

Bachelorarbeit

Test einer Driftrohrkammer in einem intensiven Protonenstrahl

Sebastian Ott

25.07.2011



Max-Planck-Institut für Physik
(Werner-Heisenberg-Institut)

TUM
TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Motivation	5
3	Funktionsprinzip der Driftrohre	8
4	Aufbau	10
4.1	Der Protonenstrahl	12
4.2	Das Triggersystem	13
4.3	Die Kammer	13
5	Auswertung der Messdaten	14
5.1	Trigger	14
5.2	Bestrahlter Bereich	16
5.3	Bestimmung der Untergrundraten	16
5.4	Referenzauflösung	19
5.5	Unbestrahlter Bereich	22
5.5.1	Auflösung	22
5.5.2	Effizienz	24
6	Fazit und Ausblick	25

1 Einleitung

In der Teilchenphysik wird versucht immer höhere Schwerpunktennergien zu generieren, um bisher noch unbekannte Teilchen zu erzeugen. Hierfür werden vor allem Teilchenbeschleuniger verwendet. Der derzeit größte Collider, welcher in den kommenden Jahren Schwerpunktennergien von bis zu 14 TeV erreichen soll, ist der LHC (Large Hardron Collider) am CERN.

Mit ihm werden Protonen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und an vier Punkten zur Kollision gebracht. Dort wurden die Detektoren (CMS, LHCb, ALICE und ATLAS) aufgebaut, um die einzelnen Zusammenstöße zu untersuchen.

ATLAS, der größte dieser vier Detektoren, untersucht ein weites Spektrum der Physik, unter anderem wird nach dem im Standardmodell der Teilchenphysik vorhergesagten Higgs-Teilchen gesucht.

Um Aussagen über die Vorgänge bei einer Kollision treffen zu können, ist es nötig, die dabei entstandenen Teilchen zu erkennen und ihre Flugbahnen zu rekonstruieren. Wichtige dabei auftretende Teilchen sind die Myonen (μ), die eine Elementarladung tragen.

Geladene Teilchen wirken ionisierend auf Materie, was zu ihrem Nachweis genutzt werden kann. Im ATLAS-Detektor werden für den Myonennachweis MDT¹-Kammern verwendet. Diese Kammern bestehen aus mehreren Lagen von Driftröhren, welche mit dem leicht ionisierbarem Argongas mit einer Beimischung von 7 % CO₂ gefüllt sind. Fliegt ein Myon durch ein Driftrohr, so erzeugt es Ionisationsladung, welche nachgewiesen werden kann. Durchquert dieses Teilchen mehrere Rohre, kann daraus die Flugbahn rekonstruiert werden.

Ein potentiell Problem stellt Untergrundstrahlung dar. Neben den Myonen werden auch andere, bei der Kollision erzeugte Teilchen, durch die Kammer fliegen. Wirken diese ebenfalls ionisierend, so lösen sie Signale aus, die die Detektion der Myonen erschweren.

Gegenwärtig läuft der LHC mit einer Schwerpunktennergie von 7 TeV und einer nominellen Luminosität von $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Energie soll schließlich 14 TeV erreichen und die Luminosität auf das Fünffache des Designwertes von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ gesteigert werden. Dies wird zu entsprechend mehr ionisierender Strahlung und somit auch zu einem Anstieg der Untergrundzählraten in den MDT-Kammern führen.

Um trotz dieses Anstieges der Untergrundstrahlung einen effizienten Myonennachweis sicherzustellen, sollen die bisherigen Kammern an den am meisten bestrahlten Stellen des ATLAS-Detektors durch neue Driftrohrkammern mit verringertem Rohrdurchmesser (siehe Kapitel 4.3) ersetzt werden. Diese neuen Kammern müssen zuvor allerdings auf ihre Funktionalität getestet werden.

Zur Simulation starker ionisierender Untergrundstrahlung, insbesondere von Neutronen, wurde ein Protonstrahl (siehe Kapitel 4.1) verwendet. Während dem Beschuss mit Protonen, wurden kosmische Myonen detektiert und ihre Nachweiseffizienz bestimmt. Durch Variation des Strahlstroms, was einer Variation der Untergrundrate in der Kammer entspricht, lässt sich das Verhalten der Driftrohre bei unterschiedlichen Untergrundraten untersuchen (siehe Kapitel 5).

In diesem Experiment wird somit die Auflösung und Effizienz der neu entwickelten Driftrohre bei unterschiedlichen Untergrundraten untersucht.

¹MDT - *M*onitored *d*rift *t*ubes

2 Motivation

Aktuell sind im ATLAS-Detektor[2] ca. 1200 MDT-Kammern[3] verbaut, welche mit Driftröhren von 30 mm Durchmesser bestückt sind. Bis zur Design-Luminosität (Abb.1a) des LHC sind diese sehr gut geeignet. Sie bieten bei niedrigen Untergrundraten sogar eine bessere Ortsauflösung, als die Driftröhre, die für den Ausbau verwendet werden sollen und einen Durchmesser von 15 mm besitzen. Wie in Abb.2 allerdings zu sehen ist, verschlechtert sich diese schnell mit steigender Untergrundrate.

Die in dieser Abbildung gezeigte Auflösung der 30 mm Durchmesser Rohre wurde bei einer GIF²-Messung bestimmt. Hier wird der Untergrund in den Driftröhren durch Photonen simuliert, welche einen Großteil der Untergrundrate des ATLAS-Detektors ausmachen. Die ebenfalls in dieser Abbildung gezeigte Ortsauflösung der neu entwickelten und in dieser Arbeit getesteten 15 mm Durchmesser Rohre, entspricht Erwartungswerten, welche aus dieser Messung berechnet wurden. Bereits ab einer Rate von 1 kHz/cm² ist die Einzelrohrauflösung dieser besser und weist dazu mit steigendem Untergrund einen weitaus flacheren Anstieg auf.

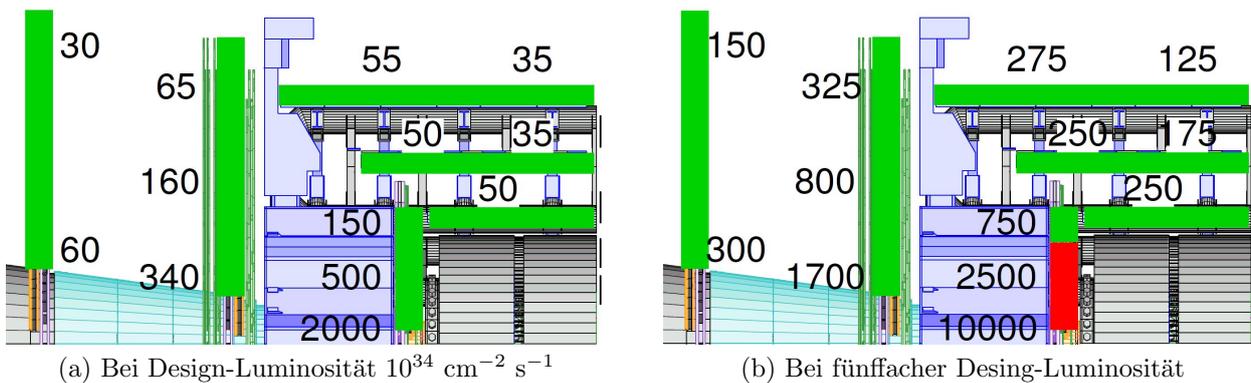


Abbildung 1: Darstellung eines Quadranten des ATLAS-Detektors mit den dort erwarteten Untergrundraten in Hz/cm². Die grünen Bereiche markieren MDT-Kammerlagen mit einer Effizienz der Flugbahnrekonstruktion von Myonen von über 90%, während in den rot markierten Bereichen die Effizienz der Kammern unter die 90% fällt. Die Raten beinhalten einen Sicherheitsfaktor von 5.

Dieses unterschiedliche Verhalten bei steigender Untergrundrate kann durch Abb.3 erklärt werden. Hier ist die Einzelrohrauflösung eines Rohres mit 30 mm Durchmesser in Abhängigkeit des Drahtabstandes aufgetragen. Ohne Bestrahlung wird die Auflösung bis hin zur Rohrwand kontinuierlich besser. Wird das Rohr einer Untergrundstrahlung ausgesetzt, so verschlechtert sich die Auflösung im gesamten. Der anfängliche Verlauf gleicht noch der des unbestrahlten Driftrohrs, wobei bei sehr kleinen Drahtabständen der Unterschied am höchsten ist. Dies kann durch die Abschirmung des elektrischen Feldes, bedingt durch die Untergrundstrahlung, in Drahtnähe erklärt werden. Ab einem Drahtabstand von ca. 7 mm verschlechtert sich allerdings

²Gamma Irradiation Facility am CERN

die Auflösung. Diese Verschlechterung ist auf Raumladungsfluktuation, welche sich auf die Genauigkeit der Driftzeitmessung auswirken, zurückzuführen.

Der Abstand entspricht ziemlich genau dem Radius der 15 mm Durchmesser Rohre. Somit geht der Effekt der Verschlechterung der Einzelrohrauflösung bei größeren Drahtabständen und mit Untergrundstrahlung bei den Rohren mit verringertem Durchmesser verloren.

Neben der Bestimmung der Auflösung, ist das Hauptziel dieses Experiments, zu zeigen, dass die neu entwickelten Rohre auch bei hohen Untergrundraten effizient arbeiten. Im ATLAS-Detektor besteht der Untergrund überwiegend aus Photonen, aber auch aus wenigen Neutronen. Die Wahrscheinlichkeit, dass Neutronen mit dem Gas der Driftrohre wechselwirken ist zwar gering, aber geschieht dies doch, erzeugen sie sehr hohe Signale. Signale, welche von Protonen erzeugt werden sind denen der Neutronen ähnlich. Allerdings ist es einfacher sie zu erzeugen und zu einem Strahl zu bündeln. Zusätzlich ist die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung bei Protonen sehr hoch. Daher wird die Effizienz der Rohre unter Bestrahlung eines Protonstrahls gemessen.

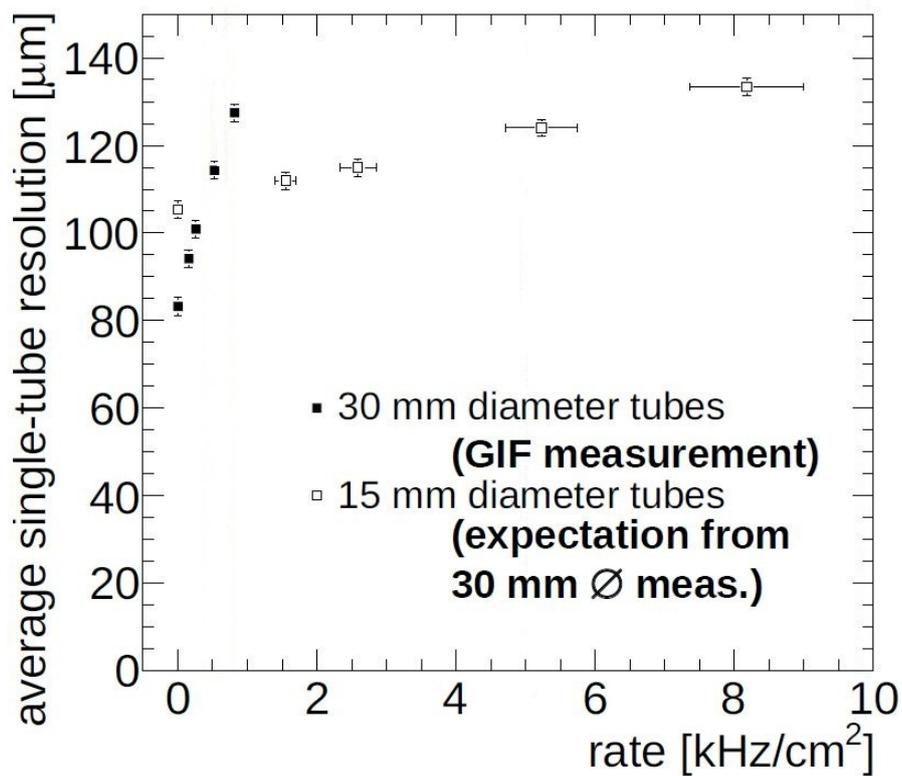


Abbildung 2: Verhalten der Einzelrohrauflösung [μm] gegenüber der Untergrundrate [kHz/cm^2]. Das Verhalten der 30 mm Rohre wurde in einer GIF-Messung bestimmt und das der 15 mm entspricht den daraus berechneten Erwartungen.[5]

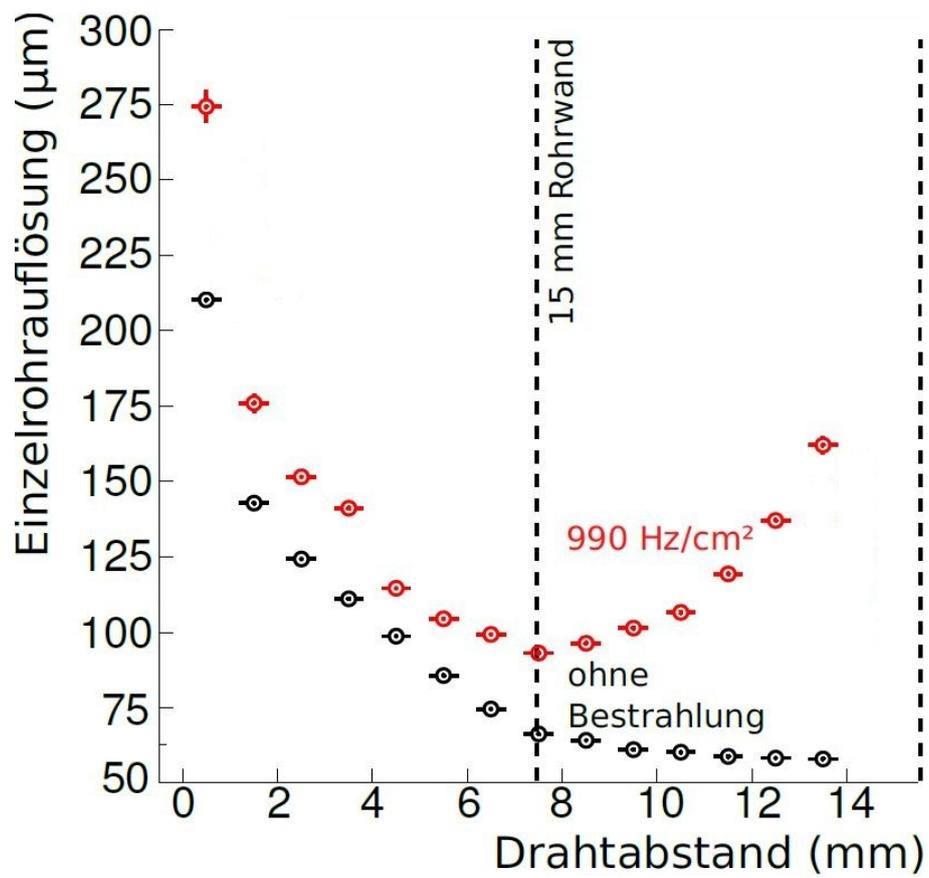


Abbildung 3: Einzelrohrauflösung eines Rohrs mit 30 mm Durchmesser ohne Bestrahlung (schwarz) und mit einer Untergrundzählrate von 990 Hz/cm^2 (rot).

3 Funktionsprinzip der Driftrohre

Zum Nachweis der Myonen wird deren Eigenschaft genutzt, dass sie ionisierend wirken. Deshalb werden die Driftrohre aus Aluminium mit dem leicht zu ionisierendem Gas Argon befüllt. Zusätzlich wird CO_2 beigemischt, um die Ausbreitung der Ladung entlang des W-Re Drahtes ($\varnothing 50 \mu\text{m}$) zu verhindern. Als effektives Gemisch hat sich das Verhältnis $\text{Ar}/\text{CO}_2 : 93/7$ herausgestellt. Die Kammer arbeitet unter einem absoluten Druck von 3 bar. Zwischen dem Draht im Driftrohr und der Rohrwand ist eine Potentialdifferenz von +2730 V angelegt. Durch das verwendete Gas, den Druck und die angelegte Spannung entsteht eine Gasverstärkung von $2 * 10^4$. Das Rohr arbeitet im Proportionalitätsbereich.[6]

Ein Myon, welches durch ein Rohr fliegt, lässt entlang seiner Flugbahn durch Ionisation Elektron-Ion-Paare entstehen (Abb.5a). Dies ist die Primärionisation. Durch das elektrische Feld im inneren des Driftrohres, welches durch die Potentialdifferenz hervorgerufen wird, werden die erzeugten Elektronen in Richtung des Drahtes beschleunigt. In Drahtnähe lösen sie eine Ladungslawine aus, welche proportional zur entstandenen Ladung am Ort der Primärionisation ist. Diese entstandene Ladung wird registriert. Nachdem die Elektronen, welche am nächsten zum Draht erzeugt wurden ihn auch am schnellsten erreichen, wird die kürzeste Driftzeit und somit der kleinste Abstand des Myons registriert.

Wird die Zeitmessung in dem Moment gestartet, in dem das Myon das Rohr durchquert, so kann aus der Driftzeit, die das Elektron bis zum Draht benötigt der Abstand berechnet werden. Die Zeitmessung wird gestoppt, wenn das Signal am Draht die Diskriminatorschwelle übersteigt. Aus einem Driftzeitspektrum (Abb.4a) kann eine Beziehung zwischen Driftzeit (t) und Driftradius (r) gewonnen werden (Abb.4b).[1]

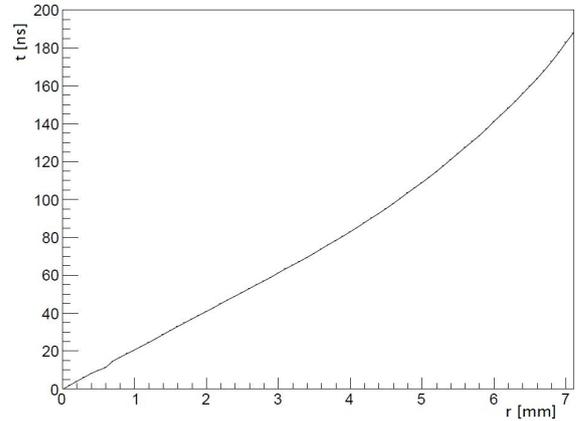
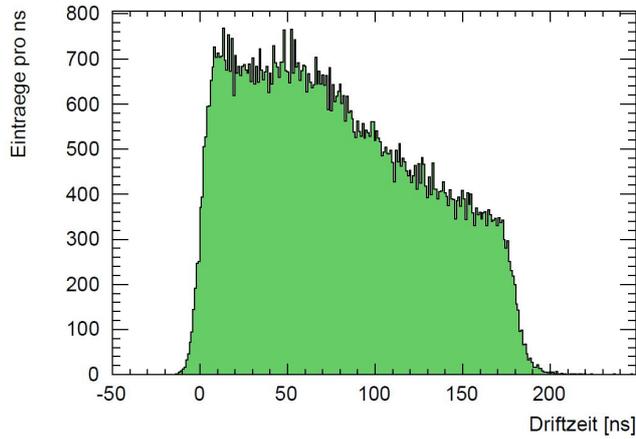
Zusätzlich zur Driftzeit wird die Ladung am Draht gemessen. Ein 8-bit-ADC³ registriert diese. Für Myonen liegt der Erwartungswert bei 120 ADC-Counts. Für die Verarbeitung dieser Daten benötigt die Ausleseelektronik eine gewisse Zeit, in dieser ist das Driftrohr nicht mehr sensitiv auf Treffer. Diese Zeit heißt Totzeit und ist in etwa 200 ns.

Innerhalb eines Rohres kann allerdings nicht unterschieden werden aus welcher Richtung die Elektronen den Draht treffen. Damit entstehen nur positive Driftradien und für den möglichen Ort der Primärionisation ein Kreis um den Draht mit dem Driftradius als Radius. Die Flugbahn des Myons muss tangential zu diesem verlaufen.

Werden mehrere solcher Rohre zu einer Kammer zusammen gebaut, erzeugt ein Myon, welches durch diese fliegt, in mehreren Driftrohren Ladung. Dadurch entstehen eine größere Anzahl an Driftradien und es ist möglich, die Flugbahn des Myons zu rekonstruieren (Abb.5b).

Die Driftzeiten und alle anderen Daten, die entstehen wenn ein Myon die Kammer durchquert, werden in einem Ereignis zusammengefasst. Für jedes Ereignis entsteht somit eine Flugbahnrekonstruktion.

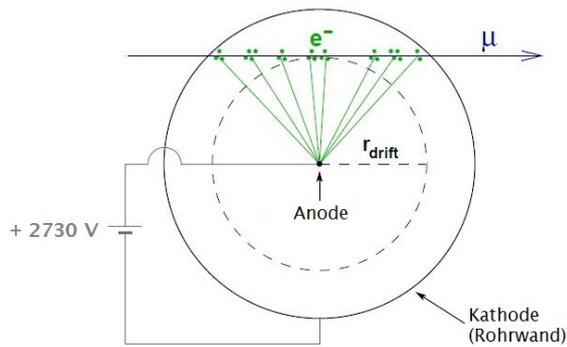
³Analog Digital Converter



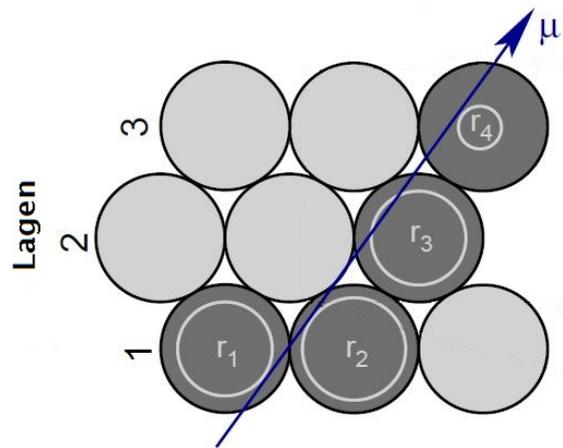
(a) Driftzeitenspektrum aus einer Simulation eines Driftrohres mit 15 mm Durchmesser ohne Untergrundzählrate.

(b) Aus einem Driftzeitenspektrum kann eine r-t-Relation bestimmten werden. Die Zeitmessung gleicht somit einer Abstandsmessung.

Abbildung 4: Driftzeitenspektrum und r-t-Relation eines Rohres mit 15 mm-Durchmesser.



(a) Prinzip zum Nachweis von Myonen



(b) Spurfit

Abbildung 5: Myondetektion und Flugbahnrekonstruktion.[4]

4 Aufbau

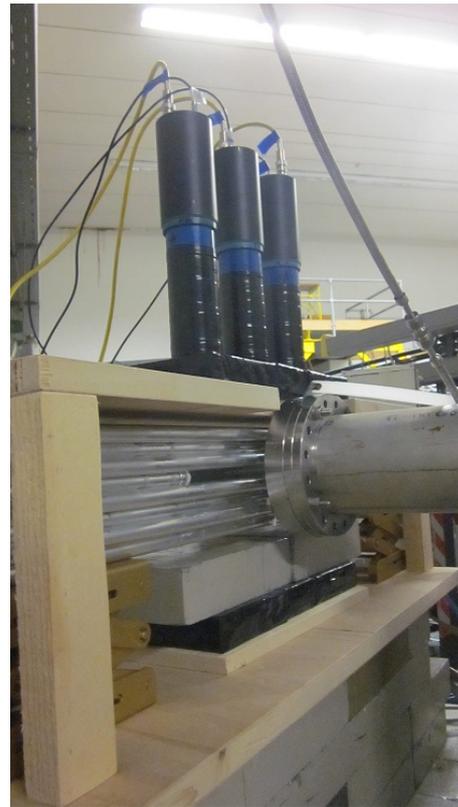
Das Experiment fand vom 28.04.2011 bis 05.05.2011 am MLL⁴ in Garching bei München statt. Im folgendem Abschnitt wird der Messaufbau beschrieben. Zum Nachweis der kosmischen Myonen wird zum einen ein Triggersystem benötigt, welches das Startsignal für eine Messung gibt, zum anderen die Kammer aus Driftrohren mit 15 mm Durchmesser, welche untersucht werden soll. Damit die Kammer wie zuvor beschrieben (siehe Kapitel 3) arbeiten kann, werden mehrere Spannungsquellen benötigt, um das elektrische Feld innerhalb der Rohre zu erzeugen. Hinzu kommt ein Gassystem, welches die Rohre stetig mit einem neuen Gasgemisch spült und die Kammer unter einem absoluten Druck von 3 bar hält.

Zur Bestrahlung der Kammer mit Protonen, welche die Untergrundstrahlung simulieren sollen, ist ein Beschleuniger erforderlich.

Hinzu kommt noch Blei, welches sehr niederenergetische Myonen von der Messung ausschließt. Diese Myonen sind während des Versuches unerwünscht, da bei ihnen durch starke Vielfachstreuung die Detektion zusätzlich erschwert wird. Ebenfalls soll das Blei die Kammer von Strahlung des Untergrundes abschirmen.



(a) Blick entgegen der Strahlrichtung



(b) Blick in Strahlrichtung

Abbildung 6: Bilder des Versuchsaufbaus mit Blick aus entgegengesetzten Richtungen

⁴Maier-Leibnitz-Laboratorium

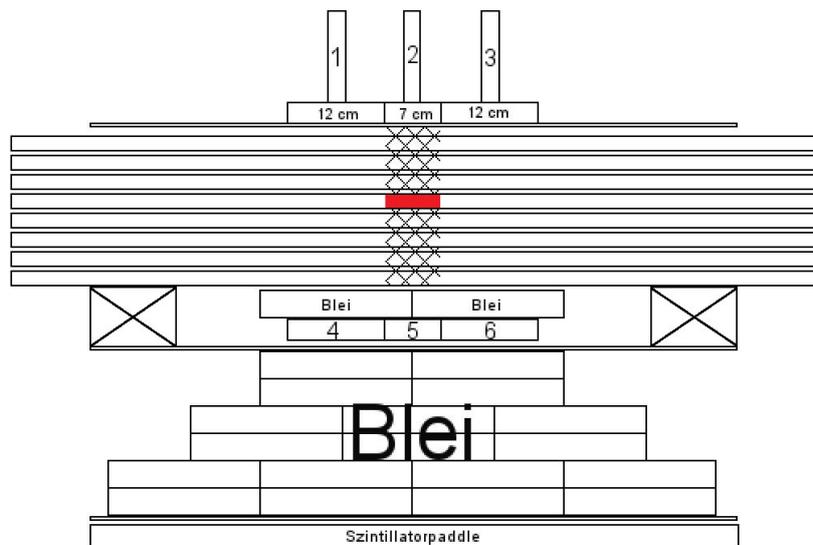


Abbildung 7: Skizze des Versuchsaufbaus. Der schraffierte Bereich zwischen den Szintillationszählern 2 und 5 symbolisiert den bestrahlten Bereich. Seitlich davon befindet sich der unbestrahlte Bereich. Die Anordnung der Triggerszintillatoren erlaubt es, in der Analyse die beiden Bereiche separat zu untersuchen. In Rot ist der vom Protonstrahl bestrahlte Bereich markiert. (siehe auch Abb.8)

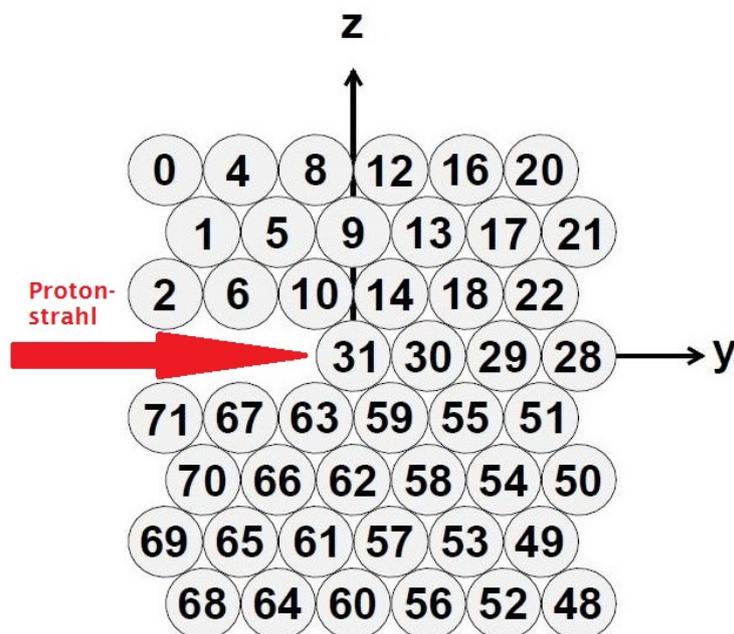


Abbildung 8: Schematischer Querschnitt durch die Kammer mit den Koordinatenachsen und den Hardwarekanalnummern.

4.1 Der Protonstrahl

Der Protonstrahl wurde von einem Van-de-Graaff-Beschleuniger, am MLL bereitgestellt. Dieser wird mit negativ geladenen Wasserstoffionen gespeist. Diese werden zuerst bis zur Mitte des Beschleunigers elektrostatisch beschleunigt, wo durch eine Stripping-Folie die Elektronen abgestreift werden, so dass positive Wasserstoffkerne übrig bleiben, die in der zweiten Beschleunigerstrecke des Van-de-Graaff-Beschleunigers noch einmal beschleunigt werden. Der beschleunigte Protonstrahl wird durch Magnete bis zum Experiment geleitet.

Es wurden verschiedene Strahlströme verwendet, um die Effizienz und Auflösung der Kammer bei verschiedenen Untergrundraten bestimmen zu können.

In der folgenden Tabelle sind die verschiedenen vom Beschleuniger gelieferten Protonraten gezeigt, die mit einem Szintillationszähler im Stahl gemessen wurden:

Versuchslauf	1	2	3	4	5	6
Szintillationszählrate [kHz]	0	108.61	192.28	221.87	1140.40	1401.68

Tabelle 1: Die für jeden Versuchslauf bestimmten Protonraten.

Die in der Tabelle genannten Szintillationszählraten wurden gemessen, bevor die Kammer in den Strahl gestellt wurde. Dabei wurde der Protonstrahl direkt auf einen Szintillationszähler ausgerichtet, welcher jedes Proton detektiert. Die Messung ergibt zugleich die Protonraten, die im ersten Rohr (31) eintrifft. Versuchslauf 1 mit einer Rate von 0 kHz dient als Referenz ohne Protonbestrahlung.

Der Protonstrahl verliert von Rohr zu Rohr an Intensität, so dass im ersten Driftrohr (31) die höchste Protonrate registriert wird, während im letzten (28) entlang des Strahls fast keine Protonen mehr eintreffen.

Der Strahl wurde so eingestellt, dass er den gesamten von den Szintillationszählern 2 und 5 abgedeckten Bereich, in den zu untersuchenden Rohren (Abb.8 rote Markierung), bestrahlt. Er hatte somit eine Breite von 7 cm. Die Höhe variierte während des Experiments zwischen 2 und 5 mm.

4.2 Das Triggersystem

Das Triggersystem für Myonen aus der Höhenstrahlung, die überwiegend von oben auf den Versuchsaufbau treffen, besteht aus sechs Szintillationszählern. Beim Durchgang eines Myons durch einen Szintillator wird dieser angeregt und gibt diese Anregungsenergie in Form von Photonen wieder ab. Die Photonen treffen auf die Kathode der Photomultiplerröhre und erzeugen dort Photoelektronen, die in der Röhre vervielfacht werden, so dass die Signale messbar werden.

Relevante Triggersignale treffen nahezu zeitgleich bei den oberen wie den unteren Szintillatoren ein, da die unterschiedliche Wegstrecke der Myonen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit vernachlässigbar ist. Die geringe Abweichung wird durch eine Toleranzzeit für den Trigger berücksichtigt.

4.3 Die Kammer

Die Kammer besteht aus Driftrohren mit 15 mm Durchmesser, die mit einem ArCO₂ Gasgemisch im Verhältnis 93:7 bei 3 bar absoluten Druck befüllt werden.

Durch die sechs oberen Szintillatoren werden zwei Triggerbereiche für kosmische Myonen definiert, der bestrahlte Bereich zwischen Szintillator 2 und 5, welcher in Abb.7 schraffiert ist und der unbestrahlte Bereich (Szintillator 1 und 4 bzw. 3 und 6), welcher direkt an den bestrahlten angrenzt. Um die Rate der Ereignisse im bestrahlten Bereich zu erhöhen, kann die Einschränkung gelockert und Myonen mit einem größeren Einfallswinkel zugelassen werden. Dies entspricht Ereignissen mit jeweils einem Treffer in Szintillator 1 und 6 oder 3 und 4. Myonen, welche ein solches Triggersignal auslösen, haben sich auch durch den bestrahlten Bereich bewegt und sind für die Messung relevant.

Untersucht wurden vor allem die vier Rohre mit den Nummern 31, 30, 29, 28 in Abb.8, die genau im Protonenstrahl positioniert sind. Alle anderen werden als Referenz für die Messung der Myonenspuren verwendet. Die Nummerierung der Rohre in Abb.8 entspricht der Kanalnummer der Ausleseelektronik und identifiziert jedes Driftrohr für die spätere Datenanalyse.

Wie in Abb.8 zu sehen ist, wurden zwei Driftrohre entfernt, damit das erste vom Protonenstrahl getroffene Rohr in der Mitte der Kammer liegt. Dadurch wird erreicht, dass dieses Driftrohr von vielen gut rekonstruierbaren Myonenspuren in der Kammer getroffen wird. Für den Randbereich wird der Winkelbereich, in dem Myonen alle Lagen der Kammer durchfliegen, kleiner.

Die Geometrie der Kammer ist in Abb.8 illustriert. Rohr 31 wurde als Koordinatenursprung gewählt. Der Strahl verläuft durch die Kammer in positiver y-Richtung.

5 Auswertung der Messdaten

Zur Auswertung der Daten ist es wichtig, die Szintillationszähler zu untersuchen und festzustellen, ob die entstandene Anzahl der Treffer und Koinzidenzen den Erwartungen entsprechen, so dass sichergestellt ist, dass der Trigger des Versuchsaufbaus funktionstüchtig ist. Um die gewünschten Abhängigkeiten zu betrachten, werden die Untergrundraten der Kammern und des weiteren die Auflösung und Effizienz, des Nachweises der kosmischen Myonen, bestimmt. Zu unterscheiden ist hierbei der bestrahlte und der unbestrahlte Bereich.

5.1 Trigger

Als Trigger wurden die beiden obersten Szintillatorebenen eingesetzt. Dabei wurden Koinzidenzen zwischen den drei oberen und den drei unteren Zählern verlangt.

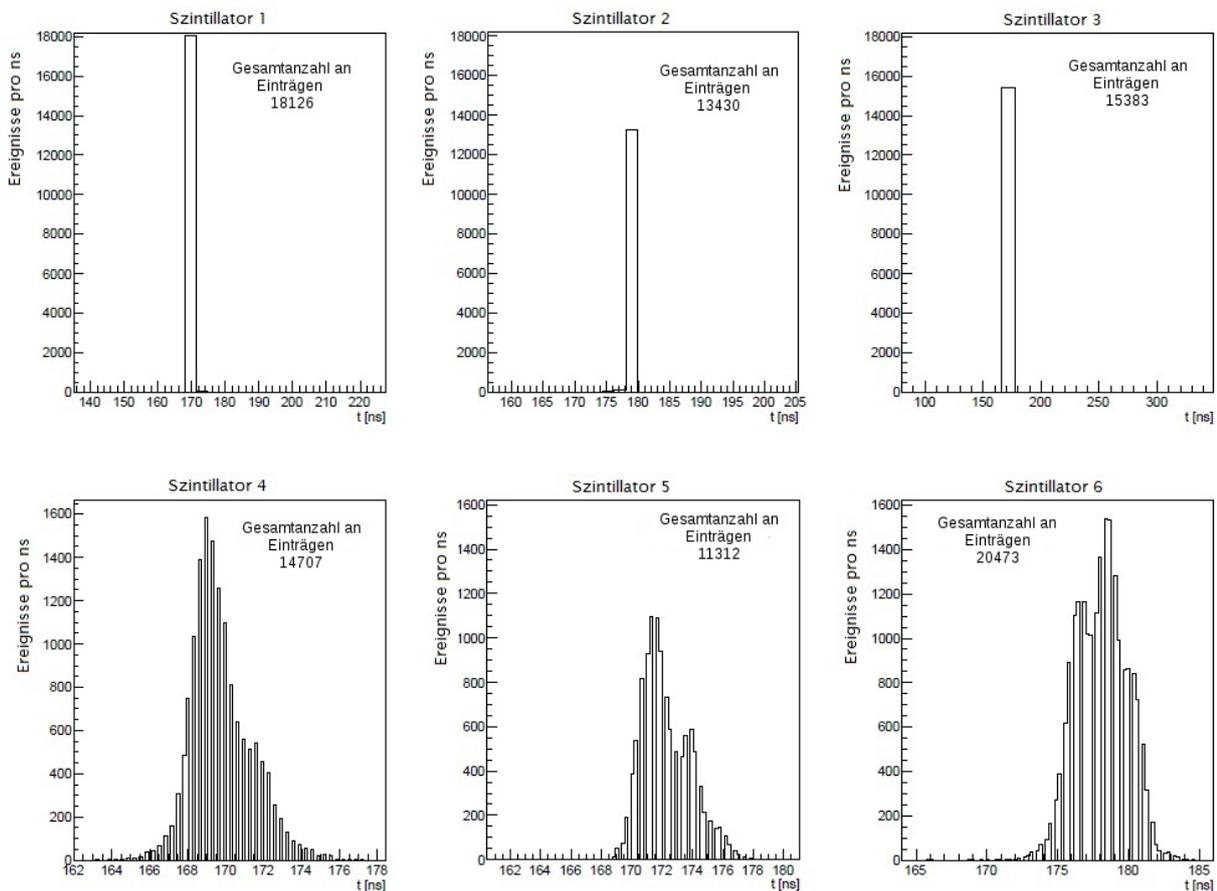


Abbildung 9: Raten und Zeitverteilung der Triggersignale der sechs Szintillationszähler. Anordnung der Diagramme entspricht der Anordnung der Szintillationszähler.

In Abb.9 sind die Messdaten der einzelnen Szintillationszähler dargestellt. Die oberen Zähler

gaben das Startsignal, sodass jeweils nur ein Bin gefüllt ist. Die Toleranzzeit für das Eintreffen des zweiten Signals führt zu der Zeitverteilung der Signale in der unteren Szintillatorreihe.

Die Abnahme der Zählraten von der oberen zur unteren Ebene ist durch die Bleiabschirmung, die über der unteren Szintillatorreihe angebracht wurde (siehe Abb.8), verursacht. Die Zunahme auf der rechten Seite (Szintillator 3 und 6) ist nicht erwartet und kann möglicherweise durch eine Beschädigung einer Phototube oder der Verbindung zwischen Phototube und Szintillator verursacht worden sein.

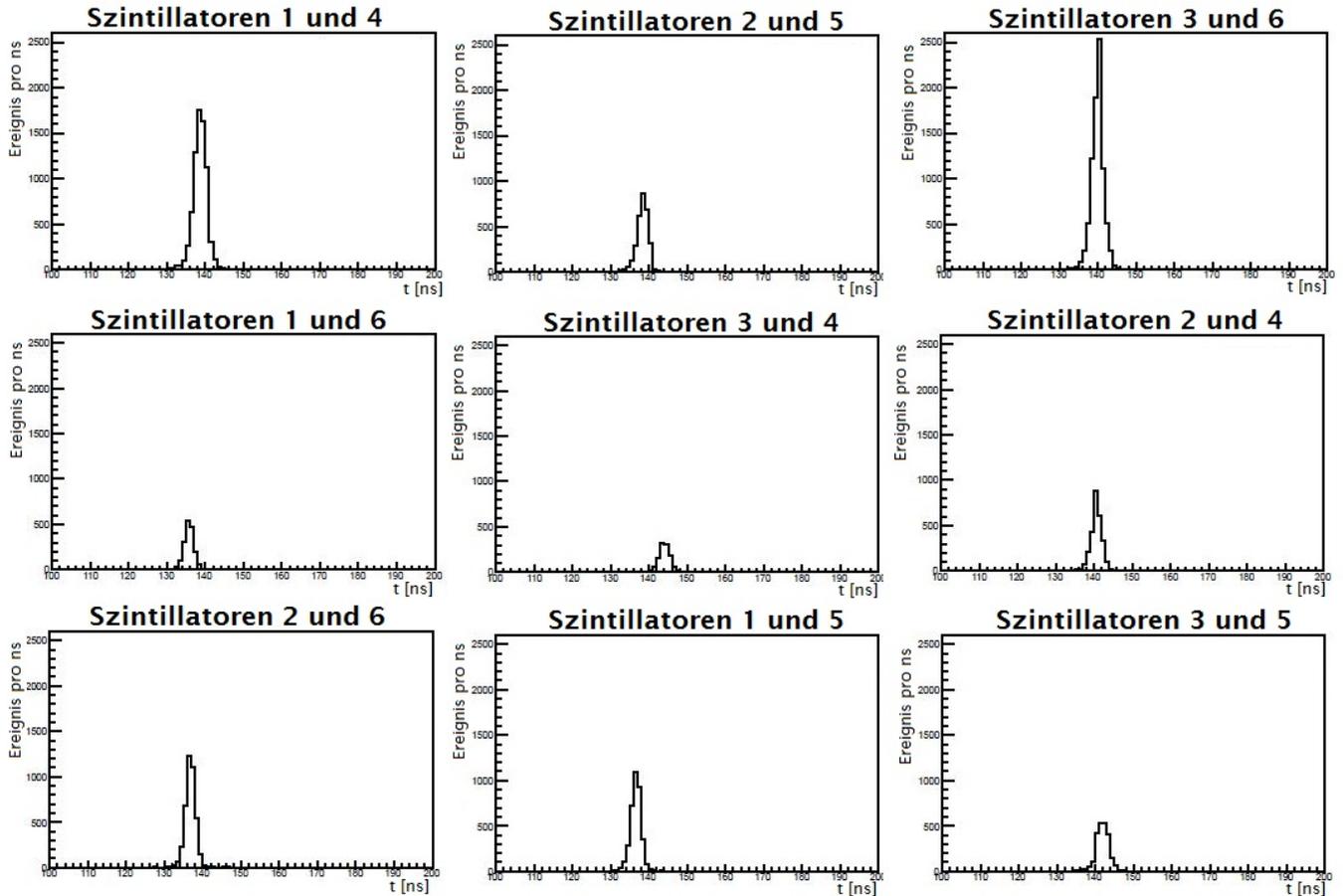


Abbildung 10: Darstellung aller möglichen Koinzidenzen.

Nachdem nur bei einer Koinzidenz zwischen den oberen und unteren drei Szintillationszählern, die Messung eines Ereignisses startet, sind in Abb.10 alle Möglichkeiten von Koinzidenzen abgebildet. Wie erwartet, sind die meisten Einträge für zwei direkt übereinanderliegende Szintillationszähler vorhanden. Es ist zu beachten, dass die Szintillationszähler 2 und 5 nur eine Länge von 7 cm haben.

Insgesamt wurden für diesen Messdurchgang 34934 Koinzidenzen und somit Ereignisse registriert. Dies entspricht, bei einer Tiefe der Szintillationszähler von 12 cm, 91.5 Koinzidenzen/cm².

5.2 Bestrahlter Bereich

In diesem Bereich kam es zu unerwarteten Effekten, welche zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht verstanden sind. Möglicherweise sind diese auf einen Einbruch der Gasverstärkung zurückzuführen. Dies tritt auf, wenn innerhalb eines Rohres viele Teilchen durch Primärionisation Ladung erzeugen. Da die entstehenden Ladungen ihr eigenes elektrisches Feld erzeugen, ändert dieses räumlich begrenzt das vorherrschende Feld. Entstehen zu viele solcher Elektronen-Ion-Paare, so führt dies lokal dazu, dass die Driftzeit verändert wird und Teilchen entweder falsch oder gar nicht detektiert werden.

Bevor diese Effekte nicht besser verstanden worden sind, ist es nicht möglich genaue Aussagen über diesen Bereich zu treffen.

Nachdem allerdings die eingestellten Protonraten ($192 \text{ kHz} \approx 55 \text{ kHz/cm}^2$; siehe Kapitel 3.3) viel höher als die im ATLAS erwarteten Raten (Abb.1) waren und zudem Protonen und Neutronen nur einen kleinen Teil der entstehenden Strahlung (90% Photonen) ausmachen, ist der Einbruch in diesem Bereich kein schwerwiegendes Problem für den Einsatz im Detektor.

5.3 Bestimmung der Untergrundraten

Da in diesem Versuch das Verhalten der Rohre bei verschiedenen Zählraten untersucht werden soll, ist es wichtig die Raten in den einzelnen Rohren zu bestimmen. Aus der Messung mit dem Szintillationszähler ist die Protonrate im Strahl, die mit der Zählrate der Driftrohre verglichen werden muss, bekannt.

Mit folgender Formel kann die Untergrundrate in einem Driftrohr in erster Näherung bestimmt werden.

$$\text{Untergrundrate} = \frac{\text{Anzahl der Untergrundtreffer}}{\text{Zeitfenster} * \text{Anzahl der Ereignisse}} \quad (1)$$

Das Zeitfenster kann anhand des Driftzeitspektrums (Abb.11) festgelegt werden. Wird über dieses integriert, ist die Anzahl der Untergrundtreffer bestimmt.

Szintillationszählrate [kHz]	Untergrundzählrate [kHz] in			
	Rohr 31	Rohr 30	Rohr 29	Rohr 28
108.61	90.28	83.91	33.98	12.65
192.28	171.96	168.93	104.52	28.51
221.87	157.91	145.20	98.70	25.14
1140.40	536.68	519.31	277.81	24.07
1401.68	629.60	610.02	308.37	20.33

Tabelle 2: Gemessene Zählraten ohne Totzeitkorrektur

Dies wurde für jede Protonenrate durchgeführt. Es ist gut zu erkennen, dass die Zählrate wie erwartet in Strahlrichtung von Rohr zu Rohr abnimmt.

Eigentlich wurde erwartet, dass die Untergrundrate von Rohr 31 mit der Protonenrate übereinstimmt. Aus Tabelle 2 ist allerdings ersichtlich, dass dies nicht der Fall ist. In Abb.12 ist dies noch einmal, für verschiedene Messungen, graphisch dargestellt.

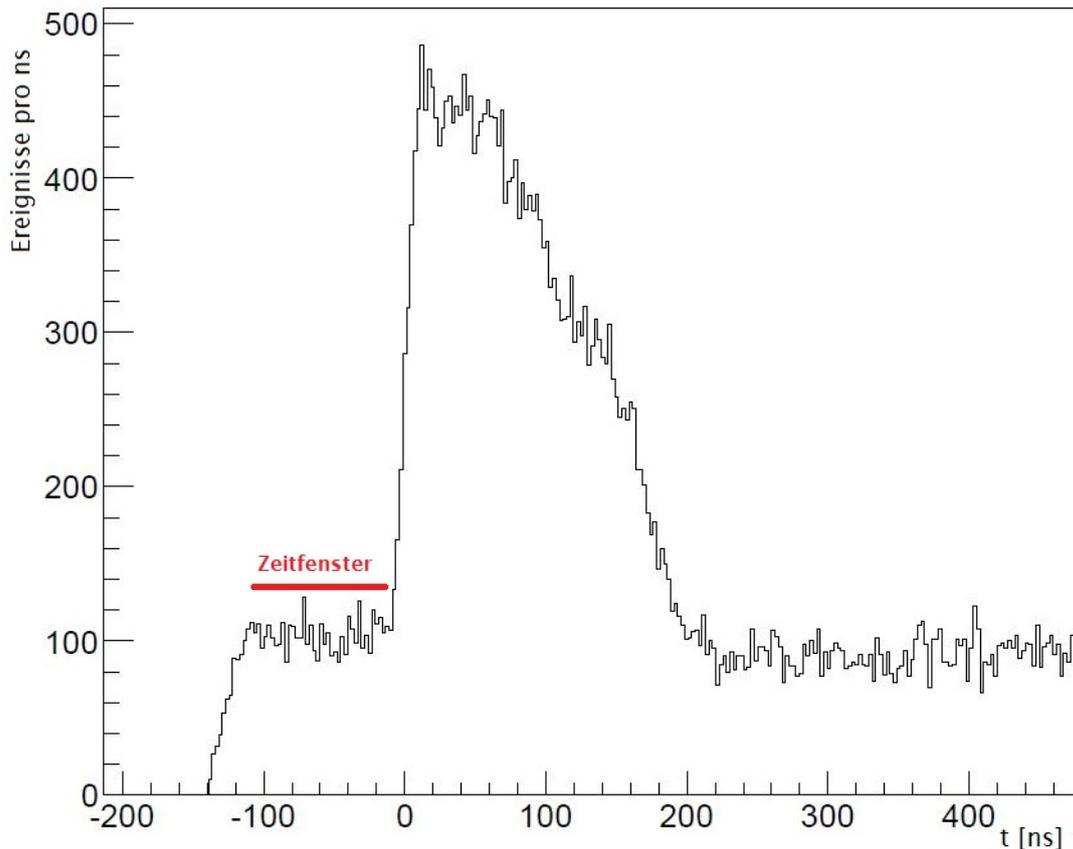


Abbildung 11: Driftzeitspektrum und rot markiert das verwendete Zeitfenster zur Untergrundzählratenbestimmung.

Während die Szintillationszählrate linear ansteigt, erreichen die Zählraten der Driftrohre Sättigungswerte, was auf einen Einbruch der Gasverstärkung durch die hohe Raumladung in den Rohren hindeutet.

Der durch diese Sättigung eintretende Unterschied kann vermutlich auch auf eine Verlängerung der Totzeit zurückzuführen sein. Die Elektronik benötigt zwar immer noch die gleiche Zeit um die Daten zu verarbeiten, allerdings kann bei einem starken Treffer, so viel Ladung innerhalb des Rohres erzeugt werden, dass am Draht über die Totzeit hinaus ein Signal, das über der Diskriminatorschwelle liegt, gemessen werden kann. Auch die Möglichkeit, dass mehrere Signale hintereinander diese Schwelle überschreiten oder sich eventuell mehrere überlagern und so das Signal über der Schwelle halten, könnte besteht.

Der Verlauf von Rohr 28 entspricht noch den Erwartungen, da in diesem Rohr so gut wie keine Protonen mehr ankommen. Rohr 29 weist dagegen schon erste Effekte auf, allerdings ist die Sättigungskurve wesentlich flacher als für die Rohre 30 und 31. In den beiden ersten Rohren, die vom Strahl getroffen werden ist die Totzeitverlängerung zu erkennen.

Durch einen Vergleich der wahren Rate (Protonzählrate) und der gemessenen Rate (Untergrundzählrate) kann ein Wert der verlängerten Totzeit berechnet werden.

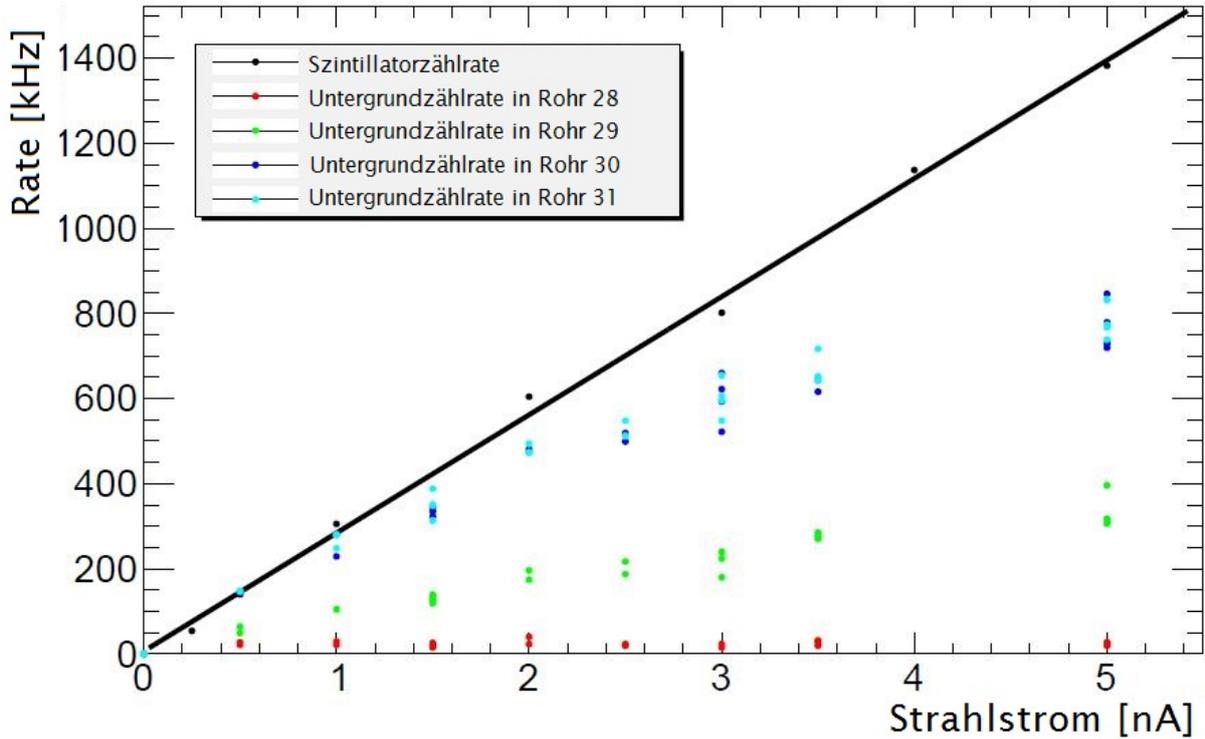


Abbildung 12: Abhängigkeiten der Zählrate der getroffenen Driftrohre und des Szintillatorzählers im Protonstrahl in vom Strahlstrom.

Folgende Formel kann zur Korrektur von Untergrundraten verwendet werden[7]:

$$\text{Rate}_{\text{korrigiert}} = \frac{\text{Rate}}{1 - (\text{Rate} * \text{Totzeit})} \quad (2)$$

Die gemessenen Untergrundzählraten aus Abb.12 sollen auf die Protonzählraten korrigiert werden. Dazu wird die korrigierte Rate mit der Protonzählrate und die Rate mit der Untergrundzählrate identifiziert. Durch umstellen der Formel 2, kann die Totzeit, welche benötigt wird um die Untergrundzählraten auf die Protonzählraten zu korrigieren, berechnet werden.

$$t_{\text{verlängerte Totzeit}} = \frac{\text{Protonzählrate} - \text{Untergrundzählrate}}{\text{Untergrundzählrate} * \text{Protonzählrate}} \quad (3)$$

In Tabelle 3 sind vier Totzeiten berechnet.

Szintillationszählrate [kHz]	Untergrundzählrate [kHz] in Rohr 31	$t_{\text{verlängerte Totzeit}}$ [ns]
550	500	182
840	575	549
975	650	513
1401	800	536

Tabelle 3: Berechnete Totzeiten

Nachdem für 15 mm Durchmesserrohre von einer Totzeit von 200 ns ausgegangen wird, ist zu erkennen, dass bei kleinen Protonenzählraten die Totzeitverlängerung nicht in Erscheinung tritt. Dies ist auch in Abb.12 ersichtlich, da hier die Werte in guter Übereinstimmung sind. Erst bei höheren Zählraten wird die Totzeit länger. Sie hat sich mehr als verdoppelt.

5.4 Referenzauflösung

Als Referenzauflösung wird die Auflösung der Driftrohre ohne Protonenbeschuss verwendet.

Zur Auflösungsbestimmung in Abhängigkeit vom Abstand der Myonenspur vom Draht wird folgende Beziehung verwendet.[1]

$$\sigma^2(d_i) = \text{Var}(r_i - d_i) - \sigma_{fit}^2(d_i) \quad (4)$$

r_i steht für den Abstand des Treffers vom Draht und wurde durch die r-t-Relation in Abb.14b ermittelt.

$\sigma_{fit}^2(d_i)$ und d_i sind beide über den entstandenen Spurfitt festgelegt. Der Fitter versucht durch alle Treffer in einem Ereignis die Spur zu rekonstruieren und gibt eine Geradengleichung sowie $\sigma_{fit}^2(d_i)$ an. Aus dieser Geradengleichung und den Koordinaten (y,z) des zu untersuchenden Rohres wird d_i berechnet.

$$d_i = \frac{-y_{Rohr} + b_{Spurfitt} + m_{Spurfitt} * z_{Rohr}}{\sqrt{1 + m_{Spurfitt}^2}} \quad (5)$$

Mit $b_{Spurfitt}$ als z-Achsenabschnitt und $m_{Spurfitt}$ als Steigung des entstandenen Spurfitts.

Zur Analyse eines Driftrohres werden dem Fitter die Trefferinformationen dieses Rohres vor-enthalten. Dies ermöglicht es, den Treffer (r_i) mit dem Fit (d_i und σ_{fit}^2) zu vergleichen und Aussagen über die Eigenschaften des Analyserohres zu treffen. Nach diesem Prinzip wurden alle Auflösungen und Effizienzen bestimmt.

$\text{Var}(r_i - d_i)$ beschreibt die Varianz der Residuen. Zur Bestimmung wird $(r_i - d_i)$ in Abhängigkeit von d_i aufgetragen. Diese Verteilung kann unterteilt werden, im Fall der Referenzauflösung in 15 Teile, und für jeden Abschnitt die Y-Projektion betrachtet werden. Mit einem Gaußfit wird die Varianz ermittelt (Abb.13).

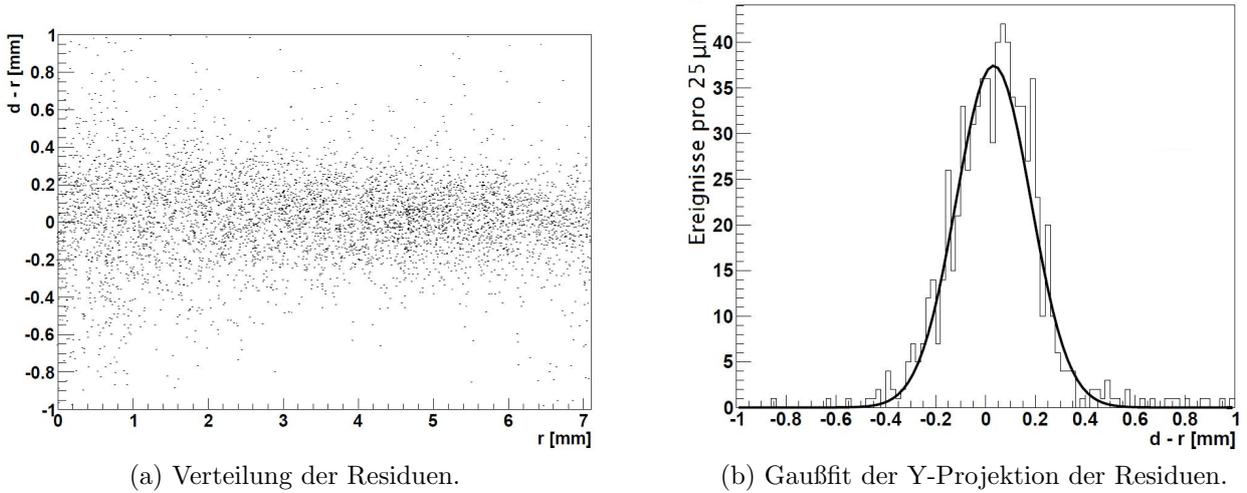


Abbildung 13: Bestimmung der Varianz der Residuen.

Diese Berechnung der Auflösung erfolgt iterativ, da der Spurfitt direkt von $\sigma(d_i)$ abhängig ist.[1] Um die Referenz zu bestimmen wurden insgesamt zehn Iterationen durchgeführt. Da die anderen Versuchsläufe diese als Grundlage heranziehen, reicht für sie jeweils eine Iteration.

Die berechnete Auflösung ist in Abb.15 zu sehen. Der Verlauf entspricht genau der durch die Simulation erhaltenen Erwartung. Nachdem bei kosmischen Myonen Vielfachstreuung auftritt aber die Simulation ohne diese gemacht wurde, ist die Verschlechterung der Auflösung gegenüber der Simulation ebenfalls erwartet gewesen.

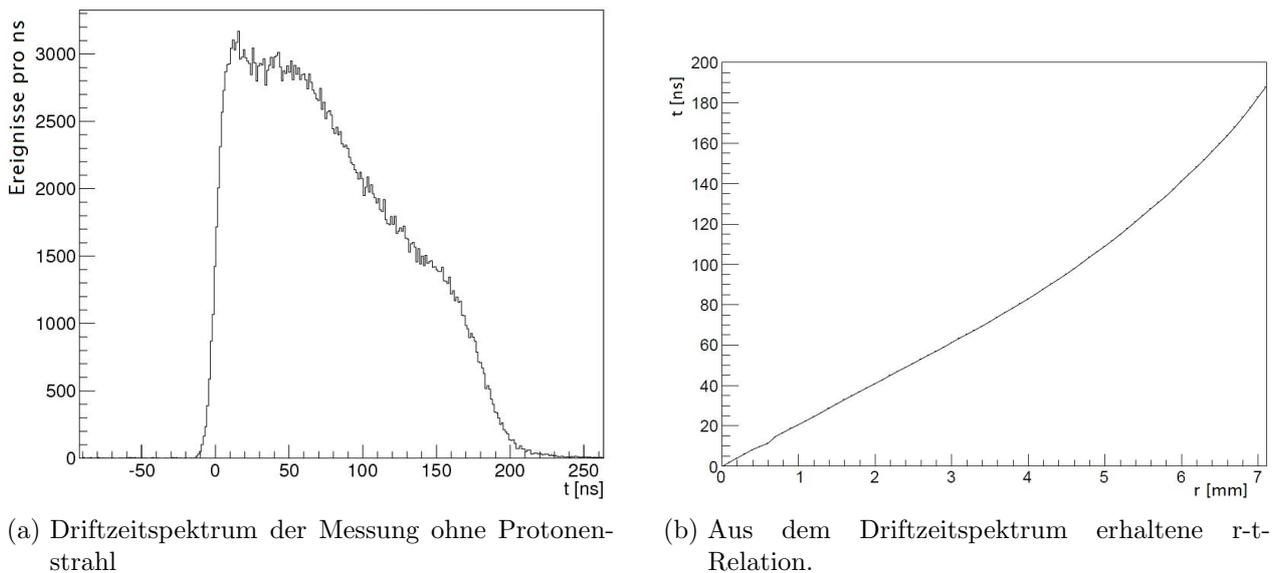


Abbildung 14: Driftzeitspektrum und r-t-Relation ohne Untergrundzählrate.

Aus einem Vergleich der beiden Kurven kann die Vielfachstreuung korrigiert werden. Als mittlerer Abstand ergab sich:

$$\sigma_{\text{Korrektur der Vielfachstreuung}} \simeq 40\mu\text{m} \quad (6)$$

Aus einem Vergleich des Driftzeitspektrums des Experiments (Abb.14a) mit einem aus einer Simulation (Abb.4a) ist erkennbar, dass das Driftrohr am richtigen Arbeitspunkt ist. Zum einen stimmt die maximale Driftzeit überein, was ein Indiz dafür ist, dass die Gasverstärkung korrekt ist. Zum anderen ist kein Rauschen erkennbar, so dass gefolgert werden kann, dass auch die Messung richtig abläuft und keine fehlerhafte Zeitmessung vorliegt.

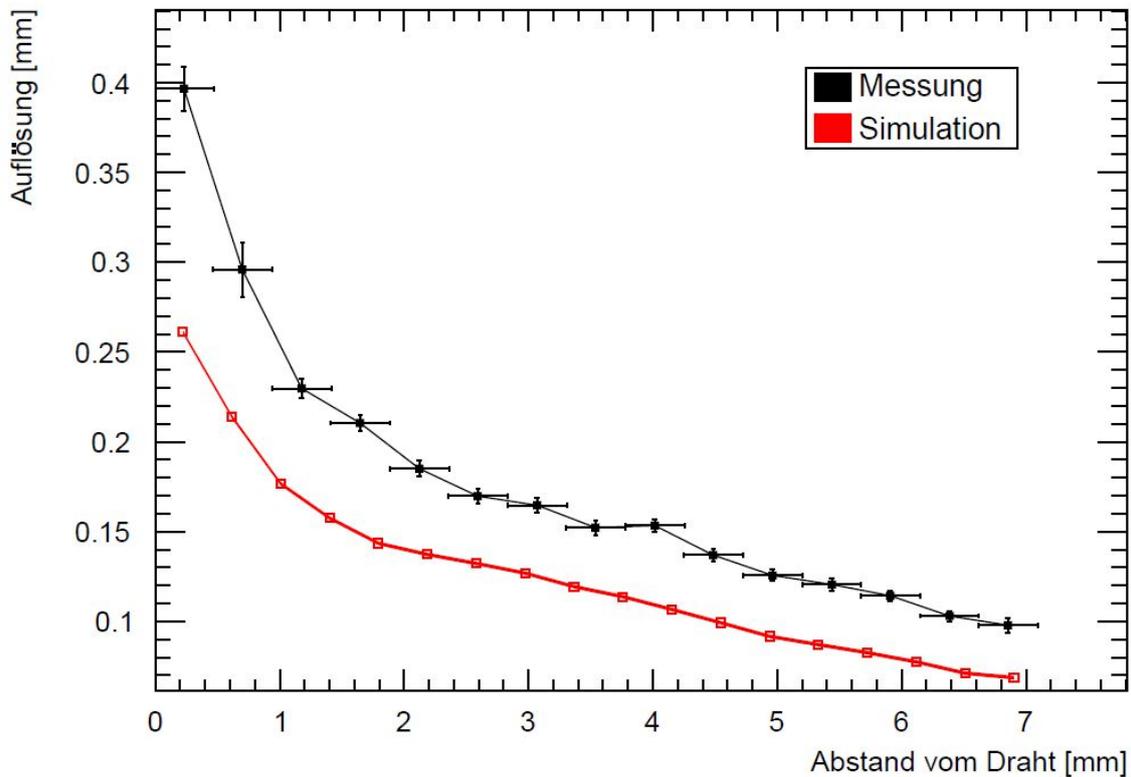


Abbildung 15: Die Referenzauflösung wurde in 10 Iterationen bestimmt und wird bei alle weiteren Versuchsläufen für den Spurfitt verwendet. In rot ist der Verlauf der Abhängigkeit einer Simulation ohne Vielfachstreuung abgebildet.

5.5 Unbestrahlter Bereich

Ein Einbruch der Gasverstärkung wird im unbestrahlten Bereich nicht erwartet. Dieser Effekt tritt wie beschrieben nur lokal auf und hat den Erwartungen nach keine Auswirkungen auf den hier untersuchten Abschnitt des Rohrs. Allerdings werden innerhalb des bestrahlten Teils des Aufbaus viele Protonen detektiert und sorgen somit für Rohrbelegungen. Die Driftrohre, welche Signale anderer Teilchen messen, können dadurch keine Myonen mehr nachweisen. Denn nachdem dieses Signal registriert wurde, ist das Rohr für die Länge der Totzeit nicht im Stande Myonen zu erkennen (Abb.16).

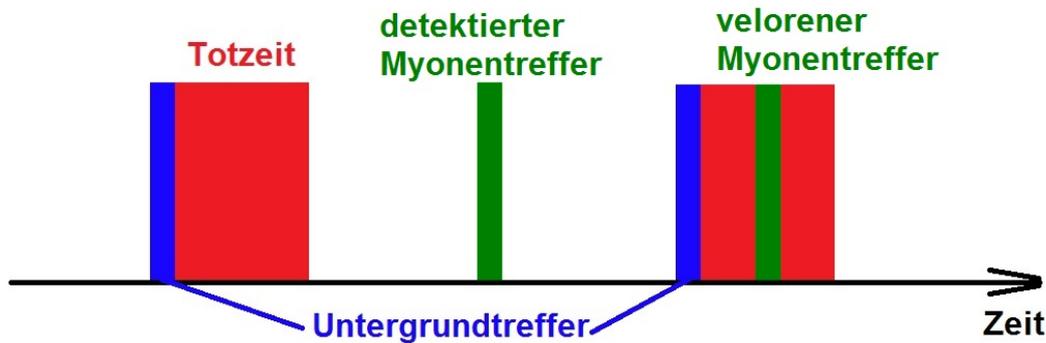


Abbildung 16: Darstellung des Maskierungseffektes

5.5.1 Auflösung

Mittels der zuvor bestimmten Referenzauflösung, wurden nun mit nur einer Iteration die Auflösungen der einzelnen Rohre bestimmt. Um ausgehend von dieser die Einzelrohrauflösung zu bestimmen, wird folgende Formel verwendet:

$$\text{Einzelrohrauflösung} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{fit}^2} \quad (7)$$

Hierbei ist σ_{fit}^2 über alle Spurfits gemittelt.

σ ist die Breite der Verteilung gemittelt über den Driftradius. Dafür wurden die Residuen nicht unterteilt und in Abhängigkeit von d_i bestimmt, sondern die Y-Projektion auf den gesamten Bereich angewendet.

Die Abhängigkeit der Einzelrohrauflösung von der Untergrundrate ist in Abb.17 dargestellt. Die absoluten Werte liegen etwas über den Erwartungen, was größtenteils durch Vielfachstreuung der niederenergetischen kosmischen Myonen erklärt werden kann. Zudem wurden keine Korrekturen, hier die Verschmierung der Zeitmessung der Überschreitung der Diskriminator-schwelle in Abhängigkeit der Signalwerte (ADC-Messung) und der Vielfachstreuung, angewendet.

Unsicherheiten der Einzelrohrauflösung stammen größtenteils von den Residuen und werden aus den Daten der einzelnen Gaußfits bestimmt.

Der Verlauf der Einzelrohrauflösung ist nicht mit den Erwartungen (Abb.2) vergleichbar, da die hier benutzte Untergrundzählrate im bestrahlten Bereich bestimmt wurde und eigentlich keinen Einfluss auf die Einzelrohrauflösung des unbestrahlten Bereichs haben sollte. Diese kann im unbestrahlten Bereich nicht zu Änderungen der Gasverstärkung führen, sondern nur Treffer maskieren, welche aber somit auch nicht in die Auflösung eingehen können. Das sich die Einzelrohrauflösung mit steigender Untergrundzählrate verschlechtert, entsteht daher vermutlich durch einen indirekten Effekt der Protonen.

Nur der Wert bei einer Untergrundrate von 0 kHz ist zu vergleichen. Da beim erwarteten Wert bereits die Korrekturen verwendet worden sind, müssen diese auch hier angewendet werden. Aus dem Vergleich der Auflösungen (Referenzauflösung und Simulation) wurde als Korrekturfaktor der Vielfachstreuung ca. $40 \mu\text{m}$ festgestellt. Als Korrektur der Verschierung der Zeitmessung, wird der Wert erwartet, der für die 30 mm Durchmesserrohre bestimmt wurde.

$$\sigma_{\text{Korrektur der Zeitverschmierung}} \simeq 20 \mu\text{m} \quad (8)$$

Die Einzelrohrauflösung der experimentellen Daten liegt ohne Korrektur bei ungefähr $165 \mu\text{m}$. Nach Formel 7 müssen die Korrekturen quadratisch angewendet werden.

$$\text{Einzelrohrauflösung}_{\text{korrigiert}} = (\sqrt{165^2 - 40^2 - 20^2}) \mu\text{m} = 159 \mu\text{m} \quad (9)$$

Der Wert liegt über dem erwarteten Wert von $105 \mu\text{m}$ (Abb.2). Diese Diskrepanz zu erklären, wird zum Verständnis der auftretenden Effekte beitragen und näher untersucht werden müssen.

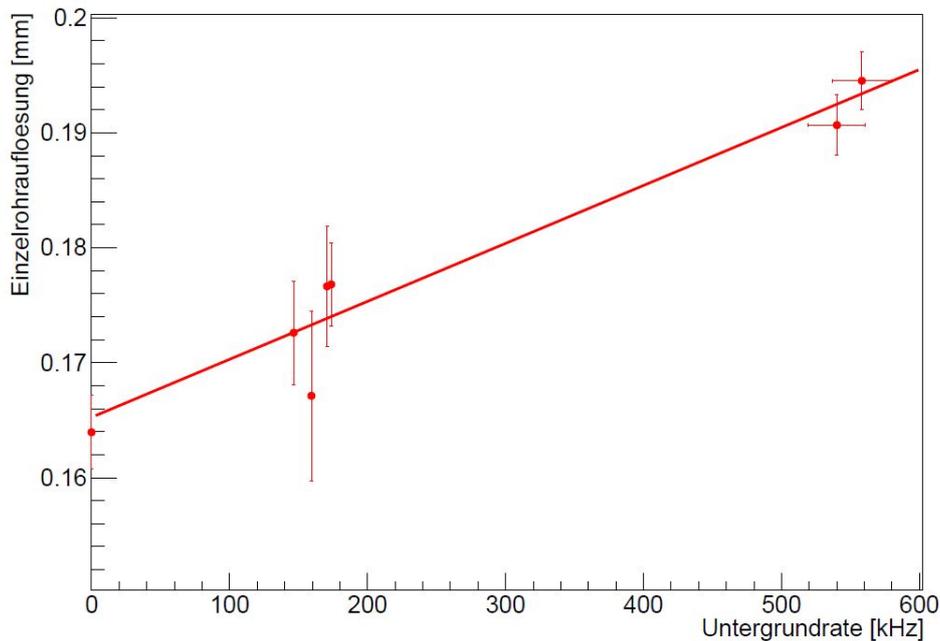


Abbildung 17: experimentell bestimmtes Verhalten der Einzelrohrauflösung bei steigender Untergrundrate.

5.5.2 Effizienz

Die Einzelrohreffizienz lässt sich einfach durch folgendes Verhältnis ausdrücken.[1]

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl der Treffer im Rohr welche zum Spurfit passen}}{\text{Anzahl der Spurfits die durch die Kammer gehen}} \quad (10)$$

Damit ein Treffer zu einer Spur passt, muss sein Abstand zu dieser kleiner als drei $\sigma(d_i)$ sein. Diese Distanz entspricht $|d_i - r_i|$ und $\sigma(d_i)$ der zuvor bestimmten Auflösung.

Die berechneten Effizienzen sind in Abb.18 in Abhängigkeit der Untergrundzählrate dargestellt. Hier wurde eine Totzeitkorrektur, mit der zuvor berechneten längeren Totzeit, angewendet. Daraus folgt, dass die Untergrundzählraten den Protonzählraten gleichen.

Die 15 mm Durchmesser Rohre sind weitaus weniger, wie die 30 mm Durchmesser Driftrohre, von der Untergrundzählrate abhängig.

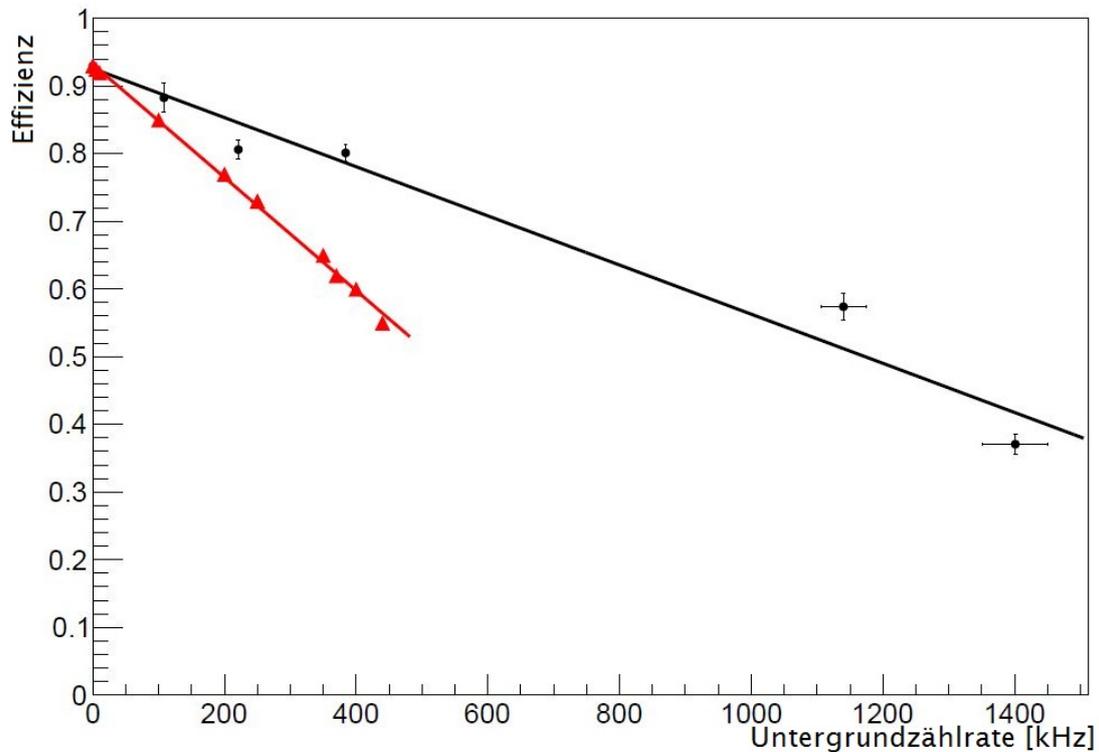


Abbildung 18: Berechnete Effizienz der 15 mm Durchmesserrohre (schwarz) und der 30 mm Durchmesser Rohre (rot) in Abhängigkeit der Untergrundzählrate. Bei beiden wurden Totzeitkorrekturen angewendet.

6 Fazit und Ausblick

Das Hauptaugenmerk des Versuches lag auf der Effizienz- und Auflösungsbestimmung von 15 mm Durchmesser Driftrohren bei hohen Untergrundzählraten. Unter Bestrahlung eines Protonenstrahls wurden kosmische Myonen detektiert und das Auflösungsvermögen und die Nachweisefizienz der Kammer währenddessen bestimmt. Dies wurde für verschiedenen Einstellungen des Strahls durchgeführt, um die Abhängigkeit der Effizienz von der Untergrundzählrate bestimmen zu können. Damit schließlich die Tauglichkeit dieser Driftrohre für hohe Untergrundraten, wie sie im ATLAS-Detektor nach dem Ausbau erwartet werden, gezeigt werden kann.

Während des Experiments gab es leider Probleme mit der Kontinuität des Protonenstrahls und der Wasserstoffquelle, was die Anzahl der verwertbaren Messungen leider minimierte.

Nach der Auswertung der Daten sind Fragen aufgekommen, welche noch quantitativ beantwortet werden müssen. Im bestrahlten Bereich kam es zu unerwarteten Effekten, welche vermutlich auf eine Verlängerung der Totzeit zurückzuführen sind. Nachdem dies aber noch nicht komplett verstanden wurde, wurde dieser Bereich nicht ausgewertet.

Die Effizienz im unbestrahlten Bereich war wie erwartet, nach der Totzeitkorrektur, besser als die der 30 mm Durchmesser Rohre. Zum Vergleich wurde eine Messung der 30 mm Durchmesser Driftrohre unter Photonenbestrahlung verwendet. In beiden Fällen tritt nämlich vor allem der Effekt der Maskierung auf. Dieser hängt direkt mit der Totzeit zusammen.

Die Verlängerung der Totzeit könnte durch verschiedene Prozesse in Erscheinung treten. Zum einen ist es möglich, dass Protonen so viel Ladung im Rohr erzeugen, dass das Signal über einen längeren Zeitraum hinweg über der Diskriminatorschwelle liegt, zum anderen wäre auch denkbar, dass sich mehrere Signale von Protonen überlagern und dadurch die Schwelle über eine längere Zeitspanne überschritten wird.

Diesen Effekt zu untersuchen, ist für eine weitere Auswertung und ein besseres Verständnis dringend notwendig. Eine Möglichkeit wäre z.B. die erzeugten Signale der Protonen genauer zu untersuchen und diese mit Hilfe eines Oszilloskops detailliert zu betrachten.

Um letztendlich die Tauglichkeit der 15 mm Durchmesser Driftrohre für den Einsatz im Detektor zu zeigen, werden ebenfalls noch mehrere Tests erforderlich sein. Eine weitere GIF-Messung läuft bereits. Wichtig ist auch, einen Alterungstest durchzuführen, welcher zeigen soll, dass die neu entwickelten Rohre auch nach einem langen Einsatz im Detektor noch effektiv arbeiten können.

Literatur

- [1] P. Schwegler, Construction and Test of Muon Drift Tube Chambers for High Counting Rates, Diplomarbeit, Technische Universität München, Max-Planck-Institut für Physik, November 2010
- [2] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003
- [3] W. Blum and L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers; 1st ed. Springer, Berlin, 1993
- [4] J. von Loeben, Calibration of the ATLAS Precision Muon Chambers and Study of the Decay $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ at the Large Hadron Collider, Dissertation, Technische Universität München, Max-Planck-Institut für Physik, Juli 2010
- [5] S. Horvat, D. Khartchenko, O. Kortner, S. Kotov, H. Kroha, A. Manz, S. Mohrdieck-Mock, K. Nikolaev, R. Richter, W. Stiller, C. Valeranis, J. Dubbert, F. Rauscher, A. Staude, Operation of the ATLAS muon drift-tube chambers at high background rates and in magnetic fields, IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006), No. 2, 562
- [6] Peter Rice-Evans; Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers; The Richelieu Press, London, 1974
- [7] F. Rauscher, Test von Driftkammern mit kosmischen Myonen: Bau der ersten Ausbaustufe des Teleskops und Untersuchung seiner Leistungsfähigkeit, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilian-Universität München, 2001