Figure C.2).

– < **pixel on x-direction** >

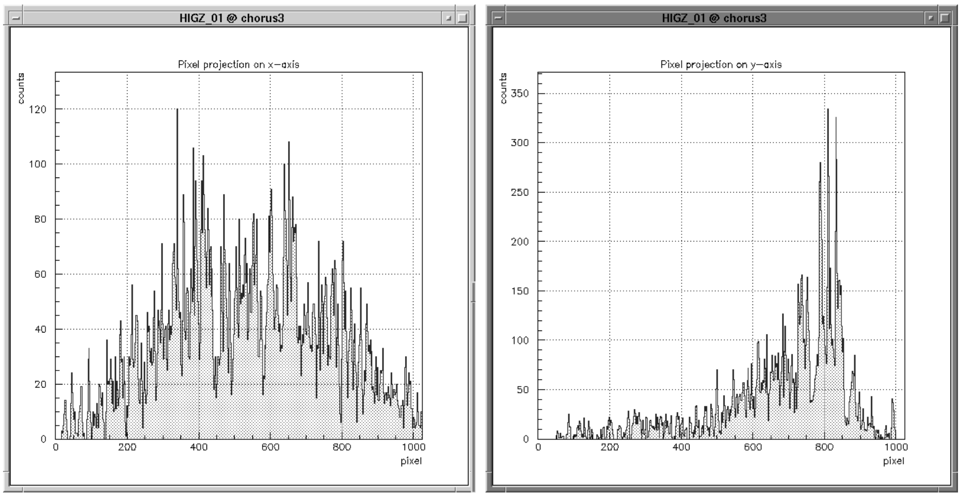
Displays the x-projection of the pixels (Figure C.2).

– < **pixel on y-direction** >

Displays the y-projection of the pixels (Figure C.2).

– < **track** >

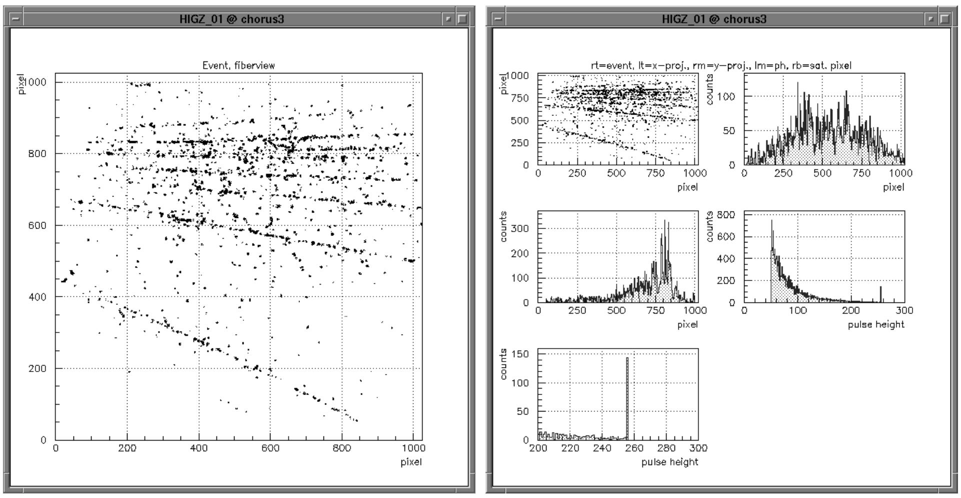
Displays the track of the event (Figure C.2).



(a) Pixel on x-direction

(b) Pixel on y-direction

Abbildung C.6: The projection histograms for one selected event



(a) Track

(b) All together

Abbildung C.7: The track histogram and the composed histogram for one selected event

Abbildung C.8: The message window

Abbildung C.9: The environment panel

- **< all together >**
  Displays all the five single histograms in one window (Figure C.2).

C.3 The environment panel

This panel (see Figure C.9) allows to set the parameters for *display several events*. One can find following buttons.

- **< lower pixel cut number >**

  Input of the lower edge of total number of pixels at which an event is accepted.

- **< higher pixel cut number >**

  Input of the higher edge of total number of pixels at which an event is accepted.

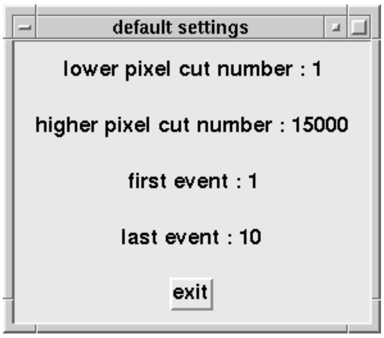


Abbildung C.10: The default window

- < **first event** >

  Input of the first event to see.

- < **last event** >

  Input of the last event to see.

- < **default settings** >

  Opens a window (Figure C.10) where the defaults for the above described entries are displayed. With clicking on *<exit>* the defaults are set.

- < **exit** >

  To quit the window and return to the *main panel*.

C.4 Getting started

This section contains a description of how to use the histogram package.

- **Start**

  The program starts with typing in *pilot.sh* in the login window. The main panel appears with *<file>*, *<info>*, *<help>*, and *<exit>* enabled. To continue one clicks on *<file>* and types in the pathname. This also enables *<environment variables>* and *<event to display>*.

- **display several events**

  Click on *<environment variables>* to reach the *environment panel*. Here choose either the *<default settings>* or select your own options. The *higher pixel cut number* should not be exceeded. Events outside this frame can be shown with *display for one selected event*. The numbers for the *first* and the *last event* can be varied, but think of the fact that only 100 events can be displayed in a row by the program. When this is finished <*environment variables*> is disabled and <*binning of histograms*> is enabled. Now one has to define in the value for the binning of the histograms, to display the events. This has to be set carefully. The higher the number of the histograms which one wants to see the lower should be the binning because of memory constrains. 100 bins (default choice) is therefore always a good choice. Then one can use <*start to display*> to display the events. Afterwards, the two lower buttons and <*environment variables*> and <*event to display*>are enabled, if one does not want to see the other histograms. If one clicks, for instance, on <*ph for all shown events*> a menu will appear and one can have a look at one of the histograms of this menu. If one wants to quit the HIGZ window with the histogram in it one just moves with the mouse on the window and hits <*Return*>. Then also <*print*> is enabled so that one can print out the histogram with *pilot.ps*. At this stage, you can look at the other histograms, have a close look at a particular event, or just exit.

- **display one selected event**

  If one uses <*event to display*>, one has to give the number of a selected event - make sure that this event exists. Then give the binning value for the histograms. Values from 1 (not really!) to 1024 are possible. Now you can use <*start for the display*> to create the histograms. Remember, to wait until *End of subprocess histshow* appears on the login-window. Now you can look at the histograms and print them, or go back and look at some other data.

Literaturverzeichnis

[1] R. Nahnhauer, V. Zacek, *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations with a massive active target detector based on scintillating fibers*, CERN-PPE/93-138, 1990

[2] K. Kirsebom et al., **LHC-B**, *Letter of Intent, A dedicated LHC collider beauty experiment for precision measuements of CP-violation*, CERN-LHCC/95-5, 25.Aug.1995

[3] B. Pontecorvo, *Mesonium and Antimesonium*, Zh. Eksp. Theor. Phys. 33 (1957) 549; Inverse Beta Processes and Nonconservation of lepton charge, Zh. Eksp. Theor. Phys. 34 (1958) 247

[4] S. V. Golovkin et al., *Radiation damage studies of new liquid scintillators and liquid-core scintillating fibres*, unveröffentlicht

[5] P. Annis et al., *Development of a liquid-core fiber vertex detector*, Contribution to VERTEX95, Ein Gedi, Israel

[6] S. Buontempo et al., *Development of a large-volume, high-resolution tracking detector based on capillaries filled with liquid scintillator*, Nucl. Instr. and Meth. A360 (1995) 7

[7] K.Höpfner, *Devlopment of a novel detector for tau-neutrino interactions*, Doktorarbeit, Humboldt Universität Berlin, Oktober 1995

[8] S. V. Golovkin, *Persönliche Mitteilung*, Geosphera, Rußland

[9] Thomson Composants, *The CCD Image Sensor*, Frankreich

[10] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, 1989, 216-227

[11] R. van Dantzig et al., *High resolution tracking devices based on capillaries filled with liquid scintillator*, CERN/LHCC 95-7, 27.Feb.1995

[12] M. de Jong et al., *A New Search for ν_μ - ν_τ Oscillation*, CERN-PPE/93-131, 20.Jul.1993

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

[14] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, 1964

[15] D. Rondeshagen, *Kalibration und Steuerung der Bildverstärkerketten im CHORUS-Experiment*, Diplomarbeit, WWU Münster, Januar 1994

[16] D. Frekers, *Skript zur Vorlesung Standardmodell*, WWU Münster, Wintersemester 1993/94

[17] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, American Institute of Physics, Juli 1994

[18] W. Siegmund et al., *Glass capillary production possibilities*, Proceedings of the Workshop on Application of Scintillating Fibers in Particle Physics, Blossin, 1990

[19] I. Debusschere et al., *Thinned, Backside Illuminated, Area CCD Imager For Electron Detection*, ESA SP-356, Dezember 1992

[20] T. M. Lillesand und R. W. Kiefer, *Remote sensing and image interpretation*, Kapitel 10, John Wiley & Sons, 1987

[21] A. R. Faruqi, *CCD Detctors for biological X-ray diffraction*, Conference on Photoelectronic Image Devices, London, September 1991

[22] A. R. Faruqi, *Applications in biology and condensed matter physics*, NIM A310 (1991) 14-23

[23] S. Siegmund, *Fiber optical image transfer device having a multiplicity of light absorbing elements*, USA Pat. 3247 756, 26.04.1966

[24] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Kapitel 4.1, B. G. Teubner, Stuttgart, 1992

[25] H. W. Funk, *Einführung in die Bildverstärkertechnik*, Proxitronic, Bensheim, 1993

[26] S.V. Golovkin et al., *A new tool for high resolution mulitchannel readout: Megapixel electron-bombarded CCD image zoom tube*, unveröffentlicht

[27] CERN-CN Division, *The ZEBRA System*, CERN, Genf, 1995