

Genauere Bestimmung der Ereigniszeit und Entwicklung eines Alignierungssystems für einen großen Höhenstrahlteststand

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

Alois Kraus

München, den 17. April 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Der Large Hadronic Collider und ATLAS	5
1.2	ATLAS	7
2	Der Höhenstrahlteststand	9
3	Eichung des Referenzszintillators	13
3.1	Versuchsaufbau zur Eichung des Referenzszintillators	13
3.2	Wie entsteht das ADC Spektrum ?	14
3.3	Aufbau der Elektronik	15
3.4	Erfassung der Daten	19
3.5	Schnitte auf die Daten	19
3.5.1	Schnitte in die ADC Spektren	20
3.5.2	Schnitt auf die Zeitdifferenz der beiden kleinen Triggerzähler	21
3.5.3	Schnitt auf die Zeitdifferenz des mittleren Triggerzählers .	21
3.6	Triggerauflösung und Zeitnullpunkt	22
3.7	Time-Slewing Korrektur	25
3.8	Zeitauflösung des Referenzszintillators	27
3.9	Positionsunabhängige Time-Slewing Korrektur	28
3.10	T_0 mit nur einem Photomultiplier	29
3.11	Zusammenfassung	31
4	Eichung des Hodoskopes	33
4.1	Aufbau des Hodoskopes	35
4.2	Der Trigger	36
4.2.1	Gültiger Hit	36
4.2.2	Realisierung des Triggers	36
4.3	Eichung des Hodoskopes	37
4.4	Eichung des gesamten Hodoskopes	40
4.4.1	Gemeinsame Timeslewing Korrektur	40
4.4.2	Ausgleich der intrinsischen Laufzeitunterschiede	42
4.5	Gemeinsames T_0 für alle Zähler	42
4.6	Bestimmung des Bereiches der höchsten Auflösung	44

4.7	Eichung eines Teiles des Hodoskopes	47
4.8	Positionsbestimmung	50
4.9	Zusammenfassung	51
5	Das Alignierungssystem für den Teststand	53
5.1	Einbau im Höhenstrahlteststand	54
5.2	Funktionsweise der Sensoren	55
5.3	Empfindlichkeit einer Stufe	58
5.4	Der Eichstand	59
	5.4.1 Aufbau	59
	5.4.2 Justierung des Eichstandes	60
5.5	Auslese der Sensoren	61
5.6	Genauigkeit und Auflösung	62
	5.6.1 Auflösung des Multimeters	62
	5.6.2 Stabilität der Sensoren	62
	5.6.3 Wiederholgenauigkeit	64
	5.6.4 Noise	64
5.7	Vertikale Eichung	66
5.8	Vergleich der Verstärkerkarten	67
5.9	Sensor über der Stufe	68
5.10	Verkippter Sensor	69
5.11	Zusammenfassung	71
6	Zusammenfassung	73

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Der Large Hadronic Collider und ATLAS¹

Der LHC² ist Nachfolger des Large Electron and Positron (LEP) Beschleunigers. Beim LEP wurden Elektronen und Positronen beschleunigt, die auf gegenläufigen Kreisbahnen kollidierten. Bei jedem Umlauf kann nur eine bestimmte Energie den Elektronen/Positronen zugeführt werden. Da aber eine beschleunigte Ladung stets elektromagnetische Strahlung abgibt, sind den erreichbaren Energien Grenzen gesetzt.

Die dabei entstehende Röntgenstrahlung heißt Synchrotronstrahlung. Dieses Nebenprodukt findet in letzter Zeit große Beachtung in der Festkörper- und Biophysik zur Strukturanalyse. Ursache der Synchrotronstrahlung ist die dauernd wirkende Beschleunigung auf einer Kreisbahn.

$$a_z = \frac{v^2}{R}. \quad (1.1)$$

Da die Geschwindigkeit praktisch c ist, wäre der offensichtlichste Weg einfach die Vergrößerung des Umlaufradius R . Dem sind natürlich enge Grenzen hinsichtlich der entstehenden Kosten und des Zeitaufwandes gesetzt. Betrachtet man indes die Formel für den Energieverlust einer sich kreisförmig bewegenden Ladung mit der kinetischen Energie E_k , der Ruheenergie E_0 und der Ladung q .

$$\delta E = \frac{4}{3} \pi q^2 \frac{E_k^4}{R E_0^4}. \quad (1.2)$$

So sieht man, daß der Energieverlust mit E^4 ansteigt.

¹A Toroidal LHC AparatuS

²Large Hadronic Collider

Der einzig wirksame Weg, den Energieverlust zu Begrenzen führt über die Masse. Mit $E_k = \gamma m_0 c^2$ wird Gl (1.2) zu

$$\delta E = \frac{4}{3} \pi q^2 \gamma^4. \quad (1.3)$$

Um mit Protonen dieselbe Energie wie mit Elektronen zu erreichen, erhalten wir daraus das Verhältnis der γ :

$$E_e = E_p \Rightarrow p_e c = p_p c, \quad (1.4)$$

$$\gamma_p m_p c = \gamma_e m_e c, \quad (1.5)$$

$$\Rightarrow \frac{\gamma_e}{\gamma_p} = \frac{m_p}{m_e}. \quad (1.6)$$

Das Verhältnis des Energieverlustes von Protonen zu Elektronen hat den Wert $\frac{1}{1836^4}$.

Die Massenabhängigkeit des Strahlungsverlustes hat letztendlich zum nun beginnenden Umbau des LEP zu einem Proton Proton Collider gegeben.

Strahlungsverluste spielen hier nicht mehr die begrenzende Rolle der maximal erreichbaren Energie, sondern die Erzeugung von Magnetfeldern, die stark genug sein müssen, um die Protonen auf der Kreisbahn zu halten.

Mit dem LHC wird eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV erreicht werden. Da das Proton im Gegensatz zum Elektron ein zusammengesetztes Teilchen ist, wird nur ein Bruchteil der Schwerpunktsenergie zur Produktion neuer Teilchen zur Verfügung stehen. Träger des Impulses des Protons sind etwa zu 50 % die Quarks, die anderen 50 % verteilen sich auf die Gluonen. Es bleiben von den 14 TeV daher nur noch rund 2 TeV zur Produktion neuer Teilchen übrig. Dies ist aber nicht die maximal erreichbare Energie, da die Quarks nur im Mittel 50 % des Impulses tragen. Ein Quark kann aber auch manchmal eine höhere Energie haben, allerdings mit einer entsprechend kleineren Wahrscheinlichkeit. Es ist daher nicht nur die Schwerpunktsenergie von entscheidender Bedeutung, sondern auch die erreichte Luminosität. Je mehr Protonen kollidieren, um so wahrscheinlicher ist es, daß auch hochenergetische Quarks zur Produktion neuer Teilchen, jenseits von 2 TeV beitragen.

Sinn dieser neuen Anlage ist die Suche nach dem lange vorhergesagten Higgs-Boson und natürlich die Suche nach neuen noch unbekanntem Teilchen. Das Higgs-Boson zerfällt unter anderem von H in $l\bar{l}$. Besonders gut lassen sich dabei die Myonen nachweisen, da sie eine sehr große Reichweite in Materie besitzen. Der gerade im Bau befindliche ATLAS-Detektor hat daher ein besonders effizientes Myonspektrometer zur präzisen Vermessung der Myonenspuren.

1.2 Der ATLAS Detektor

In Bild 1.1 ist der Aufbau des Detektors gezeigt. Der innerste Teil ist ein Silizium-Pixel-Detektor³ mit der höchsten Ortsauflösung. Daran schließt sich der Semiconductor Tracker (SCT)⁴ an. Im Kalorimeter wird die Energie der e^\pm , γ und Hadronen bestimmt⁵. Daran schließt sich das Myonspektrometer (siehe [4]) an.

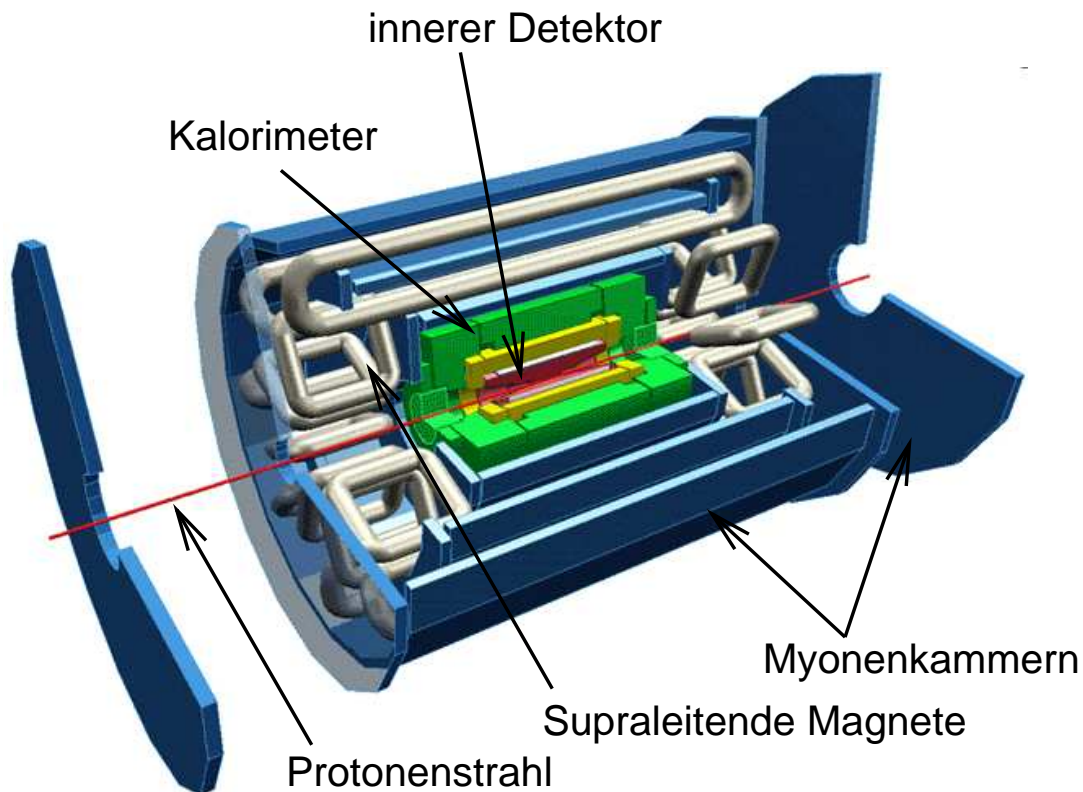


Abbildung 1.1: Der ATLAS-Detektor (aus [2])

Alle anderen Teilchen werden bereits im Kalorimeter absorbiert (Neutrinos durchdringen natürlich alle Detektorschichten, können damit aber nicht registriert werden). Das Myonspektrometer ist aus 1200 Präzisionsdrahtkammern zusammengesetzt und besteht aus 370.000 Hochdruckdriftrohren. Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch ein Driftrohr entstehen freie Ladungen, die im dort herrschenden elektrischen Feld beschleunigt werden und in der Nähe des Drahtes weitere Elektronen ausschlagen. Die Zeit zwischen Teilchendurchgang und Ankunft der Ladungslawine am Draht wird gemessen und der Driftradius

³http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/PIXELS/pixel.html

⁴http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/SCT

⁵<http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/liqargon.html>

daraus bestimmt. Es kann nur ein Radius bestimmt werden, da die Rohre eine Zylindersymmetrie besitzen. Durch die Kombination mehrerer Driftradien aus verschiedenen Rohren kann daraus die Spur extrapoliert werden. Der Impuls der Myonen wird durch Messung der Sagitta bestimmt. Die Kammern besitzen eine Ortsauflösung von $\bar{\sigma} < 80 \mu m$, was mit einem Detektor dieser Größenordnung noch nie erreicht worden ist. Damit ergibt sich bei einem Transversalimpuls von $p_T = 1 TeV/c$ eine Impulsauflösung von $\sim 10\%$. Um aus den vielen Teilchen, die bei jedem Event registriert werden, die Energie des Primärteilchens rekonstruieren zu können, ist eine hohe Impulsauflösung ($\hat{=}$ Energieauflösung) notwendig, was eines der Ziele bei der Konstruktion des ATLAS-Experimentes ist.

Kapitel 2

Der Höhenstrahlteststand

Aufbau des Höhenstrahlteststandes In Garching bei München befindet sich im Moment ein Teststand (s. Abb. 2.1) für Myonkammern im Aufbau. Die LMU-ATLAS-Gruppe hat neben den Tests der Streamerrohre für die Kammern auch die Aufgabe, vom Werner-Heisenberg-Institut gebaute Kammern zu testen. Wichtigste Aufgabe ist die Vermessung der Drahtposition mit kosmischen Myonen. Zusätzlich soll die Hochspannungsfestigkeit, Langzeitverhalten und Dichtigkeit getestet werden.

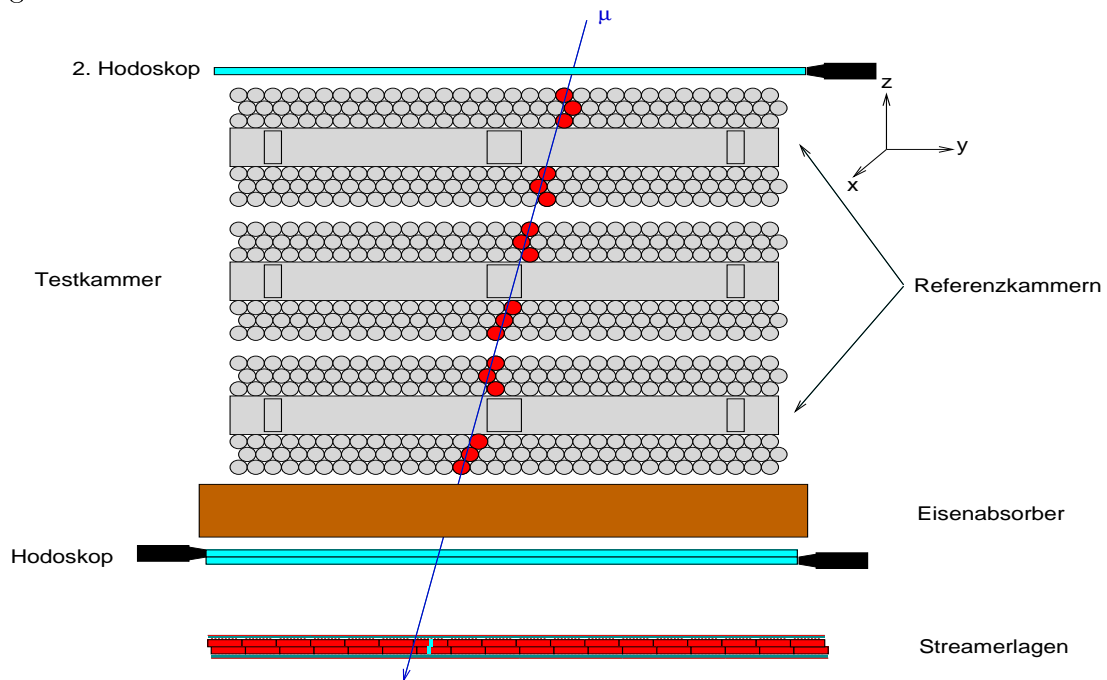


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Teststandes (aus [3]).

Um die Drahtposition in den Driftröhren der Testkammer zu bestimmen, werden die Driftradien von beiden Referenzkammern mit der zu testenden Kammer verglichen. Die Referenzkammern wurden am CERN mit einem Röntgentomographen sehr genau vermessen. Im Prinzip würde der Tomograph dieselbe Aufgabe wie der Teststand übernehmen können, nur hat dieser eine viel zu kleine Kapazität, um alle Kammern testen zu können.

Zur Bestimmung der Driftradien benötigt man möglichst gerade Spuren, d.h. Myonen mit hoher Energie, die durch Mehrfachstreuung wenig abgelenkt werden. Es wird deshalb ein Schnitt auf die Energie des Myons mit einem 37 cm dicken Eisenabsorber unter der letzten Myonkammer gemacht. Wenn das Myon das 1. Hodoskop durchläuft bekommt man eine ungefähre Ortsinformation von 10 x 10 cm in der x-y-Ebene und den Zeitpunkt des Myonendurchgangs. Unter dem Eisenabsorber befinden sich zwei Lagen von Streamerrohren, die eine Ortsauflösung von ≈ 1 cm entlang der y-Achse besitzen. Aus dem Vergleich der rekonstruierten Spuren aus den 3 Kammern und der Streamerlage kann man diejenigen Myonen selektieren, die im Eisenabsorber oder in den Kammern stark gestreut wurden. Da der Wirkungsquerschnitt für die Myonstreuung mit der Energie E abhängt,

$$\text{Streuwinkel} \propto \frac{1}{E}. \quad (2.1)$$

kann durch das Verwerfen von Spuren mit großen Streuwinkeln das Energiespektrum der Myonen gehärtet werden. In Bild 2.2 ist das Myonspektrum nach dem Durchqueren des Eisenabsorber gezeigt. Man sieht, daß die 37 cm Eisen, praktisch alle Myonen stoppen, die weniger als 550 MeV haben. Damit werden Myonen mit hoher Energie selektiert, die wegen Gl. 2.1 weniger abgelenkt werden und zur Drahtpositionsbestimmung am besten geeignet sind.

Der Zeitpunkt des Myondurchganges wird mit dem Hodoskop¹ bestimmt. Es besteht aus 76 Plastikszintillatoren mit je 230 cm Länge. Die Eichung des Hodoskopes war Teil dieser Diplomarbeit. Die genaue Kenntnis des Zeitpunktes ist notwendig, um den Driftradius bestimmen zu können, da das Signal im Rohr um die Driftzeit der Elektronen im Gas verzögert wird. Das zweite Hodoskop besteht aus einem Teil des TOF² aus dem Opal-Detektor, der gerade abgebaut wird. Das Hodoskop soll die Bestimmung der Driftradien vernachlässigbar beeinflussen. Bei einer Genauigkeit von < 1 ns wird die Auflösung der bei der Bestimmung der Driftradien um weniger als 5% verschlechtert (siehe Kap. 4). Dies war unser Ziel bei der Eichung des Hodoskopes. In einer Meßzeit von 20 h können die Drahtpositionen in den zu vermessenden Kammern relativ zu denen in den Referenzkammern mit etwa 7 μ m bestimmt werden (siehe [7]).

Um diese Genauigkeit erreichen zu können, muß die Bewegung der Kammern untereinander genau bekannt sein. Wenn sie einen kritischen Wert überschreitet,

¹Bezeichnung für ein Gerät mit dem der Zeitpunkt eines Teilchendurchganges bestimmt werden kann.

²Time Of Flight System

wird diese Messung nicht zur Drahtpositionsbestimmung herangezogen. In den Kammern ist ein sogenanntes In-Plane-Alignment-System eingebaut, das

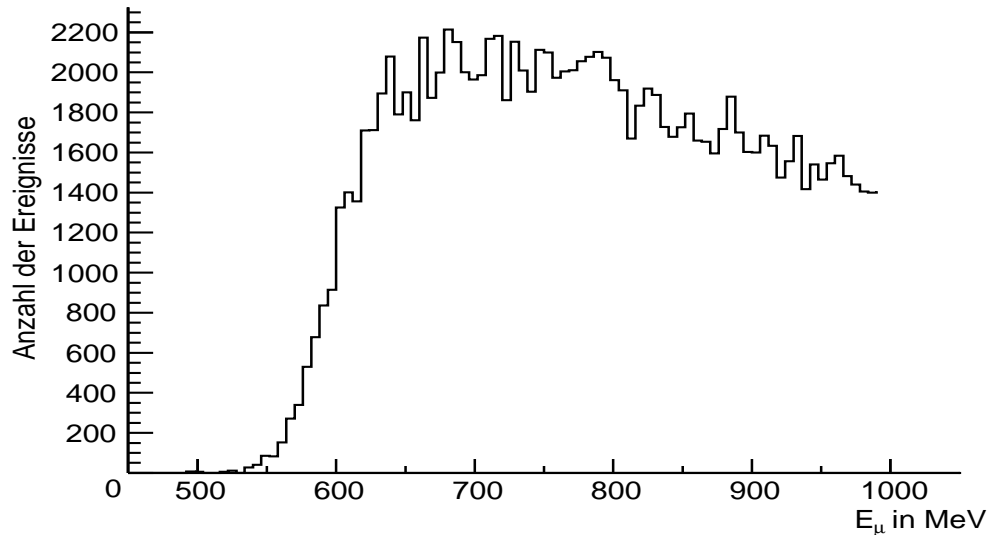


Abbildung 2.2: Das Myonspektrum nach dem Durchqueren des Eisenabsorbers (aus [3]).

Änderungen der Kammergeometrie bis auf wenige Mikrometer genau bestimmen kann. Um die Position der Testkammer relativ zu der oberen Referenzkammer bestimmen zu können, benötigen wir zusätzliche Sensoren. Wir haben uns für ein berührungsloses, kapazitiv arbeitendes System entschieden. Die Konstruktion eines Eichstandes für die Sensoren und Durchführen einer Eichung waren Teil dieser Diplomarbeit. Die Messung der anderen Abstände erfolgt mit demselben optisch arbeitenden Sensortyp, wie sie für das In-Plane-Alignment-System verwendet wurden. Aus Kostengründen haben wir uns für die optischen Sensoren entschieden, da die kapazitiv arbeitenden Sensoren ca. einen Faktor 10 teurer sind. Die kapazitiv arbeitenden Sensoren sind besser als die optischen Sensoren dafür geeignet, einen Wechsel der Testkammer mit minimalem Aufwand (ohne eine neue Eichung) zu ermöglichen.

Kapitel 3

Eichung des Referenzszintillators

3.1 Versuchsaufbau zur Eichung des Referenzszintillators

Wir benötigen zur Eichung des Hodoskop¹ einen Referenzszintillator. Das Hodoskop besteht aus 76 Plastikszintillatoren, die je 230 cm lang und 10 cm breit sind. Die Zeitaufösung des Referenzszintillators muß abhängig vom Ort des Myondurchgangs bestimmt werden, um sie später bei der Eichung des Hodoskopes, wo er das Triggersignal² erzeugt, quadratisch abzuziehen, um die Hodoskopauflösung zu berechnen. Der Versuchsaufbau zur Bestimmung der Zeitaufösung ist in Bild 3.1 dargestellt.

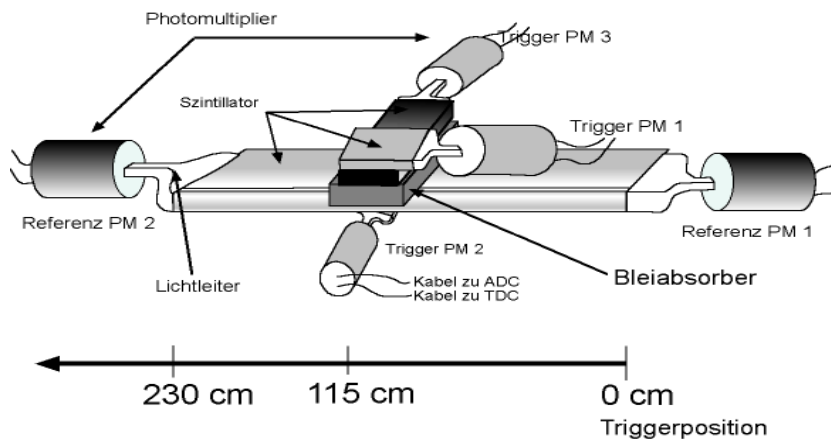


Abbildung 3.1: Verwendete Versuchsanordnung für die Eichung.

Wir benutzen drei kleine Szintillatoren, die im Bild mit Trigger PM 1,2 und 3 bezeichnet sind. Sie bilden den externen Trigger, der entlang des Referenzszintil-

¹siehe Kapitel 4 für Beschreibung

²siehe Abschnitt 4.2.2 für die Beschreibung des Hodoskop Triggers.

lators verschoben werden kann. Trigger PM 1 und Trigger PM 3 sind baugleich und haben eine extrem gute Zeitaufösung von etwa 135 ps (siehe Abschnitt 3.6). Trigger PM 2 hat eine deutlich schlechtere Auflösung. Der Bleiabsorber stoppt fast alle niederenergetischen Teilchen ($E < 550 \text{ MeV}$). Damit werden Ereignisse verworfen, die zu wenig Licht im Szintillator hinterlassen, oder in ihm absorbiert werden. Dies entspricht der Situation im Teststand, wo über dem Hodoskop 37 cm Eisen das Myonenspektrum härten.

Im Prinzip könnte man auch die kleinen Triggerzähler 1 und 2 verwenden, aber das würde die Meßzeit um den Faktor 23 vergrößern. Mit unserem Referenzszintillator dauerte die Datennahme für fünf Positionen lediglich 10 Stunden statt 22 Tage.

3.2 Wie entsteht das ADC Spektrum ?

Das ADC Spektrum gibt die integrierte Ladung von einem Spannungspuls am Photomultiplier in willkürlichen Einheiten wieder. Diese Ladung ist ungefähr proportional zur Pulshöhe. Die Pulshöhe ist das Endprodukt aus der Kette (siehe [6]):

- Myon durchquert den Plastikszintillator und hinterläßt freie Ladungen
- Die Rekombination freier Ladungen erzeugt Fluoreszenzlicht
- Das Licht wird im Szintillator reflektiert
- Das Fluoreszenzlicht trifft auf die Fotokathode des Photomultiplier und schlägt dort Elektronen heraus
- Die Elektronen durchlaufen ein System von Prallektroden wo die Zahl der anfänglich erzeugten Elektronen bis zum Faktor 10^8 vervielfacht wird.

Im Prinzip sollte das ADC Spektrum nur ein δ -Peak sein. Wegen der Natur der gerade genannten statistischen Prozesse sind Schwankungen unvermeidlich. Der Energieverlust dE/dx im Szintillator auf dem Weg δx ist proportional zum erzeugten Licht. Daher ist das Spektrum für Myonen ein Landau-Spektrum. Die Verteilung hängt von der Energie E , der Absorberkonstanten R und dem wahrscheinlichsten Energieverlust E_p ab.

$$\frac{dE}{dx} \delta x \approx \sqrt{\frac{e^{-R(E-E_p)} + e^{-R(E-E_p)}}{2\pi}} \quad (3.1)$$

Das Landau Spektrum enthält diesen typischen hochenergetischen ‘‘Schwanz’’ der hohen Impulsüberträgen entspricht. Kosmische Schauer wo ein ganzer Schwarm von Teilchen auf den Detektor trifft, d.h. mehrere Teilchen halten sich gleichzeitig im Szintillator auf, führen zu sehr hohen ADC Einträgen. Diese Ereignisse sind unerwünscht, und werden durch Schnitte unterdrückt, da dadurch das Timing von einem Teilchen gegeben wird, das nicht an der Position des Triggerzählers durch den Referenzszintillator geht.

3.3 Aufbau der Elektronik

Die Elektronik besteht in diesem Aufbau aus Standard NIM-Modulen. Die Diskriminatoren wandeln die analogen Signale von den Photomultipliern in einen digitalen Spannungsimpuls von etwa -800 mV Spannung und 200 ns Dauer um. Dies entspricht einer logischen Eins, also einem Event im Photomultiplier. Die Diskriminatorschwelle, die das analoge Signal erreichen muum eine Eins zu geben ist einstellbar. Um diese Schwelle für jeden Szintillator zu bestimmen, muß man sich die Signale zuerst am Oszilloskop ansehen und sich vergewissern, daß der Photomultiplier mit der richtigen Spannung betrieben wird. Die Bestimmung der Spannung und Diskriminatorschwelle wird später in diesem Abschnitt besprochen.

In Bild 3.2 ist die Verkabelung des Versuchsaufbaus gezeigt. Die Triggerzeit gibt Triggerszintillator 2. Da alle Kabel zum TDC gleich lang sind erfüllt der unterste die Koinzidenz von allen drei Szintillatoren und löst damit den Trigger aus. Triggerszintillator 3 gibt lediglich ein Gate-Signal; weil er eine schlechte Zeitauffosung hat wird er nur dazu benutzt um sicherzustellen, das genügend Licht im Szintillator deponiert wurde. Das Signal geht in den ADC³, wo er das Gatesignal für die Integration startet. Er integriert mit einem Kondensator das Signal von den Photomultipliern über eine festgelegte Zeit. Der Kondensator wird nach der Integration entladen, und die dort gesammelte Ladung bestimmt. Die Ladung ist ein Maß für die Pulshöhe des Signals. Es gilt in guter Näherung ADC-Wert \propto Pulshöhe, der digital dargestellt wird (siehe Abb. 3.2).

Jeder Diskriminator hat zwei Ausgänge. Für die Triggerzähler wird ein Ausgang zur zur Erzeugung des Triggersignals verwendet. Der andere wird bei allen Photomultipliern an den TDC⁴ angeschlossen. Wenn der Diskriminator eine logische Eins gibt, dann wird eine Uhr für diesen Kanal gestartet (t_{start}). Er arbeitet mit einer sehr genauen internen Uhr (< 0.25 ns Auflösung). Der TDC wird im Common-Stop Modus betrieben, d.h. die Uhren werden unabhängig voneinander gestartet, aber gemeinsam gestoppt. Das Stoppsignal ist das zeitverzögerte Triggersignal. Die Zeitdifferenz $t_{stop} - t_{start}$ ergibt den TDC-Wert für jeden Kanal. Wichtig ist der Fall wo zwar ein Stop gegeben wurde, aber kein Start von dem

³Analog to Digital Converter

⁴Time to Digital Converter

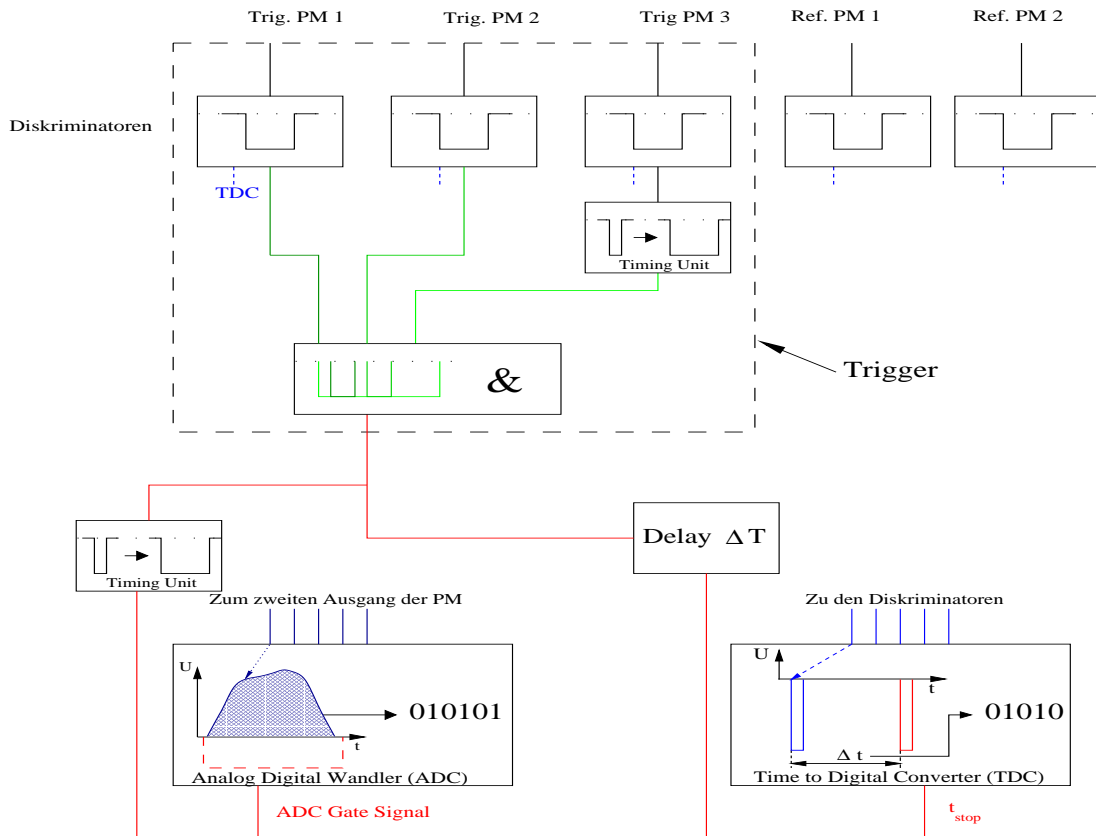


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Verkabelung des Versuchsaufbaus.

Diskriminator gesendet wurde. Das bedeutet: Ein Event hat den Trigger passiert, aber in diesem Photomultiplier wurde kein Ereignis, das über der Triggerschwelle lag, registriert. Diese Events werden im TDC mit einem Flag markiert. Wir können auf dieses Flag schneiden, und damit sehr effizient gültige von ungültigen Events trennen.

In Bild 3.3 sieht man das ADC-Spektrum des Referenzszintillators vor und nach dem No-Hit-Schnitt. Man findet das erwartete Landau-Spektrum, sowie einen Peak bei 4095 ADC-Einheiten. Dieser Peak enthält alle Ereignisse, die einen ADC-Wert größer als 4095 haben, da der ADC eine Auflösung von 12-Bit (4096 Kanäle) besitzt. Pulse größer als das können nicht mehr aufgelöst werden, da der Kondensator bereits voll aufgeladen war. Eine größere Kapazität würde allerdings zu Lasten der Auflösung gehen. Bild 3.4 zeigt sehr schön, daß nach dem No-Hit-Schnitt die ADC-Werte bei Null, alle verschwunden sind. Dies waren Events, die zwar den Hardware-Trigger ausgelöst haben, aber die Diskriminatorschwelle im Referenzszintillators nicht erreicht haben. Dieser Schnitt ist später, wenn in das TDC-Spektrum geschnitten wird zwar nicht mehr notwendig, aber er ermöglicht einen schnellen Überblick über die ungefähre Auflösung. Ausserdem erleichtert er

die Festlegung der Schnittgrenzen.

Bevor wir den Aufbau in Betrieb nehmen, müssen die Photomultiplier getestet, und evtl. vorhandene Lichtlecks beseitigt werden. Um Lichtlecks zu finden wird der Single Photon Peak mit dem Oszilloskop ⁵ beobachtet, während Teile des Szintillators abgedeckt werden. Wenn sich der Peak in seiner Intensität ⁶ ändert, so ist an dieser Stelle ein Lichtleck, das mit schwarzem Klebeband sorgfältig abgedeckt wird. Die Hochspannung an den Photomultipliern sollte so eingestellt werden, daß Pulse bis zu -1 V erreichen können.

Nun sind wir in der Lage, die Diskriminatorschwelle korrekt einzustellen. Die Schwelle muß über den Single Photon Peak gewählt werden. Wenn die Schwelle zu hoch ist, verlieren wir unnötig viele gute Events.

Szintillator	HV in V	Diskriminator- schwelle in mV
Trig 1	775	60
Trig 2	775	60
Trig 3	1800	300
Ref 1	2250	230
Ref 2	2250	230

Die Spannungen am Referenzszintillator wurde am oberen Limit gewählt, da bei hoher Spannung hohe Signale und damit kurze Anstiegszeiten der Spannungspulse resultieren. Dies ist für gutes Timing essentiell, da damit der Time-Slewing Effekt ⁷ abgemildert wurde.

⁵beste Einstellung: 10 ns/cm Auflösung, 10 mV/cm, Trigger fastest

⁶die Pulse werden weniger, da bei einem Lichtleck die Samplerate des benutzten Oszilloskopes (20 GSsample/s) überschritten wurde, und statt mehr, weniger Signale dargestellt wurden.

⁷siehe Abschnitt 3.7

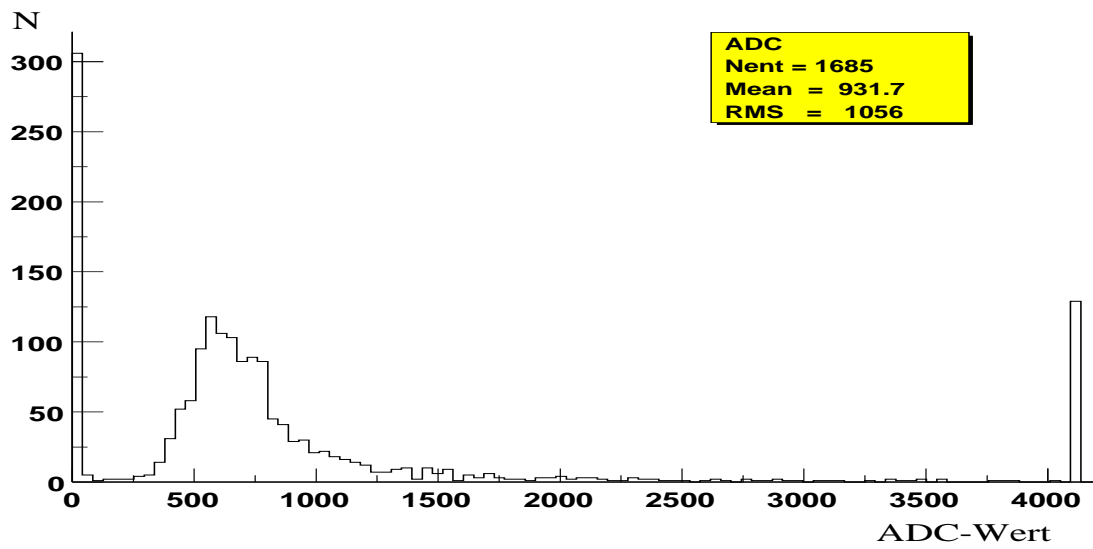


Abbildung 3.3: ADC Spektrum des Referenzszintillators in der Mitte ohne Schnitte.

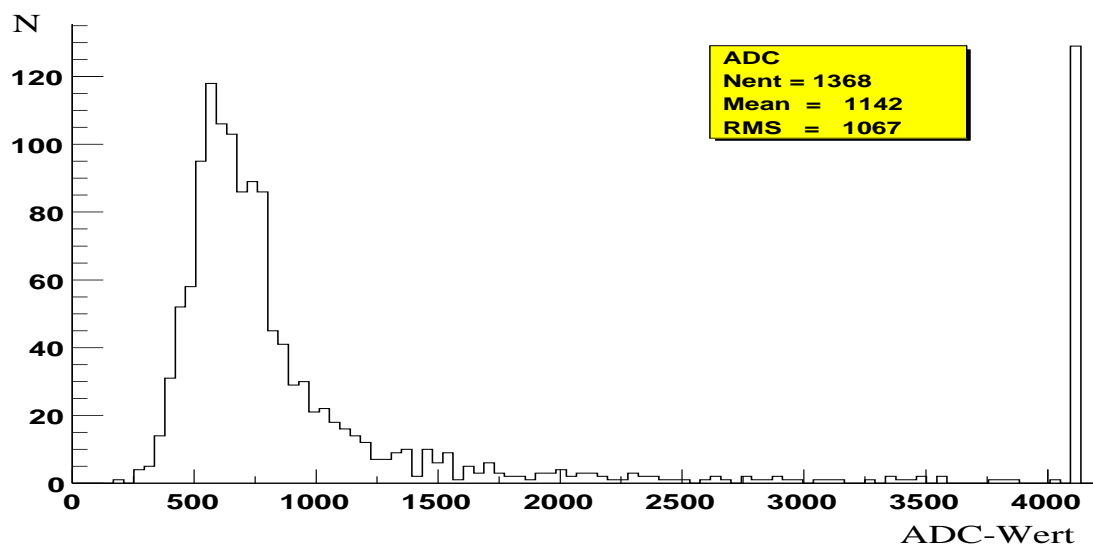


Abbildung 3.4: ADC Spektrum des Referenzszintillators in der Mitte nach dem Nohit-Schnitt.

3.4 Erfassung der Daten

Um ADC und TDC auszulesen verwendeten wir einen PC (200 MHz PPro) der keinen besonders hohen Anforderungen hinsichtlich Rechenleistung genügen muß. Die beiden DC's wurden mit einer ISA Einsteckkarte angesprochen. Als Betriebssystem verwendeten wir Linux. Der zugehörige Treiber für die Einsteckkarte wurde vom Hersteller mitgeliefert. Felix Rauscher hat im Rahmen seiner Diplomarbeit[3] eine Auslesesoftware in C++ für ADC und TDC entwickelt. Die Daten wurden in Form von ROOT⁸ Trees in komprimierter Form auf Platte gespeichert. Mit unserem sehr scharf eingestellten Trigger⁹ waren die dabei anfallenden Datenmengen kein Problem. Wir haben nun den Triggeraufbau entlang des Referenzszintillators verschoben, und 24-48h Daten an jeder Position genommen. Es wurden Daten in folgenden Positionen genommen:

Triggerposition in cm	0	50	115	125	150	200
----------------------------------	---	----	-----	-----	-----	-----

Um die Daten zu analysieren habe ich ein C++ Programm entwickelt, das die Daten aus dem ROOT Tree einliest, darauf Schnitte anwendet (siehe folgende Abschnitte) und aus den verbliebenen Daten die Zeitauflösung bestimmt.

3.5 Schnitte auf die Daten

Nach der Datennahme an einer Position des Referenzszintillators erhalten wir folgende Spektren:

- ADC und TDC Referenzphotomultiplier 1
- ADC und TDC Referenzphotomultiplier 2
- ADC und TDC Triggerphotomultiplier 1,2 und 3

Ziel der Schnitte ist es, die Zeitauflösung genau und zuverlässig in den beiden Referenzphotomultipliern zu bestimmen. Natürlich verbieten sich Schnitte in das TDC Spektrum der beiden Referenzphotomultiplier von selbst, da damit die wahre Zeitauflösung verfälscht werden würde. Es bleiben also im Wesentlichen die ADC und TDC Spektren der Triggerzähler, um durch Schnitte darauf Ereignisse zu verwerfen. Es werden Ereignisse verworfen, die keine Myonen waren, und von elektromagnetischen Schauern stammen.

⁸<http://root.cern.ch>

⁹1 Event alle 60-120s

3.5.1 Schnitte in die ADC Spektren

Um die Schnittgrenzen in den Triggerzählern zu bestimmen gingen wir sukzessiv vor. Als erstes bestimmten wir die Schnittgrenzen in den ADC Spektren. Besonders die niedrigen Pulse wurden verworfen, da sie von anderen Teilchen stammen können.

$$ADC_{Trigger_{1,2,3}Min} < Trigger ADC_{Trigger_{1,2,3}} < ADC_{Trigger_{1,2,3}Max} \quad (3.2)$$

Das Spektrum nach allen Trigger-Schnitten ist in Bild 3.5 gezeigt. Als besonders effektiv zur Verbesserung des Timings hat sich der Schauerschnitt erwiesen. Dieser Schnitt verwirft Ereignisse, die hohe Einträge in beiden Referenzszintillatoren haben. Dies ist ein Hinweis auf einen elektromagnetischen Schauer, welcher zur Folge hatte, daß sich wahrscheinlich mehrere Teilchen gleichzeitig im Szintillator befunden haben. Dieser Schnitt ist der einzige der auf das ADC Spektrum des Referenzszintillators gemacht wurde. Zuvor wurden die ADC-Spektren beider Zähler mit einem Faktor normiert. Der Skalierungsfaktor wird aus dem Verhältnis der Mittelwerte, die mit einem Landaufit bestimmt wurden, beider ADC-Rohspektren berechnet.

$$ADC_{Ref_1} + ADC_{Ref_2} < SHOWERGRENZE \quad (3.3)$$

Versuchsweise wurde noch ein Asymmetrie-Schnitt eingebaut. Dieser hatte allerdings keinen sichtbaren Einfluß auf die Zeitauflösung in den Referenzszintillatoren

$$Asymmetrie_{Min} < \frac{ADC_{Ref_1} - ADC_{Ref_2}}{ADC_{Ref_1} + ADC_{Ref_2}} < Asymmetrie_{Max} \quad (3.4)$$

Der Schnitt wurde in der 125 cm Position getestet. Er wurde nicht weiter verfolgt, da Ereignisse in den Landau Schwänzen in den ADC Spektren mit hohen Pulsen ein gutes Timing liefern, obwohl die Pulssymmetrie nicht gegeben ist. In Bild 3.5 ist das ADC-Spektrum des unteren Triggerzählers nach allen Schnitten gezeigt. Es werden etwa 54% der Ereignisse durch die Schnitte in die ADC- und TDC-Spektren verworfen. In etwa dasselbe Spektrum erhalten wir für den oberen Triggerzähler, da er mit der gleichen Spannung und Diskriminatorschwelle betrieben wurde.

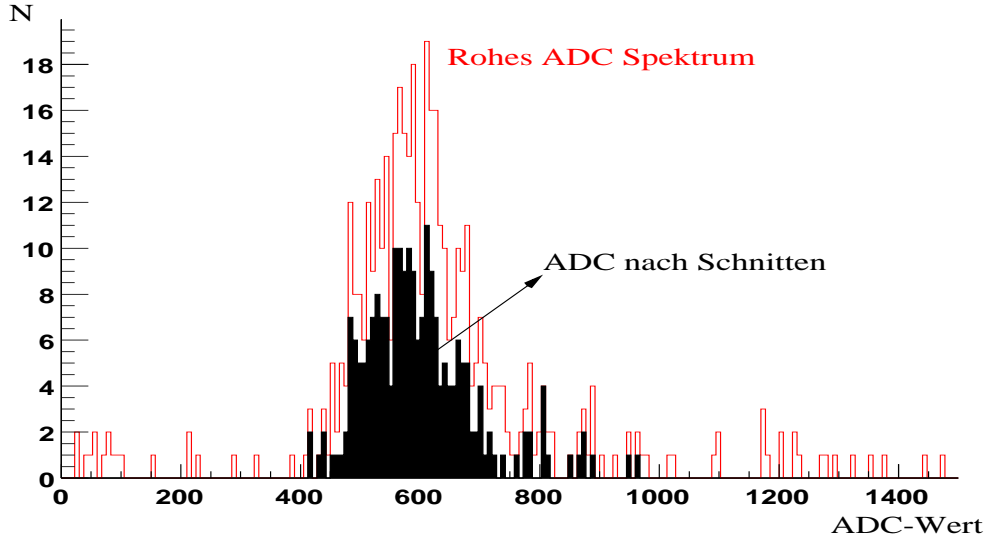


Abbildung 3.5: ADC-Spektrum des unteren Triggerzählers nach allen Schnitten

3.5.2 Schnitt auf die Zeitdifferenz der beiden kleinen Triggerzähler

Nun wurde die Verteilung von

$$TDC_{Trigger_{Min_{1,2}}} < TDC_{Trigger_1} - TDC_{Trigger_2} < TDC_{Trigger_{Max_{1,2}}} \quad (3.5)$$

erstellt, und die Schnitte mit Bedacht gewählt, damit nicht Effekte durch das Schneiden bereits Artefakte im TDC-Spektrum hinterlassen. Die beiden kleinen Zähler haben eine Auflösung von etwa 130 ps . Die Gefahr, dass sich der Mittelwert verschiebt beginnt bei Schnitten, die unter die $1\text{-}\sigma$ Grenze gehen.

3.5.3 Schnitt auf die Zeitdifferenz des mittleren Triggerzählers

Als letzter Triggerzähler bleibt nun noch Photomultiplier Nr. 3 übrig. Dieser hat eine deutlich schlechtere Zeitauflösung als die beiden anderen Zähler. Als erstes definieren wir uns eine Triggerzeit T_{Trig}

$$T_{Trig} = 1/2 * (TDC_{Trigger_1} + TDC_{Trigger_2}) \quad (3.6)$$

Damit bestimmen wir die Schnittgrenzen von der Verteilung:

$$TDC_{Trigger_{Min_3}} < TDC_{Trigger_3} - T_{Trig} < TDC_{Trigger_{Max_3}} \quad (3.7)$$

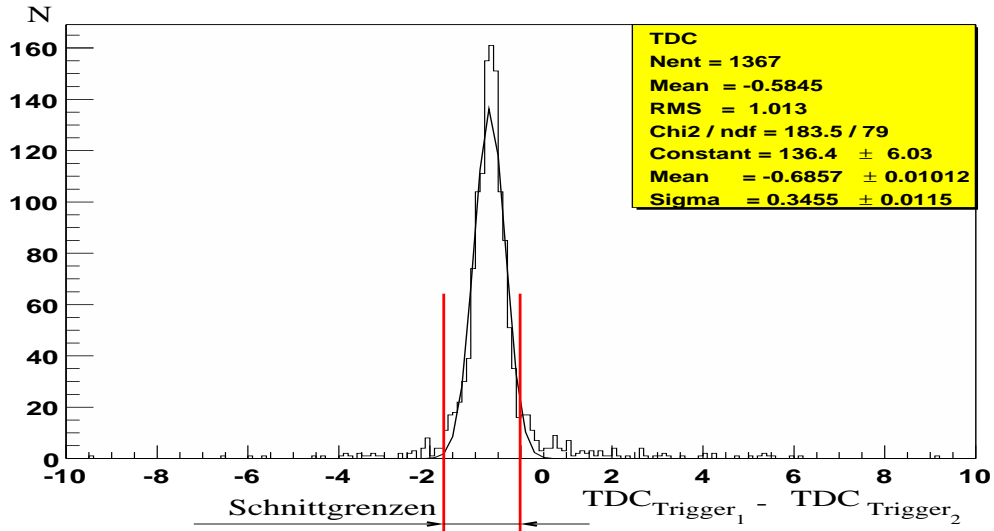


Abbildung 3.6: Histogramm zur Bestimmung der Schnittgrenzen der Verteilung 3.5.

Die Subtraktion von T_{Trig} hat den Vorteil, daß wir damit das t_{Stop} des TDCs herausgerechnet haben. Mit diesem Schnitt werden zufällig vorkommende Koinzidenzen der beiden kleinen Triggerzähler verworfen.

3.6 Triggerauflösung und Zeitnullpunkt

T_{0Ref} bezeichnet den relativen Zeitpunkt des Myondurchgangs, was unabhängig vom Auftreffort sein sollte. Um T_{0Ref} möglichst gut bestimmen zu können ist es von Vorteil die Unsicherheit der Stopzeit t_{Stop} aus den TDC Werten ($TDC = t_{Start} - t_{Stop}$) herauszurechnen. T_+ bezeichnet die Summe der TDC-Werte des Referenzszintillators. Wenn man nun T_{Trig} von T_+ abzieht fällt t_{Stop} heraus. Die Zeiten t_{1Ref} , t_{2Ref} , t_{1Trig} , und t_{2Trig} bezeichnen die Zeiten relativ zum Myondurchgang.

$$T_+ = \frac{TDC_{1Ref} + TDC_{2Ref}}{2} = \frac{t_{1Ref} - t_{Stop} + t_{2Ref} - t_{Stop}}{2}$$

$$T_0 : = T_+ - \frac{1}{2}(TDC_{Trigger_1} + TDC_{Trigger_2}) \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow T_0 = \frac{t_{1Ref} + t_{2Ref} - (t_{1Trig} + t_{2Trig})}{2} \quad (3.9)$$

In dieses T_0 geht nun nur noch die Zeitauflösung des Triggers ein. Um zu besser vergleichbaren Ergebnissen für T_0 in den verschiedenen Positionen zu gelangen,

wird die in der Mittelposition des Referenzszintillators (115cm) erhaltene Verteilung nach Null verschoben. Dieser Offset wird für alle folgenden Positionen beibehalten.

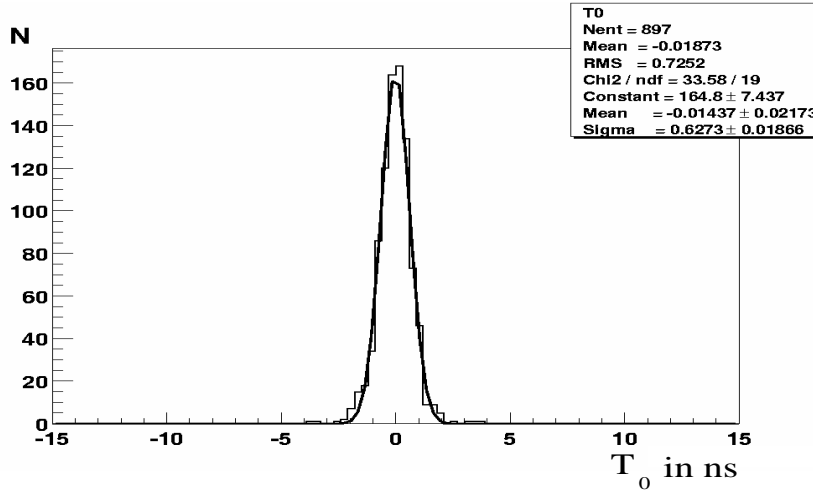


Abbildung 3.7: T_0 des Referenzszintillators in der Mitte nach den Trigger-Schnitten.

Wir bestimmen nun die Auflösung des Triggers. Um die wahre Zeitauflösung σ_{Ref} des Referenzszintillators zu bestimmen, muß die Auflösung des Triggers quadratisch abgezogen werden. $\sigma_{Gemessen}$ ist die Breite (σ) der Gaußkurve, die aus T_0 erhalten wurde. Analog ist $\sigma_{Trigger}$ aus der Verteilung in Bild 3.8 erhalten worden.

$$\sigma_{Ref}^2 = \sigma_{Gemessen}^2 - \sigma_{Trigger}^2 \quad (3.10)$$

In Abbildung 3.8 ist das Spektrum der Zeitdifferenz beider Triggerzähler gezeigt. Es wurden bereits alle im vorigen Abschnitt erwähnten Schnitte gemacht. Wir benutzen statt σ den RMS zu Bestimmung der Triggerauflösung, da die Gaußkurve die Breite der Verteilung in Bild 3.8 überschätzt. Der RMS von 0.27 ist etwas kleiner als das RMS von 0.40 ns, wenn man keine harten Schnitte anwendet. Die Triggerauflösung errechnet sich zu

$$\sigma_{Trigger} = \frac{\sqrt{\sigma_{TDC_{Trig1}}^2 + \sigma_{TDC_{Trig2}}^2}}{2} = 135 \text{ ps} \quad (3.11)$$

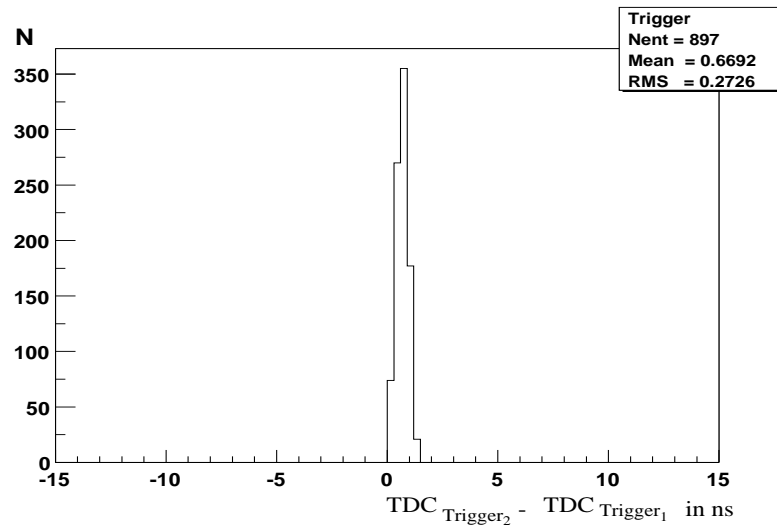
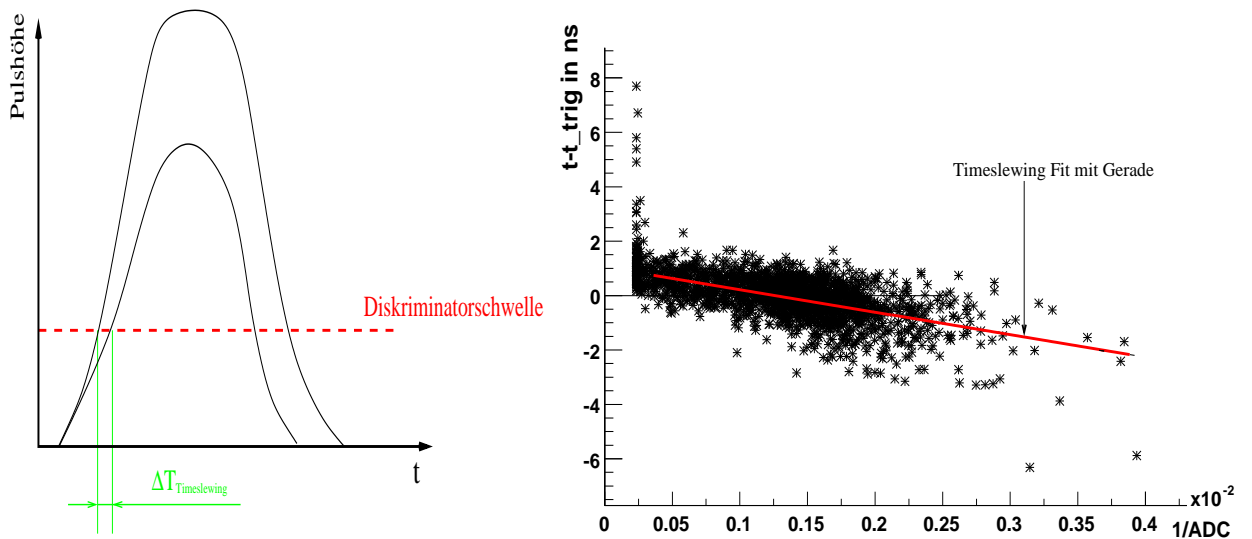


Abbildung 3.8: Auflösung des Triggers

3.7 Time-Slewing Korrektur

Bisher haben wir das ADC-Spektrum nur dazu benutzt, um schlechte Ereignisse aus einem Schauer zu verwerfen. Niedrige ADC-Werte haben i. a. ein schlechtes Timing. Wir können sie aber nicht verwerfen, da wir sonst alle Ereignisse an den Zählerenden verwerfen würden. Glücklicherweise kann man bei bekannter Pulshöhe das Timing verbessern, da bei kleinen Pulsen die Diskriminatorschwelle später erreicht wird, und wir darauf korrigieren können.



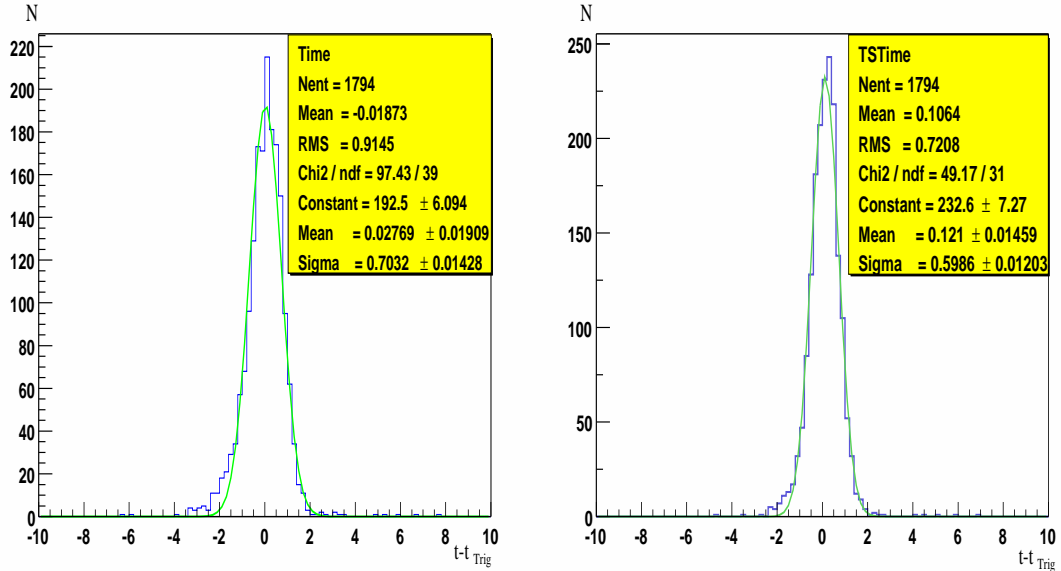
(a) Abhängigkeit der Zeitaufösung von der Pulshöhe

(b) Time-Slewing Fit mit Gerade für Trig-gerpos. 115 cm

Abbildung 3.9: Der Time-Slewing Effekt

In Bild 3.9(a) erkennt man daß die Steilheit der Pulsflanke für das Timing entscheidend ist. Je steiler desto größer die Pulshöhe, und desto kleiner die Unsicherheit die durch das Anstiegsverhalten verursacht wird. Diese Korrelation kann man in einem 2-D Plot (s. Bild 3.9(b)) erkennen. Die Korrelation in $1/ADC$ vs $(TDC_{Ref1,2} - T_{Trig})$ kann gut durch eine Gerade approximiert werden. $1/ADC$ ist deswegen sinnvoll, da der Bereich mit kleinen ADC-Werten gestreckt, und der Bereich mit großen ADC-Werten gestaucht wird. Die Gerade stellt zugleich den Bereich $ADC \rightarrow \infty$ korrekt dar. Bei 0.2×10^{-3} $1/ADC$ -Counts konzentrieren sich die $1/ADC$ -Werte, da hier der ADC im Overflow operiert, und als Wert 4095 angibt. Man kann nun für alle Positionen diesen 2-D Plot machen, und eine Gerade durch das Spektrum fitten. Dabei muß sehr darauf geachtet werden, daß keine Ausreisser bei niedrigen ADC-Werten mit ungewöhnlichem Timing die Gerade in sinnlose Bereiche ziehen. Um in allen Positionen zu einer Time-Slewing Geraden zu gelangen, deren Werte von den Spektren einfach abge-

zogen werden können, wird von den Verteilungen $t_{1_{Ref}} - t_{Trig}$ bzw. $t_{2_{Ref}} - t_{Trig}$ vor dem Fit der Meanwert abgezogen. In Bild 3.10 sind die kombinierten Spektren



(a) $TDC_{1/2_{Ref}} - t_{Trig}$ des Referenzszintillators mit allen Schnitten

(b) $TDC_{1/2_{Ref}} - t_{Trig}$ des Referenzszintillators mit allen Schnitten und Time-Slewing Korrektur

Abbildung 3.10: Verbesserung des Timings mit der Time-Slewing Korrektur

von $TDC_{1/2_{Ref}} - t_{Trig}$ in der Mittelposition einmal mit und ohne Time-Slewing Korrektur dargestellt. Der RMS verringert sich um etwa 200 ps was eine deutliche Verbesserung darstellt.

In der folgenden Tabelle sind der RMS und das σ aus einem Gaußfit (Anschmiegung einer optimalen Gaußkurve an die Daten) für alle Positionen des Referenzszintillators mit und ohne Time-Slewing Korrektur (ohne die Triggerzähler quadratisch abzuziehen) angegeben: Die Myon Position ist die Distanz des Myondurchganges vom jeweiligen Photomultiplier aus gemessen. \mathfrak{R} bezeichnet den RMS von $TDC_{1/2_{Ref}} - t_{Trig}$ nach allen Schnitten, \mathfrak{R}_{TS} den RMS von $TDC_{1/2_{Ref}} - t_{Trig}$ nach der Time-Slewing Korrektur. Analog sind die σ mit und ohne Time-Slewing Korrektur mit einem Gaußfit aus den Verteilungen von T_0 erhalten worden. $\Delta_{\mathfrak{R}} = \mathfrak{R} - \mathfrak{R}_{TS}$ gibt die Differenz zwischen beiden RMS an.

Myon Pos. in cm	\mathfrak{R} in ns	σ in ns	\mathfrak{R}_{TS} in ns	σ_{TS} in ns	$\Delta_{\mathfrak{R}}$ in ps
0 PM 2	0.34	0.32	0.27	0.25	70
30 PM 1	0.34	0.35	0.31	0.31	30
50 PM 2	0.40	0.39	0.37	0.36	40
80 PM 1	0.55	0.49	0.49	0.45	100
115 PM 1/2	0.91	0.70	0.72	0.59	190
150 PM 2	1.39	0.95	1.20	0.91	190
180 PM 1	1.86	1.40	1.79	1.23	70
200 PM 2	1.99	1.53	1.95	1.49	40
230 PM 1	2.33	1.82	2.23	1.64	100

Tabelle 3.1: Zeitaufösung von beiden Photomultipliern mit und ohne Time-Slewing-Korrektur.

Erstaunlicherweise bringt die Time-Slewing Korrektur in der Mitte am meisten, fällt aber zum Ende hin deutlich ab. Als Fazit läßt sich festhalten: Schlechtes Timing wird durch die Korrektur auch nicht mehr verbessert.

3.8 Zeitaufösung des Referenzszintillators

Wir sind nun in der Lage, einen Zeitnullpunkt T_0 , der unabhängig vom Ort ist, für den Referenzszintillator zu bestimmen.

$$T_0 = \frac{t_{1Ref} + t_{2Ref} - (t_{Trigger_1} + t_{Trigger_2})}{2} \quad (3.12)$$

$\overline{T_0}$ ist der Mittelwert der Verteilung von T_0 , \mathfrak{R}_{T_0} der RMS und σ_{T_0} der aus einem Gaußfit erhalten wurde. Analog sind die Werte nach der Time-Slewing-Korrektur (mit TS als Index) erhalten worden. $\Delta_{\mathfrak{R}}$ gibt die Differenz $\mathfrak{R}_{T_0} - \mathfrak{R}_{T_{0TS}}$ an.

Trigger Pos. in cm	$\overline{T_0}$ in ns	\mathfrak{R}_{T_0} in ns	σ_{T_0} in ns	$\overline{T_{0TS}}$ in ns	$\mathfrak{R}_{T_{0TS}}$ in ns	$\sigma_{T_{0TS}}$ in ns	$\Delta_{\mathfrak{R}}$ in ps
0	-0.38	1.35	0.91	-0.31	1.26	0.82	90
50	-0.54	1.15	0.75	-0.55	1.06	0.65	90
115	-0.01	0.72	0.60	0.00	0.51	0.43	210
150	-0.24	0.85	0.64	-0.31	0.66	0.50	190
200	-0.49	1.07	0.75	-0.53	1.04	0.79	30

Tabelle 3.2: Genauigkeit von T_0 in Abh. der Triggerposition.

Wie erwartet, wird die beste Auflösung in der Mitte (115cm) erreicht. Auffällig ist der deutlich bessere RMS von T_0 , als man ausgehend von der kombinierten mittleren Position¹⁰ in Tabelle 3.1 erwarten würde. Das liegt am “natürlichen” Bestreben der Summe $t_{1Ref} + t_{2Ref}$, eine Konstante zu bilden. Die Korrelation besteht darin, daß die beiden kleinen Triggerzähler durch ihre Breite von ca 5 cm eine Ortsunschärfe verursachen, die aber in der Summe wieder verschwindet.

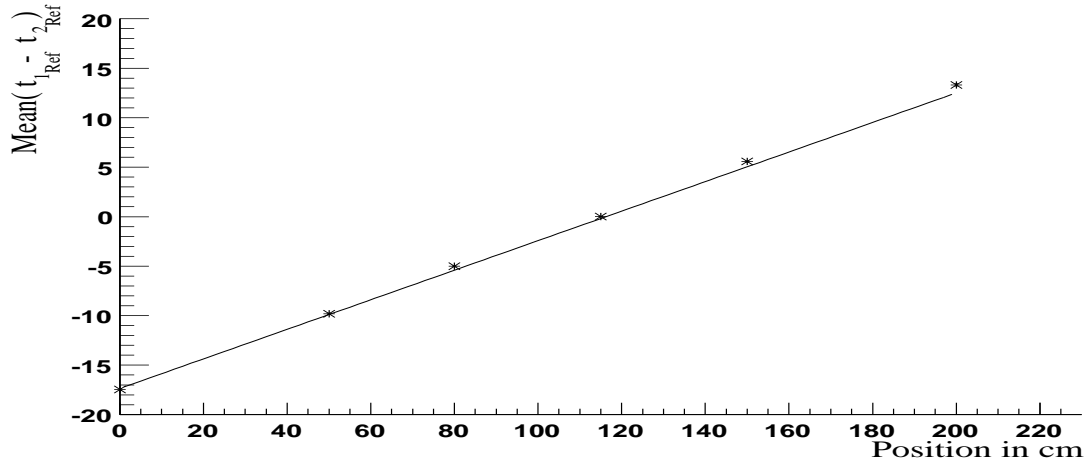


Abbildung 3.11: Fit mit Gerade für die Positionsrekonstruktion.

Es gibt noch eine kleine Verschiebung des Mittelwertes von T_0 , welche abhängig vom Ort ist. Dies läßt sich durch eine ortsabhängige Korrektur ausgleichen. Dazu benötigt man die Ortsinformation. Hier ist sie bekannt, später in der Eichung des Hodoskopes bis auf 10 cm genau auch. Die 10 cm entsprechen gerade der Breite eines Szintillators im Hodoskop, auf den getriggert wird. Alternativ kann sie aber auch durch die Differenz: $t_{1Ref} - t_{2Ref}$ (siehe Bild 3.11) rekonstruiert werden. Das σ der Ortsrekonstruktion beträgt etwa 10 - 20 cm abhängig vom Ort. Dies ist ausreichend, um die ohnehin nur schwach ortsabhängige Verschiebung von T_0 auf einen konstanten Wert unabhängig von der Position des Myondurchganges zu bringen.

3.9 Positionsunabhängige Time-Slewing Korrektur

Timeslewing ist ein Effekt der von der Pulshöhe abhängt. Da aber die Pulshöhe mit dem Ort korreliert, kann man für alle Positionen einen gemeinsamen Fit an die Daten versuchen. Diese Vorgehensweise erwies sich allerdings als unbefriedigend, da alle Positionen gleich stark gewichtet wurden. Die Korrektur bringt

¹⁰Es wurden beide Zeitverteilungen in ein Histogramm zusammengelegt.

aber wie wir gesehen haben nur im mittleren Bereich einen signifikanten Gewinn, da dort die ADC-Werte niedrig genug sind, damit die Time-Slewing Korrektur greifen kann. Nur in der Mitte kann praktisch zweimal korrigiert werden, da dort beide ADC-Spektren im gleichen Bereich liegen. Entfernt man sich von der Mitte, so wird der Photomultiplier mit hohen Pulsen effektiv keine Korrektur mehr erfahren. Die einfachste Lösung besteht darin, die vom mittleren Fit gewonnen Parameter auf alle Positionen anzuwenden. Der Offset wurde knapp unter den Mittelwert gesetzt, um den Drift von T_0 möglichst gering zu halten. Der RMS dieser allgemeinen Time-Slewing-Korrektur stimmte in allen Positionen bis auf 0.01 ns mit den vorherigen Ergebnissen überein.

Die so gewonne allgemeine Time-Slewing Korrektur werden wir mit den Kenntnissen, die wir aus dieser Eichung gewonnen haben später in der Hodoskop-Eichung einsetzen. Dies ist eine einfache und schnelle Möglichkeit, die Zeitauflösung zu verbessern.

3.10 T_0 mit nur einem Photomultiplier

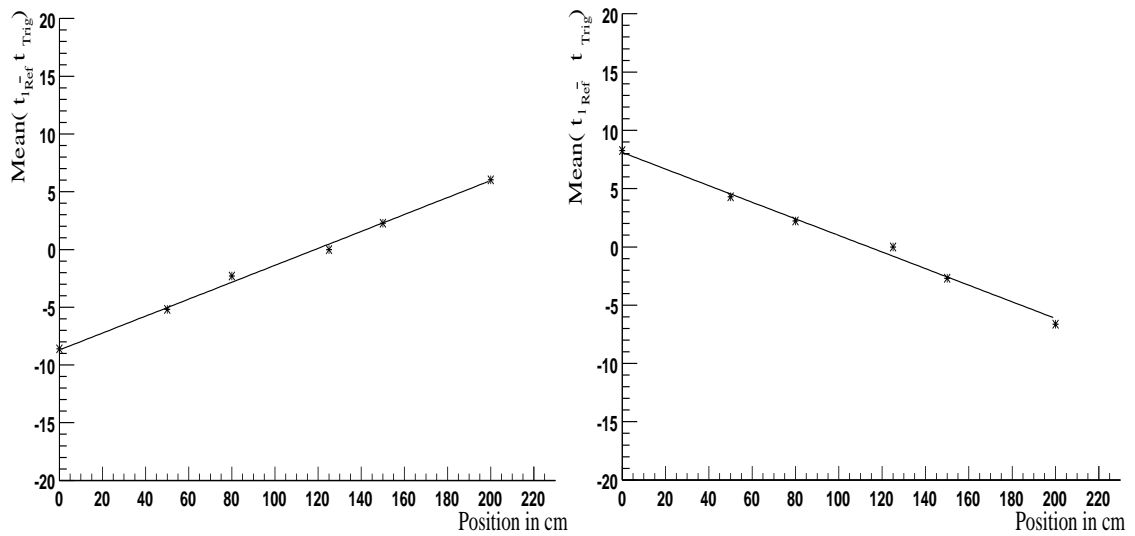
Eine andere Möglichkeit zu einem T_0 zu gelangen besteht darin, nur einen Photomultiplier zu verwenden, und das nun positionsabhängige Signal auf die Lichtlaufzeit im Szintillator zu korrigieren.

Dazu betrachten wir die Verteilungen von $t_{1/2_{Ref}} - t_{Trig}$ in Abhängigkeit von der Triggerposition. Wir fitten eine Gaußkurve an die Daten, und bestimmen den Mittelwert für jede Position. In Bild 3.12 sind die Mittelwerte von $t_{1/2_{Ref}} - t_{Trig}$ gegen die Triggerposition aufgetragen. Es besteht eine gute Linearität bei beiden Referenzphotomultipliern. Damit kann die Lichtlaufzeit abgezogen werden, und als T_0 verwendet werden. Wir wollen nun untersuchen, wo sich dieses Vorgehen lohnt.

Dazu haben wir in Abbildung 3.13 den RMS von T_0 mit beiden, und nur einem Zähler gegen die Position aufgetragen. Es wurde der RMS von beiden Photomultipliern im Bereich von 0-115 cm genommen, und bei 115 cm gespiegelt, da sie vergleichbare Auflösungen besitzen. In Bild 3.14 ist der RMS für beide Photomultiplier gezeigt. Man erkennt, daß beide die selbe Auflösung besitzen, was der Grund ist, das wir die Werte spiegeln dürfen.

Wir sehen, daß das T_0 aus beiden Referenzzählern nur in einem schmalen Bereich in der Mitte eine bessere Auflösung als bei einem Photomultiplier für sich alleine bietet. Von der Mitte aus sinkt die Auflösung sehr schnell ab. Wir erhalten daraus die Bereiche:

$$\begin{aligned} 0\text{cm} &< \text{Referenzphotomultiplier 1} < 90\text{cm}, \\ 90\text{cm} &\leq T_0 < 145\text{cm}, \\ 145\text{cm} &\leq \text{Referenzphotomultiplier 2} < 230\text{cm}. \end{aligned} \tag{3.13}$$



(a) Mittelwert von $t_{1Ref} - t_{Trig}$ gegen die Triggerposition aufgetragen.

(b) Mittelwert von $t_{2Ref} - t_{Trig}$ gegen die Triggerposition aufgetragen.

Abbildung 3.12: Fit mit Gerade für Lichtlaufzeitkorrektur für beide Referenzphotomultiplier.

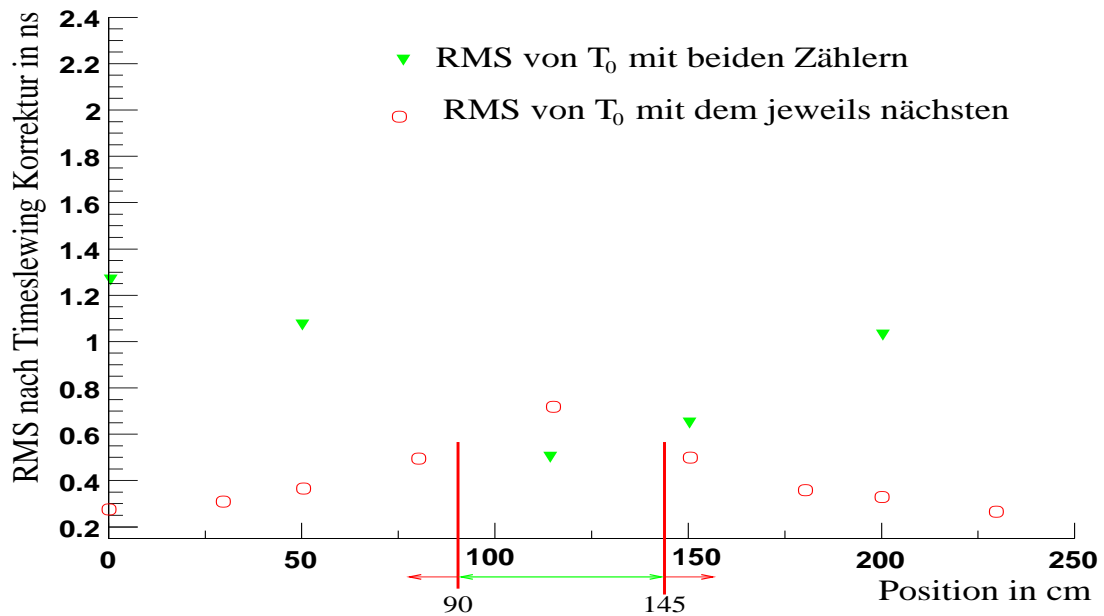


Abbildung 3.13: Es gibt Bereiche wo ein Photomultiplier oder beide die bessere Wahl für T_0 ist.

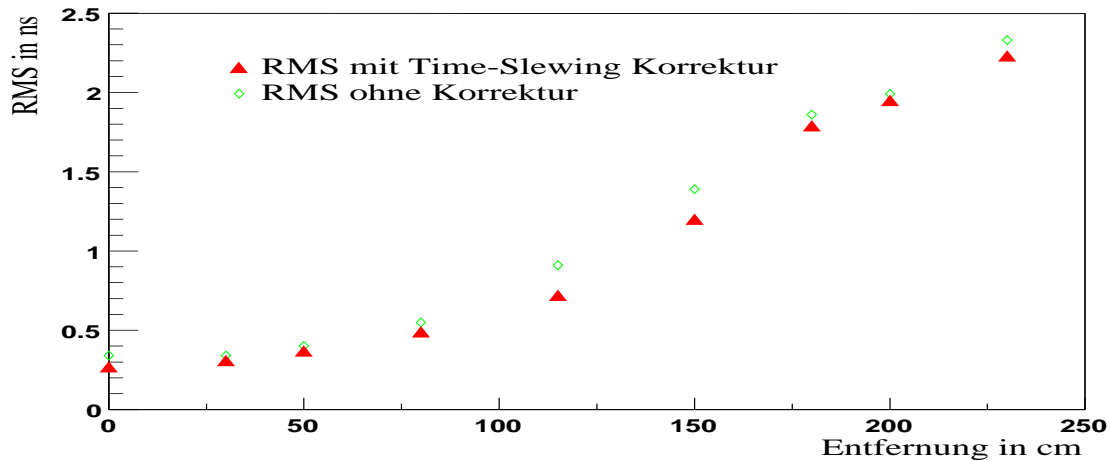


Abbildung 3.14: RMS des Referenzszintillators mit und ohne Time-Slewing Korrektur in Abh. des Abstandes zum Myondurchgang.

3.11 Zusammenfassung

Wir sehen, daß es für unser Hodoskop von Vorteil ist auf beiden Seiten einen Photomultiplier zu haben, der nie weiter als 115 cm entfernt sein kann, obwohl die Photomultiplier an unterschiedlichen Szintillatoren sitzen. In folgender Tabelle ist die Auflösung von T_0 angegeben. Hier wurde die Auflösung des Triggers bereits quadratisch abgezogen.

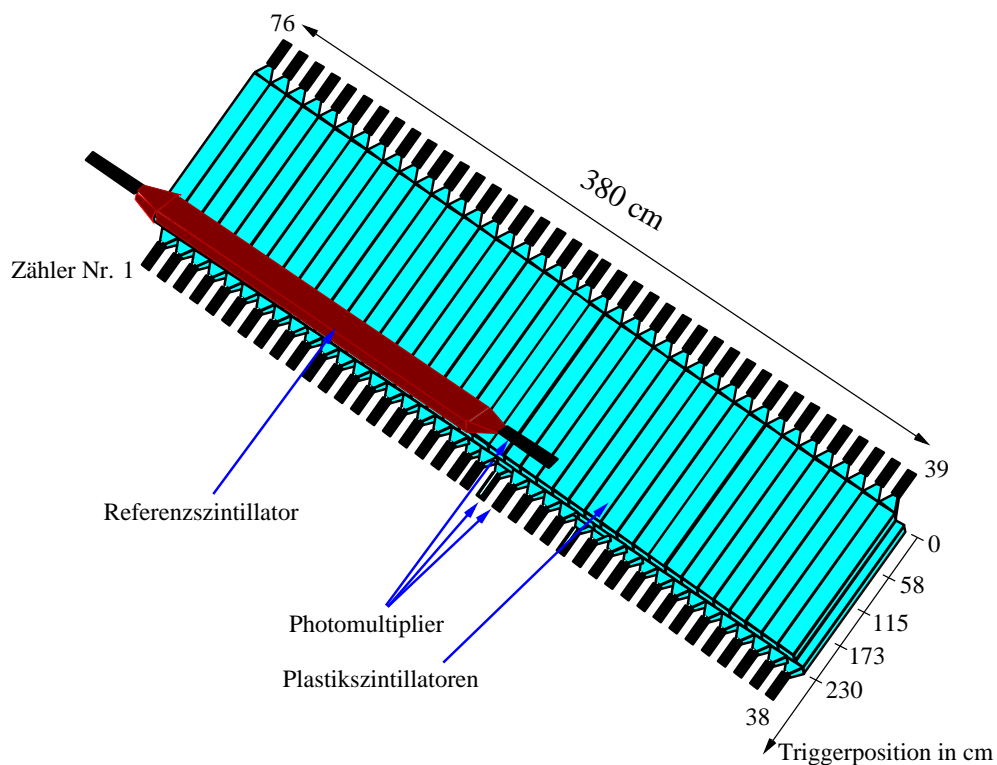
Trigger Position in cm	T_0 mit beiden PM in ns	T_0 mit einem PM in ns
0	1.25	0.23
50	1.05	0.34
115	0.49	0.70
150	0.64	1.19
200	1.03	1.94

Als Ergebnis können wir feststellen, daß der Referenzszintillator eine Auflösung von 230 – 500 ps nach der Timeslewing Korrektur besitzt, wenn wir das jeweils beste T_0 benutzen.

Kapitel 4

Eichung des Hodoskopes

In Bild 4.1 ist der Vollausbau unseres Hodoskopes für den Höhenstrahlteststand gezeigt. Es deckt eine Fläche von 8.75 qm^2 mit Szintillatoren ab. Jeder Szintillator wird mit einem Photomultiplier ausgelesen. Links bezeichnen wir die Zähler mit 1 bis 38, rechts mit 39 bis 76.



Nicht im Maßstab gezeichnet !

Abbildung 4.1: Das Hodoskop mit dem Referenzszintillator

Während der Diplomarbeit von Felix Rauscher [3] waren nur 40 Zähler aufgebaut, um seine Messungen in einem vorläufigen Aufbau bereits durchführen zu können. Das Hodoskop hat die Aufgabe, den Zeitpunkt des Myondurchganges möglichst präzise zu bestimmen. Die Vorgabe war, unter 1 ns Zeitauflösung zu erreichen, um die Bestimmung der Driftradien in den Myonkammern zu ermöglichen. In Bild 4.2 ist der Durchgang eines Myons in einem Driftrohr dargestellt.

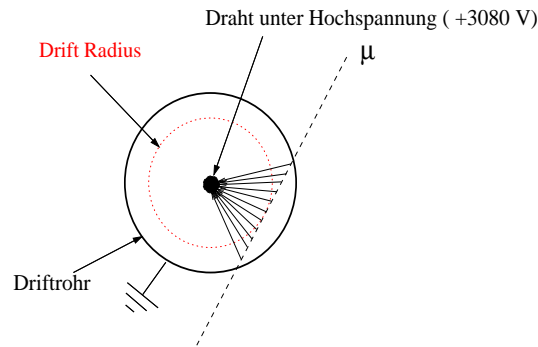


Abbildung 4.2: Myondurchgang in einem Driftrohr

Das Rohr ist mit einem $ArCO_2$ Gemisch gefüllt. Das CO_2 dient als Quencher, d.h. es begrenzt den maximalen Strom. Dadurch werden Kurzschlüsse im Rohr vermieden, was die Lebensdauer erhöht. Das Myon ionisiert entlang des Weges durch das Gas einzelne Atome. Die dabei frei werdenden Elektronen werden zum Draht hin beschleunigt und schlagen dabei in der Nähe des Drahtes weitere Elektronen aus den Atomen. Die entstehende Ladungslawine führt zu einem Spannungsimpuls am Draht, dessen Ankunftszeit relativ zum Hodoskop bestimmt wird. Die Driftgeschwindigkeit liegt in der Nähe des Drahtes bei etwa $0.04 \frac{ns}{\mu m}$. Der Driftradius für ein Rohr kann bis auf $80 \mu m$ genau bestimmt werden. Dies entspricht $3.7 ns$ Auflösung. Das Hodoskop soll eine vernachlässigbare Unsicherheit bei der Bestimmung der Drahtposition spielen. Deshalb wollen wir den Zeitpunkt des Myondurchganges besser als eine ns bestimmen, dies entspricht in die Ortsauflösung umgerechnet etwa $25 \mu m$. Bei einer Zeitauflösung von 1 ns verschlechtert das Hodoskop die Bestimmung der Drahtposition um lediglich 5 %, was vollkommen ausreicht.

4.1 Aufbau des Hodoskopes

Das Hodoskop besteht aus 76 Szintillationszählern (s. Bild 4.3) und den daran angeschlossenen Photomultipliern. Organische Materialien sind besonders geeignet um den genauen Zeitpunkt des Myondurchganges zu bestimmen, da sie sehr schnell viel Fluoreszenzlicht erzeugen und wenig nachleuchten. Die Photomultiplier sind älterer Bauart, was ihre Funktion aber in keiner Weise einschränkt. Wie

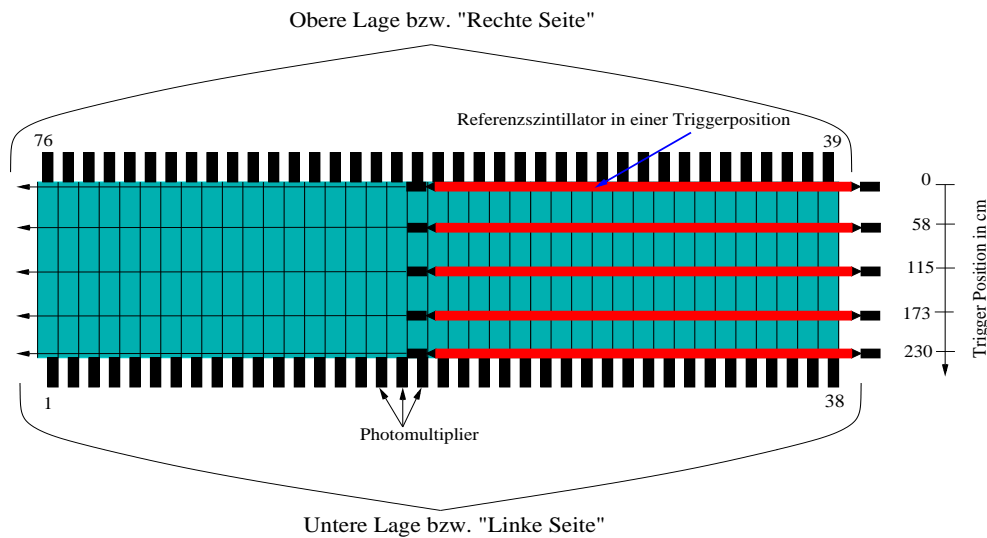


Abbildung 4.3: Das Hodoskop mit mit allen fünf Positionen des Referenzszintillators. Die Pfeile deuten das Herüberziehen des Referenzszintillators an. Wir haben daher für jede Position zwei Messungen.

schon bei der Eichung des Referenzszintillators, müssen vor der Inbetriebnahme des Hodoskopes alle Szintillatoren auf Lichtlecks getestet werden. Die Lichtlecks werden abgedichtet und anschließend die Hochspannung so eingestellt, daß der Single Photon Peak deutlich unter der Triggerschwelle von 40 mV liegt. Ein Ausgang der Photomultiplier wird mit einer 40 m langen Verzögerungsschleife direkt an den ADC angeschlossen, und der andere geht an die Diskriminatoren. Die 40 m ($\hat{=} 250\text{ ns}$) Verzögerung sind nötig damit der ADC Zeit hat die Integratoren „scharf“ zu schalten. Jeder Photomultiplier wird mit einer eigenen Hochspannung betrieben. Mit Hilfe der ADC-Spektren wird die Spannung so lange variiert, bis alle Photomultiplier den Landau-Peak an derselben Stelle haben.

Alle Hochspannungs-, TDC-, und ADC-Kabel zusammengekommen entsprechen einer Länge von 4.6 km Koaxkabel, die im Hodoskop eingebaut sind.

4.2 Der Trigger

4.2.1 Gültiger Hit

Damit ein Event im Szintillator i als gültig markiert wird, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein.

- Das Signal muß die Diskriminatorschwelle überschritten haben: $\text{Hit}_i = 1$
- Der ADC-Wert muß über dem Nullsignal liegen: $\text{ADC}_i > \text{Podest}$

Hit_i wird mit dem TDC bestimmt und gibt an, ob der Diskriminator ein Signal, welches die Uhr des TDC startete, gegeben hat (siehe Abschnitt 3). Das Podest ist ein Artefakt des ADCs. Die Kondensatoren werden auf einer Vorspannung gehalten, damit sie beim Aufladen nicht durch Fluktuationen des Signals wieder teilweise entladen werden. Dadurch kommt auch bei fehlendem Signal ein Peak zustande, der bei etwa 300 ADC-Counts liegt. Dieser Peak wird durch einen Gaußfit für jeden Kanal bestimmt, und im folgenden immer abgezogen (Podestsabtraktion).

4.2.2 Realisierung des Triggers

Im Hodoskop kommt nur ein vorläufiger Aufbau als Trigger zum Einsatz, da die Elektronik noch nicht fertiggestellt war. Der Referenzszintillator wird auf sich selbst getriggert, d.h. ein UND beider Diskriminatoren muß vorliegen, um dem TDC das Stoppsignal zu geben. Der Referenzszintillator wird auf das Hodoskop gelegt. Wir nehmen Daten in fünf Positionen (s. Bild 4.3), wobei wir pro Position zwei Messungen durchführen müssen, da das Hodoskop 3.80 m breit ist, aber unser Referenzszintillator nur eine Länge von 2.30 m hat. Wir erhalten unter dem Eisenabsorber (37 cm Eisen) eine Rate von 1180 Events/min für unseren Referenzszintillator. Das entspricht $5140 \frac{\text{Events}}{\text{min m}^2}$, mit einer Fehlerrate (d.h. nur einer der beiden Photomultiplier des Referenzszintillators hat angesprochen) von 0.26 Promille. Da wir mit einem auf sich selbst getriggerten Szintillator arbeiten, muß die Koinzidenz mit einem Szintillator der oberen Lage und der unteren Lage zunächst per Software implementiert werden. Dieser Koinzidenz wird später durch Hardware realisiert. Zusätzlich fordern wir, daß für jedes Event nur ein Szintillator aus der oberen und unteren Lage angesprochen (d.h. die Diskriminatorschwelle überschritten) hat. Dadurch werden kosmische Schauer wirksam unterdrückt.

Wir können nach allen Tests mit der Eichung beginnen. Bei der Datennahme kommt wieder die bewährte Auslesesoftware von Felix Rauscher zum Einsatz.

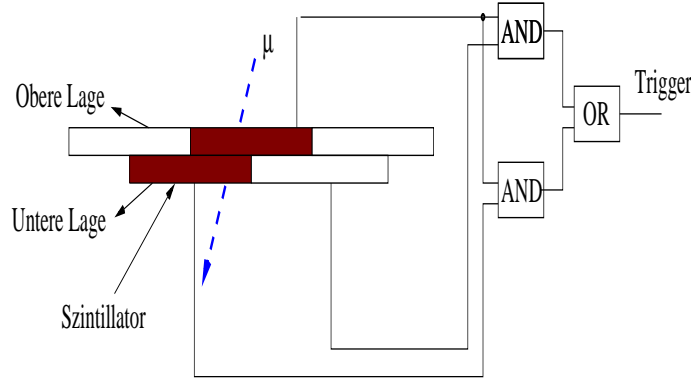


Abbildung 4.4: Hardware UND zu Eventvorselektion. Es muß immer ein Szintillator aus der oberen Lage, und der darunter liegende die Diskriminatorschwelle erreicht haben, um den Trigger auszulösen.

4.3 Eichung des Hodoskopes

Ziel der Eichung ist es, einen Zeitnullpunkt für den Myondurchgang unabhängig von Szintillator, Kabellänge und Durchgangspunkt entlang des Szintillators zu erhalten. Laufzeitunterschiede ergeben sich durch

1. die Kabellängenunterschiede $\tau_{i_{Kabel}}$,
2. die Lichtlaufzeit im Szintillator $\tau_{i_{Licht}}(x)$.

Um die Zeitdifferenzen zwischen den einzelnen Photomultipliern bestimmen zu können, benutzen wir unseren zuvor genau vermessenen Referenzszintillator, der uns näherungsweise ein vom Ort unabhängiges $T_{0_{Ref}}$ gibt. Der Mittelwert von $T_{0_{Ref}}$ schwankt entlang des Referenzszintillator um $\pm 0.25 \text{ ns}$. Das σ ändert sich in der Mitte von 0.43 ns bis auf 0.82 ns am Rand. Die Zeit relativ zum Myondurchgang für den Szintillator i des Hodoskopes bezeichnen wir mit t_i . Darin sind die Kabellängen und Lichtlaufzeiten für diesen Szintillator noch enthalten.

$$T_{0_{Ref}} := \frac{t_{1_{TDC_{REF}}} + t_{2_{TDC_{REF}}}}{2} \quad (4.1)$$

$$t_i = t_{i_{TDC}} - T_{0_{Ref}} \quad (4.2)$$

Damit erhalten wir t_i für jeden Szintillator. $T_{0_{Ref}}$ ist allerdings **nicht** konstant entlang des Referenzszintillators. Dies liegt an dem anderen Triggermodell, als dem, in der Eichung verwendeten. Der Referenzszintillator wird auf sich selbst getriggert, d.h. es muß eine Koinzidenz von beiden Photomultipliern vorliegen. Dieses Koinzidenzsignal wird in einer Delaybox verzögert, und als t_{stop} verwendet. Dadurch wird das Stoppsignal immer vom spätesten Photomultiplier gegeben. In Bild 4.5 ist $T_{0_{Ref}}$ aus zwei Messungen gegen die Szintillatoren des Hodoskopes

aufgetragen. Die roten Rechtecke sind die Daten von einer Seite des Hodoskopes die grünen von der gegenüberliegenden. Es gibt eine kleine Überlappung bei beiden Messungen, die dazu benutzt werden kann, die Messunsicherheit des Eichzählers zu bestimmen.

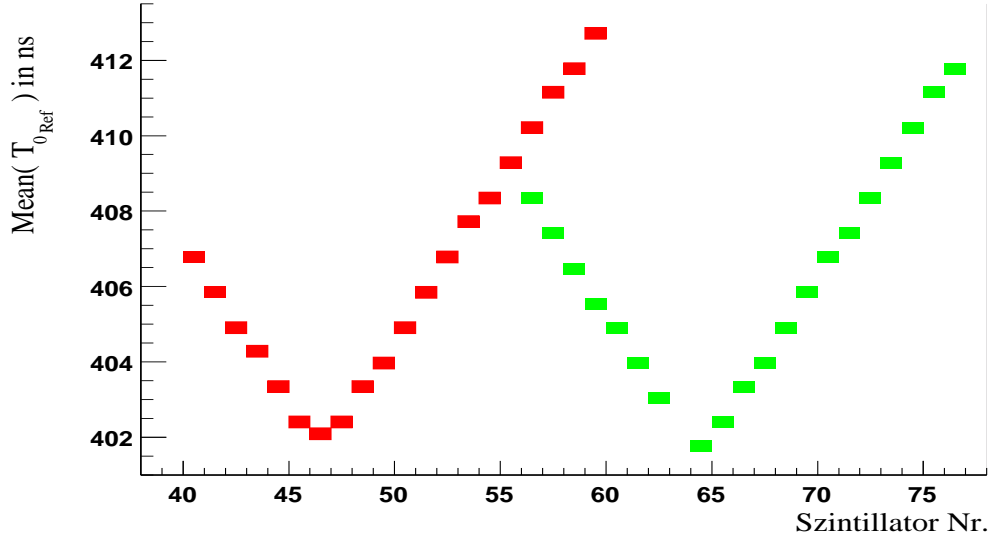


Abbildung 4.5: T_{0Ref} entlang der Szintillatoren

$t_{1,2TDCRef}$ sind die TDC-Werte des Referenzszintillators der beiden Referenzphotomultiplier. $t_{1,2Ref}$ sind die Zeiten relativ zum Myonendurchgang. Darin sind die Kabellängen und Lichtlaufzeiten der einzelnen Szintillatoren allerdings schon enthalten. t_{stop} ist das verzögerte Triggersignal, das aus der Koinzidenz der Diskriminatorsignale der beiden Referenzphotomultiplier gebildet wird. Das Δ ist die Verzögerung des Triggersignals, um zum t_{stop} zu werden, wobei $\Delta_1 = \Delta + \tau_{1Kabel}$ und $\Delta_2 = \Delta + \tau_{2Kabel}$ sind.

Wie ist dieses T_{0Ref} zu interpretieren ?

$$t_{1TDCRef} = t_{stop} - t_{1Ref}. \quad (4.3)$$

$$t_{2TDCRef} = t_{stop} - t_{2Ref}. \quad (4.4)$$

$$t_{stop} = \begin{cases} t_{1Ref} + \Delta_1 & \text{nahe an Multiplier 2,} \\ t_{2Ref} + \Delta_2 & \text{nahe an Multiplier 1.} \end{cases} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow T_{0Ref} &= \frac{t_{1TDCRef} + t_{2TDCRef}}{2}, \\ &= \begin{cases} \frac{1}{2}(t_{1Ref} - t_{2Ref}) + \Delta_1 & \text{nahe an Multiplier 2,} \\ \frac{1}{2}(t_{2Ref} - t_{1Ref}) + \Delta_2 & \text{nahe an Multiplier 1.} \end{cases} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Unser T_{0Ref} ist daher nur entlang der Szintillatoren des Hodoskopes konstant. Der Referenzszintillator wurde immer parallel wie in Bild 4.3 verschoben, damit

wir für einen Szintillator i des Hodoskopes mit immer der selben Auflösung des Triggers arbeiten.

Die Verhältnisse sind deutlich komplizierter als bei der Eichung des Referenzszintillators, da wir hier mit wechselndem t_{stop} auch unterschiedliche Genauigkeiten bei der Bestimmung von t_{stop} haben. Es wäre gut, wieder ein klar definiertes, konstantes T_0 zu haben, das von allen Zählern des Hodoskopes abgezogen werden kann. Die gemessene Zeit, die die TDC liefert bezeichnen wir für einen Szintillator i des Hodoskopes mit t_{iTDC} .

$$t_{iTDC} = t_{stop} - t_i, \quad (4.7)$$

$$= \begin{cases} t_{1Ref} + \Delta_1 - t_i & \text{nahe an Multiplier 2,} \\ t_{2Ref} + \Delta_2 - t_i & \text{nahe an Multiplier 1.} \end{cases} \quad (4.8)$$

Ziehen wir nun unser T_{0Ref} ab, so erhalten wir

$$t_{iTDC} - T_{0Ref} = \begin{cases} t_{1Ref} + \Delta_1 - t_i - \Delta_1 - \frac{t_{1Ref}}{2} + \frac{t_{2Ref}}{2}, \\ t_{2Ref} + \Delta_2 - t_i - \Delta_2 - \frac{t_{2Ref}}{2} + \frac{t_{1Ref}}{2}. \end{cases} \quad (4.9)$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{2}(t_{1Ref} + t_{2Ref}) - t_i & \text{nahe an 2,} \\ \frac{1}{2}(t_{1Ref} + t_{2Ref}) - t_i & \text{nahe an 1.} \end{cases} \quad (4.10)$$

Gleichung 4.10 liefert wieder das bekannte Ergebnis, daß sich wie in der Eichung des Referenzzählers das t_{stop} herauskürzt. Allerdings ist unser so definiertes T_{0Ref} **nicht** vergleichbar mit dem was in der Eichung mit einem externen Trigger erhalten wurde. Deshalb müssen wir die Time-Slewing Korrektur nicht auf unser T_{0Ref} , sondern auf $t_{iTDC} - T_{0Ref}$ anwenden.

4.4 Eichung des gesamten Hodoskopes

Wir können nun mit der Eichung des Hodoskopes beginnen. Dabei haben wir versucht, alle Szintillatoren des Hodoskopes gleich zu behandeln und gemeinsame Korrekturen anzuwenden.

4.4.1 Gemeinsame Timeslewing Korrektur

Die Time-Slewing-Korrektur (TS-Korrektur) wird gemeinsam für alle 76 Zähler positionsunabhängig durchgeführt. x ist der reziproke ADC-Wert, T_i bezeichnet die Differenz der TDC-Zeit vom Szintillator i des Hodoskopes dem $T_{0_{Ref}}$. Die Funktion f_{TS} ist die Time-Slewing-Gerade, die wir aus dem Fit in Bild 4.6 erhalten. Dies ist unsere gemeinsame Korrekturfunktion für alle 76 Zähler des Hodoskopes. $f_{T_{0_{TSRef}}}$ ist die allgemeine (positionsunabhängige) Time-Slewing-Korrektur-Gerade für das T_0 unseres Referenzszintillators. Die $p_1/p_{1_{Ref}}$ und $p_0/p_{0_{Ref}}$ bezeichnen die Steigung und den Achsenabschnitt der Time-Slewing-Geraden.

$$x := \frac{1}{ADC}. \quad (4.11)$$

$$T_i = t_{i_{TDC}} - T_{0_{Ref}}. \quad (4.12)$$

$$f_{TS}(x_i) = p_1 x_i + p_0 \text{ gemeinsame TS-Korrektur.} \quad (4.13)$$

$$f_{T_{0_{TSRef}}}(x_{Ref1,2}) = \frac{1}{2}(p_{1_{Ref}} x_{Ref1} + p_{0_{Ref}} + p_{1_{Ref}} x_{Ref2} + p_{0_{Ref}}). \quad (4.14)$$

Damit erhalten wir die voll mit Time-Slewing korrigierte Zeit $T_{i_{TS}}$:

$$T_{i_{TS}} := T_i - f_{TS}(x) - f_{T_{0_{TSRef}}}(x_{Ref1,2}). \quad (4.15)$$

Ziel ist die Bestimmung der Konstanten p_1 und p_0 , die für alle Zähler gleich sein sollen. Als erstes müssen dazu die ADC-Spektren auf ein gemeinsames Level gebracht werden. Trotz vorher erfolgter Einstellung der Spannung mit Hilfe der ADC-Spektren driften die Mittelwerte von Messung zu Messung immer noch um etwa ± 50 ADC-Counts, bei einem nominellen Wert von 300 ADC-Counts.

Der für Time-Slewing interessante Bereich sind niedrige Pulse, wo immer ein gutes Landau Spektrum zu erwarten ist, das nicht durch den Overflow des ADC's verzerrt wurde. Wir nehmen nun einen Szintillator (Nr. 1) als Referenz, und bestimmen mit einem Landaufit den Mittelwert. Daraus berechnen wir nun den ADC-Skalierungsfaktor F , um damit jedes Event in Szintillator i zu multiplizieren.

$$F := \frac{Mean_i}{Mean_1} \Rightarrow ADC_{i_{Event_j}}' = F \times ADC_{i_{Event_j}}. \quad (4.16)$$

Nach den ADC-Werten sind noch Meanwerte der Spektren von T_i abzugleichen. Dazu wird mit einem Gaußfit der Mittelwert bestimmt und von den Spektren abgezogen.

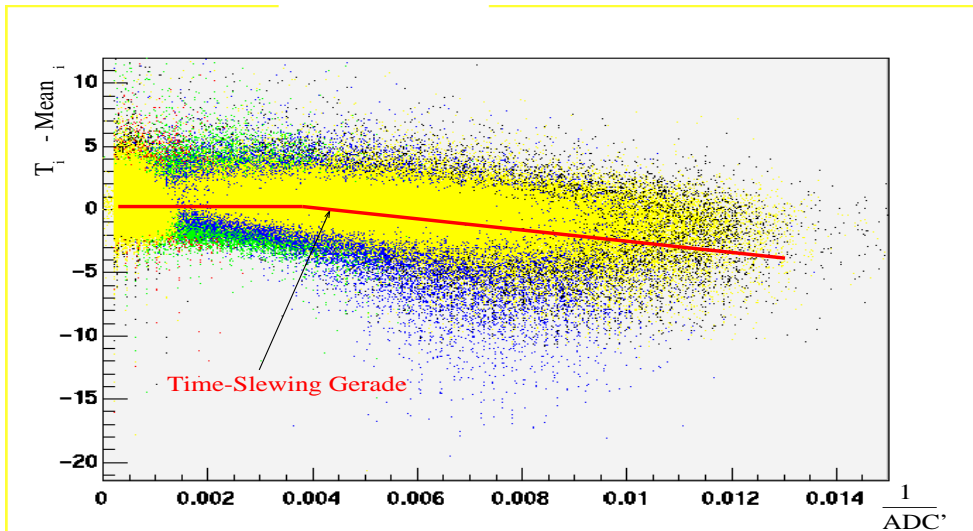


Abbildung 4.6: Gemeinsame Time-Slewing Korrektur

In Bild 4.6 ist die gemeinsame Korrektur dargestellt. Dies ist ein Scatterplot mit allen 76 Szintillatoren. Die 5 Meßpositionen sind durch Farben kodiert. Die Farben: Schwarz 0 *cm*, rot 58 *cm*, grün 115 *cm*, blau 173 *cm* und gelb 230 *cm* beschreiben die Position. Mit einer Farbe (z. B. gelb) sind immer zwei Positionen eingetragen, da wir zwei Lagen von Szintillatoren im Hodoskop haben, und damit neben Position x auch immer die gegenüberliegende Position ($230 \text{ cm} - x$) eingetragen haben.

Die daraus bestimmte Ausgleichsgerade wird nun als Time-Slewing-Korrektur für das Hodoskop benutzt. Bei großen Pulsen wird nicht korrigiert, da Time-Slewing hier keine Rolle mehr spielt.

4.4.2 Ausgleich der intrinsischen Laufzeitunterschiede

Unterschiede in den Kabellängen $\tau_{i_{Kabel}}$ führen zu einem stets konstanten Laufzeitunterschied zwischen den Photomultipliern. Um diese unerwünschten Laufzeitunterschiede zu eliminieren, wird in der Mittelposition (115 cm) der Mittelwert \overline{T}_i vom Spektrum T_i (Gl. 4.12) bestimmt und daraus die synchronisierte Zeit $T_{i_{sync}}$ gebildet.

$$T_{i_{sync}} = T_i + (\overline{T}_i - CONST). \quad (4.17)$$

Es ist ausreichend, die nicht mittels Time-Slewing korrigierte Zeit zu nehmen, da in der Mitte die Unterschiede vernachlässigbar klein sind, wie in Tabelle 4.2 und 4.3 zu sehen ist. Ab hier werde wir nur noch die synchronisierten Zeiten benutzen, um ein gemeinsames T_0 zu bestimmen.

4.5 Gemeinsames T_0 für alle Zähler

Nach Anwendung aller Korrekturen können wir nun unser T_0 bestimmen. Als T_0 nehmen wir die Summe von dem jeweils oberen Szintillator mit dem darunter liegenden, d.h. die Summe aus der linken und rechten Seite des Hodoskopes. Diese Summe sollte wegen der gleich großen Lichtlaufzeit konstant sein. T_{Links} bezeichnet die Summe der Verteilungen von $T_{i_{sync}}$ aller Szintillatoren der linken Seite des Hodoskopes (siehe Bild 4.3) und T_{Rechts} analog die Summe der rechten Seite.

$$T_{Links} = T_{i=\{1..38\}_{sync}}. \quad (4.18)$$

$$T_{Rechts} = T_{i=\{39..76\}_{sync}}. \quad (4.19)$$

$$T_0 = T_{Links} + T_{Rechts}. \quad (4.20)$$

Die Histogramme aller 76 Zähler sind addiert worden, um die folgenden Tabellen zu erhalten. In den Tabellen bezeichnet $\overline{T_0}$ den Mittelwert des T_0 Histogrammes und \mathfrak{R}_{T_0} dessen RMS (Root Mean Square). $\overline{T_{0_{Gau\beta}}}$ ist der Mittelwert, der mit einem Gaußfit an das T_0 -Histogramm erhalten wurde. σ_{T_0} ist das Sigma der Gaußkurve, die mit dem Fit erhalten wurde. Die Werte mit TS als Index bezeichnen das T_0 , das nach der an alle Zähler des Hodoskopes angewendete Time-Slewing-Korrektur erhalten wurde.

Trigger Pos	$\overline{T_0}$ in ns	\mathfrak{R}_{T_0} in ns	$\overline{T_{0Gauss}}$ in ns	σ_{T_0} in ns	$\overline{T_{0TS}}$ in ns	$\mathfrak{R}_{T_{0TS}}$ in ns	$\overline{T_{0TS Gauss}}$ in ns	$\sigma_{T_{0TS}}$ in ns
0 cm	19.27	1.31	19.30	1.09	19.58	1.21	19.58	0.99
58 cm	19.42	1.33	19.49	1.01	19.50	1.27	19.55	0.98
115 cm	19.56	1.14	19.52	0.90	19.57	1.12	19.52	0.90
173 cm	19.41	1.34	19.50	1.05	19.54	1.25	19.61	0.99
230 cm	19.24	1.23	19.27	1.15	19.56	1.17	19.55	1.01

Tabelle 4.1: $T_0 = T_{Links} + T_{Rechts}$ für die verschiedenen Triggerpositionen. Die Verteilungen von allen Szintillatoren wurden addiert.

Alternativ dazu kann man auch nur einen Szintillator benutzen, und mit einer Korrektur der Laufzeit des Lichtes im Szintillator ein T_0 bestimmen. Dieses T_0 ist am Rand die bessere Wahl, da wir dort nur eine kurze Lichtlaufzeit haben und nicht zusätzlich die Zeit von einem Szintillator addieren müssen, dessen Licht fast die gesamte Länge durchlaufen hat.

Unter der Voraussetzung, daß der Ort bekannt ist, erhält man folgende Werte für die linke bzw. rechte Seite des Hodoskopes.

Pos. rel. zu PM	$\overline{T_L}$ in ns	\mathfrak{R}_{T_L} in ns	$\overline{T_{LGauss}}$ in ns	σ_{T_L} in ns	$\overline{T_{LTS}}$ in ns	$\mathfrak{R}_{T_{LTS}}$ in ns	$\overline{T_{LTS Gauss}}$ in ns	$\sigma_{T_{LTS}}$ in ns
0 cm	27.55	1.13	27.51	0.90	27.55	1.13	27.51	0.90
58 cm	23.52	1.16	23.49	0.97	23.53	1.15	23.49	0.97
115 cm	19.54	1.39	19.55	1.20	19.56	1.36	19.55	1.19
173 cm	15.33	2.10	15.61	1.49	15.50	1.97	15.71	1.45
230 cm	10.97	2.07	11.19	1.64	11.58	1.82	11.73	1.45

Tabelle 4.2: T_{Links} für alle Szintillatoren des Hodoskopes, Summe der Verteilungen.

Trigger Pos.	$\overline{T_R}$ in ns	\mathfrak{R}_{T_R} in ns	$\overline{T_{RGauss}}$ in ns	σ_{T_R} in ns	$\overline{T_{RTS}}$ in ns	$\mathfrak{R}_{T_{RTS}}$ in ns	$\overline{T_{RTS Gauss}}$ in ns	$\sigma_{T_{RTS}}$ in ns
0 cm	27.56	1.09	27.52	0.88	27.57	1.09	27.52	0.88
58 cm	23.51	1.13	23.47	0.91	23.51	1.12	23.47	0.91
115 cm	19.58	1.42	19.57	1.15	19.59	1.40	19.56	1.15
173 cm	15.31	2.16	15.61	1.53	15.60	1.91	15.81	1.43
230 cm	10.96	1.98	11.13	1.62	11.56	1.69	11.67	1.42

Tabelle 4.3: T_{Rechts} für alle Szintillatoren des Hodoskopes, Summe der Verteilungen.

Auffällig ist, daß der RMS von T_L bzw. T_R zum Ende hin wieder besser wird! Die Time-Slewing-Korrektur verstärkt diesen Effekt sogar. Dies steht im Widerspruch zu den Ergebnissen, die wir aus der Eichung des Referenzszintillators gewonnen haben, wo die Zeitauflösung kontinuierlich abgenommen hat. Der einzige Unterschied liegt in der zweiseitigen Auslese, die offenbar für die Unterschied verantwortlich ist.

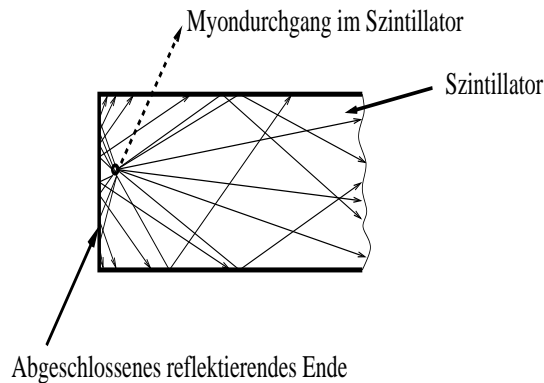


Abbildung 4.7: Szintillator mit reflektierendem Ende. Die am Photomultiplier auftreffende Lichtmenge wird erhöht, was zu einer steileren Anstiegsflanke des Spannungspulses am Ausgang des Photomultipliers führt.

Bild 4.7 zeigt einen Szintillator des Hodoskopes. Am Ende wird die Lichtmenge durch den reflektierenden Abschluß erhöht. Die Abschwächung durch den Lichtweg wird erst ab ca. 1 m bei organischen Szintillatoren relevant. Das Licht, das aktiv zum Timing beitragen kann, wird daher zum Ende hin wegen der veränderten Geometrie mehr, und die Diskriminatorschwelle schneller erreicht. Durch die steilere Anstiegsflanke vermindert sich die Unsicherheit, wann genügend Photonen den Photomultiplier erreicht haben, um die Diskriminatorschwelle zu überschreiten.

4.6 Bestimmung des Bereiches der höchsten Auflösung

Um den optimalen Bereich zu bestimmen, tragen wir wieder wie bei der Referenzszintillatoreichung den RMS von $T_0 = T_{Links} + T_{Rechts}$, T_{Links} und T_{Rechts} gegen den Ort auf.

Die Kurven in Bild 4.8 sind die Resultate von einem Fit mit einem Polynom dritter bzw. für T_0 vierter Ordnung. Das RMS des Referenzszintillators ist hierbei noch nicht abgezogen worden. Dies hat für die Bestimmung des Bereiches ohnehin keinen Einfluß, da wir über alle Zähler (und damit auch über die ganze Länge des Referenzszintillators) gemittelt haben.

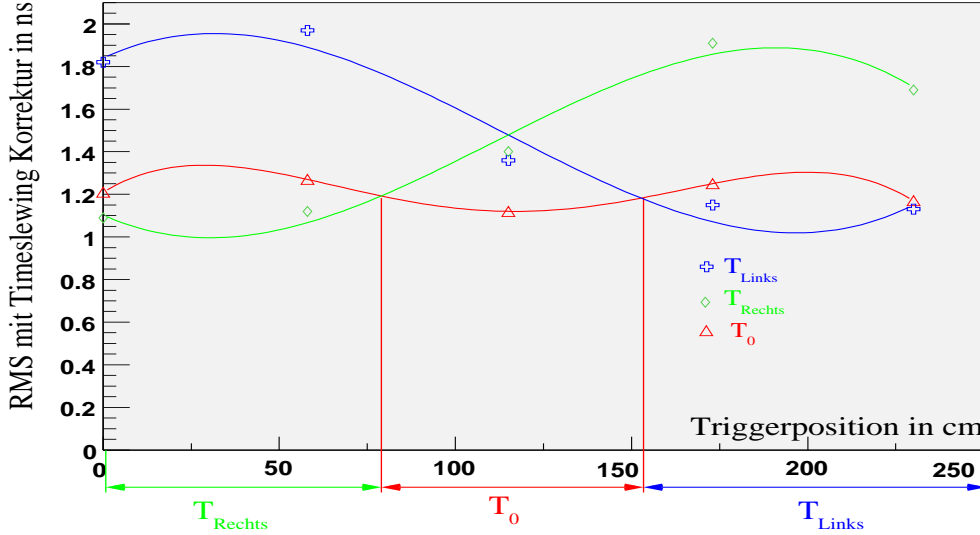


Abbildung 4.8: Die Zeitauflösung des Hodoskopes, gemittelt über alle Zähler.

Im Bild 4.8 sind unten die Bereiche markiert, wo es am günstigsten ist T_{Rechts} , T_0 oder T_{Links} zu benutzen. Wir erhalten daraus

$$\begin{aligned}
 0\text{cm} &< T_{Rechts} < 78\text{cm}, \\
 78\text{cm} &\leq T_0 < 153\text{cm}, \\
 153\text{cm} &\leq T_{Links} < 230\text{cm}.
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

Wenn wir nun in diesen Bereichen das jeweils beste T nehmen, so können wir damit unseren optimalen Zeitnullpunkt $T_{0\text{Hodoskop}}$ bestimmen. Wenn wir nun die Zeitverteilungen (T_{Links} , T_{Rechts} und T_0) aller Zähler addieren und dabei abhängig von der Position das jeweils beste nehmen und dies für alle Positionen machen, so erhalten wir Bild 4.9.

Wir erhalten nach Anwendung aller Korrekturen (TS, Synchronisation, Lichtlaufzeitkorrektur, ...) den RMS der Verteilung mit der optimierten Wahl der Zeiten $\mathfrak{R}_{Optimum} = 1.12\text{ ns}$. Davon muß nun noch die Zeitauflösung \mathfrak{R}_{RefSz} des Referenzszintillators quadratisch abgezogen werden, um die Hodoskopauflösung $\mathfrak{R}_{Hodoskop}$ zu erhalten.

$$\mathfrak{R}_{Hodoskop}^2 = \mathfrak{R}_{Optimum}^2 - \mathfrak{R}_{RefSz}^2 \tag{4.22}$$

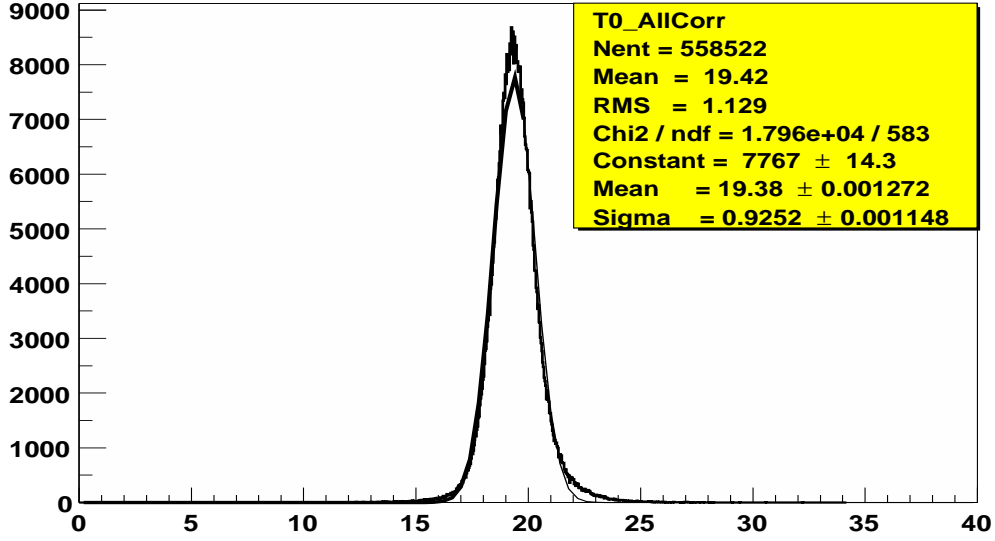


Abbildung 4.9: $T_{0_{Hodoskop}}$ mit dem für jeden Ort besten T .

Die mittlere Auflösung des Eichzählers \mathfrak{R}_{RefSz} bestimmen wir aus unserer vorhergehenden Eichung des Referenzszintillators. Dazu berechnen wir das quadratische Mittel aus den Werten $\mathfrak{R}_{T_{0_{TS}}}$ (siehe Tabelle 3.2) für die verschiedenen Positionen aus der Eichung des Referenzszintillators. Wir bezeichnen mit $\mathfrak{R}_{Ref\ x\ cm}$ das an der Triggerposition bei $x\ cm$ erhaltene $\mathfrak{R}_{T_{0_{TS}}}$. Wir benutzen dabei die time-slewing-korrigierten Werte, da diese Korrektur auch in der Hodoskopeichung auf unseren Eichszintillator angewendet wird.

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}_{TS} &= \frac{1}{\sqrt{5}} \sqrt{\mathfrak{R}_{Ref0cm}^2 + \mathfrak{R}_{Ref80cm}^2 + \mathfrak{R}_{Ref115cm}^2 + \mathfrak{R}_{Ref150cm}^2 + \mathfrak{R}_{Ref200cm}^2} \\ &= 0.94\ ns.\end{aligned}$$

Davon muß nun noch die Ungenauigkeit der kleinen Triggerzähler, die bei der Eichung verwendet wurden, quadratisch abgezogen werden. Wir erhalten daraus die reine Auflösung $\mathfrak{R}_{TS_{True}}$ des Referenzszintillators.

$$\Rightarrow \mathfrak{R}_{TS_{True}} = 0.93\ ns. \quad (4.23)$$

Mit dieser Methode erhalten wir eine Hodoskopauflösung von

$$\boxed{\mathfrak{R}_{Hodoskop} = 0.62\ ns.}$$

4.7 Eichung eines Teiles des Hodoskopes

Um die Güte unserer Eichung zu bestimmen, führen wir nun die Eichung mit nur acht Szintillatoren durch, die in der Mitte des Referenzszintillators gelegen haben. Damit läßt sich abschätzen wie gut unsere Mittelung über alle Szintillatoren des Hodoskopes wirklich ist. Wir haben die ADC- und TDC-Spektren nochmals untersucht, um sicher zu gehen, daß kein schlechter Szintillator (hoher RMS bei TDC-Spektrum im Vergleich zu anderen oder fehlendes Landau Spektrum im ADC) dabei war.

Wir können nun wieder mit derselben Strategie wie im vorhergehenden Kapitel die Szintillatoren synchronisieren, mit Time-Slewing korrigieren und die Lichtlaufzeitkorrektur für die acht Szintillatoren gemeinsam bestimmen. Wenn wir wieder die 8 Spektren addieren, so erhalten wir die Verteilungen für T_0 , T_{Links} und T_{Rechts} . Dieses Mal sind die Werte deutlich besser, da die Szintillatoren in der Mitte des Referenzszintillators gelegen haben. Dort ist die Auflösung am höchsten, und wir sehen dort am besten, ob die Mittelung wirklich gerechtfertigt war.

Trigger Pos.	$\overline{T_0}$ in ns	\mathfrak{R}_{T_0} in ns	$\overline{T_{0_{Gau\beta}}}$ in ns	σ_{T_0} in ns	$\overline{T_{0_{TS}}}$ in ns	$\mathfrak{R}_{T_{0_{TS}}}$ in ns	$\overline{T_{0_{TS_{Gau\beta}}}}$ in ns	$\sigma_{T_{0_{TS}}}$ in ns
0 cm	19.25	1.07	19.36	0.90	19.54	0.99	19.62	0.83
58 cm	19.35	1.28	19.54	0.87	19.49	1.19	19.65	0.83
115 cm	19.44	0.87	19.45	0.75	19.44	0.83	19.44	0.75
173 cm	19.39	1.17	19.52	0.83	19.50	1.09	19.61	0.80
230 cm	19.27	1.04	19.34	0.87	19.49	0.95	19.53	0.82

Tabelle 4.4: $T_0 = T_{Links} + T_{Rechts}$ für die verschiedenen Triggerpositionen. Diesmal wurden nur die Verteilungen von acht Szintillatoren addiert, die in der Mitte des Referenzszintillators lagen.

Pos. rel. zu PM	$\overline{T_L}$ in ns	\mathfrak{R}_{T_L} in ns	$\overline{T_{L_{Gau\beta}}}$ in ns	σ_{T_L} in ns	$\overline{T_{L_{TS}}}$ in ns	$\mathfrak{R}_{T_{L_{TS}}}$ in ns	$\overline{T_{L_{TS_{Gau\beta}}}}$ in ns	$\sigma_{T_{L_{TS}}}$ in ns
0 cm	27.49	0.86	25.50	0.76	27.49	0.85	27.50	0.76
58 cm	23.50	0.98	23.51	0.80	23.51	0.96	23.51	0.80
115 cm	19.43	1.16	19.46	1.01	19.43	1.13	19.45	1.01
173 cm	15.20	2.27	15.66	1.41	15.47	2.11	15.86	1.32
230 cm	10.97	1.96	11.25	1.46	11.55	1.72	11.77	1.33

Tabelle 4.5: T_{Links} für 8 Szintillatoren in der Mitte des Referenzszintillators.

Trigger Pos.	\overline{T}_R in ns	\mathfrak{R}_{T_R} in ns	$\overline{T}_{R_{Gau\beta}}$ in ns	σ_{T_R} in ns	$\overline{T}_{R_{TS}}$ in ns	$\mathfrak{R}_{T_{R_{TS}}}$ in ns	$\overline{T}_{R_{TS_{Gau\beta}}}$ in ns	$\sigma_{T_{R_{TS}}}$ in ns
0 cm	27.54	0.77	27.54	0.66	27.54	0.76	27.54	0.66
58 cm	23.51	0.90	23.52	0.75	23.52	0.89	23.51	0.75
115 cm	19.45	1.10	19.49	0.95	19.45	1.08	19.47	0.96
173 cm	15.28	2.00	15.62	1.30	15.49	1.84	15.77	1.25
230 cm	11.05	1.76	11.29	1.30	11.50	1.53	11.64	1.21

Tabelle 4.6: T_{Rechts} für acht Szintillatoren in der Mitte des Referenzszintillators.

Wir können nun aus den Tabellen 4.4, 4.6 und 4.5 das $\mathfrak{R}_{T_{0_{TS}}}$, $\mathfrak{R}_{T_{R_{TS}}}$ und $\mathfrak{R}_{T_{L_{TS}}}$ wieder gegen den Ort auftragen. In Bild 4.10 sind diese Werte eingetragen. Wieder können wir mit einem Polynom 3. Ordnung den Verlauf von $\mathfrak{R}_{T_{R_{TS}}}$ und $\mathfrak{R}_{T_{L_{TS}}}$ und mit einem Polynom 4. Ordnung Verlauf von $\mathfrak{R}_{T_{0_{TS}}}$ fitten.

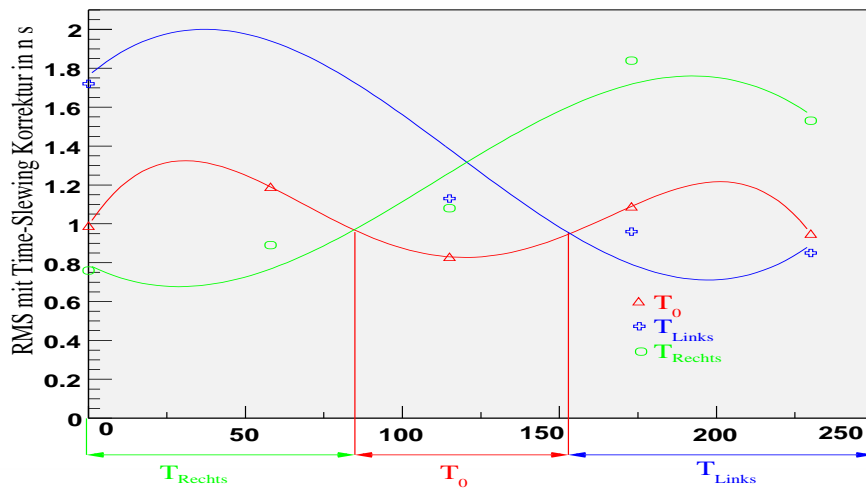


Abbildung 4.10: Bestimmung des besten Bereiches mit acht Szintillatoren, die in der Mitte des Referenzszintillators gelegen haben.

Wir sehen in Bild 4.10, daß der RMS deutlich besser als bei der Mittelung der 76 Zähler ist. Das ist hauptsächlich auf die bessere Auflösung des Referenzszintillators zurückzuführen.

Wir können nun wieder die Bereiche mit dem besten T bestimmen.

$$\begin{aligned} 0\text{cm} &< T_{\text{Rechts}} < 83\text{ cm}. \\ 83\text{cm} &\leq T_0 < 153\text{ cm}. \\ 153\text{cm} &\leq T_{\text{Links}} < 230\text{ cm}. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Die so bestimmten Grenzen stimmen gut mit den vorher bestimmten überein. Die Abweichung von 5 cm bei T_{Rechts} liegt daran, daß der Fit die Schwankung des RMS überschätzt. Wir können das beste T nehmen und die Verteilungen für die acht Szintillatoren addieren, und dies für jede Position wiederholen. In Bild 4.11 ist die Verteilung aller Positionen für acht Zähler gezeigt. Das RMS beträgt nun 0.86 ns .

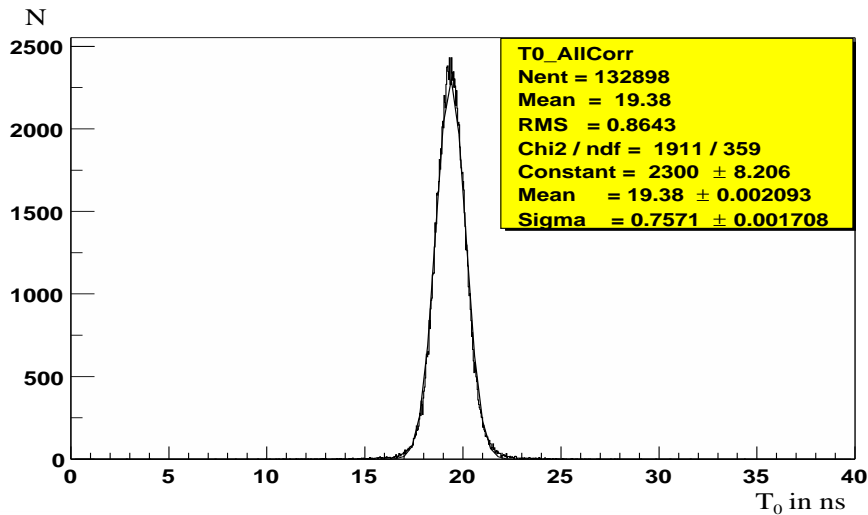


Abbildung 4.11: Optimales T mit den acht Szintillatoren in der Mitte des Referenzszintillators (für alle Positionen).

Wir müssen nun noch die Auflösung in der Mitte des Referenzszintillators quadratisch abziehen. Die time-slewing-korrigierte Auflösung des Referenzszintillators liegt bei ca. 0.60 ns (Triggerzähler bereits quadratisch abgezogen). Sie ist etwas größer als genau in der Mitte, da wir die Ortsunsicherheit von $\pm 20\text{ cm}$ bei den acht Zählern berücksichtigen müssen. Damit erhalten wir die Auflösung $\mathcal{R}_{\text{Hodoskop}_{8\text{ Zähler}}}$ über die Position gemittelt, von

$$\mathcal{R}_{\text{Hodoskop}_{8\text{ Zähler}}} = 0.61\text{ ns}.$$

Diese Auflösung ist praktisch identisch mit der gesamten für alle 76 Zähler. Wir können fast ohne Verlust von Genauigkeit auf alle Zähler des Hodoskopes die Korrekturen auf alle Zähler in gleicher Weise anwenden.

4.8 Positionsbestimmung

Bisher sind wir davon ausgegangen, daß wir die Position des Myondurchganges kennen. Dies ist nicht unbedingt der Fall: Obwohl aus der Myonkammer die Spur rekonstruiert werden kann, ist eine Abschätzung des Ortes für ein verbessertes $T_{0_{Hodoskop}}$ sinnvoll. Eine positionsabhängige Korrektur ist z. B. die Verschiebung des Mittelwertes von T_0 auf einen konstanten Wert entlang aller Szintillatoren. Die Korrektur ist klein (ca. 100 ps), und nur schwach ortsabhängig, weshalb eine Kenntnis des Ortes von $\pm 10 \text{ cm}$ ausreichend ist. x ist die geschätzte Position, p_1 und p_0 sind die Steigung und Achsenabschnitt der Gerade. Die Parameter der Gerade erhält man durch Auftragen der Mittelwerte von $T_{Links} - T_{Rechts}$ gegen die Position. Damit erhalten wir die Funktion für den Ort $Pos(T_{Links} - T_{Rechts})$.

$$Pos(T_{Links} - T_{Rechts}) \approx p_1(T_{Links} - T_{Rechts}) + p_0. \quad (4.25)$$

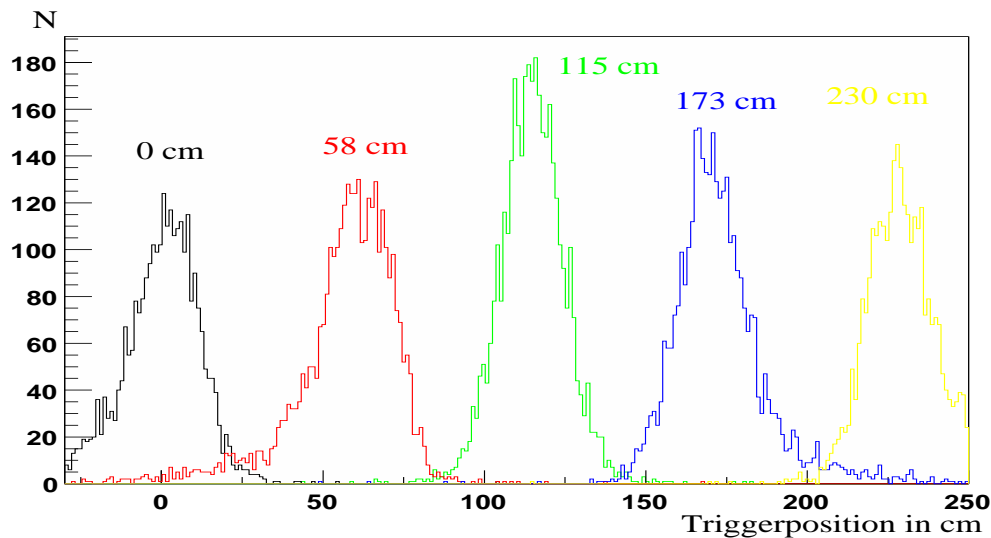


Abbildung 4.12: Berechnete Position aus $T_{Links} - T_{Rechts}$

In Bild 4.12 ist die berechnete Position für einen Szintillator gezeigt. Das σ der Ortsbestimmung ist praktisch konstant bei 10 cm entlang des ganzen Szintillators. Die Time-Slewing-Korrektur ist ohnehin positionsunabhängig. Eine zweite Synchronisation der Zähler außer in der Mitte könnte noch etwas zur Verbesserung der Auflösung beitragen. In Bild 4.13 ist die Verschiebung von $T_{0_{Hodoskop}}$

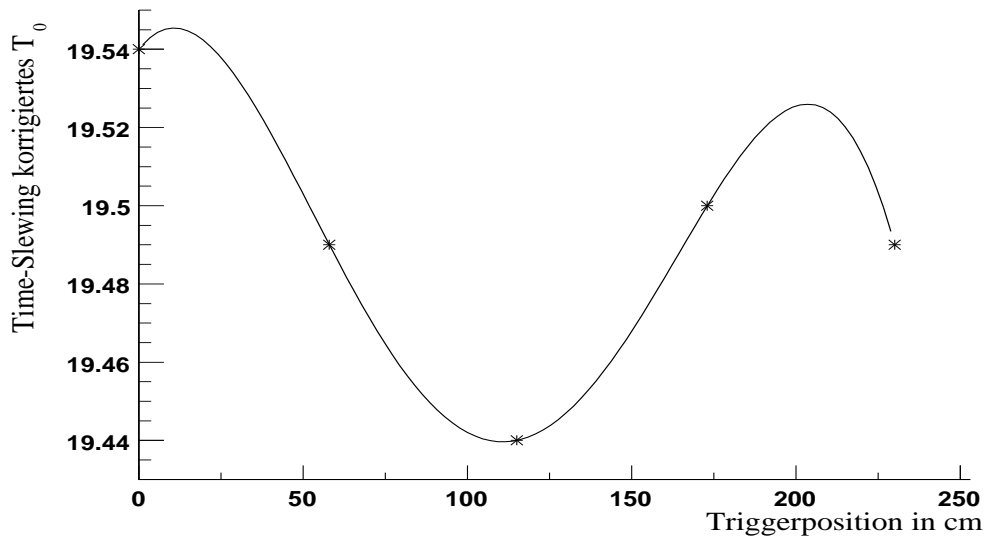


Abbildung 4.13: Systematische Verschiebung des Mittelwertes von T_0

an den time-slewing-korrigierten Mittelwerten der acht Zähler des Hodoskopes gezeigt. Um $T_{0\text{Hodoskop}}$ im Rahmen der Meßgenauigkeit zu einer Konstanten zu machen, kann mit einem Polynom vierter Ordnung (abhängig vom berechneten Ort) korrigiert werden.

4.9 Zusammenfassung

Wir haben das Hodoskop auf zwei Arten geeicht: Zum einen indem wir über alle Zähler gemittelt haben und deren Verteilungen einfach addierten. Zum anderen haben wir nur einen kleinen Bereich in der hochauflösenden Region des Referenzszintillators benutzt, um zu sehen wie gut die Mittelung wirklich ist. Beide Male ergibt sich eine mittlere Auflösung von etwa 0.62 ns . Die geforderte Auflösung von $< 1\text{ ns}$ wurde mit relativ einfachen globalen Korrekturen erreicht, was offenbar völlig ausreichend war. Verbesserungen wären sicher noch mit individuellen Time-Slewing-Korrekturen für jeden einzelnen Szintillator möglich.

Kapitel 5

Das Alignierungssystem für den Teststand

Wichtigstes Ziel unseres Höhenstrahltestandes ist die Vermessung der Drahtpositionen von Myonkammern die am MPI¹ produziert wurden. Die Drahtposition sollte bis auf $7 \mu m$ mit kosmischen Myonen bestimmt werden. Wenn sich während der Messung die Teststandgeometrie verändert, so wirkt sich das auf die erreichbare Genauigkeit aus. Um Veränderungen der Abstände der Kammern untereinander messen zu können, benötigen wir ein Alignierungssystem, das die Lage der Kammern zueinander sowie horizontale Verschiebungen senkrecht zum Draht präzise bestimmen kann. Es wird eingesetzt, um zu sehen, ob sich während der Meßzeit der Aufbau zu stark verschoben hat.

Das System soll berührungslos messen, robust und schnell aufzubauen sein. Diese Anforderungen vereint ein kapazitiv arbeitender Sensor optimal. Derartige Sensoren werden schon seit Jahren industriell gefertigt. Wir entschieden uns für ein System von Capacitec[®] mit 8 Abstandssensoren, die Distanzen im sub- μm -Bereich zuverlässig erfassen können. Der Aufbau beschränkt sich auf die Messung der Position der oberen Referenzkammer relativ zu der zu testenden Kammer. Auf die zu testende Kammer muß lediglich eine geerdete Metallplatte in definiertem Zustand angebracht werden, ohne eine neue Eichung anfertigen zu müssen. Meine Aufgabe bestand nun darin, die Sensoren nicht nur in der vom Hersteller vorgesehenen Anwendung zur Messung von vertikalen Distanzen einzusetzen, sondern auch eine horizontale Auflösung im Mikrometerbereich zu erreichen. Dies wird durch eine Metallstufe realisiert, wodurch sich bei horizontalen Verschiebungen die Kapazität und damit die Anzeige definiert ändert. Die Sensoren müssen dazu neu geeicht werden. Ich habe für diesen Zweck einen Eichstand konstruiert, der mechanisch stabil und präzise genug ist, Verschiebungen auf Mikrometerebene reproduzierbar einzustellen.

¹Max-Planck-Institut

5.1 Einbau im Höhenstrahlteststand

Der Teststand befindet sich im Aufbau, daher sind noch keine Daten davon verfügbar. Geplant ist der Einbau wie folgt:

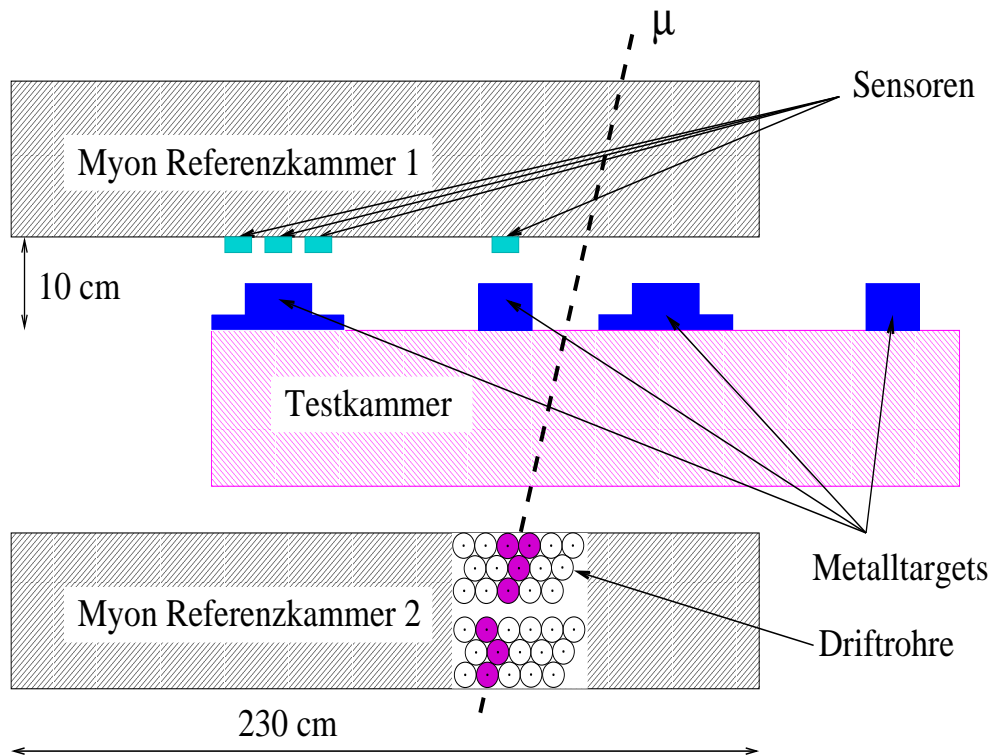


Abbildung 5.1: Anordnung der Sensoren im Teststand.

In Bild 5.1 ist im Querschnitt die endgültige Einbauposition zu sehen. Die Testkammer wird jeweils um $1/4$ nach links bzw. rechts verschoben, und in dieser Stellung die Drahtposition bestimmt. Dieses Vorgehen ist notwendig, da sonst am Rand die Winkelakzeptanz gegen Null gehen würde und dort keine Bestimmung der Drahtposition möglich wäre. Wegen der häufigen Wechsel der Positionen ist ein einfach handhabbares System von Sensoren unabdingbar. Real vorhanden ist bisher lediglich eine Referenzkammer, die noch nicht in den Teststand eingebaut worden ist.

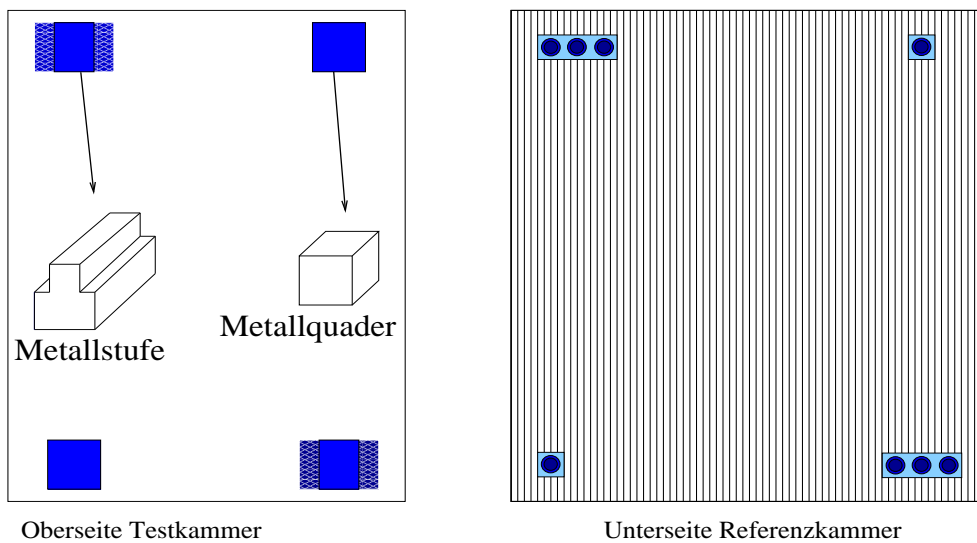


Abbildung 5.2: Draufsicht auf die Ober-/Unterseite von Test-/Referenzkammer.

5.2 Funktionsweise der Sensoren

In Bild 5.3 ist der Querschnitt sowie die Draufsicht auf einen Sensor gezeigt. Der Sensor besteht aus Stahl und ist in ein Dielektrikum eingebettet. Der Sensor wird von einem Guard-Ring umschlossen.

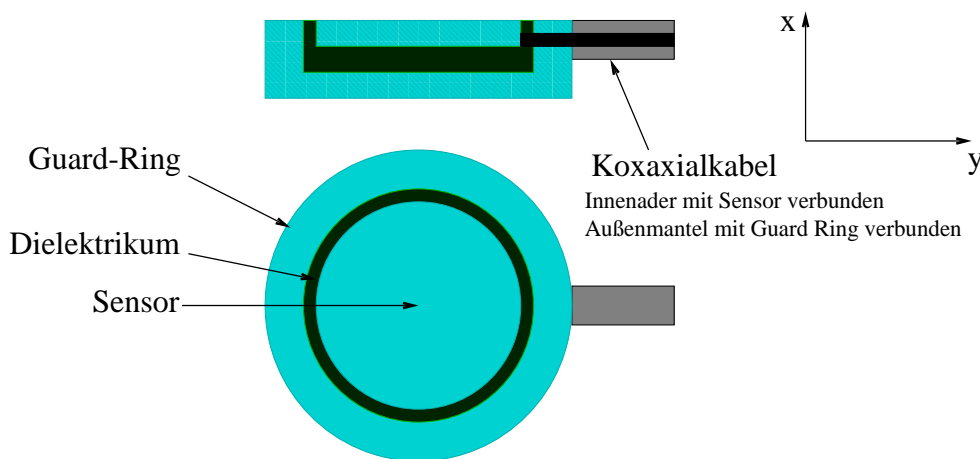


Abbildung 5.3: Querschnitt durch einen Sensor und Draufsicht.

Dieser Ring erfüllt vor allem zwei Aufgaben:

- Verbesserung der Homogenität des Sensorfeldes,
- Abschirmung gegen die Rückseite des Sensors.

Durch die Abschirmung ist der Sensor nur noch in der positiven x-Richtung empfindlich. Alle leitenden Materialien, zu denen der Sensor eine Kapazität aufbauen könnte, werden in negativer x-Richtung durch den Guard-Ring abgeschirmt.

Um den Abstand zu einer leitenden geerdeten Platte mit dem Sensor zu messen, wird die Kapazität des Sensors relativ zum Target bestimmt. Erinnern wir uns an die Definition der Kapazität C :

$$C = \frac{Q}{U}. \quad (5.1)$$

Q ist die Ladung des Systems und U die Potentialdifferenz. Wenn die Platte die Ladung Q und der Sensor $-Q$ trägt, so führt das auf die wohlbekannte Plattenkondensatorformel. Sie ist für unseren Sensor (Bild 5.4) nur begrenzt erfüllt, da bei Abständen von 1-10 mm und einem Sensordurchmesser von 9.54 mm die Annahme eines homogenen Feldes nicht mehr erfüllt ist. Aus diesem Grund besitzt

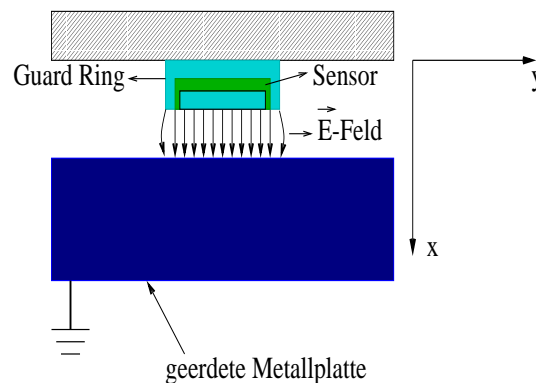


Abbildung 5.4: Verbesserung der Homogenität des E-Feldes durch den Guard-Ring.

der Sensor zur Verbesserung der Homogenität einen sogenannten Guard-Ring. Dadurch wird die effektive Sensorfläche vergrößert und Randeffekte, welche die Inhomogenitäten verursachen, auf den Ring verlagert.

Die Kapazität wird über den Blindwiderstand (auch Reaktanz genannt) bestimmt. Dazu werden Sensor und Guard-Ring mit einer Wechselspannung von 16 kHz gleichphasig betrieben.

$$X_C = \frac{1}{\omega C}. \quad (5.2)$$

Der Guard-Ring wird mit einer höheren Spannung (8 V Amplitude) betrieben als der Sensor. Die Messung der Spannung des Sensors ist nicht trivial, da sie durch die Kapazität des Oszilloskop-Meßkopfes bereits so stark verändert wird, daß eine Aussage darüber nicht mehr möglich ist. Weitergehende Informationen über die interne Funktionsweise des Sensors und der Elektronik sind vom Hersteller wegen seiner restriktiven Informationspolitik leider nicht erhältlich. Nicht ohne Grund ist Capacitec Marktführer auf dem Gebiet der kapazitiv arbeitenden Wegaufnehmer.

Die Reaktanz wird in eine dazu proportionale Spannung umgewandelt und linearisiert. Sie kann mit einem Multimeters gemessen und elektronisch weiterverarbeitet werden. Die Spannung ist proportional zum Abstand:

$$U \propto \frac{1}{\omega C} = \frac{d}{\omega \epsilon_0 A}. \quad (5.3)$$

5.3 Empfindlichkeit einer Stufe

Um auch horizontale Verschiebungen erfassen zu können, verwenden wir eine Stufe. Dadurch verändert sich die Kapazität auch bei horizontalen Verschiebungen. Um die horizontale Empfindlichkeit abzuschätzen, haben wir ein einfaches Modell mit einem Plattenkondensator entwickelt.

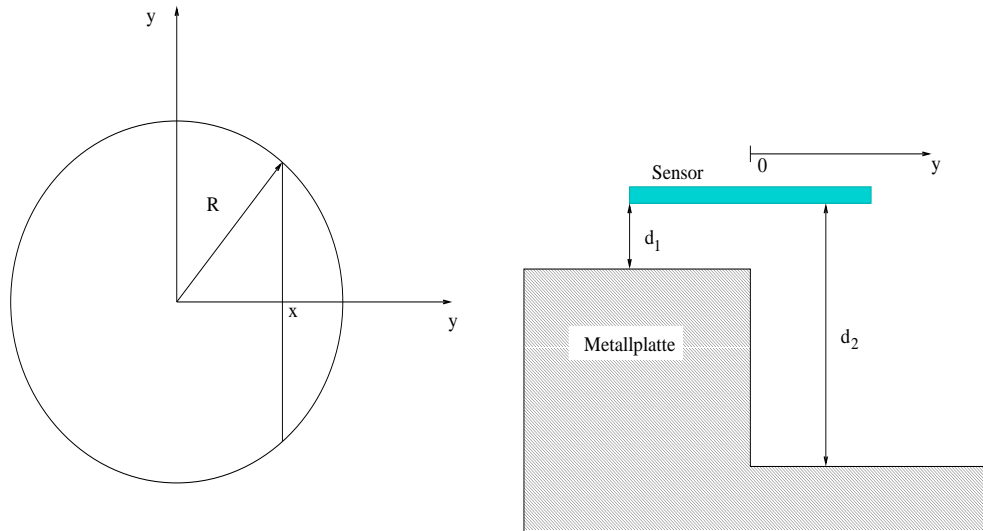


Abbildung 5.5: Sensor mit Stufe

Die Kapazität ergibt sich aus der Parallelschaltung von zwei Kondensatoren mit dem Abstand d_1, d_2 und der jeweiligen Fläche (s. Bild 5.5).

$$C_{Gesamt} = C(d_1, A_1) + C(d_2, A_2). \quad (5.4)$$

Bei einer Verschiebung um y , ändert sich die Fläche, die wir nun berechnen wollen.

$$\begin{aligned} A(x) &= 2 \int_0^y \sqrt{R^2 - y'} \, dy', \\ &= y \sqrt{R^2 - y^2} + R^2 \arcsin \frac{y}{R}. \\ A_1 &= \frac{\pi}{2} R^2 - A(y). \\ A_2 &= \frac{\pi}{2} R^2 + A(y). \\ \Rightarrow C_{Gesamt} &= \epsilon_0 \left\{ \frac{\pi}{2} R^2 \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \left(y \sqrt{R^2 - y^2} + R^2 \arcsin \frac{y}{R} \right) \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_1} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Die vertikale Empfindlichkeit ($\frac{d\frac{1}{\sigma}}{dx}$) ist in diesem Modell leider stark den verwendeten Abständen $d1$ und $d2$ abhängig, und erlaubt keine zuverlässige Abschätzung der Auflösung.

5.4 Der Eichstand

5.4.1 Aufbau

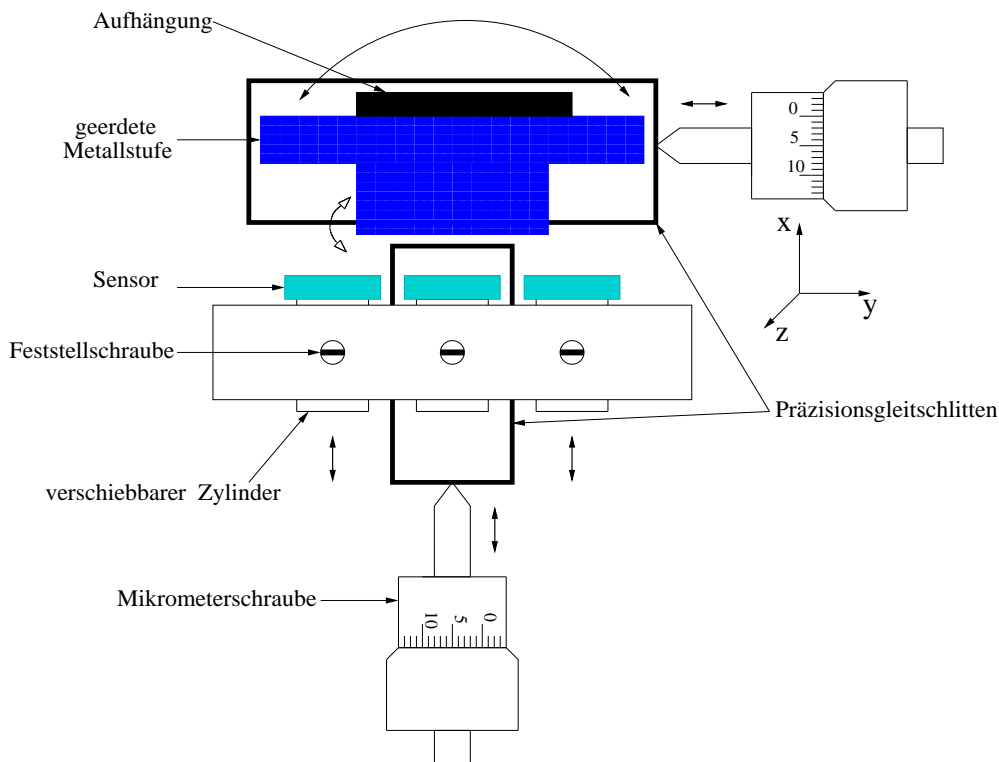


Abbildung 5.6: Aufbau des Eichstandes.

In Bild 5.6 ist der Eichstand schematisch dargestellt. Die Sensoren können auf den Präzisionsgleitschlitten in der x - y -Ebene unabhängig voneinander mit einer Mikrometerschraube bis auf $\pm 1\mu m$ bewegt werden. Das Target ist eine polierte Stahlstufe, deren Oberfläche auf Mikrometer genau geschliffen wurde. Die Oberflächenrauheit ist kleiner als $10\mu m$, da aber der Sensor über die für ihn sichtbare Fläche (ca. 71 mm^2) mittelt, ist diese Rauigkeit vollkommen ausreichend. Jeder Sensor kann in y -Richtung unabhängig justiert werden. Die Metallplatte wird mit der Aufhängung um die x/z -Achse rotiert. Damit ist es möglich, die Oberfläche des Targets genau parallel zur Sensoroberfläche und zur Gleitrichtung des Schlittens in y -Richtung einzustellen.

5.4.2 Justierung des Eichstandes

Wir haben eine Sensorplatte mit drei Sensoren, und eine Metallstufe deren Stirnfläche parallel zur Sensorfläche justiert werden muß. Zusätzlich sollten die drei Sensoren in einer Ebene liegen, um die Anzeigen vergleichen zu können. Um die Sensoren im Eichstand in einen definierten Zustand zu bringen, sind folgende Schritte notwendig:

1. Target an Aufhängung befestigen.
2. Sensorplatte anschrauben
3. Target um z-Achse drehen, bis 45° verkippt
4. Nun den den äußeren Sensor auf die Kante des Targets fahren
5. Der Spalt Targetkante/Sensor wird von hinten beleuchtet. Es ist nun möglich das Target in einer Achse auf auf ca. $50\mu m$ parallel zu justieren (mit der Schraube für die y-Achse an der Aufhängung). Dabei muß beachtet werden, daß der Sensor höher als der Guardring ist. Diese Schraube wird ab jetzt nicht mehr verändert.
6. Die Sensoren an die Amplifierkarten anschliessen und einschalten.
7. Durch Verschieben in y-Richtung mit der Mikrometerschraube und Nachjustieren mit der Aufhängung die Platte um die z-Achse parallel stellen. $20\mu m$ Verkipfung auf $1mm$ ist ausreichend.
8. Die Verstärkerkarte ausschalten.
9. Die Schrauben an den Zylindern der Sensorhalterung lockern und etwas herausziehen.
10. Mit einem Abstandsmaß (ca. 5mm dick) die Sensoren auf die Metallplatte leicht andrücken und feststellen.
11. Die Verstärkerkarte wieder einschalten.
12. Einen Sensor auf Parallelität testen und gegebenenfalls noch feinjustieren. $2\mu m$ Verkipfung auf 20 mm (entlang der y-Achse) sollten nun erreicht werden.
13. Den nun fertig justierten Sensor als Refernz für die Höheneinstellung der beiden anderen verwenden. Ca. 1 mm an die Platte heranfahren und die Spannung an diesem Kanal messen.
14. Die beiden anderen Sensoren an dieselbe Stelle fahren (y-Achse) und dort an demselben Amplifier die Spannung messen. Den Zylinder mit dem Sensor solange verschieben, bis dieselbe Spannung angezeigt wird.

Die Stirnfläche der Sensoren ist nun parallel zur Laufrichtung des Gleitschlittens in y-Richtung. Die Platte kann nun immer noch eine Verkippung aufweisen, die während der Eichung konstant bleibt. Eine Verkippung von 0.23° ($\hat{=}$ 0.1 mm auf 25 mm) führt zu keiner Änderung der Empfindlichkeit, wie meine Messungen mit dem gekippten Sensor zeigen werden.

Die Einstellung eines definierten Nullpunktes in x-Richtung besteht lediglich aus dem Einbringen eines Abstandsmaßes. Die Sensoren werden solange (bei ausgeschaltetem Amplifier !) auf das Target mit dem Abstandsmaß gefahren, bis sie dieses berühren. Die Berührung stellt sich als leichter Widerstand beim Drehen der Mikrometerschraube dar. Alternativ kann mit einem Multimeter der elektrische Kontakt zur Definition eines Nullpunktes benutzt werden (Wiederholgenauigkeit $\pm 50\mu m$).

5.5 Auslese der Sensoren

Die Verstärkerkarten erzeugen eine zum Abstand proportionale Spannung, die mit dem Computer automatisiert ausgelesen wird. Wir benutzen dazu ein Multimeter (Keithly 2000) mit einer RS232-Schnittstelle, das von einem PC angesteuert werden kann. Ich habe in C++ eine Klasse geschrieben, die die Steuerung der Schnittstelle und des Multimeters übernimmt. Da beim Drehen der Mikrometerschrauben sich leicht Ablesefehler einschleichen, habe ich mit Kdevelop und Qt eine graphische Oberfläche unter Linux implementiert. Damit können die Daten direkt mit den Klassen von ROOT visualisiert werden und eventuelle Fehler in den Daten “on the fly” korrigiert werden.

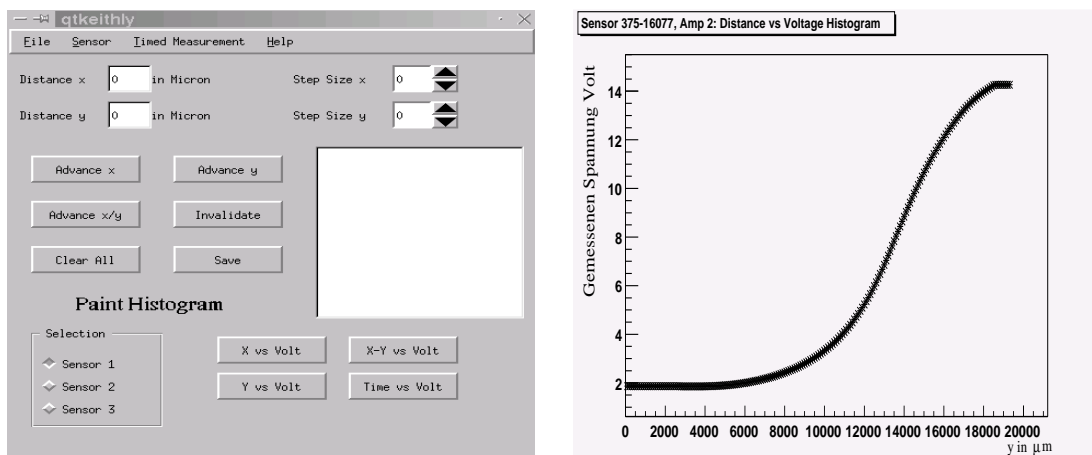


Abbildung 5.7: Screenshot des Ausleseprogramms.

5.6 Genauigkeit und Auflösung

5.6.1 Auflösung des Multimeters

Die Amplifierkarten geben eine Spannung von 0-10 V aus. Das entspricht einem Bereich von etwa 0-10 mm. Wenn wir μm messen wollen, so muß das Multimeter eine Genauigkeit besser als $1mV$ besitzen. Der Hersteller spezifiziert sein Gerät mit $10\mu V$ Auflösung im Bereich von 0-10 V. Um diese Angaben zu testen, wurde eine Autobatterie als sehr konstante Spannungsquelle an einen Spannungsteiler angeschlossen und die Spannungen gemessen. Über einen Zeitraum von 100 Minuten fiel die Spannung um $0.23 mV$ fast linear ab. Das Entladen der Batterie konnte damit gut aufgelöst werden. Das Gerät erfüllt unsere Anforderungen und bietet sogar noch Reserven. Das Multimeter hat eine einstellbare Integrationszeit. Ist sie zu kurz, streuen die Meßwerte stark. Ich habe eine Zeit von 0.02 s gewählt. Dieser Wert garantiert eine geringe Streuung der Meßwerte.

5.6.2 Stabilität der Sensoren

Um die Langzeitstabilität der Sensoren zu beobachten, haben wir den Eichstand in die Halle in der der Teststand aufgebaut wird, gesetzt und über Weihnachten des Jahres 2000 Daten genommen. Zu dieser Zeit war es sehr kalt (ca. $-14^{\circ}C$). Die Klimanlage besitzt eine Temperaturstabilisierung von $\pm 1^{\circ}C$. Sie war zu diesem Zeitpunkt noch im Probetrieb, wo die geforderte Stabilität vermutlich noch nicht erreicht wurde.

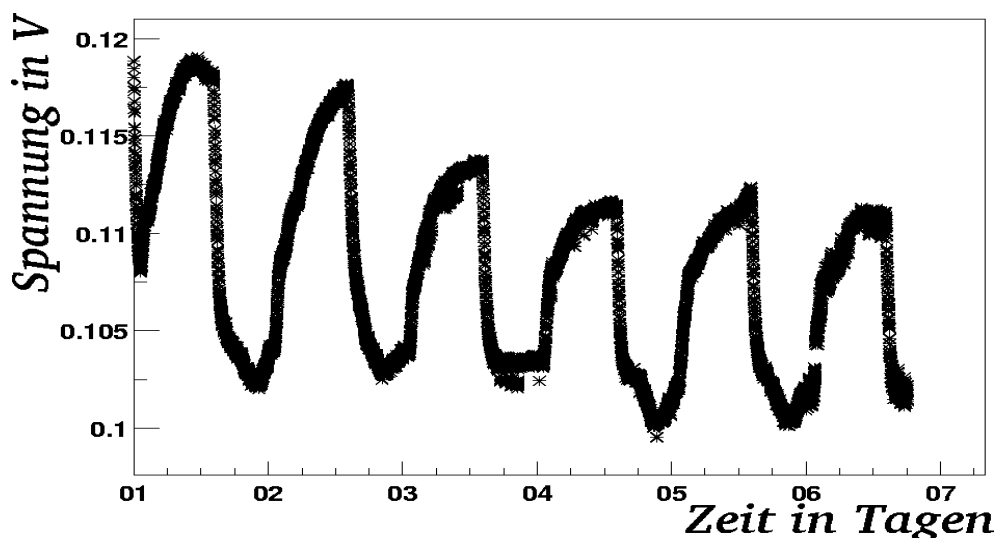


Abbildung 5.8: Langzeitmessung über einen Zeitraum von sechs Tagen in der Halle des Höhenstrahlteststandes.

Die Eichkonstante für die Spannungsumrechnung beträgt $1.8 \frac{mV}{\mu m}$. Daraus ergibt sich eine maximale Veränderung des Eichstandes während dieser 6-Tage-Messung von $10 \mu m$. Er besteht aus Aluminium, welches einen Längenausdehnungskoeffizient von $\alpha = 10^{-7}$ besitzt. Mit $l_0 = 20 \text{ cm}$ und $\Delta T = 2^\circ C$ ergibt sich:

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta T, \quad (5.5)$$

$$\Rightarrow \Delta l \approx 1.5 \mu m. \quad (5.6)$$

Es bleibt ein Drift von $8.5 \mu m$ während der sechs Tage dauernden Messung bestehen. Die Temperaturänderungen können während dieses sehr kalten Winterwetters durchaus größer gewesen sein. Für die verbliebende Differenz kann die Klimaanlage verantwortlich gewesen sein, da sie zu diesem Zeitpunkt noch im Probebetrieb war. Da eindeutige Tag-Nacht-Zyklen sichtbar sind, ist die Änderung der Temperatur für die beobachteten Abweichungen verantwortlich zu machen.

Neben der Temperaturabhängigkeit ist noch ein anderer Faktor bei der Messung von Kapazitäten zu berücksichtigen. Die Luftfeuchtigkeit kann durchaus zu meßbaren Effekten führen. Das liegt am relativ großen ϵ_r von 80 bei Wasser. Wie groß der Einfluß ist, werden wir nun kurz abschätzen.

$^\circ C$	0	10	20	30
$H_2O \frac{g}{m^3}$	4.8	9.5	17.4	30.3

Tabelle 5.1: 100 % Luftfeuchtigkeit in Abh. der Temperatur.

Das Luftvolumen ergibt sich zu

$$\begin{aligned} V_{Luft} &= \pi r^2 h = 0.68 \times 10^{-6} \text{ m}^3. \\ V_{H_2O} &= 0.0118 \text{ mm}^3. \\ C_{Gesamt} &= \frac{C_{Luft} C_{H_2O}}{C_{Luft} + C_{H_2O}}, \\ \Rightarrow \Delta C &= 0.001 \times 10^{-10} \text{ Farad}. \\ \frac{dC}{dx} &= -\epsilon_0 \frac{A}{x^2}, \\ \Rightarrow dx &= dC \frac{x^2}{\epsilon_0 A} \approx 0.39 \mu m. \end{aligned}$$

Das ist eine eher pessimistische Abschätzung mit 100 % Luftfeuchtigkeit bei $20^\circ C$, im Vergleich zu trockener Luft. Der Effekt ist klein und kann bei den bei den von uns später verwendeten Abständen kaum noch aufgelöst werden (siehe Abschnitt 5.11).

5.6.3 Wiederholgenauigkeit

Um die mechanische Güte der verwendeten Mikrometerschrauben und Gleitschlitzen zu bestimmen, habe ich die Stufe im sensitiven Bereich der Sensoren über 6000 Mikrometer geeicht. Direkt im Anschluß daran habe ich die Eichung wiederholt. Der erreichte RMS von $1\mu m$ (siehe Bild 5.9) ist die mechanische Grenze

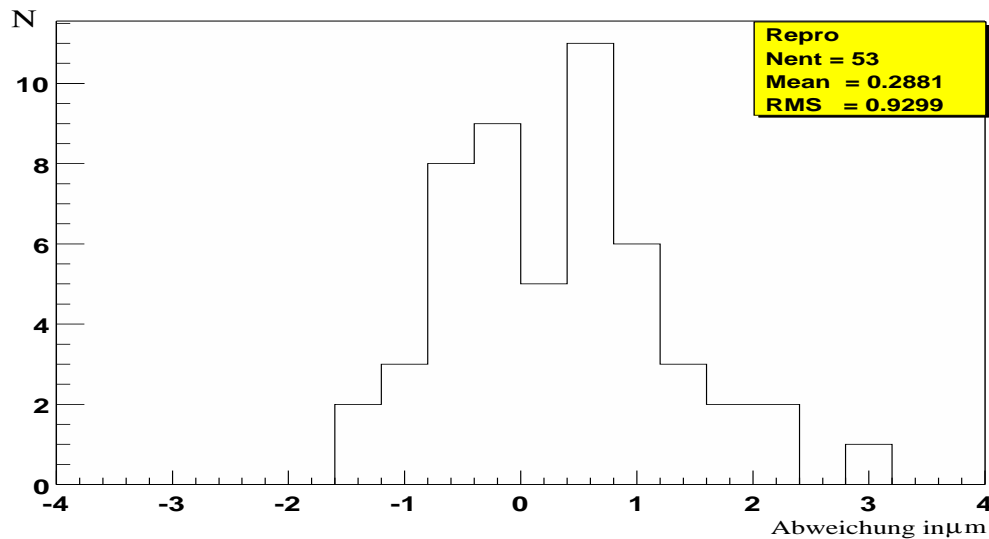


Abbildung 5.9: Abweichung von zwei aufeinanderfolgenden Eichungen.

der Mikrometerschrauben. Jeder Skalenteil an der Schraube entspricht $2\mu m$. Eine zuverlässige Einstellung um einen halben Skalenteil ist bei mehreren hundert Messpunkten durch den Faktor Mensch nicht immer gewährleistet.

5.6.4 Noise

Die Daten der Messung über Weihnachten 2000 wollen wir nun auf Einstreuungen untersuchen. Die Daten zeigen eine eindeutige 24-h-Tag-Nacht Korrelation (s. Bild 5.8). Das sind Änderungen, die mit der Halltemperatur korreliert sind. Um kurzfristige Änderungen im Aufbau erkennen zu können, betrachten wir die Spannungsplots von unserem Sensortriplet. Die Sensoren sind von eins bis drei durchnummeriert. Die Spannungsänderung $\Delta U_{S_{1,2,3}}$ für die jeweils folgende Messung im Abstand von einer Minute ergibt sich zu

$$\Delta U_{S_{1,2,3}t_i} = U_{S_{1,2,3}t_{i+1}} - U_{S_{1,2,3}t_i}. \quad (5.7)$$

Der Eichstand ist stabil für die Zeit von zwei aufeinanderfolgenden Messungen. Differenzen, die hier auftreten, werden durch Spannungsschwankungen, plötzliche Temperaturunterschiede (ausgelöst durch das Wachpersonal mit dem Öffnen der Tür) oder Einstreuung von elektromagnetischen Störfeldern (Radiosender) verursacht.

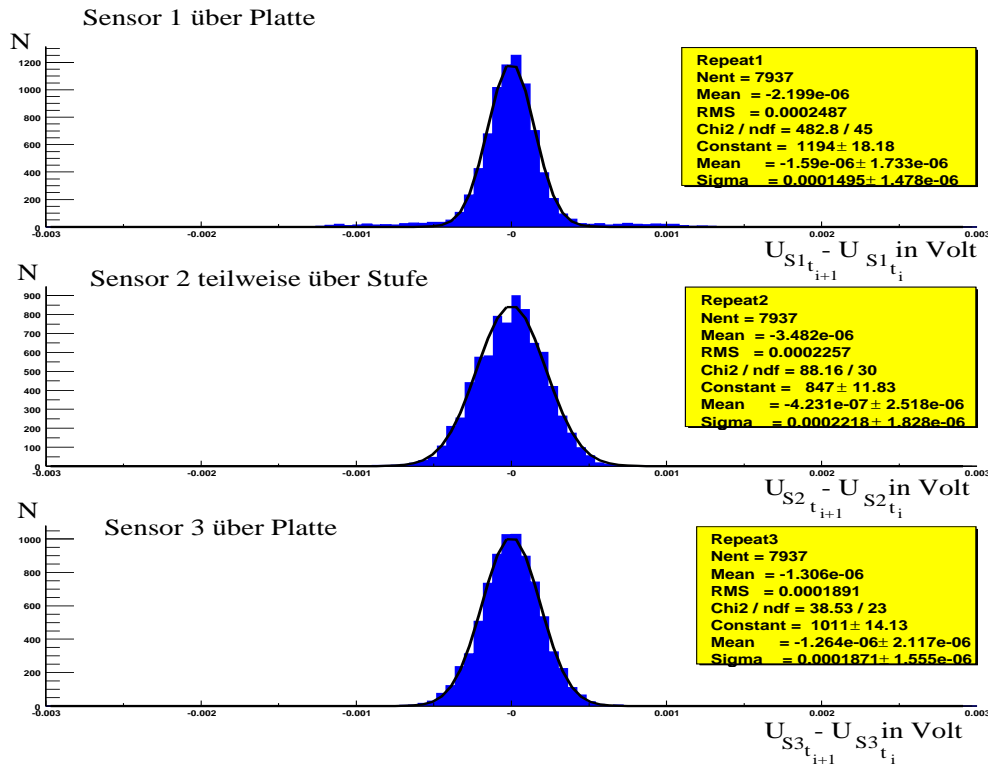


Abbildung 5.10: Differenz von zwei aufeinanderfolgenden Spannungsmessungen.

Die einzige Verteilung, bei der einige kleine Schwänze sichtbar sind, ist die oberste in Bild 5.10. Wenn das statistisch korrelierter Noise wäre, so müßten, wenn man ΔU_{S_1} von den anderen Sensoren subtrahiert, die anderen Verteilungen schmaler werden. Diese "Korrektur" führt allerdings zu deutlich breiteren Verteilungen. Daraus folgt, daß es sich hier nicht um korreliertes Noise, sondern um unkorreliertes Rauschen handelt. Wir können beruhigt feststellen, daß wir in der Halle bisher keine störenden Einflüsse haben. Die Wiederholgenauigkeit der Messungen mit einem durchschnittlichen RMS von 0.2 mV ist exzellent. Das entspricht einem RMS der Abstandsmessung < 200 nm !

5.7 Vertikale Eichung

Wir sind nun in der Lage, eine Eichkurve aufzunehmen. Im Eichstand befinden sich drei Sensoren. Zwei für die redundante Messung des horizontalen Abstandes und einer für vertikale Distanzen. Beginnen wir mit der vertikalen Eichung eines Sensors.

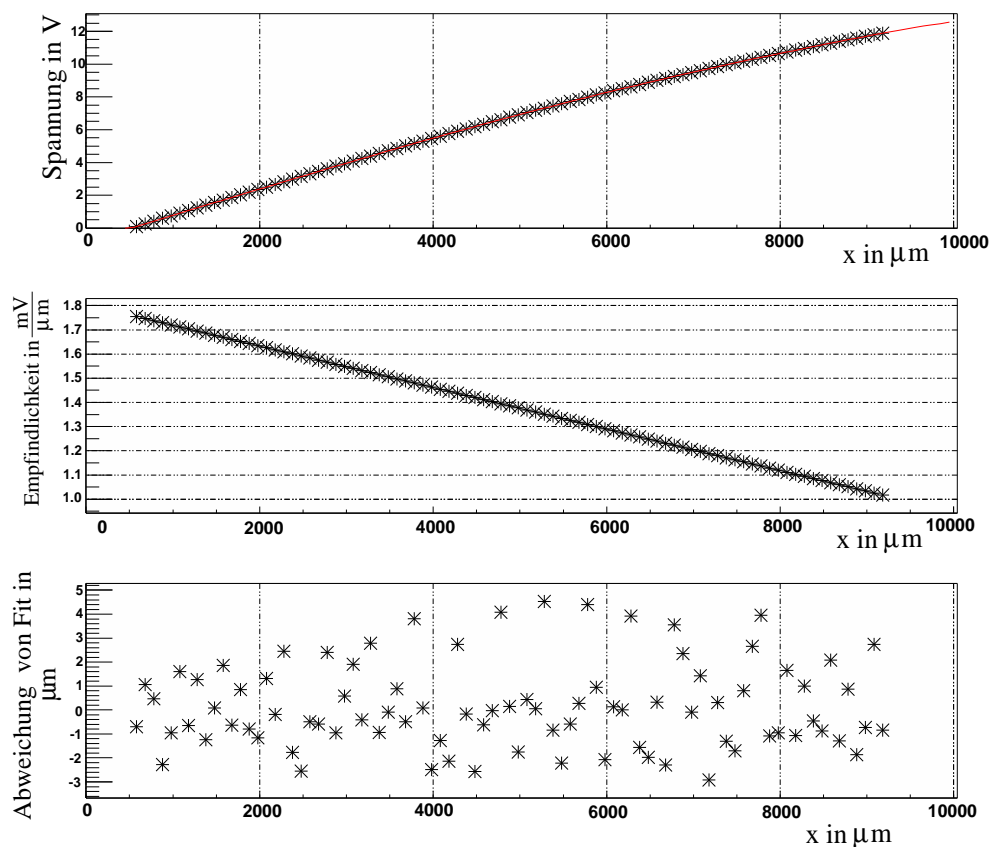


Abbildung 5.11: Vertikale Eichung mit Fit für Messpunkte und Empfindlichkeit.

Laut Herstellerangaben soll der Sensor im Bereich von 0-6 mm linear sein. Man erkennt allerdings schon deutliche Abweichungen mit bloßem Auge. Die Eichkurve läßt sich mit einem Polynom 8. Grades gut parametrisieren. Die Abweichung betragen in einem Bereich von 9 mm nur $\pm 4 \mu\text{m}$. Die Empfindlichkeit ($\frac{dV}{dx}$) fällt linear mit der Entfernung ab.

Natürlich ist es wünschenswert, eine möglichst hohe Empfindlichkeit zu erreichen. Im späteren Einsatz werden die Targets auf die Testkammer gelegt und dann in den Teststand geschoben. Die erreichbare Auflösung, die bei sehr kleinen Abständen am größten ist, wird durch praktische Überlegungen begrenzt. Es muß der Gefahr Rechnung getragen werden, daß die Sensoren beim Einfahren der Kammer vom Target abgeschert werden. Deshalb werden die Sensoren im

Abstand von 5 mm zum Target betrieben werden. Die Empfindlichkeit beträgt bei diesem Abstand für vertikale Abstandsänderungen etwa $1.35 \frac{mV}{\mu m}$.

Wir wollen in unserem Teststand nur Abstandsänderungen messen. Daher muß bei der Justierung nicht sonderlich großer Wert auf Präzision gelegt werden, da, wie wir hier sehen, für vertikale Abstände die Sensitivität sich so schwach ändert, daß eine Eichung in $500\mu m$ Schritten zur Bestimmung der Eichkonstanten auch ausreichend wäre.

5.8 Vergleich der Verstärkerkarten

Die Sensoren sind alle baugleich und haben vernachlässigbar kleine Fertigungsunterschiede. Deshalb können wir Schritt 14 in Abschnitt 5.4.2 überhaupt anwenden. Die Eichung bezieht sich vielmehr auf die Amplifierkarten, die eine unterschiedliche Spannung bei dem selben Sensor in einer Position ausgeben. An der Stufe sind zwei Sensoren, die unterschiedlich reagieren, da sie an verschiedenen Amplifiern angeschlossen sind. Es liegt also nahe, die Korrelation der Spannungen zwischen zwei Amplifiern zu bestimmen, um damit eine einheitliche Beschreibung der Sensoren zu erreichen.

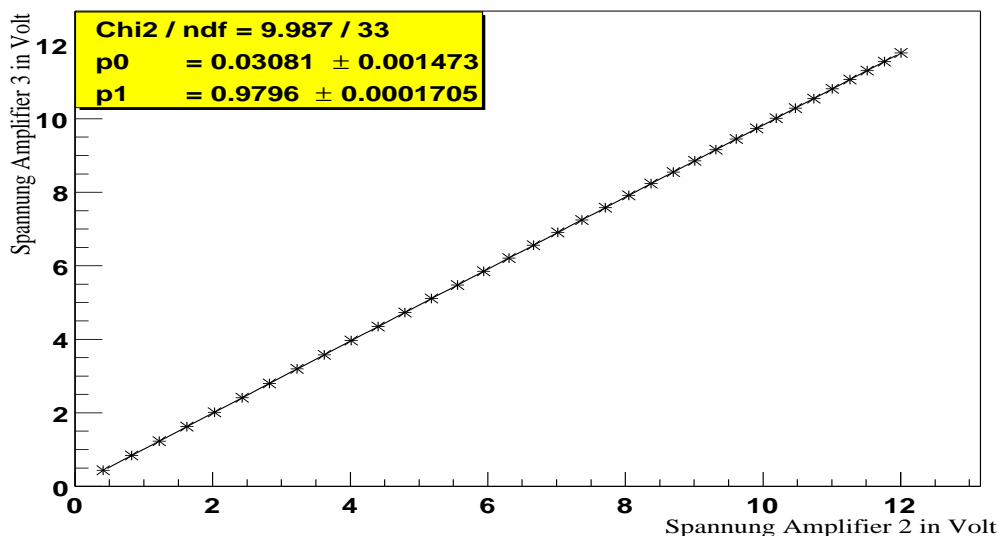


Abbildung 5.12: Korrelation zwischen den Amplifierspannungen.

Die Meßpunkte in Bild 5.12 wurden bei einer vertikalen Eichung mit einem Sensor einmal an Amplifier 1 bzw. Amplifier 2 erhalten. Es ergibt sich eine sehr gute lineare Abhängigkeit, die wir nun dazu benutzen, die gemessene Spannung an der andern Amplifierkarte vorherzusagen.

Die Vorhersage funktioniert ausgezeichnet: Der RMS (siehe Bild 5.13) der Differenz zwischen der gemessenen Spannung und der berechneten beträgt $1.5\mu m$

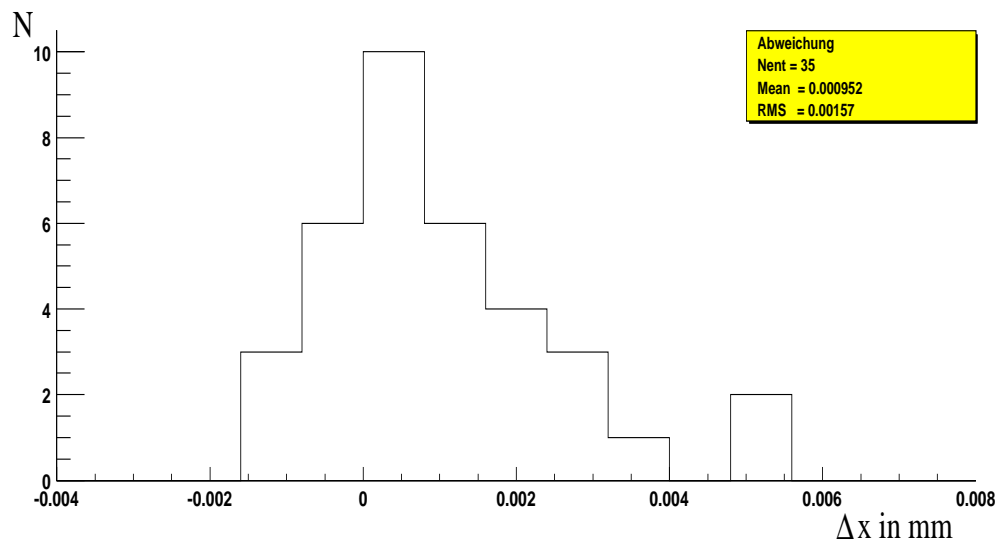


Abbildung 5.13: Abweichung der mit dem Fit berechneten Position von der gemessenen.

(bereits in Ortsdifferenz umgerechnet). Bei einer geforderten Auflösung von $7\mu\text{m}$ ist diese Methode genau genug, um aus der Spannung des einen Sensors die des anderen zu berechnen und mit der gemessenen vergleichen zu können.

5.9 Sensor über der Stufe

Es fehlt noch das Verhalten des Sensor über einer Stufe. Wir haben in Abschnitt 5.3 ein einfaches Modell für die Kapazität angegeben. Die Spannung ist proportional zur inversen Kapazität. Wir können versuchen, die berechnete Kurve an die Messkurve anzufitten, und damit Aussagen über die Güte des Modells gewinnen (siehe Bild 5.5). Der grobe Verlauf der Messdaten wird wiedergegeben, allerdings mit deutlichen Abweichungen. Dieses Modell ist somit nicht zur Parametrisierung der horizontalen Eichkurven geeignet. Die bei dem Fit bestimmten Konstanten stimmen in etwa mit der tatsächlichen Geometrie überein, was das Modell nicht völlig unrealistisch erscheinen läßt. Vor allem wird auch korrekt vorhergesagt, daß die größte Empfindlichkeit nicht in der Mitte, sondern erst zum Rand hin erreicht wird. Was auf den ersten Blick seltsam erscheint, ist die Folge der Proportionalität von Spannung zur inversen Kapazität.

$$U \propto \frac{1}{C} = \frac{d}{\epsilon_0 A(y)}, \quad (5.8)$$

wenn $A(x) \rightarrow 0 \Rightarrow U \rightarrow \infty$.

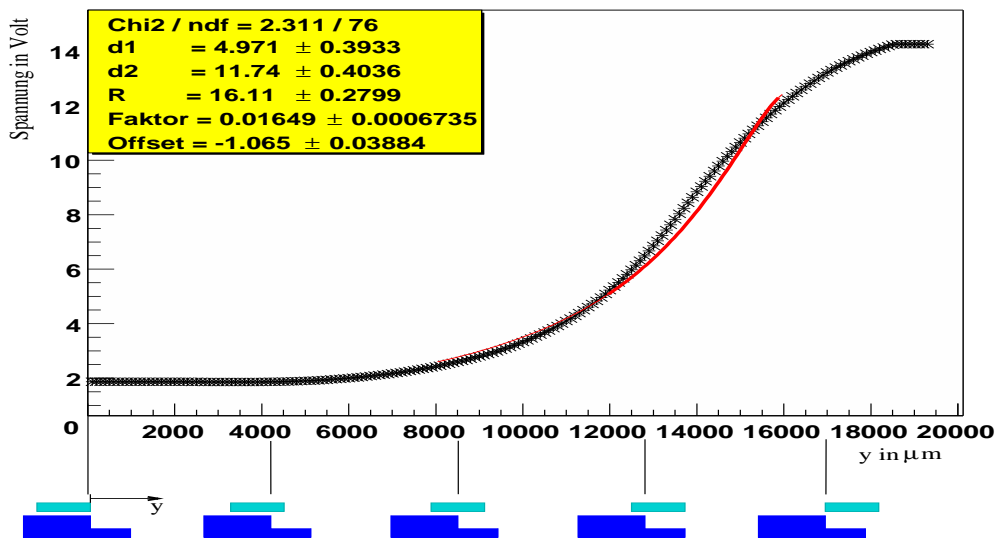


Abbildung 5.14: Eichung des Sensors in y-Richtung über der Metallstufe.

Ich habe versucht mit verschiedenen anderen Funktionen eine Parametrisierung zu finden, vor allem mit Fermifunktionen und davon modifizierte Versionen. Dies wäre eine elegante Methode die über 70 Meßpunkte mit wenigen Parametern analytisch zu beschreiben. Der Kurvenverlauf ließ sich aber nie besser als mit $200\mu\text{m}$ Abweichung über den sensitiven Bereich anschmiegen. Wir müssen daher doch die Meßpunkte verwenden, um die Position aus den Eichdaten zu extrapolieren.

5.10 Verkippter Sensor

Da die Targets im “fliegenden Wechsel” auf die Kammer ohne Justierung nur mit einem Abstandsstück auf die Testkammer gelegt werden, ist die Empfindlichkeit bei einem verkippten Sensor eine wichtige Größe für den späteren Betrieb im Teststand.

Die Eichung wurde im Abstand vertikalen Abstand von 4.035 mm durchgeführt. Hier hat die Stufe noch eine horizontale Sensitivität von etwa $1.0 \frac{\text{mV}}{\mu\text{m}}$. Die Messungen beginnen im sensitiven Bereich, der aus der vorherigen Messung (Bild 5.14) bestimmt wurde. Die erste Messung wurde mit der alignierten Stufe gemacht. Nun wurde mit der Stellschraube an der Aufhängung die Stufe um 0.10° um die z-Achse gedreht (siehe Bild 5.15).

In Bild 5.16 ist oben die Messkurve für die horizontale Eichung zu sehen. Die Kurve besitzt keine analytische Darstellung, sondern stellt lediglich eine geglättete Näherung an die Messwerte dar. Darunter ist die Sensitivität S gegen die y-Achse aufgetragen. Sie wird aus den Spannungen U_{x_i} , und der i-ten Positionen x_i direkt

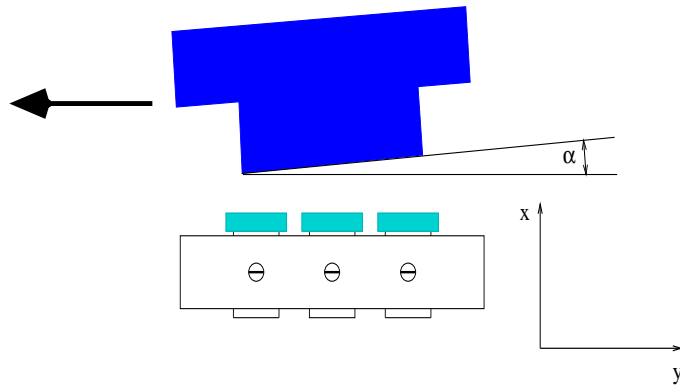


Abbildung 5.15: Eichung in y-Richtung mit der Verkippten Stufe.

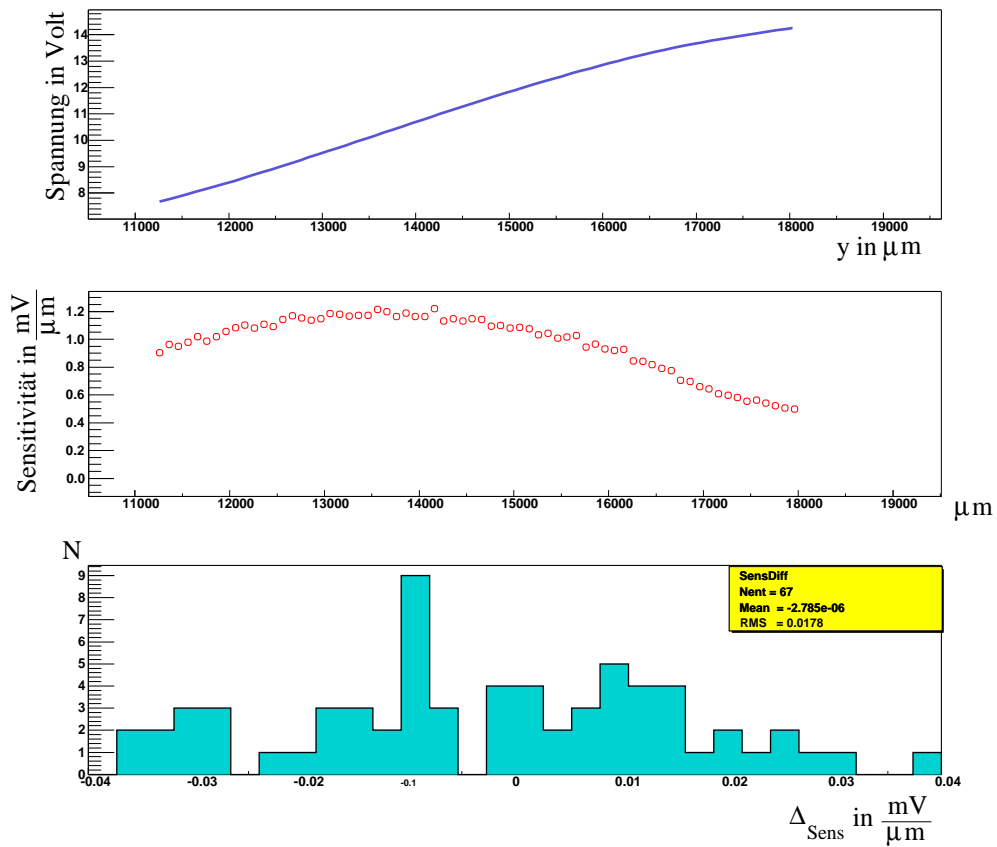


Abbildung 5.16: Ergebnisse aus horizontalen Eichung mit der gekippten Stufe. Oben ist die Ausgleichskurve durch die Messdaten dargestellt. In der Mitte ist die Sensitivität gezeigt, und unten die Abweichung der Sensitivität gegenüber der nicht verkippten Stufe.

berechnet.

$$S_{x_i} = \frac{U_{x_{i+1}} - U_{x_i}}{x_{i+1} - x_i}. \quad (5.9)$$

Ganz unten ist das Histogramm der Differenzen der Sensitivitäten ΔS_{x_i} gezeigt.

$$\Delta S_{x_i} = S_{x_{i\alpha=0^\circ}} - S_{x_{i\alpha=0.10^\circ}}. \quad (5.10)$$

Der RMS von $0.01 \frac{mV}{\mu m}$ ist praktisch vernachlässigbar. Bei einer typischen Verschiebung von $10 \mu m$ erhalten wir eine um $0.1 mV$ geänderte Spannung. Diese Spannungsänderung entspricht gerade dem Rauschen der Spannung, das wir in Abschnitt 5.6.4 bestimmt haben. Der Winkel von 0.10° entspricht, wenn man ein Ende der Stufe festhält, einem Höhenunterschied von $0.1 mm$. Mehrere Zehntel Millimeter Fehler in der Positionierung ändern die Sensitivität nicht meßbar.

5.11 Zusammenfassung

Abschließend wollen wir die erreichte Auflösung bestimmen. Bisher haben wir nur von Sensitivitäten gesprochen, die nicht die erreichbare Auflösung darstellen. Sie ergibt sich aus den Schwankungen der gemessenen Spannungen aus der Langzeitmessung. Dort hatte die wiederholte Messung der Spannung ein RMS von $0.1 mV$ ergeben. Gehen wir von einem “3- σ -Ereignis” aus, so ergibt sich:

$$\text{Auflösung} = \frac{0.3 mV}{S} \Rightarrow \begin{cases} 0.23 \mu m \text{ Vertikal,} \\ 0.38 \mu m \text{ Horizontal.} \end{cases} \quad (5.11)$$

Dabei haben wir die Sensitivitäten von $1.3 mV/\mu m$ (horizontal) und $0.8 mV/\mu m$ (vertikal) im Abstand von $5 mm$ benutzt. Wir sehen, daß die Sensoren die geforderte Auflösung leicht erreichen, nicht sonderlich sensitiv für Fehler in der Justierung der Targets sind und für die Zeiträume von mehreren Tagen stabil arbeiten. Es muß lediglich darauf geachtet werden, daß Temperatureffekte nicht zu stark die Messung verfälschen. Die Bestimmung dieser Effekte kann erst im endgültigen Aufbau erfolgen, da ich bisher lediglich die Stabilität des Eichstandes bestimmen konnte.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Hodoskop, das aus 76 Szintillationszählern besteht, benötigen wir zur Bestimmung des Zeitnullpunktes, um den Driftradius aus der r-t-Relation bestimmen zu können. Um das Hodoskop eichen zu können, verwenden wir einen Referenzszintillator, an dem wir die Methoden zur Bestimmung des besten T_0 an einem einzelnen Szintillator bereits testen konnten. Leider hat die zweiseitige Auslese dazu geführt, daß die erreichten Auflösungen nicht mit denen eines einseitig ausgelesenen Szintillators am fernen Ende übereinstimmen. Interessanterweise besitzen die einseitig ausgelesenen Szintillatoren des Hodoskopes am Ende (230 cm) eine bessere Auflösung als in der 173 cm Position.

Die Auflösung bei der Drahtposition für ein Rohr der Kammer beträgt $80 \mu\text{m}$, was 3-6 ns entspricht. Um die Ortsauflösung um weniger als 5 % zu verschlechtern, muß das $T_{0\text{Hodoskop}} < 1 \text{ ns}$ sein.

Im Rahmen der Eichung des Hodoskopes konnte ich zeigen, daß mit den hier verwendeten Methoden der Zeitpunkt des Myondurchganges über den Ort gemittelt mit einem RMS von etwa 0.62 ns bestimmt werden kann. Das entspricht einer Verschlechterung der Einzelrohrauflösung um 2 %. Dies ist für die Bestimmung des Driftradius mit der geforderten Genauigkeit völlig ausreichend.

Die Eichung der Sensoren für einen Teil des Alignierungssystem unseres Teststandes war der dritte Teil dieser Arbeit. Der von mir entworfene Eichstand zur Eichung ist stabil und erfüllt alle mechanischen Anforderungen bezüglich der Wiederholgenauigkeit. Die Sensoren haben eine ausgezeichnete Empfindlichkeit von weniger als einem halben Mikrometer. Wir liegen damit weit unter den $7 \mu\text{m}$ Auflösung bei der Drahtpositionsbestimmung. Wir können damit Lageänderungen der Testkammer relativ zur oberen Referenzkammer während einer Messung zuverlässig und schnell messen.

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS: Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadronic Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, CERN 1994
- [2] ATLAS Public Webpage, [http : //atlasinfo.cern.ch/Atlas/public/Welcome.html](http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/public/Welcome.html)
- [3] Felix Rauscher, Test von Driftkammern mit kosmischen Myonen: Bau der ersten Ausbaustufe des Teleskops und Untersuchung seiner Leistungsfähigkeit, Diplomarbeit, Ludwig Maximilians Universität, Januar 2001
- [4] Dipl.-Ing. Martin Aleksa, Performance of the ATLAS Muon Spectrometer Dissertation, September 1999 Universität Wien
- [5] S. Mackall, Measurement of the Stability in the Relative Alignment between the Silicon Microvertex Detector and the Time Expansion Chamber in the L3 Experiment at CERN during the 1994 Large Electron Positron Collider Run, M. S. thesis, University of Alabama, 1995 (unpublished)
- [6] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag 1994
- [7] N.P. Hessey, A. Staude, T. Trefzger: Cosmic Ray test stand at the LMU Munich, ATLAS NOTE ATL-MUON-98-266, December 1998

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt habe und nur im Literaturverzeichnis angegebene Quellen verwendet habe.

München, den 17.04.2001