

Inbetriebnahme und Aufbau eines Teststandes zur Charakterisierung unterschiedlicher Prüfgasgemische

Commissioning and construction of a test setup for charecterization of different test gas
mixtures

von

Stefan Bieschke

geboren am:

11. März 1989

Bachelor-Arbeit an der Universität Hamburg

Institut für Experimentalphysik

September 2013

1. Gutachter: Dr. Björn Wonsak
2. Gutachterin: Prof. Dr. Caren Hagner

Zusammenfassung

In der Elementarteilchenphysik sind insbesondere geeignete Detektoren essentielle Bestandteile aller Experimente. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Driftröhrendetektor mit Driftröhren aus dem Experiment OPERA nach einem Standortwechsel wiederaufgebaut und in Betrieb genommen. Außerdem konnte das Gassystem so modifiziert werden, dass die Verwendung unterschiedlicher Driftgasgemische und deren Charakterisierung möglich wurden. Nach dem Wiederaufbau konnte die Ortsauflösung des Detektors auf $270\ \mu\text{m}$ verbessert werden.

Abstract

In elementary particle physics, detectors are important elements of each experiment. In the framework of this Bachelor Thesis, a drift tube detector, with tubes as used in the experiment OPERA, has been set up and commissioned after having it relocated. Furthermore, the gas system has been modified for the purpose of enabling the use and characterization of different drift gas mixtures. With the new setup, an improved spatial resolution of $270\ \mu\text{m}$ was achieved.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das OPERA-Experiment	3
2.1	Neutrino-physik	3
2.2	Neutrinooszillationen	4
2.3	Der <i>CERN Neutrinos to Gran Sasso</i> Neutrinostrahl	5
2.4	Der OPERA Detektor	6
3	Funktionsweise der Driftröhren	9
3.1	Ionisationsprozess	9
3.2	Drift der Elektronen und Ionen	10
3.3	Elektrisches Feld in den Driftröhren	11
3.4	Driftzeit-Ort-Beziehung	13
3.5	Driftgase	14
3.6	Auflösungsfunktion	15
3.7	Anwendungen von Driftröhren	16
4	Der Precision Tracker Teststand	19
4.1	Anordnung der Driftröhrenmodule	19
4.2	Elektronik	20
4.3	Das Triggersystem	22
4.4	Alignment	24
4.5	Gassystem	25
4.6	Inbetriebnahme	27
5	Messdaten und Auswertung	29
5.1	Messung der Teilchenflussraten	29
5.2	Überprüfung der Messelektronik	31
5.3	Analyse des Driftzeitspektrums	31
5.4	Hitmap	32
5.5	Spurrekonstruktion	33
5.6	Ortsauflösung	35
5.7	Multiplizität	37
5.8	Effizienz	37

6 Zusammenfassung und Ausblick	41
A Elektronik	43
A.1 Time to digital converter	43
A.2 OPERA Trigger Board	46
Literaturverzeichnis	47
Abbildungsverzeichnis	51
Tabellenverzeichnis	53

1 Einleitung

In der experimentellen Teilchenphysik sind Detektoren elementare Bestandteile eines jeden Versuchsaufbaus. Zur zweidimensionalen Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen in einem Detektor haben sich dabei heute unter anderem Driftröhren etabliert. Im Rahmen dieser Bachelor Arbeit wird ein Driftröhrendetektor in Betrieb genommen, wie er auch im sogenannten *High Precision Tracker (HPT)*¹ des Experiments OPERA² Verwendung fand.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Driftröhrendetektor nach einem Standortwechsel wieder aufzubauen und in Betrieb zu nehmen. Weiterhin wurde der Aufbau so modifiziert, dass es möglich ist, ein Modul von 48 Driftröhren (siehe Kapitel 4) mit einem anderen Gasgemisch zu betreiben, während in den übrigen Modulen ein Referenzgas betrieben wird. So lassen sich die Eigenschaften verschiedener Driftgase direkt miteinander vergleichen.

Beim Wiederaufbau konnten Ergebnisse erzielt werden, die verglichen mit dem Aufbau vor dem Standortwechsel, eine deutliche Verbesserung der Ortsauflösung darstellen. Lediglich ein Modul ließ sich aufgrund der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit nicht ausreichend alignieren, sodass dessen Daten nicht in die Auswertung mit eingeflossen sind.

Driftröhren eignen sich zum Aufbau eines Detektortypen, mit dem sich Spuren geladener Teilchen im Detektor örtlich mit einer Genauigkeit von wenigen $100 \mu\text{m}$ rekonstruieren lassen. Um Informationen über den Verlauf der Spur zu erhalten, müssen stets Daten mehrerer Driftröhren vorliegen. Dabei können die Spuren, abhängig von der Anordnung der Driftröhren zueinander, zwei- oder dreidimensional rekonstruiert werden. Der einfache Aufbau eines solchen Detektors senkt die Kosten für einen Driftröhrendetektor gegenüber anderen ortsauflösenden Detektoren wie Siliziumstreifen- oder Pixeldetektoren erheblich. Mit Driftröhren lassen sich allerdings nur Teilchen detektieren, die in der Lage sind, das Außenmaterial der Röhren, meist Aluminium, zu durchdringen. Elektronen zum Beispiel lassen sich somit nur bei sehr hohen Energien detektieren, da sie aufgrund ihrer kleinen Masse Verluste durch Bremsstrahlung erleiden und das Rohrmaterial nur schwer durchdringen können. Zur Detektion von Myonen hingegen eignen sich Driftröhren sehr gut und finden in vielen Experimenten Verwendung. Krümmt man die Trajektorien der geladenen Teilchen durch ein Magnetfeld, lässt sich außerdem eine Impulsauflösung erreichen. Dabei kann entweder zwischen zwei Driftröhrenmodulen, wie bei OPERA, die Bahn gekrümmt werden, oder aber wie bei ATLAS, die Driftröhren selbst in ein Magnetfeld eingebracht

¹(engl.) präziser Spurdetektor

²Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus - Name des Experiments

werden.

So werden Systeme aus Driftröhren neben OPERA beispielsweise im CMT³ des Experiments Borexino [Bic11], im *Transition Radiation Tracker*⁴ des ATLAS⁵-Experiments am LHC⁶ [col08] verwendet, sowie im *Muon Spectrometer*, welches ebenfalls zum ATLAS-Experiment gehört [A⁺10]. Diese Experimente werden in Kapitel 3.7 näher beschrieben.

In Kapitel 2 wird der in dieser Arbeit beschriebene Teststand in einen Kontext zum OPERA-Experiment gebracht, über das hier ein kurzer Überblick gegeben wird. Die physikalischen Grundlagen von Driftröhren werden in Kapitel 3 beschrieben. Anschließend wird in Kapitel 4 der Aufbau und die Inbetriebnahme des Teststandes beschrieben, während in Kapitel 5 eine Auswertung der Messdaten und eine genauere Analyse des Wiederaufbaus zu finden ist. Mit Kapitel 6 folgt eine abschließende Zusammenfassung, wobei auch ein kurzer Ausblick auf zukünftige Verwendungen von Driftröhren gegeben wird.

³Compact Muon Tracker (engl.) Kompakter Myon Spurdetektor

⁴kurz TRT (engl.) Verfolger durchgehender Strahlung

⁵A Toroidal LHC ApparatuS - Name eines Experiments

⁶Large Hadron Collider (engl.) Großer Hadronen Speicherring

2 Das OPERA-Experiment

Das OPERA-Experiment untersucht in einem Myon-Neutrinostrahl die Umwandlung von Myon- in Tau-Neutrinos, die sogenannten Neutrinooszillation¹. Gesucht wurde nach dem Auftreten des τ -Neutrinos ν_τ , damit ist OPERA ein *Appearance*² Experiment und das erste Experiment, dass direkt ν_τ im Appearance-Mode nachweisen konnte. Die Datennahme bei OPERA lief von 2008 bis Dezember 2012, die Auswertung der Daten dauert aktuell noch an. Der Nachweis von ν_τ im Myon-Neutrinostrahl wurde an zwei Events bereits mit einer statistischen Signifikanz von $2,40\sigma$ beobachtet [A⁺13]. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die Physik gegeben, welche das OPERA Experiment motiviert. Weiterhin wird ein Überblick über die Entstehung des reinen Myon-Neutrinostrahls gegeben.

2.1 Neutrinoophysik

Nachdem Ende des 19. Jahrhunderts und Anfang des 20. Jahrhunderts die Radioaktivität entdeckt wurde, konnten *Lise Meitner* und *Otto Hahn* im Jahr 1911 zeigen, dass das Energiespektrum der β -Strahlung kontinuierlich ist. Da beim β^- -Zerfall damals nur Atomkern und Elektron als Endprodukte beobachtet wurden und es sich somit um einen *Zweikörperzerfall* handelte, erwartete man eine diskrete Energie der Elektronen aus dem β -Zerfall eines spezifischen Elements. Das beobachtete, kontinuierliche Spektrum verletzte somit den Energieerhaltungssatz. In einem offenen Brief schlug *Wolfgang Pauli* 1930 ein neues Teilchen vor, dass elektrisch neutral ist und beim β -Zerfall zusammen mit dem Elektron emittiert werden soll, um den Energieerhaltungssatz zu retten [Pau30]. Bei einem, dann vorliegenden, Dreikörperproblem würden sich das neu postulierte Teilchen und das Elektron die Energie aufteilen, sodass die konstante, insgesamt frei werdende Zerfallsenergie erhalten bliebe. Pauli nannte dieses Teilchen noch *Neutron*, der heute gebräuchliche Name *Neutrino*³ entstand erst später, geprägt durch *Enrico Fermi*. Um den, durch das Aussenden eines Elektrons mit Spin $\frac{1}{2}$, ebenfalls verletzten *Drehimpulserhaltungssatz* zu retten, postulierte Pauli außerdem, dass das Neutrino den Spin $\frac{1}{2}$ trägt. Erst 1933 traute sich Pauli jedoch, seine Idee öffentlich zu präsentieren, da ihm der Gedanke, ein Teilchen zu postulieren, welches Materie sehr leicht durchdringt und daher experimentell nur sehr schwierig nachzuweisen ist, misshagte. Der experimentelle Nachweis der Neutrinos gelang

¹hier: Umwandlung einer Neutrinoart in eine andere

²Appearance (engl.) Auftauchen

³ino (ital.) Verkleinerungsform - etwa: kleines Neutron

1956 im *Poltergeist*-Experiment durch die Gruppe um *C. L. Cowan* und *F. Reines* [C⁺56]. Für den experimentellen Nachweis der Neutrinos erhielt Reines 1995 den *Nobelpreis für Physik*.

2.2 Neutrinooszillationen

Neutrinos werden im Standardmodell der Teilchenphysik als masselos beschrieben. Experimente, die das solare Neutrinospektrum untersuchten, wie das Homestake-Experiment⁴ [C⁺98], Super-Kamiokande [H⁺06] oder SNO [A⁺01] konnten jedoch zeigen, dass Neutrinos ihren Flavor wechseln und damit eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzen müssen. Die orthonormierten Flavoreigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ lassen sich allgemein als Superposition der Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ ausdrücken. Dabei sind $\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$ und $i \in \{1, 2, 3\}$. Die Superposition

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.1)$$

ist mit dem Matrixelement $U_{\alpha i}^*$ der unitären 3×3 -Matrix U_{PMNS} verknüpft. Diese, nach den Entwicklern der Theorie benannte Pontecorvo Maki Nakagawa Sakata Matrix, ist vergleichbar mit der CKM-Mischungsmatrix aus dem Quarksektor [KM73, Cab63]. Sie lässt sich nach [Pon68, MNS62] faktorisieren als:

$$U_{\text{PMNS}} = U_{12} \times U_{23} \times U_{13}$$

Wobei die Matrizen U_{ij} wie folgt definiert sind:

$$U_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$U_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{12} & s_{12} \\ 0 & -s_{12} & c_{12} \end{pmatrix},$$

$$U_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}.$$

⁴hier wurde nur erstmals gezeigt, dass zu wenig Elektron-Neutrinos die Erde erreichen.

Dabei sind:

$$\begin{aligned}c_{ij} &= \cos(\theta_{ij}), \\s_{ij} &= \sin(\theta_{ij}), \\ \delta &\hat{=} \text{CP verletzende Phase.}\end{aligned}$$

Die Matrizen U_{12} , U_{23} und U_{13} entsprechen dabei den Drehmatrizen der klassischen Mechanik mit den *Mischungswinkeln* θ_{ij} . Eine Zeitentwicklung der Gleichung (2.1) zeigt, dass die Flavor-Eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ oszillieren, während die Masse-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ fest sind, sich die Massen der Neutrinofamilien also *nicht* verändern. Dies lässt sich so interpretieren, dass die unterschiedlichen Masse-Eigenzustände mit jeweils leicht unterschiedlichen Geschwindigkeiten (nahe der Vakuumlichtgeschwindigkeit) propagieren und die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Flavor-Eigenzustandes $|\nu_\alpha\rangle$ entlang der Trajektorie oszilliert.

2.3 Der CERN Neutrinos to Gran Sasso Neutrinostrahl

Zum Nachweis der Oszillation von ν_μ zu ν_τ wird ein reiner Myon-Neutrinostrahl benötigt. Dieser wird am CERN⁵ in Genf erzeugt und als CERN Neutrinos to Gran Sasso (CNGS) bezeichnet. Dabei wird ein Protonenstrahl aus dem *Super Proton Synchrotron* (SPS) auf das LNGS⁶ gerichtet. Der ausgerichtete Protonenstrahl trifft auf ein Graphit-Target⁷ und erzeugt hier überwiegend positiv geladene Pionen π^+ und Kaonen K^+ (vgl. Abbildung 2.1). Diese behalten im Laborsystem die ursprüngliche Richtung des Protonenstrahls bei und durchqueren einen etwa 1000 m langen, evakuierten Zerfallstunnel, in dem außerdem mit einem magnetischen Linsensystem negativ geladene Endprodukte der Protonkollision aussortiert werden und die Pionen und Kaonen zu einem Strahl fokussiert werden. In dem Zerfallstunnel zerfallen die Pionen und Kaonen aufgrund der Lorentz-Invarianz der Chiralität hauptsächlich myonisch, wobei Myonen und Myon-Neutrinos erzeugt werden. Am Ende des Zerfallstunnels werden im sogenannten *Hadron stop* sämtliche Hadronen absorbiert, wohingegen die Myonen und Neutrinos in das Gestein eindringen. Die Myonen werden nach einer kurzen Strecke im Gestein absorbiert, die Neutrinos hingegen können die Erde durchqueren. Die Strecke, welche der CNGS bis zum LNGS durchqueren muss beträgt etwa 732km, was einer Flugzeit von etwa 2 ms entspricht und ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt [hcc13].

⁵Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (frz.) Europäisches Kernforschungszentrum

⁶Laboratori Nazionali del Gran Sasso

⁷(engl.) Ziel

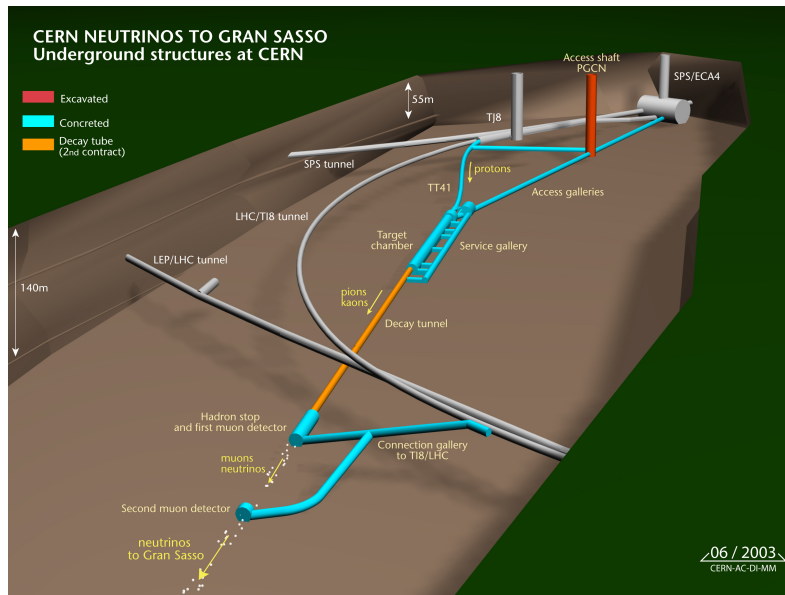


Abbildung 2.1: Illustration des Aufbaus am CERN zur Erzeugung des ν_μ -Strahls. Protonen aus dem Speicherring SPS werden auf ein Target gelenkt, wo sie hauptsächlich Pionen und Kaonen erzeugen. Diese zerfallen hauptsächlich myonisch, wobei auch ν_μ entstehen [hcc13].

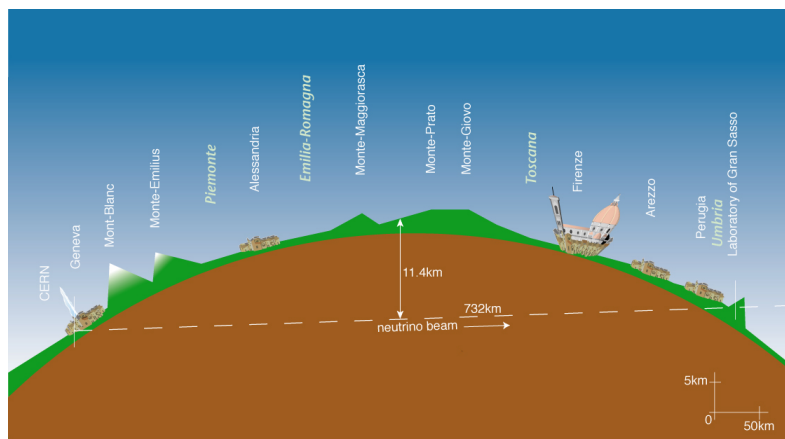


Abbildung 2.2: Illustration der Trajektorie des ν_μ -Strahls [hcc13].

2.4 Der OPERA Detektor

Der OPERA Detektor ist ein hybrid Detektor. Zusätzlich zu den Driftröhren, auf die hier der Fokus gelegt werden soll, werden außerdem *Emulsions-Bricks*⁸ verwendet, in welchen geladene Teilchen beim Durchgang sichtbare Spuren hinterlassen, die sich optisch analysieren lassen [ho13]. Die übrigen Komponenten wie Trigger und Elektronik sollen hier nicht weiter behandelt werden. Die Bricks dienen gleichzeitig als Target und als Detektor. In ihnen soll zum Nachweis der ν_τ die CC⁹-Reaktion $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ beobachtet

⁸Brick (engl.) Ziegel

⁹charged current (engl.) geladener Strom - siehe z.B [ho13]

werden. Dabei stellt X beliebige weitere entstehende Teilchen nach den Erhaltungssätzen des Standardmodells dar (siehe z.B. [PRSZ09, Gri10]). Das τ -Lepton wird weiter verfolgt und durch den Zerfall in Elektronen oder Myonen identifiziert. Die Driftröhren ergänzen

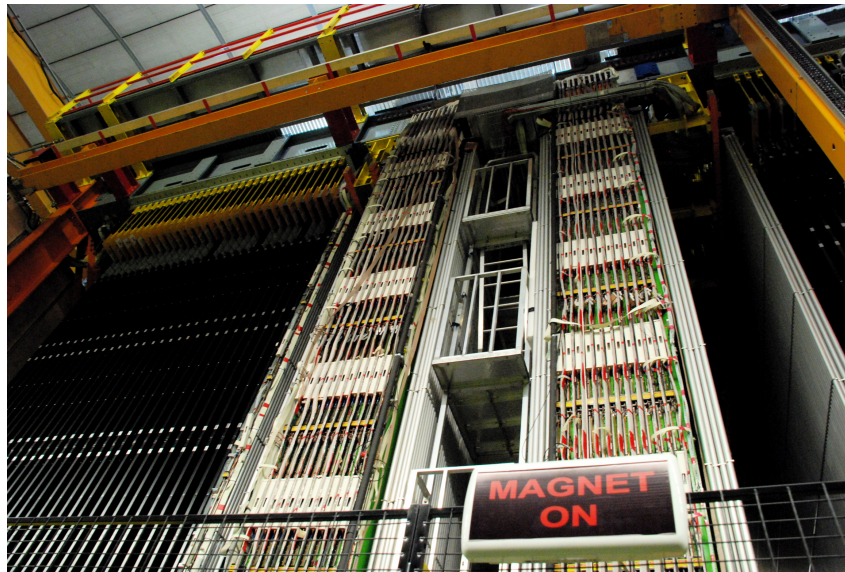


Abbildung 2.3: Foto von Driftröhren im Detektor des OPERA Experiments [ope13].

den Detektor um eine weitere Komponente mit Spur- und Impulsauflösung. Zur Impulsauflösung werden jeweils zwei Wände aus nebeneinander hängenden Driftröhrenmodulen vor und hinter einem Bereich aufgehängt, in dem sich ein magnetisches Feld senkrecht zur Strahlrichtung befindet¹⁰ (vgl. Abbildung 2.3). Eine Anordnung aus drei solcher *Doublets*¹¹ von Wänden und zwei Magnetarmen zwischen diesen wird bei OPERA als *Supermodul* bezeichnet. Beim Durchlaufen des Magnetfeldes zwischen den Doublets werden die Spuren der Teilchen im Magnetfeld impulsabhängig gekrümmt. Mit Hilfe dieses Spektrometers kann neben der Impuls- auch eine Ladungsbestimmung über die Richtung der Krümmung vorgenommen werden. Damit ist auch eine Identifikation von Untergrundereignissen möglich. Bei Untergrundereignissen entstehen, anders als in den bereits beschriebenen CC-Reaktionen, Antimyonen μ^+ aus Zerfällen von Neutronen, die ein *charm*-Quark enthalten [Won07]. Eine sichere Messung des Ladungsvorzeichens ist also zur Bestimmung von Untergrundereignissen nötig, womit die Driftröhren einen wichtigen Beitrag zum OPERA-Experiments liefern.

Eine Besonderheit der Driftröhren bei OPERA ist, dass die Signaldrähte in der Mitte nicht unterstützt werden müssen, da ein Durchhängen der Drähte in der Mitte der Rohre durch die hängende Position ausbleibt.

Der in dieser Arbeit beschriebene Teststand besteht aus vier Driftröhrenmodulen, von denen zwei Prototypen der OPERA Driftröhren sind und zwei aus der Serienproduktion für OPERA stammen (siehe Kapitel 4).

¹⁰Diese Bereiche werden hier als Magnetarme bezeichnet.

¹¹hier: Anordnung zweier Driftröhrenwände hintereinander

3 Funktionsweise der Driftröhren

Zum Verständnis der Arbeitsweise einer Driftröhre ist es nötig, die Parameter zu kennen, welche zur Signalentwicklung beitragen. Insbesondere wichtig sind hier die Geometrie des elektrischen Feldes in den Driftröhren sowie die Eigenschaften des verwendeten Driftgasgemisches. Für die Aufbereitung der Messdaten ist außerdem eine genaue Kenntnis der Driftzeit-Orts-Beziehung notwendig.

3.1 Ionisationsprozess

Elektrisch geladene Teilchen wechselwirken beim Durchqueren von Materie mit den, in dieser enthaltenen, Atomen und Molekülen über die Coulombwechselwirkung. Dabei können die Atome im Material angeregt oder sogar ionisiert werden[Bet30]. Das geladene Teilchen, das die Materie mit relativistischer Geschwindigkeit durchquert, deponiert dabei im Mittel beim Durchqueren der Wegstrecke dx die Energie dE im Material, wie sie in der *Bethe-Bloch-Gleichung* beschrieben ist[Bet30, Bet32]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z \rho z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right] \quad (3.1)$$

Dabei sind:

$r_e \hat{=}$ klassischer Elektronenradius $r_e = 2,8 \cdot 10^{-15} m$

$N_A \hat{=}$ Avogadrokonstante

$Z \hat{=}$ Kernladungszahl des Absorbermaterials

$m_e \hat{=}$ Elektronenmasse

$Z \hat{=}$ Kernladungszahl des Absorbermaterials

$\rho \hat{=}$ Dichte des Absorbermaterials

$\beta \hat{=}$ Normierte, relativistische Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$

$A \hat{=}$ Massenzahl des Absorbermaterials

$z \hat{=}$ Ladungszahl des ionisierenden Teilchens

$I \hat{=}$ mittlere Anregungsenergie des Absorbermaterials in eV

$\delta(\beta) \hat{=}$ Abschirmung des Kernpotentials durch die Elektronen (Dichteeffekt)

3.2 Drift der Elektronen und Ionen

Eine Driftröhre ist ein leitendes, gasgefülltes Rohr, in dessen Längsachse ein Draht gespannt ist. Zwischen diesen wird eine Hochspannung angelegt, sodass ein radialsymmetrisches, elektrisches Feld entsteht (siehe Kapitel 3.3). Ein schnelles, geladenes Teilchen, welches den Detektor durchquert, kann nun entlang seiner Spur Atome oder Moleküle im Gas ionisieren und erzeugt so Elektron-Ion-Paare¹. Haben die ausgelösten Primärelektronen ausreichend Energie, so können weitere Atome oder Moleküle in der unmittelbaren Umgebung der Primärionisation ionisiert werden und es entstehen sogenannte *Ionisationscluster*². Die Elektronen werden entlang der Feldlinien zur Anode, die Ionen zur Kathode beschleunigt, wo sie jeweils einen messbaren Strompuls erzeugen. Aufgrund der sehr viel kleineren Masse der Elektronen sind diese beweglicher als die Ionen und werden insbesondere in der Nähe der Anode so stark beschleunigt, dass diese weitere Gasatome- oder Moleküle ionisieren können, was als *Gasverstärkung* bekannt ist. Die Sekundärionisation

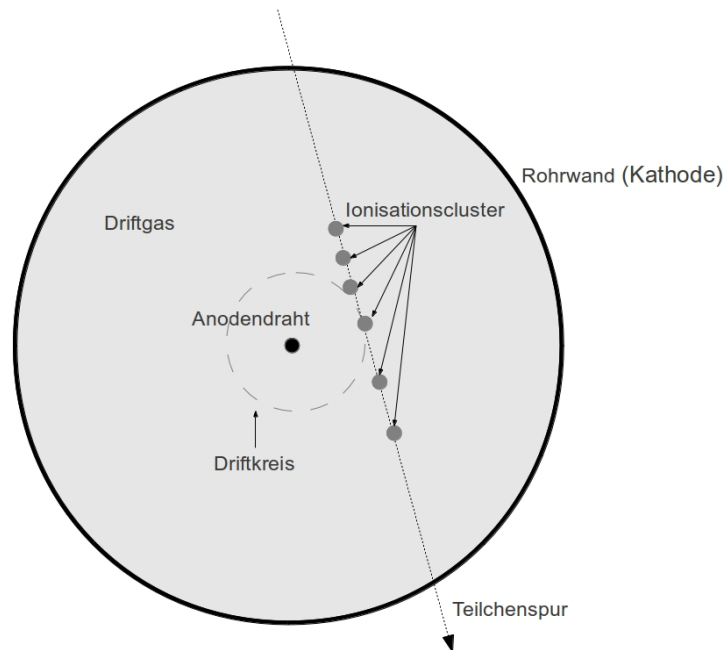


Abbildung 3.1: Illustration eines Teilchendurchgangs durch eine Driftröhre. Die in den Ionisationsclustern erzeugten Elektronen und Ionenpaare driften entlang der Feldlinien zu Anode, beziehungsweise Kathode. Den Driftkreis erhält man aus der Messung der Driftzeit, welche sich bei bekannter Driftzeit-Ort-Beziehung einem Abstand vom Anodendraht zuordnen lässt.

erfolgt im Wesentlichen durch Stöße der beschleunigten Elektronen. In Drahtnähe wird der Betrag des elektrischen Feldes sehr viel größer, die *mittlere, freie Weglänge* λ der Elektronen kann genähert als konstant angenommen werden. Durch die größere Feldstärke kann ein Elektron in Drahtnähe zwischen zwei Stößen so viel Energie aus dem \vec{E} -Feld gewin-

¹Primärionisation

²Gruppen von Ionen und Elektronen in einem begrenzten Raumbereich

nen, dass es erneut ein Atom ionisieren kann. Pro Stoß verdoppelt sich dann die Zahl der driftenden Elektronen und erhält nach n Stößen einen Verstärkungsfaktor $V_g = 2^n$. Im Gegensatz zum ähnlich arbeitenden *Geiger-Müller-Zählrohr* ist die Höhe des Strompulses der Anode bei einer Driftröhre proportional zur Energie des ionisierenden Teilchens, aber 2^n -fach verstärkt und leicht messbar. Driftröhren arbeiten folglich im *Proportionalbereich* der Kammercharakteristik und lassen sich somit auch als Proportionalzählrohre bezeichnen. Geiger-Müller-Zählrohre hingegen arbeiten im Plateaubereich, in dem die angelegte Spannung so groß ist, dass jeder durch Sekundärionisation ausgelöste Ladungsträger seinerseits eine Gasentladung erzeugt. Erst, wenn die Feldstärke am Draht durch die radial zur Kathode driftenden Ionen ausreichend abgeschirmt wird, endet die Gasentladung. So entsteht beim Geiger-Müller-Zählrohr eine Totzeit in der Größenordnung einiger 100 μs , welche im Proportionalbereich, in dem die Driftröhren arbeiten, kleiner ist.

3.3 Elektrisches Feld in den Driftröhren

Zur quantitativen Untersuchung des elektrischen Feldes in einer Driftröhre betrachtet man eine Röhre mit Innenradius b und einem Draht vom Radius a . Draht und Rohr sollen die Länge L haben, welche sehr groß gegen den Röhrenradius b ist, also $L \gg b$, um Randeffekte vernachlässigen zu können. Zwischen diesen ist eine Spannung U_0 derart angelegt, dass der zentrale Draht als Anode, das Rohr als Kathode dient. Eine Driftröhre lässt sich daher als Zylinderkondensator betrachten. Das \vec{E} -Feld im Inneren eines Zylinderkondensators lässt sich aus den klassischen Maxwellgleichungen der Elektrostatik, speziell des *Gauß'schen Gesetzes* ableiten. Zur Berechnung werden zylindrische Polarkoordinaten verwendet, es sind r der Radius, φ der Azimut und z die longitudinale Draht- und Röhrenrichtung. Es gilt nun mit der Raumladungsdichte ρ_q , welche sich auf den zentralen Draht beschränkt:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \rho_q$$

Bilden des Volumenintegrals liefert:

$$\int_V (\vec{\nabla} \times \vec{E}) dV = \oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int_0^z \int_0^{2\pi} E(r) r d\varphi dz = E(r) 2\pi r z = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_V \rho_q dV = \frac{q_z}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

Dabei ist q_z die auf dem Draht enthaltene, freie Ladung auf einem Drahtelement der Länge z . Aufgrund des leitenden Abschlusses durch das zylindrische Rohr, welches eine radialsymmetrische Äquipotentialfläche bildet, muss das Feld radialsymmetrisch³ sein. Das Skalarprodukt $\vec{E}(\vec{r}) \cdot d\vec{A}$ kann dann als Produkt $E(r) dA$ geschrieben werden, da gilt:

$$\vec{E}(\vec{r}) \parallel d\vec{A} \quad \forall \vec{r}$$

³und insbesondere konstant auf einem festen Radius

Zusammenfassend erhält man also:

$$E(r)2\pi rz = \frac{q_z}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (3.2)$$

Mit der Annahme eines langen Drahtes, also $L \gg b > a$, kann die Längenladungsdichte auf dem Draht als konstant angenommen werden, also:

$$\frac{q_z}{z} = \frac{dq}{dz} = \text{const}$$

Umstellen von (3.2) und Einsetzen liefert nun für das elektrische Feld im Inneren der Röhre:

$$E(r) = \frac{1}{2\pi r\varepsilon\varepsilon_0} \frac{dq}{dz} \quad (3.3)$$

Da das Feld durch die Spannung U_0 zwischen Anode und Kathode erzeugt wird, gilt außerdem wegen der Definition des elektrischen Feldes als negativer Gradient des Potentials, also $\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}U(\vec{r})$:

$$U_0 = \int_a^b E(r)dr = \int_a^b \frac{1}{2\pi r\varepsilon\varepsilon_0} \frac{dq}{dz} dr = \frac{1}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \frac{dq}{dz} \quad (3.4)$$

Umstellen von (3.4) liefert:

$$\frac{dq}{dz} = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 U_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

Einsetzen in (3.3) liefert nun das elektrische Feld im Rohr als:

$$E(r) = \frac{U_0}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (3.5)$$

Das \vec{E} -Feld im Rohr ist also insbesondere unabhängig von den dielektrischen Eigenschaften des verwendeten Driftgases[Kol07].

Aus Gleichung (3.5) erkennt man, dass für kleine Drahradien a zwar die Feldstärke $E(r)$ auf einem festen Radius r kleiner wird, die Feldstärke direkt am Draht jedoch überproportional stärker, da der Nenner in Gleichung (3.5) linear in r ansteigt, aber nur logarithmisch in a . Für einen Teilchendurchgang im Gas muss $r \in (a, b)$ gelten, man prüft die Abhängigkeit der maximalen Feldstärke am Draht vom Drahradius also unter der Voraussetzung:

$$-\left. \frac{\partial E(r, a)}{\partial r} \right|_{r=a} \stackrel{!}{>} \left. \frac{\partial E(r, a)}{\partial a} \right|_{r=a} \quad (3.6)$$

Ausführen der partiellen Differentiationen führt zu:

$$-\left. \frac{\partial E(r, a)}{\partial r} \right|_{r=a} = \frac{U_0}{a^2 \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (3.7)$$

$$\left. \frac{\partial E(r, a)}{\partial a} \right|_{r=a} = \frac{U_0}{a^2 \left(\ln\left(\frac{b}{a}\right)\right)^2} \quad (3.8)$$

Ein Vergleich von (3.7) und (3.8) zeigt, dass die Voraussetzung (3.6) erfüllt ist, so lange $\frac{b}{a} > \exp(1)$ ist, was für dünne Drähte o.B.d.A erfüllt ist. Folglich ist es sinnvoll, Drähte mit kleinem Durchmesser zu verwenden, da hier die Stärke des \vec{E} -Feldes nah am Draht immer stärker ansteigt und die Dichte der Sekundärionisationen größer wird.

3.4 Driftzeit-Ort-Beziehung

Der Zusammenhang zwischen der kürzesten Entfernung der Teilchenspur vom Draht⁴ und der Driftzeit t_d wird als Driftzeit-Ort-Beziehung (*DOB*) bezeichnet. Es gilt hier[Zim07]:

$$r_{\text{Spur}}(t_d) = \int_0^{t_d} v_d(t) dt = \int_0^{t_d} \frac{dr}{dt} dt \quad (3.9)$$

Man kann davon ausgehen, dass aufgrund des zufälligen Entstehungsprozesses kosmischer Myonen eine gleichmäßige Ausleuchtung der Driftröhren mit Myonen vorliegt, also gilt:

$$\frac{dN}{dr} = \frac{N_{\text{Spuren}}}{r_{\text{Rohr}}} \quad (3.10)$$

Dabei ist dN die Zahl der Spuren, die die Röhre im Intervall $[r, r + dr]$ durchqueren, N_{Spuren} ist die Gesamtzahl der Spuren, die eine Röhre durchqueren und r_{Rohr} ist der Radius einer Driftröhre. Für die Driftgeschwindigkeit v_d erhält man mit Benutzung von Gleichung (3.10):

$$v_d = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dN} \frac{dN}{dt} = \frac{r_{\text{Rohr}}}{N_{\text{Spuren}}} \frac{dN}{dt} \quad (3.11)$$

Einsetzen in Gleichung (3.9) liefert jetzt:

$$r_{\text{Spur}}(t_d) = \frac{r_{\text{Rohr}}}{N_{\text{Spuren}}} \int_0^{t_d} \frac{dN}{dt} dt \quad (3.12)$$

Die genannte Betrachtung ist zunächst rein statistischer Natur und berücksichtigt keine Effekte, welche durch äußere Parameter wie die Eigenschaften des verwendeten Driftgases, des Druckes oder der Temperatur abhängen. Gerade das verwendete Driftgas und seine Eigenschaften haben auf die Driftzeit-Orts-Beziehung einen großen Einfluss, welcher im folgenden Kapitel diskutiert wird.

⁴Radius des Driftkreises (vgl. Abbildung 3.1)

3.5 Driftgase

Der folgende Abschnitt orientiert sich an [Fer06]. Die verwendeten Driftgase spielen in Driftröhrendektoren eine zentrale Rolle. Ihr Hauptbestandteil sind üblicherweise Edelgase. Die einatomigen Edelgase haben, verglichen mit mehratomigen Gasen, den Vorteil eines geringen Wirkungsquerschnittes für elastische Stöße mit atomaren Anregungszuständen. Inelastische Stöße werden erst bei höheren Energien relevant und führen dann zumeist zur Ionisation statt zur Anregung. Edelgase erfordern außerdem zur lawinenartigen Gasverstärkung die geringsten elektrischen Feldstärken.

Inbesondere zum Nachweis minimalionisierender Teilchen ist auch die Dichte der Primäri-ionisationen entlang der Teilchenspur von entscheidender Bedeutung. Diese wächst mit der Kernladungszahl Z des verwendeten Edelgases. Da die Verwendung von Radon ($Z = 86$) aufgrund seiner eigenen Radioaktivität nicht sinnvoll ist, und Xenon ($Z = 54$) bzw. Krypton ($Z = 36$) teuer sind und daher in großvolumigen Driftröhrendektoren wie dem bei OPERA verwendeten System, nicht wirtschaftlich zu betreiben sind, ist das hier verwendete Argon ($Z = 18$) ein guter Kompromiss aus Kostenaufwand und Primärionisationsdichte.

Bei der oben beschriebenen Lawinenbildung können auch kurzlebige, metastabile Zustände des Argonatoms angeregt werden, welche nur durch Photoemission wieder in den Grundzustand übergehen können. Der niedrigste Anregungszustand dieser Art liegt beim Argon bei 11,6 eV und damit über der Austrittsarbeit von Photoelektronen aus dem Kathodenmaterial Aluminium⁵. Außerdem können bei der Neutralisation der an die Kathode driftenden Ionen Photonen emittiert werden, die wieder Photoelektronen auslösen können. Diese Elektronen können ebenfalls lawinenartig vervielfältigt werden, was zu einem zeitlich verzögerten Signal führt, welches die Messung der Driftzeit verfälschen kann⁶.

Zur Absorption der Photonen wird dem Edelgas daher ein sogenannter *Quencher* hinzugefügt. Quencher sind Gase, bei denen es viele Anregungszustände wie Rotation und Schwingungen gibt, die keine Strahlung emittieren. Das hier verwendete Gas CO₂ hat in einem breiten Energieintervall einen hohen Wirkungsquerschnitt für die Anregung nichtstrahlender Zustände durch Absorption von Photonen. Außerdem erfüllt CO₂ die Bedingung, nicht brennbar und ungiftig zu sein, da aus Sicherheitsgründen brennbare, giftige und anorganische Quencher im Untergrundlabor LNGS verboten sind.

⁵ $W_{Al} = 4,25$ eV

⁶Dies trifft bei der Messmethode, welche im Rahmen dieser Bachelor Arbeit verwendet wird, nicht zu. Hier wird im sog. *first hit*-Modus gemessen, es entsteht nur ein Spektrum der Driftzeiten bis zum ersten gemessenen Strompuls.

3.6 Auflösungsfunktion

Den Abschnitten 3.3 und 3.4 kann man entnehmen, dass ein Informationsgewinn über den Ort eines Teilchendurchganges aufgrund der Geometrie der Driftröhren und des elektrischen Feldes nur senkrecht zum Draht, in radialer Richtung möglich ist. Aus der Messung der Driftzeit erhält man mit Gleichung (3.12) einen Radius um den Draht, den sog. Driftkreis, den die Teilchenspur tangiert. Man beschreibt die Trajektorie des Teilchens durch eine Geradengleichung in der *Hesseschen Normalform* [Len07]:

$$x \sin(\phi) + z \cos(\phi) - d_0 = 0 \quad (3.13)$$

Dabei ist der d_0 der kürzeste Abstand der Spur zum Koordinatenursprung und ϕ der

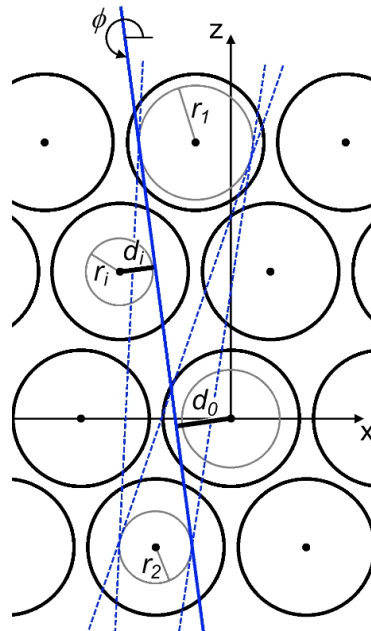


Abbildung 3.2: Illustration der Driftkreise und aller möglichen Tangenten an den obersten und untersten Driftkreis. Die durchgezogene Linie entspricht der Teilchenspur [Len07].

Winkel zwischen der x -Achse und der Teilchenspur (vgl. Abbildung 3.2). Der kürzeste Abstand d_i zwischen der Teilchenspur und dem Signaldraht einer beliebigen, getroffenen Röhre i ist demnach gegeben durch den Ausdruck:

$$x_i \sin(\phi) + z_i \cos(\phi) - d_0 = d_i$$

Betrachtet man ein ideales Event mit nur einem Teilchendurchgang durch den Detektor und ohne Untergrund, so ergeben sich für n_h Röhrentreffer in einer Ebene

$$N_t = 4 \cdot \frac{n_h^2 - n_h}{2}$$

mögliche Tangenten, nachdem durch eine Mustererkennung alle getroffenen Driftröhren aussortiert wurden, die nicht im Bereich der erwarteten Spur liegen[Bü11]. Die am besten zur Teilchenspur passende Tangente wird durch Minimierung des Ausdruckes

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(r_i - d_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.14)$$

ermittelt. Dabei ist σ_i die Ortsauflösung und der Ausdruck $r_i - d_i$ wird als Residuum bezeichnet. Die Ungenauigkeit in der Ortsbestimmung für Teilchendurchgänge nah am Signaldraht wird dominiert von Fehlern bei der Zeitmessung, welche im Bereich um 2,5 ns liegen. Zu großen Radien hin wird die Ortsauflösung hingegen dominiert von der Ausrichtung der Module und nimmt einen konstanten Wert an. Mit Hilfe der Driftzeit-Orts-Beziehung lässt sich der zeitliche Fehler $\sigma(t)$ in einen örtlichen Fehler (Ortsauflösung) umrechnen, welcher sich zu

$$\sigma(r) = p_0^{3/2} \cdot \frac{\sigma(t)}{2r} \quad (3.15)$$

ergibt. Dabei ist p_0 ein Parameter einer Fitfunktion für die steile Flanke des Driftzeitspektrums, also der Driftzeiten, die zu Driftkreisen nah am Draht gehören⁷[Kai10]. Man erhält die gesamte Zeitauflösung als Breite eines Gauss-Fits der steilen Flanke des Driftzeitspektrums. Typische Ortsauflösungen der OPERA-Driftröhren sind im Bereich von 300 μm [Won07].

3.7 Anwendungen von Driftröhren

Im Folgenden sollen kurz einige Anwendungen von Driftröhren außerhalb des Experimentes OPERA gegeben werden.

Compact Muon Tracker Das Borexino Experiment, welches wie OPERA am *LNGS* in Italien aufgebaut ist, hat die Detektion solarer Neutrinos zur Aufgabe, wobei insbesondere der niederenergetische Teil des solaren Neutrinospektrums von Interesse ist. So wird das Hauptaugenmerk hier auf die Detektion von ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, pep, pp und CNO-Neutrinos gelegt⁸. Neutrinoexperimente sind häufig *Niedrigraten-Experimente*⁹, somit wird eine Reduktion des Untergrundes auf Minimum essentiell. Bei Borexino wird der Untergrund, im Energieintervall der betrachteten Neutrinos, dominiert von radioaktiven Zerfällen des Kohlenstoffisotopes ${}^{11}\text{C}$, welcher durch kosmische Myonen induziert ist. Kosmische Myonen müssen also identifiziert werden können. Dazu wird das verwendete Detektorvolumen mit Flüssigszintillator in ein *Vetovolumen* aus hochreinem Wasser eingebracht, in dem kos-

⁷fit (engl.) passen - physikalische Annahmen führen zur Annahme einer Funktion mit freien Parametern. Die Parameter sind Ergebnisse eines *fits*.

⁸Bezeichnungen aus dem *Standard Solar Model*, siehe z.B [Bic11].

⁹Ausnahmen sind z. B. Experimente, die Neutrinos aus Kernreaktoren messen und nah an diesen aufgebaut sind.

mische Myonen Čerenkov-Licht erzeugen, welches in PMTs¹⁰ registriert wird. Außerdem wird ein Driftröhrensystem, welches auf dem Design der Driftröhren von OPERA basiert, zur Kalibration verwendet. Die Driftröhren befinden sich an der Oberseite des Detektors und liefern genau Spurdaten über Myonen, welche in den Detektor eintreten. Hiermit lassen sich die Spuren der Myonen dreidimensional rekonstruieren, wobei eine Ortsauflösung von etwa 50 cm erreicht wird. Die dreidimensionale Rekonstruktion der Spuren gelingt, da die Driftröhren, welche in Modulen zusammengefasst sind, modulweise um 90° gegeneinander gedreht sind. Mit diesen Driftröhren wurde im Borexino-Experiment nachgewiesen, dass auch der Flüssigszintillator in der Lage ist, die Spuren mit ausreichender Ortsauflösung zu rekonstruieren. Dabei wird die Spur durch Auswertung der Zeit rekonstruiert, zu der die Photomultiplier das Szintillatorlicht empfangen.

Borexino verwendet zur Identifikation von Untergrundereignissen eine dreistufige Koinzidenzanalyse. Beim Durchgang eines kosmischen Myons durch den Detektor läuft hauptsächlich die Reaktion $\mu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \mu + {}^{11}\text{C} + n$ ab. Das ${}^{11}\text{C}$ zerfällt über β^+ mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} \approx 20$ min. Das Neutron wird sofort wieder eingefangen, wobei ein γ emittiert wird. Die Koinzidenzanalyse identifiziert ein Untergrundevent nun über die Koinzidenz eines Myondurchganges, gefolgt von einem γ direkt nach dem Myonendurchgang durch den Neutroneneinfang sowie eine e^+ -Detektion durch den ${}^{11}\text{C}$ -Zerfall mit einer Positronenenergie von ca. 1-2 MeV, welche nicht mit dem Myonveto korreliert ist. Es gilt also, den Ort, an dem das Kohlenstoffisotop entsteht, sehr genau einzugrenzen, um ein kleines Volumen um ihn herum für einige Halbwertszeiten aus dem Messvolumen zu extrahieren. Wäre der Ort des Kohlenstoffisotopes nicht genau bekannt, so könnte man den gesamten Detektor nach einem Myonendurchgang etwa eine Stunde nicht nutzen. Da in dieser Zeit weitere Myonen den Detektor durchqueren, wäre das Experiment somit nicht durchführbar. Da der Čerenkov-Detektor alleine dazu nicht in der Lage wäre und die Fähigkeit des Szintillators zur Spurrekonstruktion getestet werden musste, sind die Driftröhren zur Spurrekonstruktion hier von größter Bedeutung [Bic11].

Transition Radiation Tracker Eine der mit Priorität vorgesehenen Aufgaben des Experiments ATLAS ist der Nachweis des Higgs-Bosons, welches sich nicht direkt nachweisen lässt, sondern nur über seine Zerfallsprodukte, welche sich für die verschiedenen Zerfallskanäle des Higgs-Bosons voneinander unterscheiden können. Eine Möglichkeit, die Teilchen, die in einer LHC-Reaktion entstehen, zu unterscheiden ist also von entscheidender Bedeutung, um die stattfindende Reaktion zu identifizieren. Der *Transition Radiation Tracker* (kurz TRT) gehört dem *inner detector* des ATLAS-Experiments an, welcher sich in einem Magnetfeld befindet um eine Impulsauflösung für geladene Teilchen zu erreichen. Durch die Richtung der Bahnkrümmung im Magnetfeld lässt sich außerdem das Ladungsvorzeichen bestimmen. Der TRT besteht aus Driftröhren, welche, anders als in

¹⁰PhotoMultiplierTube (engl.) etwa: Photonenvervielfältiger - Messgerät, welches Photonen detektiert und ein elektrisches Signal ausgibt.

den übrigen genannten Experimenten, in massive Materie eingebettet sind. Beim Durchgang durch die Materie zwischen den Röhren emittieren geladene Teilchen, abhängig von ihrer Masse Bremsstrahlung, welche hier als *Transition Radiation*¹¹ bezeichnet wird. Die Photonen dringen gemeinsam mit dem durchquerenden Teilchen in die Driftröhren des TRT ein. Diese sind mit der Gasmischung 70% Xe, 27% CO₂ und 3% O₂ gefüllt. Diese ermöglicht in Kombination mit dem kleinen Röhrendurchmesser von 4 mm¹² und der Hochspannung, dass die begleitenden Photonen in der Röhre Photoelektronen ausschlagen, welche zum Draht 30 μm durchmessenden Anodendraht beschleunigt werden, der, wie bei OPERA und Borexino aus mit Gold überzogenem Wolfram besteht. Je mehr Photonen in die Röhre gelangen, desto mehr Ladung gelangt auf die Anode und wird gemessen. Über die Pulshöhe lässt sich so die Masse des durchquerenden Teilchens bestimmen. Gemeinsam mit der Impulsmessung und der Energiemessung in den, auf den TRT folgenden, Kalorimetern lässt sich so die Art des erzeugten Teilchens bestimmen [col08].

Muon Spectrometer Im Muon Spectrometer des ATLAS-Experimentes werden im äußeren Bereich des Detektors 354.000 Driftröhren, in 1200 Modulen zusammengefasst, verwendet, um die Spuren von Myonen örtlich rekonstruieren zu können. Jede Driftröhre hat dabei einen Durchmesser von 30mm. Das Muon Spectrometer ist schalenförmig um das hadronische Kalorimeter herum angeordnet. Da im hadronischen Kalorimeter sämtliche Hadronen gestoppt werden sollen, kann sichergestellt werden, dass das Muon Spectrometer ausschließlich Myonen erreichen.

Die Driftröhren befinden sich in einem toroidalen Magnetfeld mit Feldintegralen zwischen zwei und acht Tm, welches so angeordnet ist, dass die Hauptkomponente des Magnetfeldes immer orthogonal zum Myonenimpuls ist. Hierdurch lässt sich durch die Vermessung der Bahnkrümmung eine Impuls- und somit Energieauflösung der Myonen erzielen. Da das Higgs-Boson in vielen Kanälen myonisch zerfällt, ist es wichtig, die Transversalimpulse der Myonen möglichst genau bestimmen zu können. Dabei liefert das Muon Spectrometer im Impulsbereich bis $p_T = 100$ GeV eine Ungenauigkeit von 2-3%, welche hin zu transversalen Impulsen von $p_T = 1$ TeV bis auf 10% anwächst [Tak09]. Als Prüfgasmischung kommt hier 93% Ar und 7% CO₂ unter einem Druck von 3 bar zum Einsatz. Die Ortsauflösung in der Spurrekonstruktion im Muon Spectrometer beträgt etwa 50 μm .

¹¹(engl.) Durchgangsstrahlung

¹²vgl.: 38 mm bei OPERA und Borexino

4 Der Precision Tracker Teststand

Am Precision Tracker¹ Teststand der Universität werden derzeit vier Driftröhrenmodule² (siehe Abbildung 4.1) betrieben, von denen zwei mit dem PT von OPERA am LNGS baugleich sind. Die zwei verbleibenden Module sind Prototypen, welche an beiden Enden der

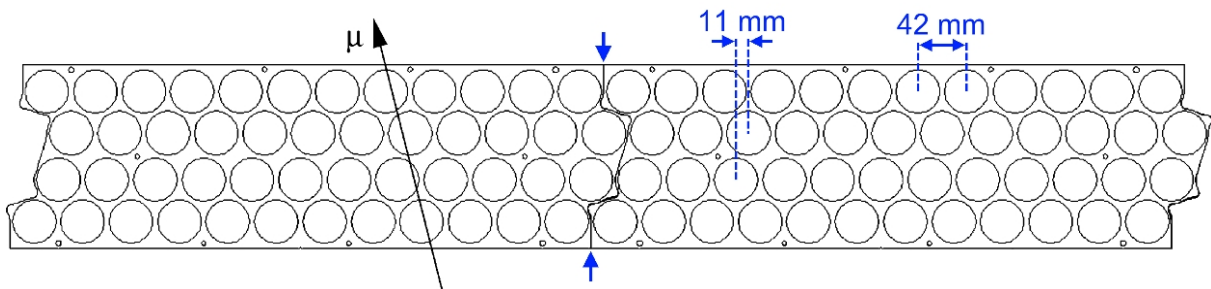


Abbildung 4.1: Querschnittsansicht zweier nebeneinander liegender Driftröhrenmodule durch die Endplatten. Entspricht im OPERA-Aufbau am LNGS einer Sicht von oben auf die Module, am PT-Teststand in Hamburg einer Seitenansicht [Len07].

Röhren mit Ausleseelektronik bestückt sind, was eine Ortsauflösung der Spuren entlang der Röhren ermöglicht [Bü11].

4.1 Anordnung der Driftröhrenmodule

Verglichen mit dem vorherigen Aufbau [Bü11] wurden die Module A und B (siehe Abbildung 4.2) jeweils um 180° entlang ihrer Längsachse gedreht. Da die Module A und B entlang der Längsachse gedreht wurden, wurde es nötig, am TDC 0³, an welchem diese Module angeschlossen sind, die Belegung der Signalkabel an den TDC-Eingängen entsprechend zu ändern, um im Verlauf ohne Anpassungen an der Rekonstruktionssoftware die Spuren der Teilchen rekonstruieren zu können. Die Belegung der Kanäle an den drei TDC sind im Anhang den Abbildungen A.1 bis A.3 zu entnehmen. Somit liegen im hier beschriebenen Aufbau alle Driftröhrenmodule in gleicher Ausrichtung. Die Ausrichtung der Module wurde an den metallischen Endplatten der Module vorgenommen, sodass aufgrund der Geometrie der Module eine erneute Berechnung der Relativpositionen der

¹kurz: PT

²ein Modul enthält 48 Driftröhren

³Time to Digital Converter (engl.:) Zeit zu Digital Wandler - Es gibt drei TDC Platinen, welche aufsteigend von 0 bis 2 nummeriert sind.

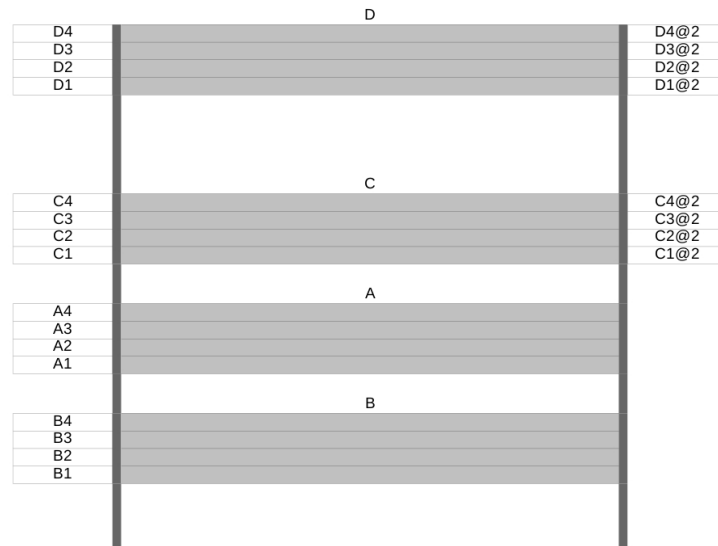


Abbildung 4.2: Illustration der Anordnung der Module in einer Seitenansicht. Die Buchstaben entsprechen der Benennung der Module, die Ziffern hinter der Modulbezeichnung entsprechen je einer Lage von zwölf Driftröhren, welche gemeinsam mit einem Preamp-Board verbunden sind. Die Bezeichnung @2 bezeichnet die zweite Ausleseseite der Module C und D. Die Benennung erfolgt dabei nach [Bü11].

Module zueinander notwendig wurde. Dabei wurden im Speziellen die Relativpositionen der in der Auslesesoftware *cmtrack* definierten Koordinatenursprünge der einzelnen Module zueinander berechnet [Bic11]. Abbildung 4.3 zeigt die Positionierung der Module und ihre Endplatten mit der dazugehörigen Messelektronik.

4.2 Elektronik

Die Elektronik, welche zum Steuern und Auslesen der Module verwendet wird, teilt sich in zwei Teile auf; einen Teil in einem Elektronik-Rack, sowie einen Teil direkt an den Driftröhren. Auf beide Teile soll in diesem Abschnitt eingegangen werden. An einem Ende aller Module sind Platinen montiert, die den Aufbau mit Hochspannung (HV⁴) und Niedrigspannung (LV⁵) versorgen. Dabei sind jeweils die zwölf Signaldrähte einer Röhrenlage in einer Parallelschaltung mit einer Hochspannungsplatine verlötet. Jede Lage wird über ein Kabel mit der Hochspannungsversorgung C.A.E.N Sy127 verbunden. Die LV-Versorgung ist aufgeteilt in einen Digital- und einen Analogschaltkreis (siehe [Z⁺05]), die Spannungen werden durch zwei *EA-PS 2016-050* Lobornetzgeräte bereitgestellt. Am Analogschaltkreis liegen dabei 3,6 V an, am Digitalschaltkreis 3,3 V. Abbildung 4.4 zeigt beispielhaft eine Modulendplatte mit montierten Platinen. Ebenfalls zu sehen sind die

⁴High Voltage

⁵Low Voltage



Abbildung 4.3: Foto der aufeinander liegenden Driftröhrenmodule. Zu erkennen ist die identische Ausrichtung aller vier Module. Ansicht auf die Endplatten der Module mit Versorgungsplatinen und Vorverstärkern.

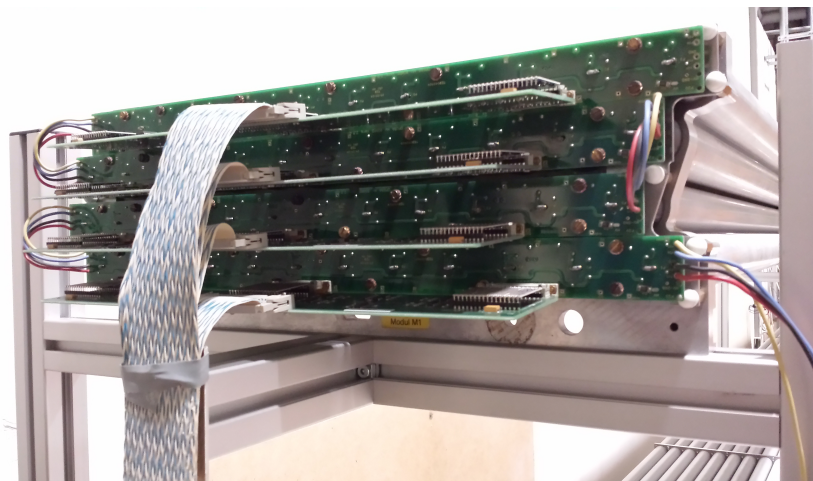


Abbildung 4.4: Foto einer Modulendplatte mit montierter Versorgungsplatine sowie aufgesteckten Preamp-Platinen.

Preamplifier⁶-Platinen, welche neben einer Signalverstärkung insbesondere die Diskriminatoren beherbergen, die für eine Rauschunterdrückung essentiell sind. Diskriminatoren lassen das Messignal erst dann passieren, wenn es eine bestimmte Schwellenspannung

⁶Preamplifier - kurz: Preamp (engl.:) Vorverstärker

U_{th} überschreitet und geben in diesem Fall einen Rechteckspannungspuls weiter, dessen Amplitude der Schwellenspannung entspricht und dessen Pulsbreite der Zeit entspricht, in welcher das Messsignal größer ist als die gesetzte Schwellenspannung. Über das Programm *slow control* lassen sich die Schwellenspannungen der Diskriminatoren einzeln oder gesammelt einstellen. Eine Schaltskizze der Preamplifier-Platinen ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Ein Signal, welches die Diskriminatoren passieren kann, wird über 40 polige Flachkabel,

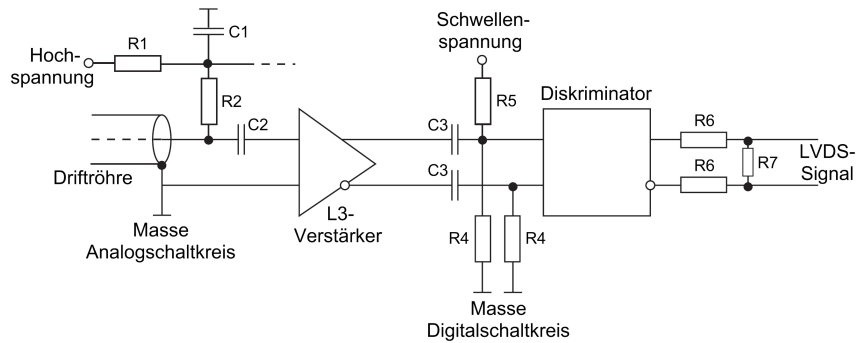


Abbildung 4.5: Schaltskizze der Ausleseelektronik nach [Z+05]

welche an den Enden jeder Preamplifier-Platine angebracht sind, an die TDCs und die OSUBs⁷ weitergeleitet, auf denen die elektronische Signalverarbeitung stattfindet.

4.3 Das Triggersystem

Zum Triggern⁸ der Messung werden zwei Plastikszintillatoren des Typs *Valvo XP2011/03* verwendet, die mit einer Spannung von $U_{PMT} = -1650$ V betrieben werden. Szintillatoren emittieren ein Photon, wenn sie von einem geladenen Teilchen durchquert werden. Dieses Photon erzeugt in einem Photomultiplier, wie er an beiden Szintillatoren angebracht ist, ein Photoelektron, welches an mehreren Dynoden vervielfacht wird und so ein gut messbares, elektrisches Signal erzeugt. Die Szintillatoren liegen dabei übereinander, der obere Szintillator befindet sich oberhalb von Modul C, der untere Szintillator liegt unter Modul B (vgl. Abbildung 4.6). Außerdem liegt zwischen dem unteren Szintillator und dem Modul B eine Bleischicht von zehn Zentimetern Dicke, welche gewährleisten soll, dass nur minimalionisierende⁹ Teilchen auch den unteren Szintillator erreichen. So kann sichergestellt werden, dass fast kosmische Myonen, die auf Meereshöhe den größten Anteil der minimalionisierenden Teilchen stellen, den unteren Szintillator erreichen. Kosmische Myonen,

⁷OSUB : OPERA Support Board (engl.:) OPERA Unterstützungsplatine. Platine, welche für das Setzen der Schwellenspannungen U_{th} , das Senden von Testpulsen zum Prüfen der Hardware und das Auslesen von Temperatursensoren zuständig sind. Temperatursensoren sind an diesem Teststand nicht in Verwendung.

⁸von *Trigger* (engl.:) Auslöser - hier: gezieltes Auslösen einer Messung

⁹Die Bethe-Bloch-Gleichung hat ein Minimum des Energieverlusts pro Strecke. Minimalionisierende Teilchen liegen in diesem Minimum.

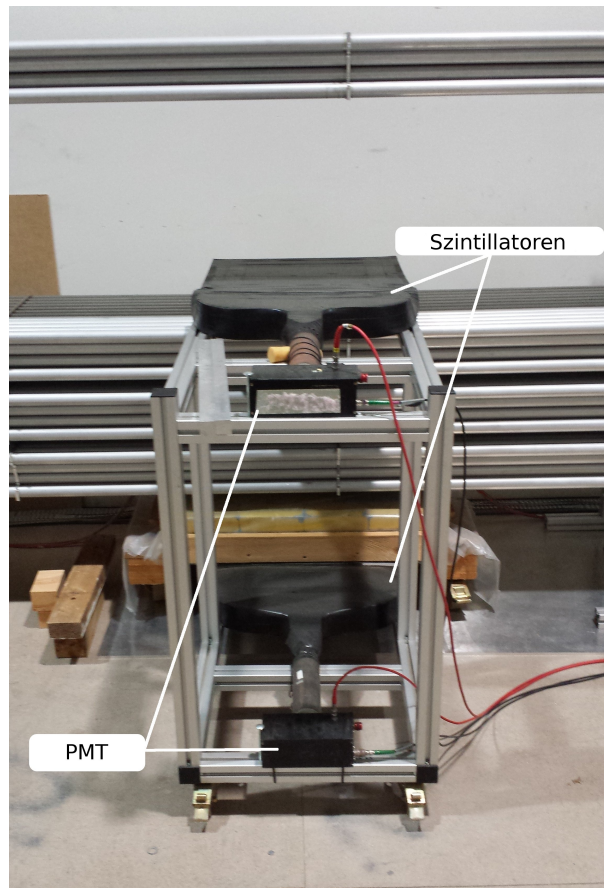


Abbildung 4.6: Foto der Szintillatoren mit angeschlossenen Photomultipliern.

welche sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, durchqueren die Szintillatoren in einem zeitlichen Abstand von etwa 3 ns, was deutlich kürzer ist, als die Signalentwicklungszeit in den Driftröhren, zu der sich noch die Laufzeit des Signals auf Draht und Kabel addiert. Zum Triggern wird schließlich ein Koinzidenzsignal beider Photomultiplier beziehungsweise Szintillatoren als Stoppsignal im sogenannten *Common Stop Modus* verwendet. Die Koinzidenzanalyse erfolgt hardwareseitig auf dem sog. *OTB*¹⁰. Das Stoppsignal wird zuvor verzögert, damit das Messsignal von den TDC registriert wird, bevor das Triggersignal schließlich die Messung stoppt. Gemessen wird mit diesem Aufbau die Zeit zwischen verzögertem Triggersignal und dem *ersten* Anodenstropuls. Die Verzögerung des Stoppsignals vom OTB lässt sich in der Software *slow control* im Intervall von 10 ns bis 1,275 μ s einstellen. Eine schematische Darstellung der Funktionsweise eines OTB als Blockdiagramm ist im Anhang in Abbildung A.4 gezeigt. Die Szintillatoren, die in einer festen, relativen Position zueinander auf einem Wagen angebracht sind, haben jeweils eine aktive Fläche von $(47 \times 59) \text{ cm}^2$ [Len07]. Durch den vertikalen Abstand der Szintillatoren von 103,5cm erhält man für das Triggersignal einen Bereich der Winkelakzeptanz von $\theta \approx 29^\circ$ (vgl. Abbildung 4.7).

¹⁰OPERA Trigger Board (engl.:) OPERA Auslöserplatine

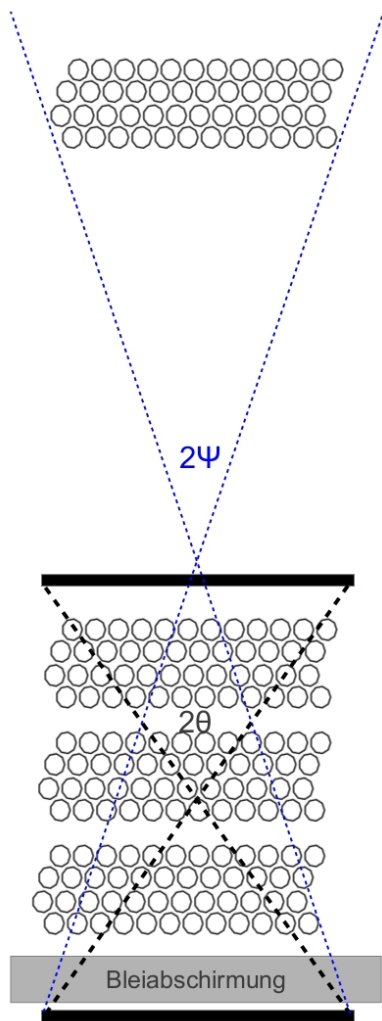


Abbildung 4.7: Skizze zur Verdeutlichung des Bereiches der Winkelakzeptanz des Triggersignals. Der Winkel θ , um welchem Teilchen gegenüber dem Einfall senkrecht von oben ein Triggersignal auslösen, beträgt etwa 29° . Man sieht deutlich, dass nicht alle Teilchen, die ein Triggersignal auslösen auch das obere Modul treffen. Der Winkel Ψ , unter dem Teilchen gegenüber der senkrechten Richtung einfallen dürfen, damit auch das obere Modul D getroffen wird ist deutlich kleiner.

4.4 Alignment

Unter dem Alignment¹¹ versteht man die präzise Ausrichtung des Aufbaus im Rahmen der technisch möglichen Genauigkeit. Beim PT Teststand sind vor allem zwei Freiheitsgrade im Aufbau zu alignieren. Zunächst gilt es, die Module so auszurichten, dass die Röhren möglichst parallel verlaufen. Dazu wurden die Endplatten der Module aufeinander gelegt, was aufgrund der kleinen Fehlertoleranz bei der Fertigung der Module eine hinreichend genaue Ausrichtung nach sich zieht.

Bei horizontaler Ausrichtung der Module hängen die Signaldrähte durch ihr Eigengewicht in der Mitte der Röhren um etwa 1,2 mm durch gegenüber ihren Aufhängungen an den Enden der Röhren. Die Driftröhren aus Aluminium hingegen hängen durch ihr Gewicht in der Mitte um etwa 1 cm durch als an den Endplatten [Gö06]. Dies führt zu einer stark inhomogenen Verteilung des elektrischen Feldes in den Röhren (vgl. Kapitel 3.3), wodurch die Messung der Driftzeiten verfälscht werden kann. So ist der Fehler bei einem nicht korrigierten Aufbau bei einem Triggern direkt in der Mitte der Rohre maximal und wird kleiner, wenn der Trigger zu den Enden der Rohre hin verschoben wird. Das

¹¹(engl.) Ausrichtung

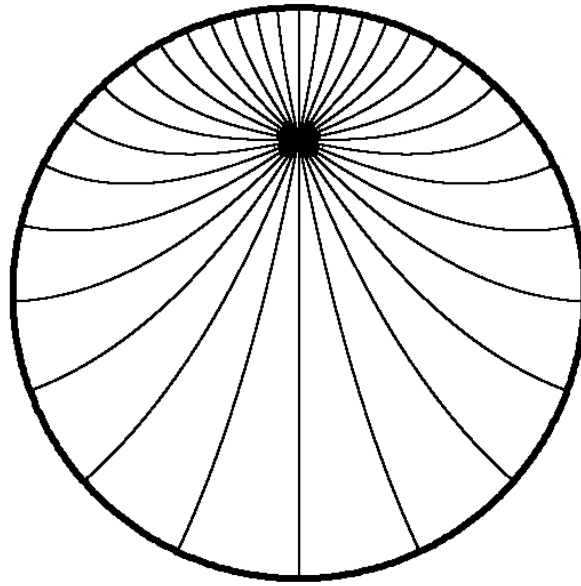


Abbildung 4.8: Illustration der elektrischen Feldlinien im Rohr, wenn der Draht nicht in der Röhrenmitte liegt. Die Feldlinien wurden numerisch ermittelt [htt13].

Durchhängen der Module lässt sich durch eine mechanische Unterstützung des Aufbaus in der Mitte durch eine höhenverstellbare Stütze ausgleichen. Zur Minimierung des Fehlers bei der Ermittlung der Höhe der Rohrmitte wird hier ein Nivelliergerät verwendet. Das Alignment stellte sich dabei als problematisch heraus, da am Messplatz schwingfähige Gitterroste als Boden dienen, welche auf Querverstrebungen aufliegen. Diese sind mit dünnen Holzplatten abgedeckt, was ebenfalls einen Freiheitsgrad der Bewegung öffnet. Die Schwingfähigkeit des Bodens am Messplatz macht ein Nivellieren nicht mit der maximalen, technisch gegebenen Genauigkeit möglich. Ein Stabilisieren des Bodens ist daher zur Erhöhung der Messgenauigkeit anzustreben. Trägt man die Häufigkeit der Treffer mit einer bestimmten Driftzeit gegen die Driftzeit auf, so erhält man das sog. *Driftzeitspektrum*. Man erwartet hier, dass zu großen Driftzeiten hin das Spektrum verschwindet, da Elektronen bei einem vorgegebenen Rohrradius eine maximale Driftzeit haben. Der Fehler im Driftzeitspektrum bei einem nicht korrigierten Durchhängen der Rohre lässt sich in Abbildung 4.9 erkennen.

4.5 Gassystem

Das Gas durchströmt zunächst alle Röhren hintereinander, was eine lange Spülzeit nach sich zieht. Da die Einlassöffnungen für das Gas in den Röhren deutlich kleinere Durchmesser als die Driftröhren haben, kann eine laminare Gasströmung nicht gewährleistet werden, weshalb das Gas nicht mit höheren Flussraten als zwölf Litern pro Stunde eingespült werden sollte. Die Gasflussrate wurde über einen Schwebekörper-Flowmeter¹² eingestellt.

¹²(engl.) Flussmessgerät

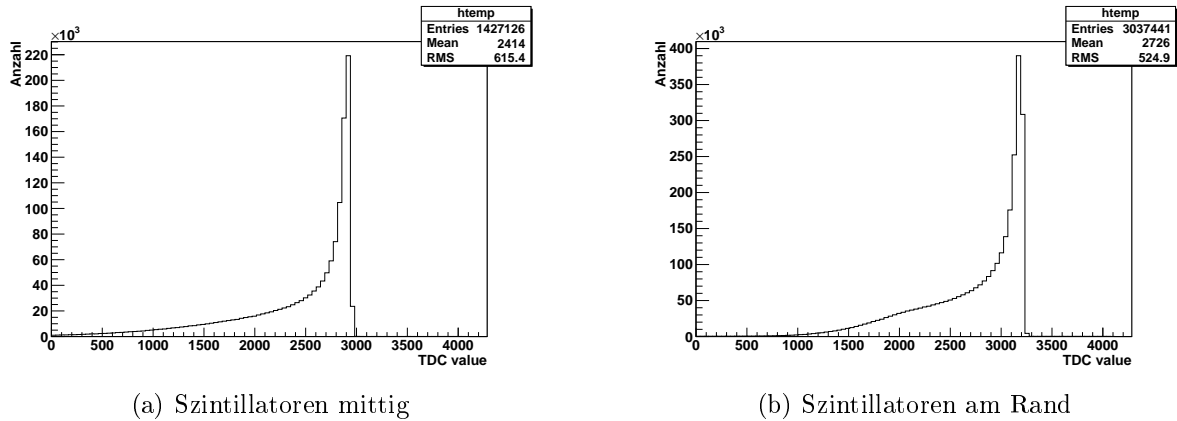


Abbildung 4.9: TDC Spektren am nicht alignierten Aufbau in der Mitte der Röhren und am Rand der Röhren. Die Zeitachse verläuft hier nach links, größere Driftzeiten entsprechen also kleineren TDC Werten (eine Umrechnung ist mit Gleichung (5.4) möglich). Das steile Maximum gehört zu Driftzeiten eines Teilchendurchganges nah am Draht. Bei den mittig liegenden Szintillatoren fehlt der steilere Abfall zu großen Driftzeiten (vgl. 4.9(a)), der bei der Verwendung von 80% Ar und 20% CO₂ typisch ist und bei am Rand positionierten Szintillatoren sichtbar ist (vgl. 4.9(b)). Der steilere Abfall ist aufgrund der fehlenden Alignierung auch hier wenig ausgeprägt.

Im Rahmen der, in dieser Arbeit vorgestellten, Messungen wurde eine Gasflussrate von zwölf Litern pro Stunde verwendet. Am Gasauslass ist das System durch einen Bubbler¹³ luftdicht abgeschlossen. Das Gassystem wurde im Vergleich zu dem zuletzt in [Bü11] umgebaut, sodass nun im Teststand zwei unterschiedliche Gasmischungen gleichzeitig verwendet werden können. Dabei hat das Modul C (vgl. Abbildung 4.2) eine eigene Gasversorgung bekommen, bei der auch hier alle 48 Röhren des Moduls hintereinander durchspült werden. Der Ausfluss des Gases sowie der luftdichte Abschluss des Moduls erfolgt über einen zweiten Bubbler. Da ein anderes Driftgas mit anderen Betriebsparametern optimale Ergebnisse erzielen kann, wurde die Verkabelung außerdem so angepasst, dass die HV-Versorgung des Moduls C über einen eigenständigen Kanal des HV-Gerätes bereitgestellt wird, sodass die Spannung hier einzeln geregelt werden kann.

Es ist anzustreben, bei Messung mit einer neuen Driftgasmischung in Modul C, die bereits in Verwendung befindliche Mischung von 80% Ar und 20% CO₂ in den übrigen Modulen beizubehalten, um in den Modulen A, B und D eine Spurreferenz mit bekannter Ortsauflösung liefern zu können.

¹³von *bubble* (engl.) Blase - Glaskolben, der mit einem Öl gefüllt ist und darin Blasen wirft, wenn Gas durch den Bubbler nach außen tritt.

4.6 Inbetriebnahme

Zur Inbetriebnahme wurden zunächst sämtliche Kabelverbindungen wiederhergestellt und eine Stromversorgung des Aufbaus hergestellt. Mit Hilfe einer *Testpulsmessung* im Programm *slow control* wurde getestet, ob die Messhardware korrekt angeschlossen und funktionsfähig ist (siehe Kapitel 5.2). Im Anschluss wurde das Röhrensystem mit der Driftgasmischung 80% Ar, 20% CO₂ gespült. Für eine ausreichende Spülung des Systems mit Driftgas wird das dreifache Detektorvolumen an Gas eingespült.

Aufgrund der großen Zeitspanne, in welcher der Aufbau vor dem Standortwechsel nicht in Benutzung war, zeigte sich hier das Problem, dass die oben genannte Gasmischung sich bei Temperaturen unterhalb von +5 °C entmischen kann. Da eine zum Einfüllzeitpunkt zwei Jahre alte Gasmischung, welche aufgrund fehlender Möglichkeiten, Gase in Gebäuden zu lagern, über diese Zeit im Freien stand, zögerte sich ein Beginn der Messungen drastisch hinaus. Es musste mit einer neu angefertigten Gasmischung gespült werden, da das entmischte Gas keine *Quenchwirkung* aufzuweisen schien.

5 Messdaten und Auswertung

5.1 Messung der Teilchenflussraten

Zum Überprüfen der Funktion der Szintillatoren mit angeschlossenen Photomultipliern wurden die Signalaraten der Photomultiplier, sowie die Koinzidenzrate der Triggersignale vom OTB gemessen. Dabei wurden zum Vermindern der Messfehler $n = 5$ Messungen durchgeführt. Es wird jeweils aufgetragen: die Zahl N der Signale, die innerhalb der Zeit t auftreten. Daraus erhält man die Signalarate $f = \frac{N}{t}$ in Hz.

Signale des oberen Szintillators Der obere Szintillator, welcher dem Modul C aufliegt, hatte dabei die in Tabelle 5.1 gezeigten Raten. Es ergibt sich hier eine gemittelte Rate

Tabelle 5.1: Messung der Signalarate des oberen Szintillators

n	N	t [s]	f [Hz]
1	4280	30	142,7
2	4090	30	136,3
3	4426	30	147,5
4	3946	30	131,5
5	4104	30	136,8

\bar{f}_{oben} von:

$$\bar{f}_{\text{oben}} = (139 \pm 6) \text{ Hz} \quad (5.1)$$

Signalrate des unteren Szintillators Der untere Szintillator ist von einer Bleischicht überdeckt, daher erwartet man für diesen Szintillator eine deutlich geringere Signalarate, als für den oberen Szintillator. Hier werden beispielsweise Signale von Luftschauern stark unterdrückt, welche den oberen Szintillator durchaus durchqueren können. Tabellarisch aufgetragen, zeigten sich die in Tabelle 5.2 dargestellten Messwerte. Für diesen Szintillator erhält man analog zu vorher die Signalarate:

$$\bar{f}_{\text{unten}} = (42 \pm 2) \text{ Hz} \quad (5.2)$$

Koinzidenzrate Die Koinzidenzrate ist die Triggerrate, welche vom OTB ausgegeben wird. Die Einstellungen des OTB haben dabei auf die Signalarate keinen Einfluss, nur auf

Tabelle 5.2: Messung der Signalrate des unteren Szintillators

n	N	t [s]	f [Hz]
1	1303	30	43,4
2	1206	30	40,2
3	1246	30	41,5
4	1265	30	42,2
5	1227	30	40,9

die Signalform- und Verzögerung. Tabelle 5.3 zeigt die Koinzidenzraten. Es zeigte sich

Tabelle 5.3: Messung der Rate der Koinzidenzsignale

n	N	t [s]	f [Hz]
1	15	17,0	0,9
2	15	15,6	1,0
3	15	21,0	0,7
4	15	16,4	0,9
5	15	12,5	1,2

eine Koinzidenzrate \bar{f}_{trigger} von:

$$\bar{f}_{\text{down}} = (0,9 \pm 0,2) \text{ Hz} \quad (5.3)$$

Pro Quadratmeter und Sekunde erreichen die Erde auf Meereshöhe ca. 200 kosmische Myonen [Ort07]. Die Szintillatoren haben eine aktive Fläche von $A_{\text{eff}} \approx 0,277 \text{ m}^2$, daher erwartet man etwa 55 kosmische Myonen pro Sekunde auf der Fläche eines Szintillators. Da den oberen Szintillator nicht nur Myonen, sondern auch viele andere Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung durchqueren können, ist hier die Rate sehr viel höher. Der untere Szintillator ist von Blei überdeckt, daher erreichen diesen fast nur minimalionisierende Teilchen, deren überragender Anteil auf Meereshöhe durch Myonen gestellt wird. Die Rate des unteren Szintillators, wie sie in (5.2) gezeigt ist, stellt einen guten Wert dar, da das Blei auch die niederenergetischen Myonen nicht durchqueren können und gerade die Photomultiplier Effizienzen weit unterhalb von 100% aufweisen.

Die erwartete Rate ist also in der Messung bestätigt worden. Die Fehler in den Ergebnissen ergeben sich jeweils aus der Standardabweichung des Mittelwertes.

5.2 Überprüfung der Messelektronik

Nach dem Umzug und Neuaufbau des Messaufbaus an seinen neuen Standort in der Zyklotronhalle (Geb. 67) wurde die Ausleselektronik, im Speziellen die Preamplifier¹ anhand einer Messung mit Testpulsen getestet, welche vom Programm *slow control* ausgesendet wurden. Zunächst zeigte sich hier, dass zwei Kanäle nicht auf die Testpulse ansprachen, ein zyklisches Vertauschen der Preamplifier zeigte eine Verschiebung der nicht ansprechenden Kanäle um jeweils zwölf Kanäle, also gerade der Abdeckung einer Preamplifier-Platine. Nach Austausch der defekten Preamplifier-Platine zeigte sich, dass nur noch die letzten drei Kanäle der zweiten Ausleseseite des Moduls D nicht ansprechen, was auf einen Defekt der entsprechenden Kanäle am TDC2 schließen lässt, welcher zunächst bestehen bleibt. Abbildung 5.1 zeigt eine Hitmap² des TDC0, an dem die unteren beiden Module A und

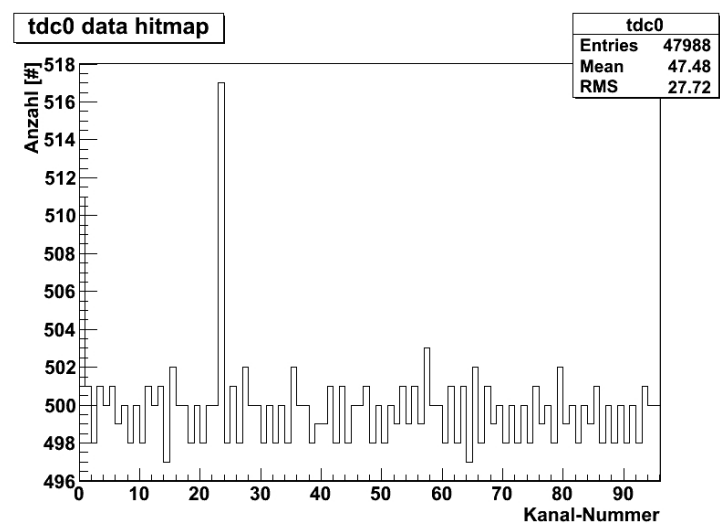


Abbildung 5.1: Hitmap des TDC0 (Module A und B) bei 500 Testpulsen bei einer Diskriminatorschwelle von 70mV. Die Kanäle 0 bis 47 entsprechen den Driftröhren im untersten Modul B, die Kanäle 48 bis 95 entsprechen den Driftröhren des darüber liegenden Moduls A. Zu sehen ist die Anzahl der Antworten auf die 500 ausgesendeten Testpulse. Es zeigt sich ein leichtes Rauschen.

B angeschlossen sind. Es zeigt sich ein leichtes Rauschen.

5.3 Analyse des Driftzeitspektrums

Nach dem Überprüfen und der Wiederherstellung der Funktion der Messelektronik wurden sogenannte *cosmic³-Messungen* gestartet. Dies sind Messungen, bei dem die kosmischen Myonen erstmals zur Datennahme verwendet werden. Hier wurde, wie bei allen folgenden

¹(engl.) Vorverstärker

²(engl.) Trefferverteilung

³(engl.) kosmisch

Messungen, mit einer Hochspannung an den Röhren von

$$U_{\text{HV}} = 2450 \text{ V}$$

gemessen. Hieraus wurden zunächst die sogenannten TDC-Spektren erstellt, welche direkt mit den Driftzeitspektren verknüpft sind. Dabei ist der Wert *TDC value* ein Kanal

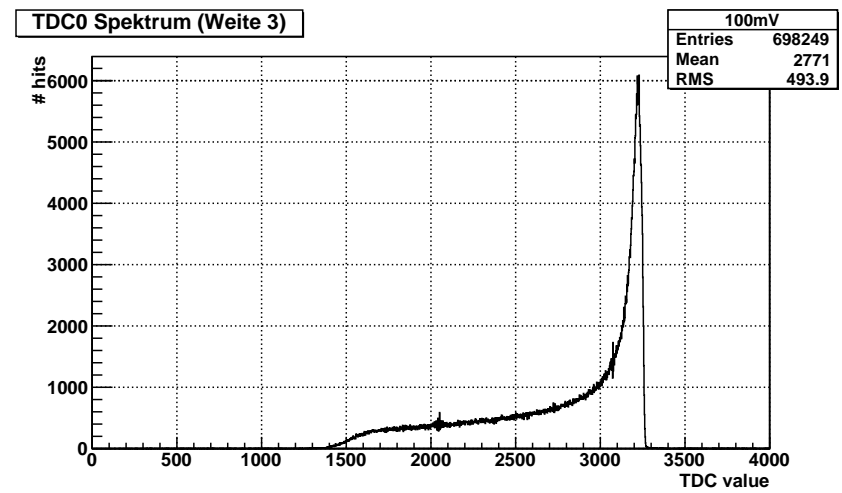


Abbildung 5.2: Invertiertes Driftzeitspektrum an TDC 0 bei $U_{th} = 100 \text{ mV}$

des TDC, jeder Kanal lässt sich in eine Driftzeit in Nanosekunden umrechnen. Für die Umrechnung gilt [Bü11]:

$$t_d = \left[2000 - \left(\frac{25}{32} \cdot \text{TDC value} \right) \right] \text{ ns} \quad (5.4)$$

Es bedeuten also hohe TDC Werte kleine Driftzeiten, da das Stopp-Signal des Triggers auf dem OTB um $2 \mu\text{s}$ verzögert wird, ehe es an die TDC weitergeleitet wird. Diese messen nun die Zeitspanne zwischen dem Anodensignal und $2 \mu\text{s}$ nach dem Triggersignal (vgl. [Bic11, Bü11]). Die TDC-Spektren werden bei der Spurrekonstruktion verwendet, um den Ort des Teilchendurchganges zu rekonstruieren, im Prozess der Inbetriebnahme liefern sie einen Anhaltspunkt für die Funktion des Detektors.

5.4 Hitmap

Einen Eindruck von der Funktion der Driftröhren gewinnt man außerdem man anhand einer Hitmap der Module. Diese ist erstellt, wie zuvor für die Testpulse, gibt hier jedoch die Anzahl der Treffer auf einem Kanal für jeden Kanal eines TDC bei einer Messung kosmischer Myonen an. Abbildung 5.3 zeigt eine Hitmap der Module A und B bei einer Schwellenspannung von $U_{th} = 70 \text{ mV}$. Dabei sieht man, dass ein Minimum bei jedem zwölften Kanal vorliegt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass eine Lage Driftröhren im

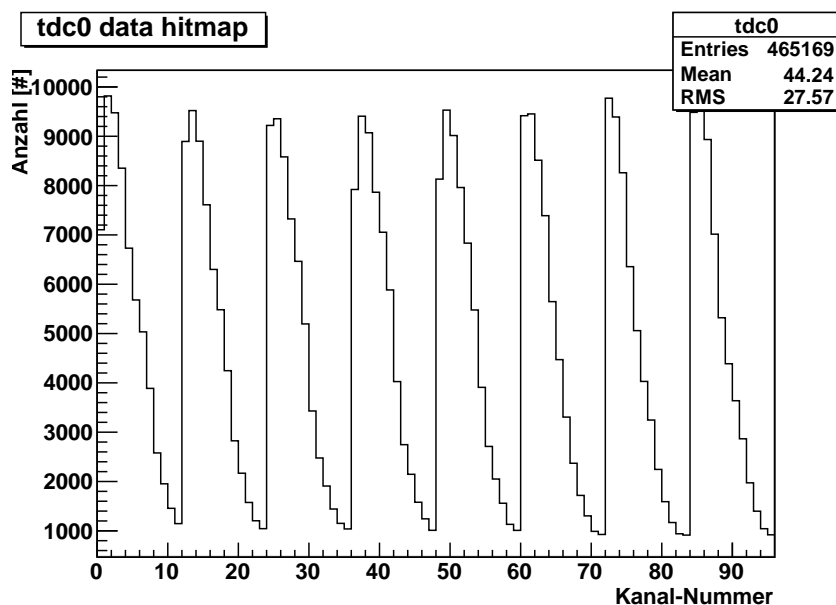


Abbildung 5.3: Hitmap der Module A und B bei einer gewählten Schwellenspannung von $U_{th} = 70 \text{ mV}$

Modul jeweils zwölf Röhren umfasst und zu den Minima jeweils eine Röhre am Rand eines Moduls gehört. Diese werden nur unzureichend durch die Triggerszintillatoren abgedeckt.

Betrachtet man eine Hitmap der Module an TDC 1, wie sie in Abbildung 5.4 gezeigt ist, so sieht man, dass außer dem zuvor genannten Effekt, ein Wechsel der Verteilung bei Kanal 48 zu sehen ist. Die Kanäle 0 bis 47 gehören dabei zu Modul D, die Kanäle 48 bis 95 zu Modul C (vgl. Abbildung A.2). Die Trefferverteilung in Modul C entspricht der Verteilung der Module A und B (siehe Abbildung 5.3). Die Verteilung für Modul D zeigt das Verhalten weit weniger ausgeprägt. Da Modul D einen vertikalen Abstand zu den Triggerszintillatoren hat, liegen die Randröhren mit im Bereich der Winkelakzeptanz des Triggers (vgl. Abbildung 4.7), so fällt die Differenz der Trefferhäufigkeit zwischen Maxima und Minima kleiner aus. Der Bereich der Winkelakzeptanz⁴ ist hier sogar so groß, dass einige Teilchen ein Triggersignal erzeugen, jedoch das Modul D gar nicht durchqueren, sodass die Maxima wie Minima insgesamt niedriger liegen als für die übrigen Module.

5.5 Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Spuren erfolgte mit der Software *cmtrack*. Erste Testläufe der Rekonstruktion zeigten, dass aufgrund einer schadhafte Schraube an der Halterung des obersten Moduls D (vgl. Abbildung 4.2), das Alignment für dieses Modul nur unzureichend durchgeführt werden konnte, weshalb dessen Daten zur Rekonstruktion vorerst nicht mit einbezogen wurden. Außerdem wird ausschließlich die erste Ausleseseite zur

⁴für die Trigger, nicht das obere Modul

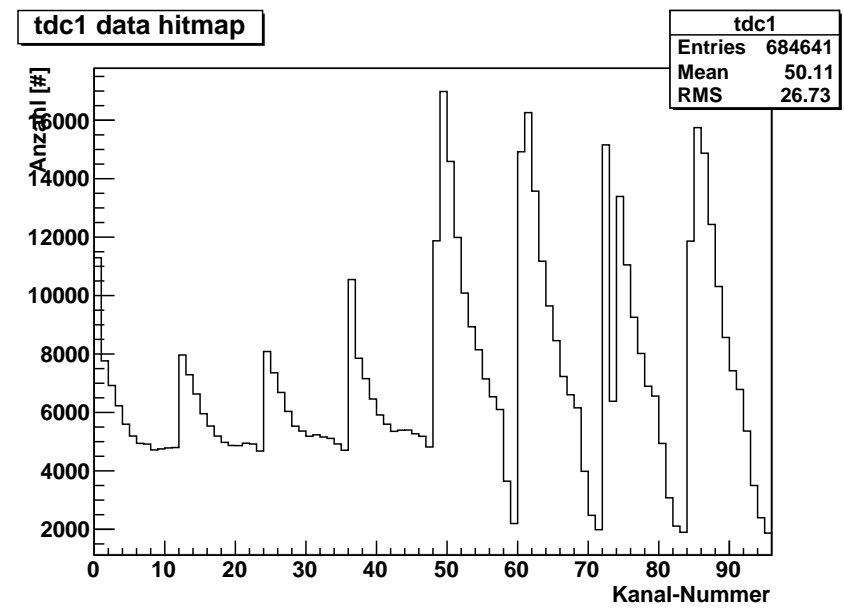


Abbildung 5.4: Hitmap der Module C und D bei einer gewählten Schwellenspannung von $U_{th} = 50$ mV. Der Kanal 74, der hier einen deutlich niedrigeren Wert anzeigt, stellt eine sehr ineffizient arbeitende Röhre an (vgl. Abbildung 5.10 auf Seite 39).

Rekonstruktion herangezogen. Zur Spurrekonstruktion benötigt das Programm *cmtrack* eine Datei mit dem Namen *modules.dat* (siehe [Bic11]), in welcher in Matrixdarstellung Daten über die Geometrie der Modulordnung eingetragen sind. Hier verwendet wurden zur Rekonstruktion die in Tabelle 5.4 angegebenen Einträge. Die Spurrekonstruktion

Tabelle 5.4: Eintragsmatrix der Datei *modules.dat*. Es entspricht jede Zeile den Werten eines Moduls von 48 Driftröhren. Dabei steht in der ersten Spalte die Nummer des TDC, an dem das Modul angeschlossen ist. Die zweite Spalte steht für die ersten vier (0) oder die zweiten vier (1) Anschlüsse von oben (siehe Abbildungen A.1 und A.2). Die dritte Spalte ist der Abstand der Ursprungskordinate des Koordinatensystems eines Driftröhrenmoduls zu dem des nächsten in x -Richtung in mm. Die vierte Spalte entspricht der Verschiebung eben jener Koordinatensysteme in z -Richtung in mm. Die letzten Spalten entsprechen Drehungen um verschiedene Achsen. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Bic11].

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0.0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 11 & 190.0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 22 & 380.0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

geschieht softwareseitig über das Minimieren des Ausdruckes in Gleichung (3.14). Durch die Software *cmtrack* lässt sich ein grafisches *Eventdisplay*⁵ ausgeben, bei dem sich die rekonstruierten Spuren direkt beurteilen lassen. Ein Beispiel für ein Eventdisplay ist in

⁵(engl.) Ereignisanzeige

Abbildung 5.5 gezeigt.

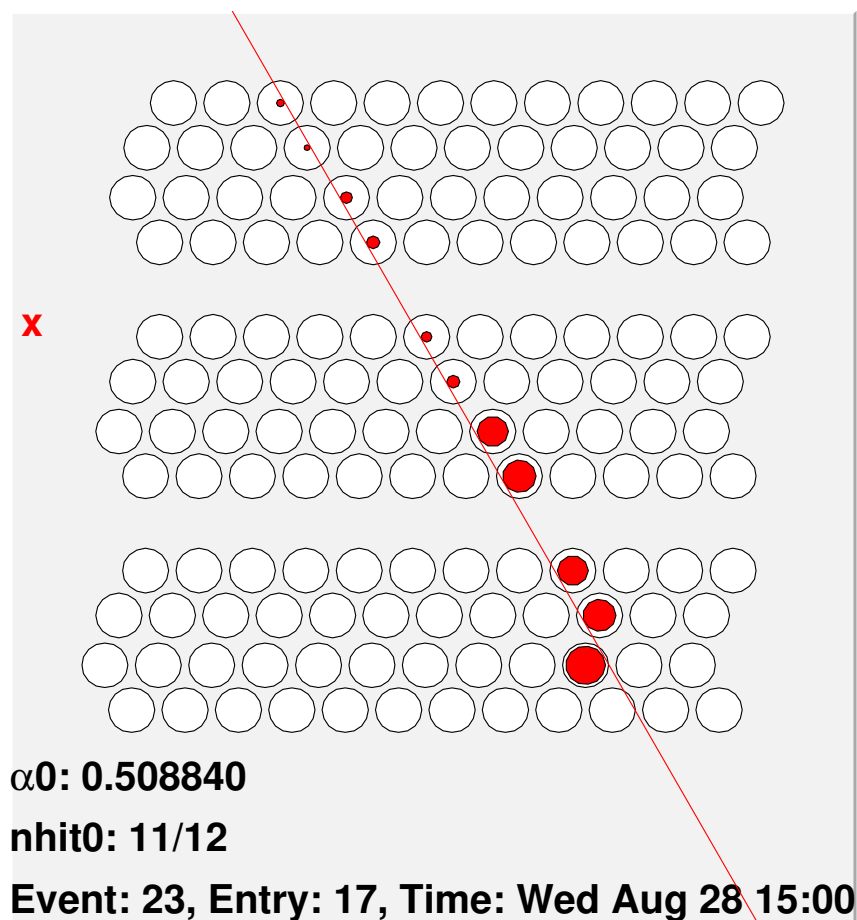
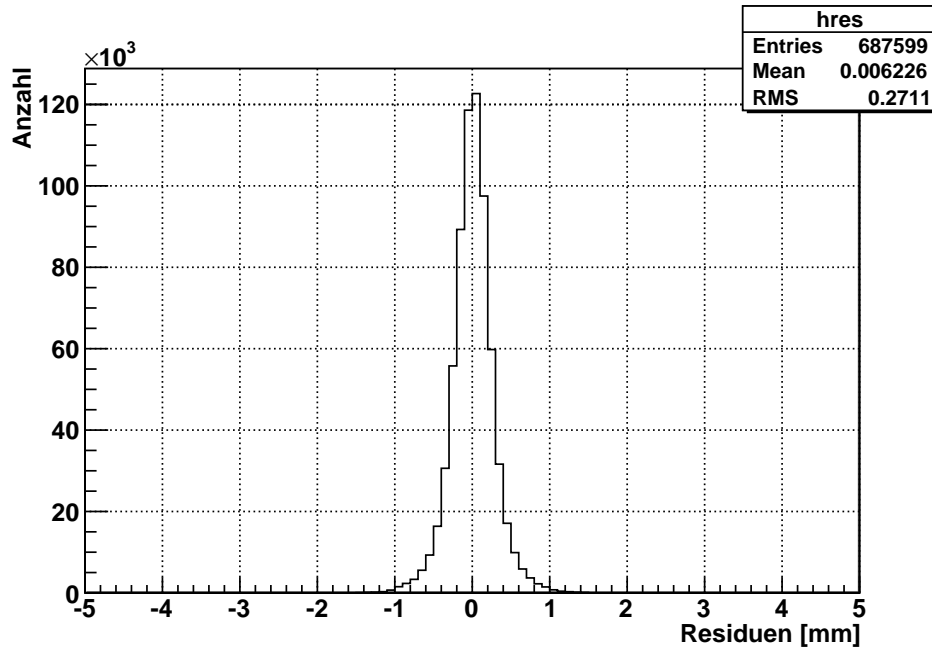


Abbildung 5.5: Eventdisplay bei $U_{th} = 70$ mV. Die rote Linie entspricht der Spur des Myons im Detektor. Die weißen Kreise entsprechen den Driftröhren, die rot gefüllten Kreise entsprechen den Driftkreisen.

5.6 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung des Teststandes wird durch das Programm *cmtrack* bei der Spurrekonstruktion mit ausgegeben. Aufgetragen werden die Residuen $r_i - d_i$ gegen die Häufigkeit der Treffer für ein bestimmtes Residuum. So ergibt sich eine Gaußverteilung der Residuen um Null herum, wie in Abbildung 5.6 beispielhaft gezeigt. Die Ortsauflösung entspricht gerade dem Wert RMS^6 der Verteilung. Zur Minimierung der Fehler, also einer Verbesserung der Ortsauflösung, wurden zum Erreichen der oben gezeigten Verteilungen, die Messdaten der Spuren softwareseitig in zwei Iterationen kalibriert. Dabei passt die Software *cmtrack* die Geometriedaten leicht an und ergänzt so das Alignment des Aufbaus um eine weitere, softwareseitige Komponente des Alignment. Dabei konnte durch zwei Iterationsschritte der örtliche Fehler in der Spurrekonstruktion auf etwa 50% des Wertes nach dem reinen

⁶Root Mean Square (engl.) mittlere, quadratische Abweichung

Abbildung 5.6: Residuen bei $U_{th} = 100$ mV

Hardwarealignment reduziert werden. Die entsprechenden Werte der Ortsauflösung sind in Tabelle 5.5 angegeben. Die Ortsauflösung ist bei der hier gewählten Hochspannung also

Tabelle 5.5: Ortsauflösungen bei verschiedenen Schwellenspannungen und für unterschiedlich viele Kalibrationsiterationen. Δ_{r_i} entspricht dabei der Ortsauflösung nach i Iterationsschritten der Kalibration in der Software. Δ_{r_0} entspricht der Auflösung in der Rekonstruktion vor jeder Softwarekalibration.

U_{th} [mV]	Δ_{r_0} [μm]	Δ_{r_1} [μm]	Δ_{r_2} [μm]
30	522	326	263
50	512	321	262
70	511	326	270
100	514	320	271

weitgehend unabhängig von der Schwellenspannung U_{th} , sodass mit allen hier vorgestellten Schwellenspannungen eine Messung mit Rekonstruktion gute Ergebnisse liefern kann.

Trägt man die Residuen gegen den Rohrradius auf, so erhält man eine grafische Darstellung der Auflösungsfunktion, wie in Abbildung 5.7 beispielhaft für eine Schwellenspannung von $U_{th} = 100$ mV gezeigt. Die entsprechenden Grafiken für die anderen Schwellenspannungen, wie sie auch in Tabelle 5.5 angegeben sind, unterscheiden sich nicht signifikant von der gezeigten. So kann weiter gestützt werden, dass sich bei Beibehalten der übrigen gegebenen Betriebsparameter eine Messung mit allen hier getesteten Schwellenspannungen durchführen lässt. Der konstante Fehler ist dabei hauptsächlich durch das Alignment gegeben, hin zu kleinen Radien, also nah am Draht, wird der Fehler dominiert durch

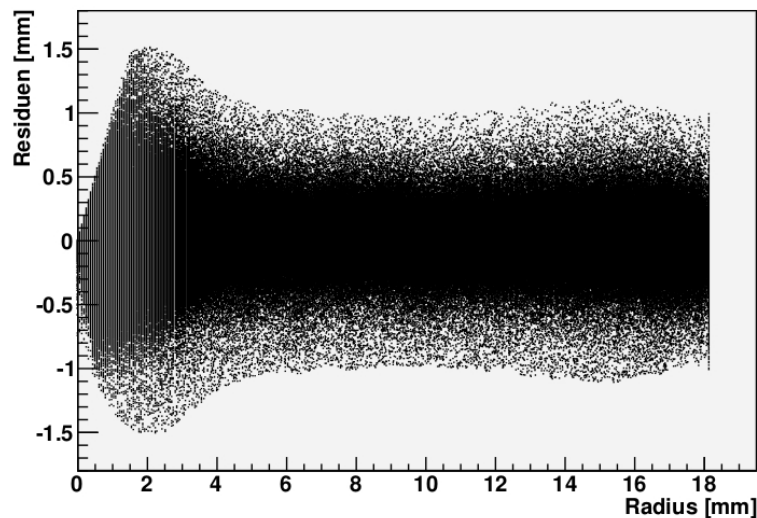


Abbildung 5.7: Grafische Darstellung der Auflösungsfunktion. Man sieht, dass die Fehler zu kleinen Rohrradien hin, also nah am Draht, stark anwachsen und bei großen Rohrradien einen konstanten Wert annehmen. Die letzten zwei Millimeter des Radius der Röhre liefern keine Daten mehr, da die Driftröhren nah an der Kathode sehr ineffizient arbeiten (vgl. Abbildung 5.11).

Fehler in der Zeitmessung der TDCs.

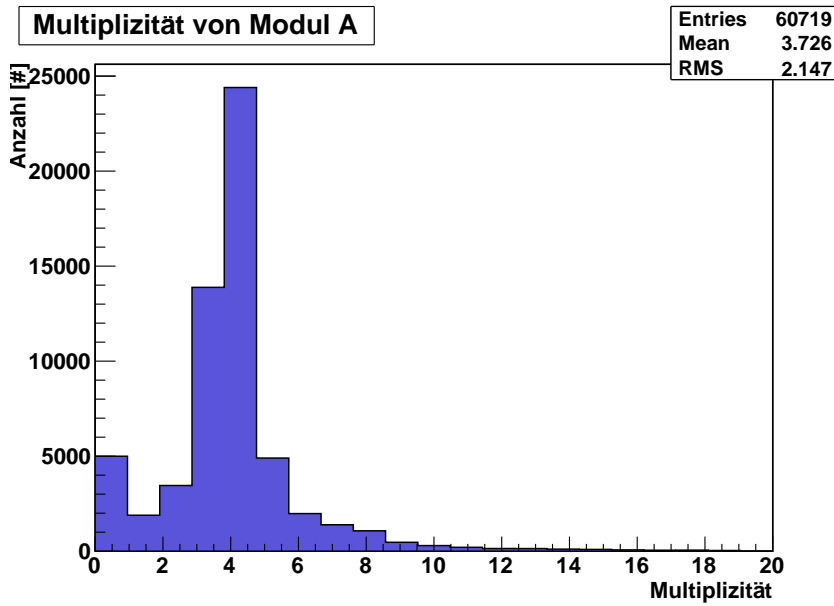
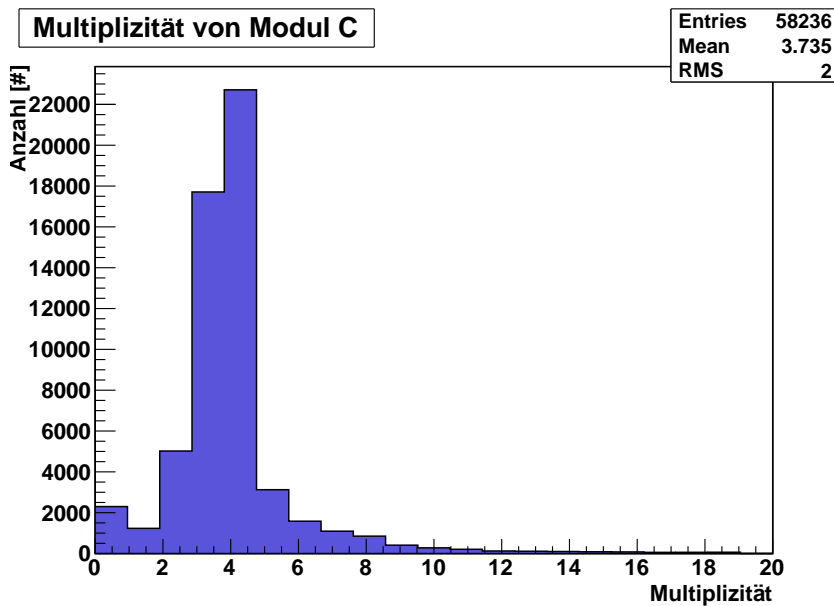
5.7 Multiplizität

Die Multiplizität, also die Anzahl der Röhrentreffer pro Event und Modul, hat auf Grund der Bauweise der Module einen Erwartungswert von vier. Die Anordnung der Röhren im Modul wurde gerade so gewählt, dass bei einem Teilchendurchgang möglichst in jeder der vier Lagen eine Röhre getroffen wird. Grafisch zeigten sich in Form von Hitmaps beispielsweise die in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellten Multiplizitäten.

Die Mittelwerte (*Mean*) der Verteilungen ergaben sich dabei in der Messung tabellarisch aufgetragen zu den in Tabelle 5.6 gezeigten Werten. In Tabelle 5.6 erkennt man, dass auch die Multiplizität, mit der hier verwendeten Hochspannung, nicht deutlich mit der Schwellenspannung variiert und die Multiplizität immer Werte nahe vier annimmt. Damit kann auch in dieser Messung wieder bestätigt werden, dass die Spurrekonstruktion mit allen hier getesteten Schwellenspannungen möglich ist.

5.8 Effizienz

Zur Auswertung der Effizienz wird überprüft, ob die Röhren, die von einer rekonstruierten Spur getroffen werden, auch einen Driftkreis mit entsprechendem Radius aufweisen. Die Effizienz ergibt sich schließlich als Anteil der Röhren, die einen entsprechenden Driftkreis

Abbildung 5.8: Multiplizität bei $U_{th} = 30$ mV in Modul AAbbildung 5.9: Multiplizität bei $U_{th} = 70$ mV in Modul C

aufweisen an der Gesamtzahl der nach der Rekonstruktion getroffenen Röhren. Die Effizienz der linken Randröhren ist dabei merklich schlechter als die der mittleren und am rechten Rand befindlichen Röhren, was wiederum an der Abdeckung der Röhren durch den Triggerszintillator liegt. Im obersten der drei Module zeigt darüber hinaus eine Röhre keine Treffer an. Auch die Effizienz ändert sich nicht merklich mit der Schwellenspannung.

Trägt man die Nachweiseffizienz gegen den Röhrenradius auf, auf dem die entsprechende Spur die Driftröhre durchquert, dann erhält man den in Abbildung 5.11 gezeigten Verlauf. Der in Abbildung 5.11 dargestellte Verlauf lässt sich erklären, da sehr nah am Rohr die

Tabelle 5.6: Multiplizitäten der drei, zur Rekonstruktion verwendeten, Module bei verschiedenen Schwellenspannungen. Außerdem sind die Mittelwerte jeweils für die einzelnen Module, wie auch für die einzelnen Schwellenspannungen samt ihrer Fehler angegeben. Die Fehler ergeben sich als Standardabweichung des Mittelwertes. Mit der hier verwendeten Hochspannung an den Röhren von $U_{\text{HV}} = 2450 \text{ V}$ ist keine signifikante Änderung der Multiplizität bei verschiedenen Schwellenspannungen zu erkennen.

U_{th} [mV]	Mean _A	Mean _B	Mean _C	Mittelwert	Fehler
30	3,726	3,457	3,946	3,710	0,245
50	3,575	3,327	3,771	3,558	0,223
70	3,575	3,330	3,735	3,547	0,204
100	3,554	3,318	3,732	3,535	0,208
Mittelwert	3,608	3,358	3,796		
Fehler	0,080	0,066	0,102		

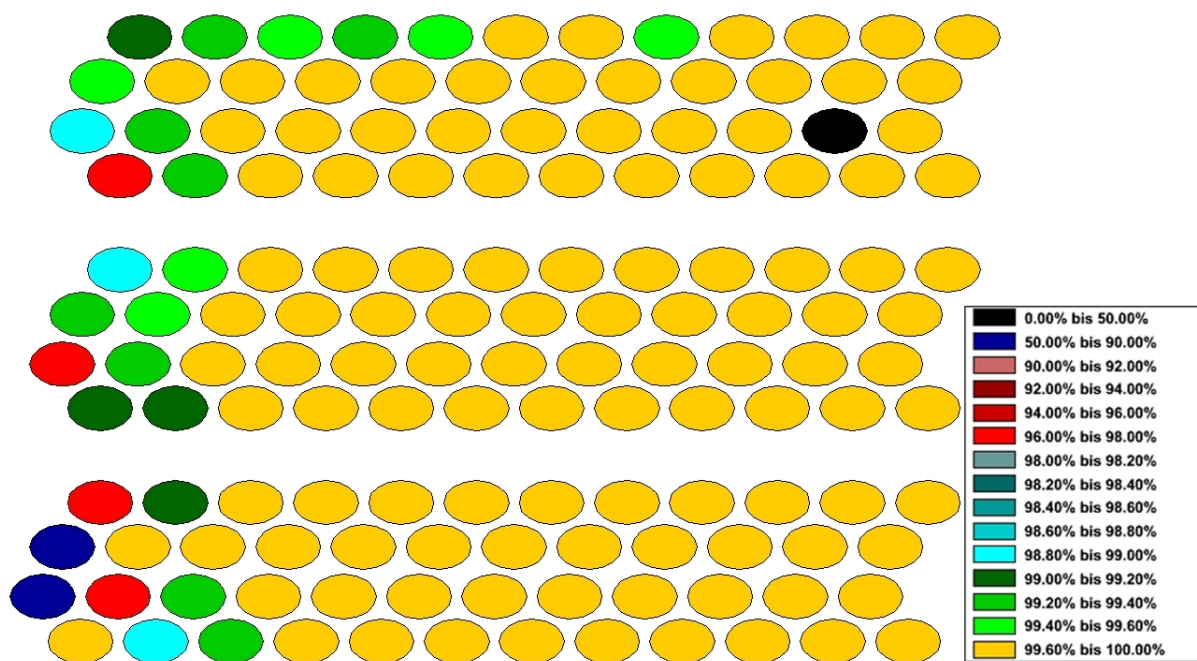


Abbildung 5.10: Grafische Darstellung der Effizienz der einzelnen Röhren bei der Schwellenspannung $U_{th} = 100 \text{ mV}$. Im obersten der dargestellten Module sieht man, dass eine Röhre nicht anspricht (schwarz dargestellt). Erstellt wurde die Grafik mit [Bü13].

elektrische Feldstärke klein ist und eine Rekombination der Elektronen und Ionen hier wahrscheinlicher wird. Der Verlauf ist für Driftrohre typisch.

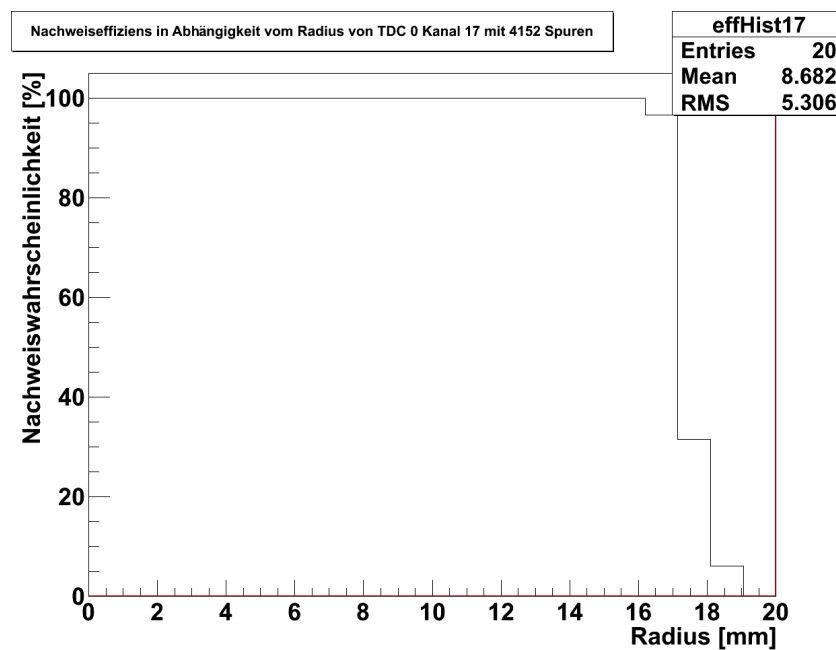


Abbildung 5.11: Nachweiseffizienz in Abhängigkeit vom Radius, auf dem die Spur durch die Driftröhre läuft. Beispielhaft für eine Röhre bei $U_{th} = 70$ mV.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit wurde ein Teststand eines Driftröhrendetektors nach einem Standortwechsel wieder aufgebaut und in Betrieb genommen. Das Design der Driftrohre sowie die verwendete Elektronik und Software entsprechen dabei denen von OPERA. Es wurde getestet, ob der Detektor eine vergleichbare Leistungsfähigkeit aufweist wie vor dem Standortwechsel. Dazu wurde mit einer Hochspannung von $U_{HV} = 2450 \text{ V}$ gemessen, welche sich zuletzt als geeignet herausstellte.

Dabei konnte bei drei der vier Module von Driftröhren eine Ortsauflösung von etwa $270 \mu\text{m}$ erreicht werden. Aufgrund einer schadhaften Schraube ließ sich das vierte Modul im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit nicht ausreichend alignieren, um mit einer ausreichenden Ortsauflösung an der Spurrekonstruktion teilzunehmen. Eine Variation der Schwellenspannungen zwischen 30 mV und 100 mV an den Vorverstärker-Platinen zeigte, dass die Ortsauflösung auch bei niedrigen Schwellenspannungen nicht merklich schlechter wird. Ebenso blieben die Multiplizität und die Effizienz bei Variation der Schwellenspannungen gleich.

Zusätzlich wurde das Gassystem umgebaut, sodass es nun möglich ist, in das Modul C des Teststandes eine neue Driftgasmischung einzufüllen und gleichzeitig mit den verbleibenden Modulen die bekannte Driftgasmischung weiter zu betreiben. So können bei zukünftigen Messungen die Eigenschaften verschiedener Driftgasmischungen getestet werden und direkt mit den Daten der Module mit bekannten Gaseigenschaften verglichen werden, da diese eine Spur als Referenz liefern. Diese Referenzspur durchläuft auch das Modul, welches mit der neuen Driftgasmischung gefüllt ist und erleichtert so eine Untersuchung der Gaseigenschaften erheblich.

Es zeigte sich, dass das Alignment wegen eines schwingfähigen Bodens nicht mit der technisch maximal möglichen Präzision durchgeführt werden konnte. Schon das Stehen in der Nähe des Detektors führt zu einer messbaren Verschiebung der Detektorkomponenten gegeneinander, was die Messung beeinflussen kann. Hier ist eine Stabilisierung des Bodens wünschenswert.

Auch ein Alignment des oberen Moduls sollte für zukünftige Messungen dringend vorgenommen werden. Damit ließe sich auch die zweite Ausleseseite der Module C und D wieder nutzen, was eine Spurauflösung entlang der Rohre erneut möglich werden ließ. Dadurch würde ein Vergleich der Gaseigenschaften verschiedener Driftgase weiter erleichtert.

Eine weitere Verbesserung der Kenntnis über verschiedene Driftgasmischungen ist wichtig

und sinnvoll. Insbesondere vor dem Hintergrund, dass die Driftröhren von OPERA, dessen Datennahme beendet ist, beispielsweise zur Weiterverwendung im Experiment NESSiE [Kos13] diskutiert werden, ist dies von Bedeutung. Hier zeigt sich die Aktualität der Anwendung von Driftröhren in der experimentellen Teilchenphysik. Jede mögliche Verbesserung der Driftröhren, beispielsweise durch andere Driftgase mit geeigneten Driftzeit-Ort-Beziehungen, kann die Physik entscheidend vorantreiben.

A Elektronik

A.1 Time to digital converter

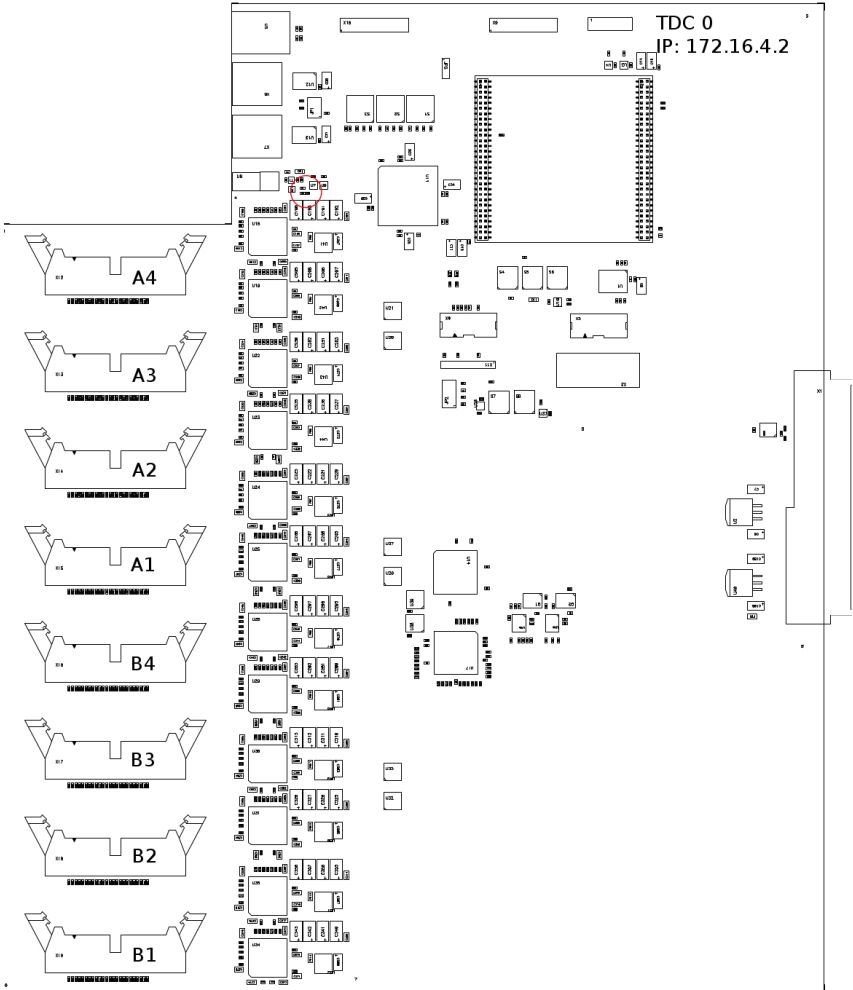


Abbildung A.1: Belegungsplan des TDC 0

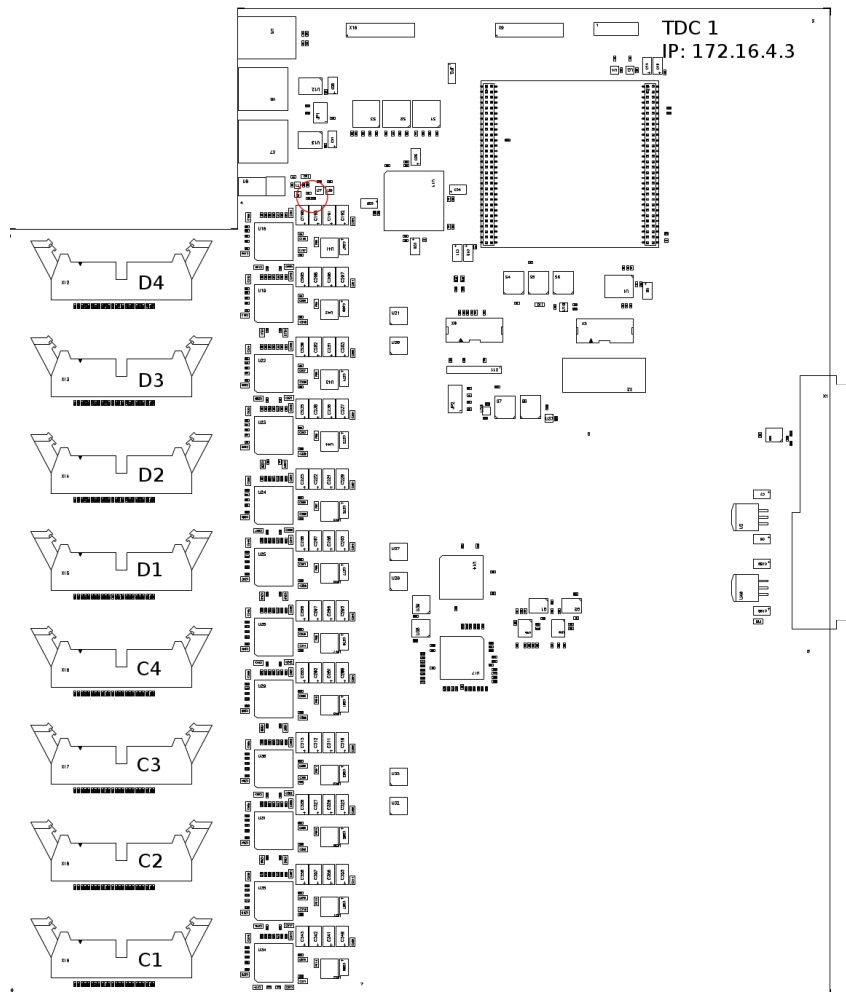


Abbildung A.2: Belegungsplan des TDC1

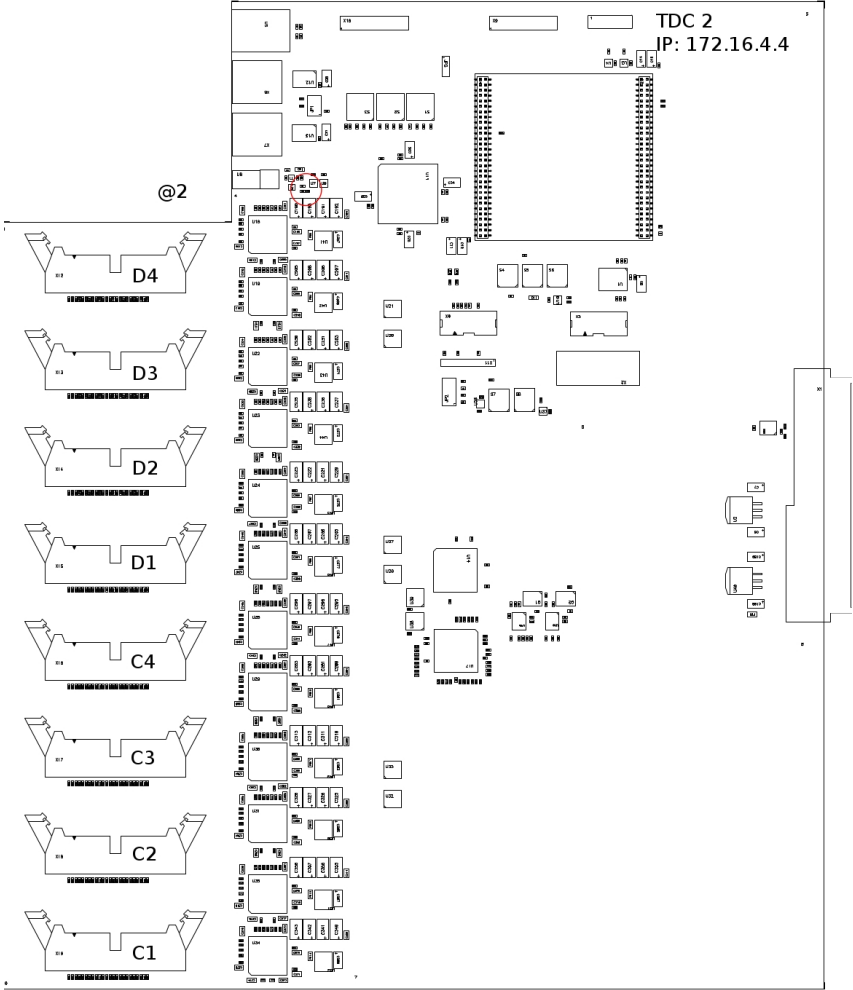


Abbildung A.3: Belegungsplan des TDC2

A.2 OPERA Trigger Board

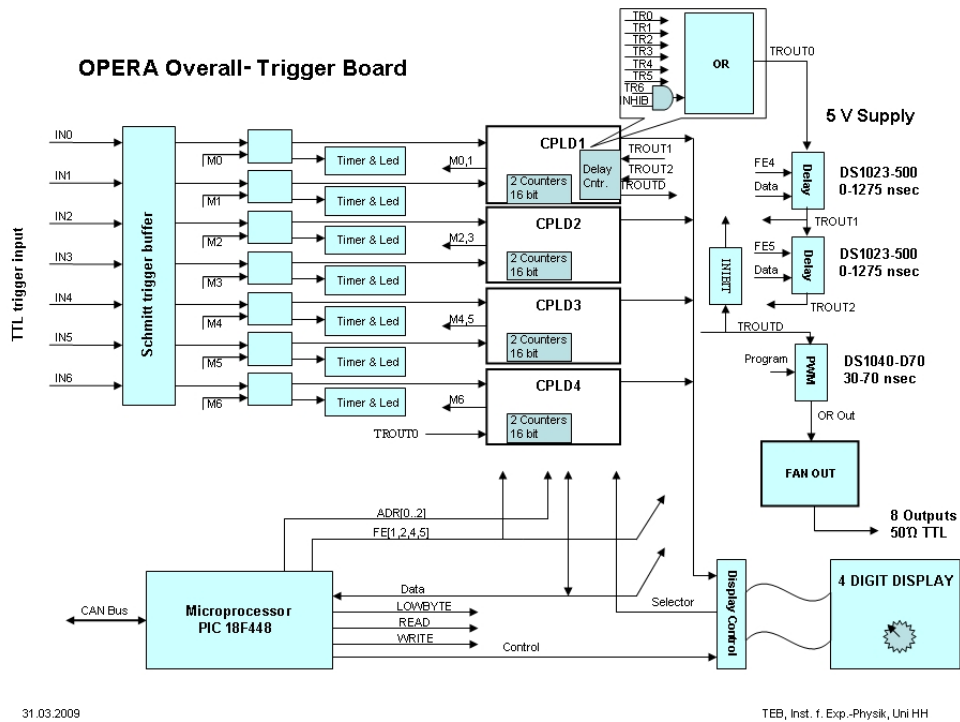


Abbildung A.4: Block Schema eines OTB

Literaturverzeichnis

- [A⁺01] Q. R. Ahmad et al. Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 87:071301, Jul 2001.
- [A⁺10] G. Aad et al. Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with cosmic rays. *The European Physical Journal C*, 70(3):875–916, 2010.
- [A⁺13] N. Agafonova et al. New results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance with the OPERA experiment in the CNGS beam. *arXiv:1308.2553v1*, August 2013.
- [Bet30] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930.
- [Bet32] H. Bethe. Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit. *Zeitschrift für Physik*, 76(5-6):293–299, 1932.
- [Bic11] Daniel Bick. *Setup of a Drift Tube Muon Tracker and Calibration of Muon Tracking in Borexino*. Dissertation, Universität Hamburg, 2011.
- [Bü11] Benjamin Büttner. Beidseitige Auslese an OPERA-Driftröhren zur Rekonstruktion des Durchgangsortes entlang der Rohre. Diplomarbeit, Universität Hamburg, August 2011.
- [Bü13] Benjamin Büttner. Software zur Auswertung und Darstellung der Effizienz. 2013.
- [C⁺56] C. L. Cowan et al. Detection of the Free Neutrino: a Confirmation. *Science*, 124(3212):103–104, July 1956.
- [C⁺98] Bruce T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake Chlorine detector. *The Astrophysical Journal*, 496:505–526, March 1998.
- [Cab63] Nicola Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531–533, Jun 1963.
- [col08] The ATLAS TRT collaboration. The ATLAS TRT Barrel Detector. *Journal of Instrumentation*, 3(02):P02014, 2008.

- [Fer06] Torben Ferber. Messungen der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juli 2006.
- [Gri10] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. WILEY-VCH, second edition, 2010.
- [Gö06] Christoph Göllnitz. Entwicklung und Test von Überwachungs- und Steuerungseinheiten sowie Bestimmung von Betriebsparametern des OPERA Precision Trackers. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juni 2006.
- [H⁺06] J. Hosaka et al. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I. *Phys. Rev. D*, 73:112001, Jun 2006.
- [hcc13] http://proj-cngs.web.cern.ch/proj_cngs/, July 2013.
- [ho13] <http://www.opera.desy.de/detector.html>, September 2013.
- [htt13] <http://physik.li/beispiele/eFeldlinien/index.htm>, August 2013.
- [Kai10] Markus Kaiser. Analyse der Driftröhren-Datenqualität im OPERA Experiment. Bachelor Arbeit, Universität Hamburg, 2010.
- [KM73] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2):652–657, 1973.
- [Kol07] Hermann Kolanoski. Detektoren in der Elementarteilchenphysik, 2007.
- [Kos13] U. Kose. NESSiE: The Experimental Sterile Neutrino Search in Short-Base-Line at CERN. *arXiv:1304.7127v1*, April 2013.
- [Len07] Jan Lenkeit. Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors. Diplomarbeit, Universität Hamburg, September 2007.
- [MNS62] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5):870–880, 1962.
- [ope13] operaweb.lngs.infn.it/, September 2013.
- [Ort07] Benjamin Orth. [Messung von Spuren kosmischer Myonen mit dem OPERA 1m-Precision-Tracker-Teststand und Einbindung des Precision-Tracker-Gassystems in die Slow-Control-Datenbank. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Mai 2007.
- [Pau30] Wolfgang Pauli. Liebe Radioaktive Damen und Herren - Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen, Dezember 1930.

-
- [Pon68] B. Pontecorvo. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge. *Soviet Physics JETP*, 26:984–988, 1968.
- [PRSZ09] Bodgan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 8 edition, 2009.
- [Tak09] Yuta Takahashi. ATLAS Muon Spectrometer - Status and Performance. Technical Report ATL-MUON-PROC-2009-008, CERN, Geneva, Oct 2009.
- [Won07] Björn Wonsak. *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 2007.
- [Z⁺05] R. Zimmermann et al. The precision tracker of the OPERA detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555:435–450, 2005.
- [Zim07] R. Zimmermann. A general track reconstruction scheme and its application to the OPERA drift tubes. *arXiv:0706.0800v1*, June 2007.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Entstehung des CNGS (Aufbau am CERN)	6
2.2	Trajektorie des CNGS	6
2.3	Driftröhren im OPERA Detektor	7
3.1	Illustration eines Driftröhrenevents	10
3.2	Driftkreise mit angelegten Tangenten	15
4.1	Querschnittsansicht nebeneinander liegender Driftröhrenmodule	19
4.2	Anordnung der Module	20
4.3	Foto der Driftröhrenmodule	21
4.4	Modulendplatte mit Platinen	21
4.5	Schaltskizze der Ausleseelektronik	22
4.6	Foto der Szintillatoren	23
4.7	Skizze zur Verdeutlichung der Winkelakzeptanz	24
4.8	Illustration der Feldlinien im Rohr bei nicht mittigem Draht	25
4.9	TDC Spektren am nicht alignierten Aufbau	26
5.1	Hitmap von 500 Testpulsen an TDC0 bei $U_{th} = 70\text{mV}$	31
5.2	Invertiertes Driftzeitspektrum an TDC 0 bei $U_{th} = 100\text{ mV}$	32
5.3	Hitmap der Module A und B bei $U_{th} = 70\text{ mV}$	33
5.4	Hitmap der Module C und D bei $U_{th} = 50\text{ mV}$	34
5.5	Eventdisplay bei $U_{th} = 70\text{ mV}$	35
5.6	Residuen bei $U_{th} = 100\text{ mV}$	36
5.7	Grafische Darstellung der Auflösungsfunktion	37
5.8	Multiplizität bei $U_{th} = 30\text{ mV}$ in Modul A	38
5.9	Multiplizität bei $U_{th} = 70\text{ mV}$ in Modul C	38
5.10	Grafische Darstellung der Effizienz der einzelnen Röhren	39
5.11	Nachweiseffizienz in Abhängigkeit vom Radius	40
A.1	Belegungsplan des TDC 0	43
A.2	Belegungsplan des TDC1	44
A.3	Belegungsplan des TDC2	45
A.4	Block Schema eines OTB	46

Tabellenverzeichnis

5.1	Messung der Signalrate des oberen Szintillators	29
5.2	Messung der Signalrate des unteren Szintillators	30
5.3	Messung der Rate der Koinzidenzsignale	30
5.4	Eintragsmatrix der Datei <i>modules.dat</i>	34
5.5	Ortsauflösungen bei verschiedenen Schwellenspannungen	36
5.6	Multiplizitäten der drei zur Rekonstruktion verwendeten Module	39

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die an der Entstehung dieser Arbeit beteiligt waren. Frau Prof. Dr. Caren Hagner für das Wecken des Interesses an der Teilchenphysik, der Neutrino-physik im Speziellen und für das Bereitstellen dieser Arbeit. Für das Ködern in diese Gruppe Jan Timm und Dr. Christoph Göllnitz.

Der gesamten Forschungsgruppe Neutrino-physik für das großartige Arbeitsklima und dafür, dass es jeden Tag Spaß gemacht hat, da zu sein. Für die vielen fachlichen Hinweise geht mein Dank an Dr. Björn Wonsak, für all die Hilfe beim Bändigen der vorhandenen und dem Züchten neuer Software und für die gute Betreuung während der Arbeit an Benjamin Büttner. Für den entscheidenden Hinweis, der zum Erfolg der Arbeit geführt hat an Dr. Joachim Ebert. An Jan Lenkeit für die netten und informativen Gespräche über OPERA und für die Hilfe bei einigen Messungen. Dr. Daniel Bick und Sebastian Lorenz für die tägliche Möglichkeit, seine Uhr neu zu kalibrieren. Für die vielen Tipps zum Erstellen meiner Arbeit an Volker Braunert, Nadine Heidrich und Mikko Meyer. Die privaten und fachlichen Gespräche mit Christian Oldorf, Annika Hollnagel, Markus Kaiser, Michel Meyer, Laura Vanhoefer und Henning Rebber. Nicht zuletzt Johannes Günther für das Ablösen als Gruppenküken.

Hans-Jürgen Ohmacht für die Hilfe beim Auf- und Umbau des Teststandes und die lustigen Stunden in der Halle.

Selbstverständlich gilt mein besonderer Dank auch meiner Familie. Meinen Eltern dafür, dass sie mir immer wieder Mut zugesprochen haben und für die schwierige Suche nach Rechtschreib- und Grammatikfehlern. Meiner Schwester für die abendliche Soforthilfe. Besonders danke ich meiner Freundin Julia für die Begleitung durch Leben und Studium.

Auch meinen Kommilitonen und Ex-Kommilitonen Christoph, David, Franziska, Marc, Marcel, Michael, Niels und Tobias, ohne die die vergangenen Jahre weit weniger lustig gewesen wären.

Genauso natürlich all denen, die hier stehen sollten aber es auf mysteriöse Weise nicht tun.

Zuletzt noch dem kleinen, blauen Kran in der Halle und der Kaffeemaschine. Euch allen: Danke!

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel - insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen - benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, den 15.09.2013

Stefan Bieschke