

Johannes Gutenberg-Universität  
Institut für Kernphysik

---

**AUFBAU UND BETRIEB EINES TESTSTANDES  
FÜR STRAHLTSCHERENKOWDETEKTOREN AM  
COMPASS-EXPERIMENT**

---

**Diplomarbeit**

vorgelegt von  
Prometeusz Kryspin Jasinski

Mainz, im Januar 2007



## Zusammenfassung

Die **COMPASS** (**CO**mmon **MU**on **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) Kollaboration betreibt das NA58-Experiment am CERN in der Schweiz. Für die Fragen zu der Nukleon-Spin-Struktur und spektroskopischen Aspekten der Nukleonen wird ein Teilchenstrahl auf ein festes Target geschossen. Der Teilchenstrahl kann wahlweise hauptsächlich aus Myonen oder auch aus Hadronen bestehen. Für die Separation hadronischer Bestandteile werden **CEDAR**-Detektoren (**ChE**rencov **D**ifferential counter with **A**chromatic **R**ing focus) eingesetzt.

CEDAR-Detektoren sind auf im Gas erzeugten Tscherenkowlicht basierende Teilchenidentifikationssysteme in der Sekundärstrahlführung des **SPS**-Beschleunigers (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron). Das Tscherenkowlicht der Detektoren wird über Sekundärelektronenvervielfacher, oder auch bekannt als „**photomultiplier tubes**“ (**PMT**), nachgewiesen, die teilweise älter als 25 Jahre alt sind. In dieser Diplomarbeit wird der Frage nachgegangen, in welchem Zustand diese PMTs sind und welchen Einfluss die PMTs auf die Effizienz des Detektors haben.

Nach einer kurzen Betrachtung der vielen physikalischen Fragen, denen die COMPASS-Kollaboration nachgeht, wird ein kurzer Überblick über das NA58-Experiment und die Strahlführung des „**Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire**“ (**CERN**) gegeben. Die wichtigsten physikalischen Grundlagen der CEDAR-Detektoren werden zusammengefasst. In diesem Zusammenhang wird der Aufbau des optischen Korrektursystems anhand einfacher Matrizenoptik verifiziert, bevor im Abschnitt zum technischen Aufbau ein Gesamtüberblick über den Detektor gegeben wird. Eine kurze Einführung in die statistischen Grundlagen über die Signalverarbeitung der CEDAR-Detektoren dient dem Verständnis der Diagnoseroutinen des Detektors, welche im weiteren Verlauf erläutert werden.

Auf der Basis dieser Grundlagen wird der Algorithmus zur Monte-Carlo-Simulation des Detektors erläutert. Nach einer Anpassung der Simulationsvariablen an frühere experimentelle Werte werden zwei verschiedene Störeinflüsse auf den Detektor und ihre Auswirkungen studiert. Die Ergebnisse der Simulation werden das Verständnis der experimentellen Werte aus der Teststrahlzeit 2004 erleichtern. Sie zeigen zudem, dass eine Untersuchung der Sekundärelektronenvervielfacher nötig ist.

Vor der Untersuchung der PMTs werden die technischen Eigenschaften der PMTs und ihrer Spannungsteiler zusammengetragen. Parallel dazu werden die Eigenschaften einer Referenz-PMT aufgelistet. Es wird aufgezeigt, wie eine einfache und schnelle Methode entwickelt worden ist, Signale von PMTs mit Hilfe eines Tektronix-Oszilloskops der TDS-Serie und einem im Rahmen der Diplomarbeit implementierten Programm zu analysieren. Der Versuchsaufbau hierfür wird dargestellt und die wichtigsten Ergebnisse aus den Messungen der PMTs des CEDAR-Detektors werden zusammengetragen.



## Vorwort

Nach meinen letzten mündlichen Prüfungen im Dezember 2005 habe ich mir Auskünfte bei verschiedenen Arbeitsgruppen der Universität Mainz für meine Diplomarbeit eingeholt. Das gewählte Diplomarbeitsthema wurde mir in diesem Rahmen von Prof. Dr. J. Pochodzalla vorgeschlagen. Ich habe mich für dieses Thema entschieden, da die eigenständige Entwicklung eines abgeschlossenen Versuchsaufbaus mit samt dem Betrieb und der Auswertung der Ergebnisse ideal waren, um in den Genuss aller Aspekte einer physikalischen Arbeit zu kommen. Die ursprüngliche Idee Messungen an den Sekundärelektronvervielfachern des CEDAR-Detektors vorzunehmen, entwickelte sich zunehmend zu einem komplexen Thema, welches viele Aspekte des ganzen Detektors mit einbezog.

Zunächst bedanke ich mich bei Prof. Dr. J. Pochodzalla für die gute Betreuung vor und während dem Schreiben meiner Diplomarbeit sowie bei Prof. Dr. M. Ostrick für die Übernahme der Zweitkorrektur. Den größten Teil meiner Zeit habe ich nicht am CERN sondern im Institut für Kernphysik in Mainz verbracht. Deshalb möchte ich mich bei der A1-Gruppe für die nötige Ausrüstung und den zur Verfügung gestellten Arbeitsplatz sowie der Abteilung KAOS mit unter anderem den Mitgliedern Carlos Ayerbe, Salvador Sanchez, Lars Nungesser und natürlich meinem Mentor Dr. Patrick Achenbach für das wundervolle Arbeitsklima und die guten Ratschläge bedanken.

Weiterhin danke ich allen, die mir im letzten Jahr beratend zur Seite standen und mir bereitwillig Informationen gegeben haben.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
1.1	Aufbau des NA58-Experiments . . . . .	10
1.2	Die M2-Strahlführung . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Funktionsweise eines CEDAR-Detektors</b>	<b>15</b>
2.1	Prinzip der Teilchenidentifikation auf Basis von Tscherenkowlicht . . . . .	16
2.2	Der Aufbau des Korrektur-Systems und seine Beschreibung durch einfache Matrizenoptik . . . . .	22
2.3	Weitere Effekte, die den Lichtring im CEDAR-Detektor aufweiten . . . . .	27
2.4	Der technische Aufbau des CEDAR-Detektors Typ N . . . . .	27
2.5	Betrieb und Kontrolle der CEDAR-Detektoren . . . . .	29
2.5.1	Statistische Grundlagen zur Signalverarbeitung . . . . .	29
2.5.2	Bestimmung des Arbeitsdruckes über eine Druckabtastung . . . . .	30
<b>3</b>	<b>Monte-Carlo-Simulation des CEDAR-N-Detektors</b>	<b>32</b>
3.1	Der Algorithmus . . . . .	32
3.2	Ergebnisse der Simulation und der Vergleich mit der Hadron-Teststrahlzeit 2004 am NA58-Experiment . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Untersuchung der „Thorn-EMI 9820“-Sekundärelektronvervielfacher der CEDAR-N-Detektoren</b>	<b>38</b>
4.1	Eigenschaften der „Thorn-Emi 9820 UVA“-PMT und ein Vergleich zur „XP2020Q“ von Photonis . . . . .	38
4.2	Spannungsteiler der „Thorn-Emi-9820UVA“-PMT . . . . .	40
4.3	Messung der Signaleigenschaften mit einem Tektronix-Oszilloskop . . . . .	41
4.3.1	Leistungsfähigkeit der „TDS3000B“-Serie . . . . .	41
4.3.2	Funktionsweise der Datenaufnahme-Software . . . . .	42
4.4	Versuchsaufbau zur Messung der Eigenschaften einer PMT . . . . .	44
4.5	Ergebnisse der Messung der CEDAR-PMTs und Vergleich mit der „XP2020Q“-PMT von Photonis . . . . .	47
4.5.1	Pulshöhenverteilung in der Teststrahlzeit 2004 . . . . .	49
4.5.2	Zählratenmessung . . . . .	50
4.5.3	Messung des Zeitverhaltens . . . . .	52
4.5.4	Messung des Verstärkungsfaktors und eine Abschätzung der maximalen Zählrate des CEDAR-Detektors . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung über den Zustand der CEDAR-N-Detektoren am NA58</b>	<b>57</b>
<b>A</b>	<b>Voraussichtliche Eigenschaften des M2-Strahls in der Hadron-Strahlzeit 2007</b>	<b>64</b>
A.1	Berechnete Strahlzusammensetzung direkt hinter dem Beryllium-Target . .	64

A.2	Zerfallsgleichung für Mutter-Tochter-Präparate bei beliebigen Anfangsbedingungen . . . . .	65
A.3	Abschätzung der Strahlzusammensetzung strahlabwärts . . . . .	66
<b>B</b>	<b>Parametrisierung der Brechungsindizes von Helium und Suprasil-Glas der Firma Heraeus</b>	<b>69</b>
<b>C</b>	<b>Bedienungsanleitung der Tektronix-Oszilloskop-Auslesesoftware</b>	<b>71</b>
C.1	Installation und Inbetriebnahme . . . . .	71
C.2	Datenaufnahme . . . . .	72
C.3	Datenverarbeitung . . . . .	74
C.4	Weitere Besonderheiten der Auslesesoftware . . . . .	75
C.5	Bekannte Probleme und Lösungsvorschläge . . . . .	77
<b>D</b>	<b>Messergebnisse aus der Messung der PMT-Eigenschaften der CEDAR-Detektoren am NA58-Experiment</b>	<b>79</b>
<b>E</b>	<b>Ergänzende Informationen zum CEDAR-N-Detektor</b>	<b>86</b>

# 1 Einleitung

Die **COMPASS** (**CO**mmon **MU**on **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) Kollaboration betreibt das NA58-Experiment am CERN. Die Kollaboration, in welcher auch zwei Gruppen der Universität in Mainz involviert sind, besteht aus über 200 Physikern/-innen aus 26 Institutionen verschiedener Länder und befasst sich, wie der Name schon sagt, mit Fragen zur Nukleon-Spin-Struktur und spektroskopischen Aspekten der Nukleonen. Die Hauptziele der COMPASS-Kollaboration [1] lassen sich zusammenfassen zu Messungen der

- Nukleon-Spin-Struktur:
  - Gluonen-Polarisation
  - Flavourgetrennte polarisierte Verteilungsfunktionen
  - Transversal-Spin Verteilungsfunktionen
  - Spinabhängige Fragmentierung
- Spektroskopie an Nukleonen
  - Primakoff-Reaktionen
  - Polarisierbarkeit von Kaonen und Pionen
  - Gluebälle und Hybride
  - Semileptonische Zerfälle von Charmmesonen und Baryonen
  - Bi-Charm-Baryonen

Die vielen unterschiedlichen Ziele der Kollaboration finden ihren gemeinsamen Konsens in der spektroskopischen Messapparatur, einem festen Target und im M2-Sekundärteilchenstrahl des CERN in der Schweiz. Der Strahl hat die besondere Eigenschaft, entweder aus polarisierten Myonen, Hadronen wie Kaonen und Pionen, oder auch Elektronen eines wohldefinierten Impulses bestehen zu können, was näher in Kapitel 1.2 beschrieben wird. So können die Experimente am NA58 in zwei große Bereiche unterteilt werden, die sich durch die Strahleigenschaften grundsätzlich unterscheiden. Genannt werden diese das Myonprogramm und das Hadronprogramm.

Die Messungen des Myonprogramms sind zur Zeit der Entstehung dieser Diplomarbeit bereits zu großen Teilen abgeschlossen und liefern erste Ergebnisse:

Im Experiment wurde in den Jahren 2002, 2003, 2004 und 2006 ein polarisiertes  ${}^6\text{LiD}$ -Target mit einem polarisierten Myonenstrahl mit 160 GeV Teilchenimpuls beschossen. Während dieser Zeit wurde der Versuchsaufbau immer weiter verbessert und komplettiert.

Es wurden die longitudinale Spin-Asymmetrie und die spinabhängige Strukturfunktion des Deuterons vermessen, sowie erste Messungen der transversalen Spin-Asymmetrien des Deuterons vorgenommen. Die Ergebnisse decken sich mit bereits existierenden Ergebnissen und wurden publiziert [2] [3] [4].

In den gleichen Messreihen wurde versucht das  $\Phi(1860)$ -Pentaquark nachzuweisen, was aber negative Ergebnisse [5] brachte. Auch wurde die Gluonen-Polarisation  $\Delta G/G$  im Nukleon bestimmt. Die Ergebnisse dieser präzisen Messung wurden in [6] veröffentlicht. Näheres zum Myonprogramm kann in [1] nachschlagen werden. In der Diplomarbeit wird hierauf nicht näher eingegangen.

Das Hadronprogramm muss weiter differenziert werden. Das aktuelle Programm für das Jahr 2007 sieht einen Lauf mit flüssigem  $H_2$ -Targetmaterial vor. Es werden vorrangig zwei physikalische Vorgänge bei 190 GeV/c Strahlimpuls untersucht. Zum einen werden über die zentrale Produktion von exotischen Zuständen leichte Quarksysteme und Gluebälle untersucht.

$$h p \longrightarrow h_{fast} p_{slow} M_{central} \quad (1)$$

In diesem Falle hofft man, dass ein ankommendes Hadron  $h$  mit einem Proton  $p$  über ein gluonisches Pomeron-Teilchen zu einem angeregten Zustand  $M_{central}$  mit einem schnellen sekundären Hadron  $h_{fast}$  und einem Rückstoßproton  $p_{slow}$  wechselwirkt. Der angeregte Zustand wird als Mischzustand aus drei Zuständen  $f_0(1710)$ ,  $f_0(1500)$  und  $f_0(1370)$  gedeutet, die wiederum eine Linearkombination aus Masseeigenzuständen von Neutron Anti-Neutron, Strange Anti-Strange, dem Gluon und einem Multiquarkmeson der Form

$$|f_0\rangle = \alpha |n\bar{n}\rangle + \beta |s\bar{s}\rangle + \gamma |G\rangle + \delta |q\bar{q}q\bar{q}\rangle \quad (2)$$

darstellen. Der Zustand  $f_0(1500)$  soll hauptsächlich dabei in  $\eta\eta$  zerfallen, die in  $4\gamma$  oder  $2\pi^+2\pi^-$  zerfallen. Erste Hinweise auf diesen Vorgang wurden bereits im WA102 Experiment gefunden [7].

Zum anderen möchte man im Lauf 2007 über diffraktive Stoßprozesse nach Hybriden suchen, die wiederum laut neueren Erkenntnissen der QCD neue gluonische Zustände beinhalten sollen. Der erwartete  $\pi\eta$  Endzustand wird wieder über den  $\eta$ -Zerfall in zwei  $\gamma$  nachgewiesen werden. An dieser Stelle wird auf [1] referenziert, wo man Details zu diesen Messungen und den theoretischen Hintergründen erfahren kann.

Letztere hybrid-mesonische Vorgänge sind auch Bestandteil der Messungen im Rahmen der Primakoffeffekt-Forschung. Für diese Messungen wird ein schweres Blei-Target mit einem Strahlimpuls von 190 GeV/c beschossen. Der zu messende Primakoffeffekt ist in Abbildung 1 zu sehen. Ein  $\pi$  aus dem Strahl wird am virtuellen  $\gamma$ -Quant des Coulombfeldes des Blei-Kerns gestreut. Das resultierende reelle  $\gamma$ -Quant wird zusammen mit dem einlaufenden und auslaufenden  $\pi$  nachgewiesen. Der Wirkungsquerschnitt dieses Vorgangs gibt Aufschluss über die Polarisierbarkeit des  $\pi$ . Die Planungen sehen vor, alle Vorgänge auch am Kaon zu untersuchen, da zur Zeit nur wenige Erkenntnisse auf diesem Gebiet existieren. Für die tiefere Behandlung dieses Themas wird auf [1] verwiesen.

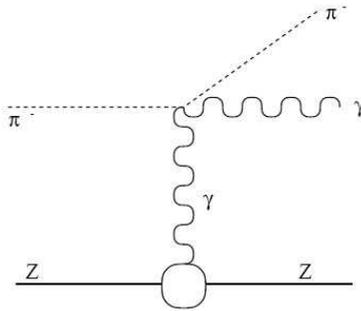


Abbildung 1: Primakoeffekt: Ein  $\pi^-$  wird an einem virtuellen  $\gamma$ -Quant des Coulombfeldes des Kerns gestreut und resultiert in einem gestreuten  $\pi^-$  und einem reellen hochenergetischen  $\gamma$ -Quant.

Als weiteres Forschungsgebiet im Hadron-Strahl, welches in [1] behandelt wird, sei die Erforschung nach Baryonen mit doppeltem Charm-Anteil wie dem  $\Xi_{cc}^{++}$  bei hohen Strahlenergien genannt. Auf diesen Teil der Forschungen wird hier nicht weiter eingegangen.

Die Messungen im Hadron-Strahl erfordern für eine saubere Identifizierung der vielen Reaktionen eine Unterscheidung der Kaonen, Pionen und anderer Strahlbestandteile. Dafür will man die zwei **CEDAR**-Detektoren (**ChE**rencov **D**ifferential counter with **A**chromatic **R**ing focus), welche einen Bestandteil der Strahlanalyse des M2-Strahlabschnitts darstellen, als Triggersysteme in das Experiment mit aufnehmen. Die Funktionsweise der Detektoren wird in Kapitel 2 beschrieben.

Da die CEDAR-Detektoren in der Lage sind eine Teilchenart anhand ihrer Ruhemasse auch bei hohen Teilchenraten zu detektieren, sind diese eine ideale Ergänzung zum Experiment. In einem ersten Versuch 2004 wurden diese an das Experiment gekoppelt. Es stellte sich aber heraus, dass ein optimaler Betrieb nicht zu gewährleisten war. Einerseits war es nicht möglich einen stabilen Überdruck der mit Gas befüllten Detektoren zu halten, was aber unabdinglich zum brauchbaren Betrieb ist, andererseits zeigten die Standardroutinen zur Überprüfung der CEDAR-Detektoren eine starke Effizienzdiskrepanz gegenüber den zu erwarteten Werten. Beide Probleme werden in Kapitel 2.1 und Kapitel 3 erläutert.

Die Suche nach dem Grund führte schnell zu den Sekundärelektronvervielfachern, die einen sehr wichtigen Bestandteil der auf Tscherenkowlicht basierenden Detektoren darstellen. Es stellte sich die Frage, in wieweit die teilweise schon 25 Jahre alten Sekundärelektronvervielfacher, oder auch „**photomultiplier tubes**“ (**PMT**) genannt, an Leistung verloren haben könnten. Dieser Frage wird in Kapitel 4 nachgegangen.

Zudem kam die Frage auf, wie leistungsfähig die CEDAR-Detektoren wirklich sind. Welche Reinheit und Effizienz der zu detektierenden Teilchen zu erwarten ist, sollte eine einfache Monte-Carlo-Simulation beantworten. Bei der Erstellung dieser hatte sich aber auch herausgestellt, dass die PMTs nicht der einzige Faktor sind, der eine signifikante Größe für die Effizienz der Detektoren darstellt, wie in Kapitel 3 gezeigt wird.

## 1.1 Aufbau des NA58-Experiments

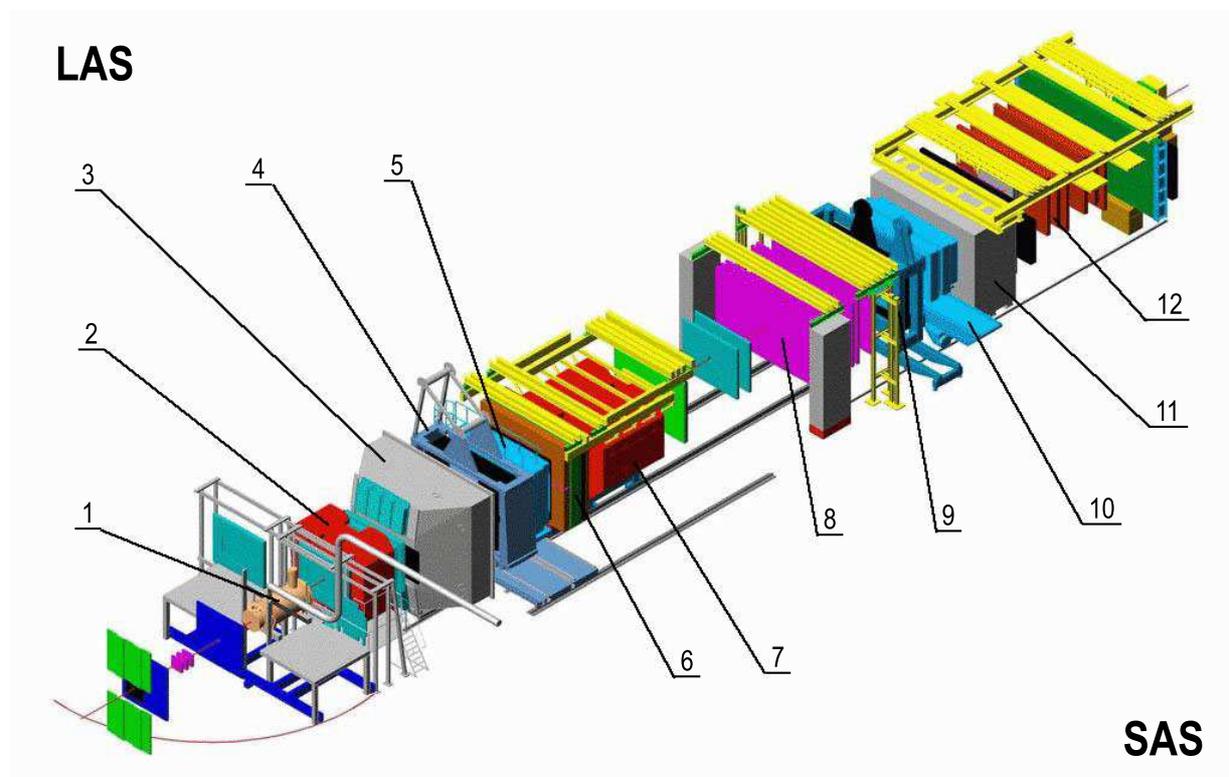


Abbildung 2: Aufbau des NA58 Experiments 2004. Reaktionen im Target (1) werden mit einer Kombination aus Large Angle Spectrometer (LAS) und Small Angle Spectrometer (SAS) untersucht.

Um dem Leser den sehr komplexen Aufbau eines solchen Experimentes näher zu bringen, wird auf die Abbildung 2 verwiesen, welche den kompletten Aufbau 2004 dargestellt. Natürlich unterliegt auch dieses Experiment einem stetigen Wandlungsprozess. Es wird für viele verschiedene Messungen immer wieder umgebaut und weiterentwickelt. Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten des Aufbaus erläutert.

Das Targetmaterial ist abhängig von der gewünschten Messung. Während für das Myonprogramm ein heliumgekühltes  ${}^6\text{LiD}$ -Target über einen supraleitenden Solenoidmagneten polarisiert wird, verwendet man bei der Messung von Primakoffreaktionen und der Polarisierbarkeit von Kaonen und Pionen ein Blei-Target [1]. Die aktuellen Planungen für die zentrale Produktion in der Hadronstrahlzeit 2007 sehen ein gekühltes Flüssig-Wasserstoff-Target vor [8]. In der zentralen Produktion sowie im Primakoffeffekt wird das Target von einem ringförmig angeordneten Szintillationsdetektor (TOF) umgeben sein. Dieser misst die Geschwindigkeit der Teilchen unter großen Winkeln, was den Nachweis der langsamen Rückstoßprotonen liefert.

Es folgt ein zweistufiges Spektrometer: Ein Large Angle Spectrometer (LAS) und

Small Angle Spectrometer (**SAS**). Das LAS besteht aus einem rot dargestellten Dipol-Magneten (2) direkt hinter dem Target gefolgt von einem grau dargestellten Richtdetektor (3) zur Separation von Pionen und Kaonen. Komplettiert wird der Aufbau durch ein elektromagnetisches- (ECAL) und ein hadronisches (4/5) Kalorimeter (HCAL). Während das ECAL für die Energiemessung der hochenergetischen  $\gamma$ -Quanten verwendet wird, ist das HCAL für die Energiebestimmung der Hadronen aus den Wechselwirkungsprozessen zuständig. Das SAS beginnt direkt hinter dem LAS mit einem Myonenfilter (6) gefolgt von einem weiteren Dipol (7). Bevor die Teilchen auf eine weitere Kombination von ECAL (9), HCAL (10) und Richtdetektor (11) treffen, passieren sie einen weiteren Myonenfilter (8). Auch finden sich zwei Driftröhren-Kombinationen (12) hinter dem Richtdetektor. Die vielen, nicht weiter genannten, Silizium(-Veto)-trigger Systeme komplettieren den Aufbau.

Der Aufbau mit einer Gesamtlänge von etwas über 60 m wird für die verschiedenen Experimente immer wieder neu ausgerichtet. Zu diesem Zweck sind alle Elemente auf Schienen in der longitudinalen Ebene getrennt beweglich montiert.

## 1.2 Die M2-Strahlführung

Abbildung 3 zeigt die verschiedenen Beschleunigerstufen am CERN. Um hohe Teilchenenergien und hohe Teilchendichten zu erreichen, werden Teilchen in mehreren Stufen beschleunigt. Die dabei immer größer werdenden Radien sollen Strahlungsverluste der Kreisbeschleunigung kompensieren. Damit erreicht die letzte Beschleunigungsstufe, der „Large Hadron Collider“, einen Umfang von 27 km und ist somit der derzeit größte Beschleuniger der Welt. Wie auf der Abbildung an den Linearbeschleunigerabschnitten „LINAC2“ und „LINAC3“ zu sehen ist, wurde der Beschleuniger dazu konzipiert, sowohl Protonen wie auch Bleiionen beschleunigen zu können.

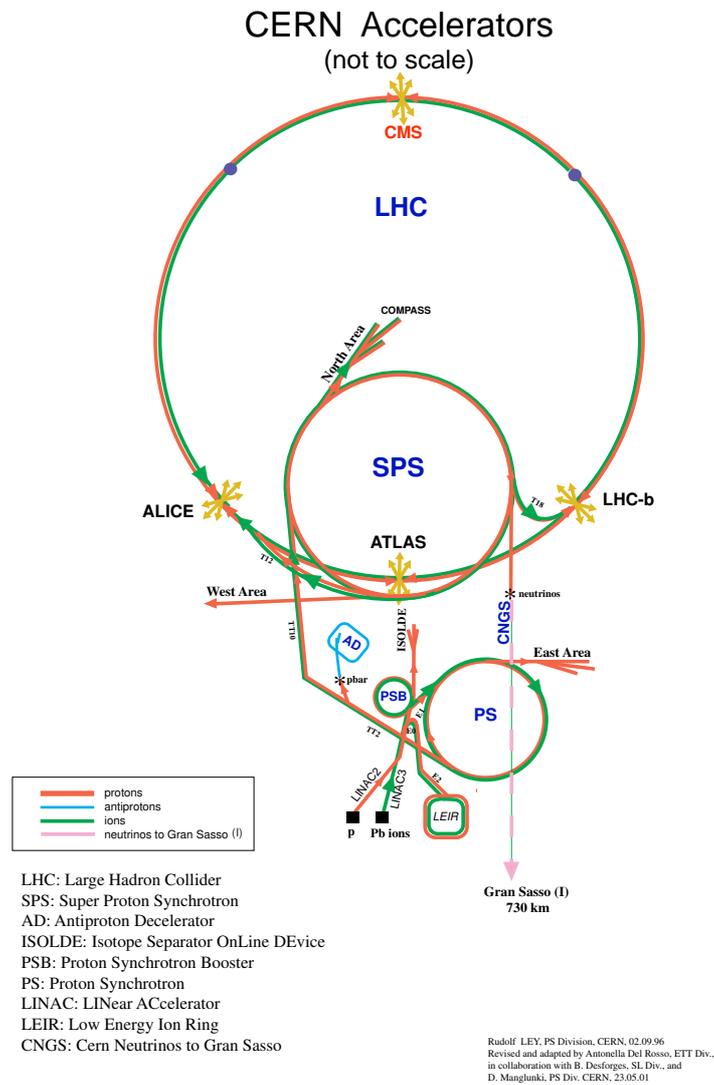


Abbildung 3: Schema der mehrstufigen Beschleunigerstruktur des CERN [9]. Um den Sekundärstrahl für die Experimente der COMPASS-Kollaboration zu erzeugen, werden Protonen auf ein Beryllium-Target im Nordbereich geschossen.

Für das NA58-Experiment werden Protonen benötigt. Aus einem Linearbeschleunigerabschnitt „LINAC2“ kommend, werden diese über den Proton-Synchrotron-Booster (PSB) in das Proton-Synchrotron (PS) eingespeist und auf über 26 GeV beschleunigt. Haben die Protonen diese Energien erreicht, so werden diese in das Super-Proton-Synchrotron (SPS) mit 7 km Umfang geleitet, wo sie Energien von bis zu 450 GeV erzielen. Zweigt man diese nun in den Nordbereich ab, treffen die Protonen auf ein Beryllium-Target (T6) (Abbildung 4) und erzeugen so Kaonen, Pionen, Myonen und deren Zerfallsprodukte, den M2-Strahl. Je nach Bedarf können durch einen Hadronenabsorber nach einer Zerfallsstrecke von 650 m die Hadronen aus dem Strahl gefiltert werden, was für das Myonprogramm von Bedeutung ist. Im Hadronprogramm allerdings ist diese Zerfallsstrecke ein Nachteil für die Hadronen-Quantität<sup>1</sup>.

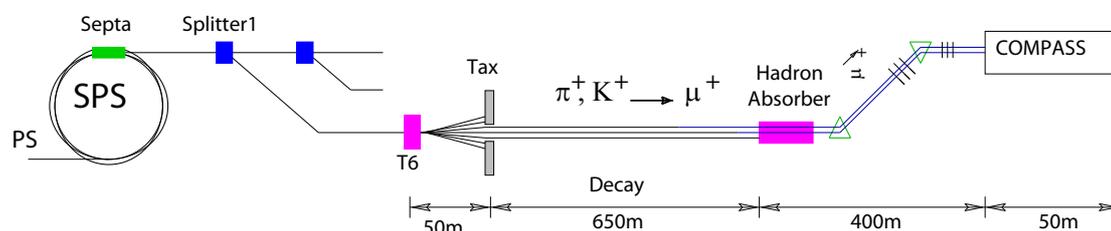


Abbildung 4: T6 - M2 Abschnitt im Nordbereich des CERN [10]. Beschleunigte Protonen stoßen auf das Beryllium-Target (T6) und erzeugen so den Sekundärstrahl (M2) für das COMPASS-Experiment. Eine Zerfallsstrecke sorgt für eine größere Anzahl von Myonen im Strahl.

Betrachtet man die Strahlführung in Abbildung 5 des Strahls genauer, so erkennt man neben der Strahloptik und einigen Strahldetektoren auch zwei CEDAR-Detektoren des Typs N. Mit diesen Detektoren ist es möglich, die Teilchenidentifikation einer Teilchenart durchzuführen. Dabei ist die Unterscheidung von Pionen und Kaonen von zentraler Bedeutung. Diese Eigenschaft der CEDAR-Detektoren ist interessant für das Hadronprogramm der COMPASS-Kollaboration. Im Bereich der Primarkoeffekt-Forschung am Target und bei der Frage nach der Polarisierbarkeit der Pionen und Kaonen ist eine Reduzierung des Datenflusses bei hohen Teilchenraten gefragt. Deshalb möchte man die CEDAR-Detektoren sowohl als Trigger, als auch zur Datenanalyse mit einzubeziehen. Erste Versuche der Datenaufnahme scheiterten allerdings an technischen Schwierigkeiten der mittlerweile 25 Jahre alten CEDAR-Detektoren. Einerseits bereitete die Einstellung der Detektoren Schwierigkeiten, andererseits zeigten die Signale der Sekundärelektronenvervielfacher ein nicht uniformes Verhalten. Um die Gründe dafür zu finden, muss man sich zunächst mit dem recht sensiblen Aufbau der CEDAR-Detektoren befassen.

<sup>1</sup>Näheres zu der Strahlzusammensetzung findet man im Anhang A.

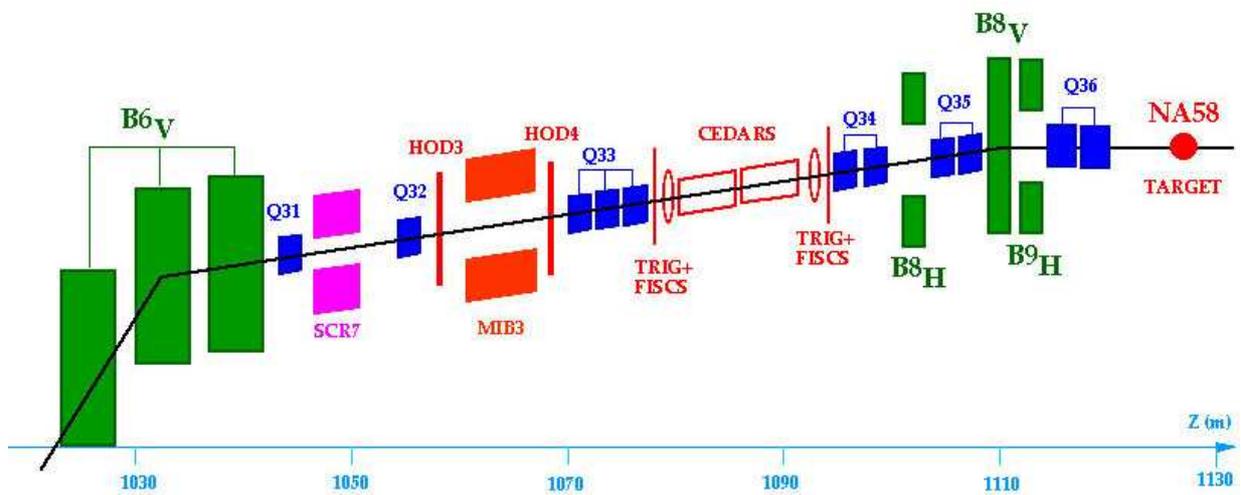


Abbildung 5: Schema der M2-Strahlführung [11] zwischen dem T6-Target und dem NA58-Experiment. Mehrere Dipole ( $B_x$ ) und Quadrupole ( $Q_x$ ) steuern die Strahleigenschaften. Die CEDAR-Detektoren benötigt man zur Messung der Strahlbestandteile.

## 2 Funktionsweise eines CEDAR-Detektors



Abbildung 6: Beide CEDAR-N in der M2-Strahlführung (Blickrichtung strahlaufwärts). Der eigentliche Gas-Detektor ist durch eine 10 cm dicke PU-Schaumschicht isoliert. Die dünne Blechverkleidung dient dem mechanischen Schutz.

Als das SPS 1976 erste Protonen mit 400 GeV lieferte und an verschiedenen Targets Sekundärstrahlen erzeugte, musste natürlich auch eine Kontrolle der Strahlen möglich sein. Dabei war nicht nur allein die Frage nach den optischen Strahl-Qualitäten wichtig. Die Qualität konnte mit bekannten Messungen über Drahtkammern für Strahlausdehnung und Position, Szintillatoren für Tests der Strahlparallelität und Vieldraht-Proportionalzählern für Impulsmessungen überprüft werden. Auch die Quantität spielte eine entscheidende Rolle. Die Gesamtzahl der Strahlteilchen konnte zwar mit Szintillatoren gemessen werden, vielmehr ging es aber darum, überprüfen zu können, welche einzelnen Bestandteile den Strahl ergeben, ohne den Strahl im weiteren Verlauf zu stören.

Für diesen Zweck wurden bis 1975 neuartige Detektoren entwickelt, die eine Mischung aus Tscherenkow-Schwellendetektoren und Rich-Detektoren darstellten. In diesem Jahr publizierten C. Bovet, S. Milner und A. Placci Details [12] zu den sich bereits im Bau befindenden **ChE**rencov **D**ifferential counter with **A**chromatic **R**ing focus, kurz „CEDAR“, Detektoren. Bis 1982 waren bereits 13 dieser CEDAR-Detektoren im Nord- und Westbe-

reich des SPS erfolgreich in Betrieb genommen worden und lieferten zuverlässige Daten für die Sekundärstrahlen. Ein weiterer „CERN Yellow Report“ [13] mit Erfahrungen und Betriebshinweisen konnte somit veröffentlicht werden.

Um den verschiedenen Stahlanforderungen im Nord- und Westbereich gewachsen zu sein, wurden zwei verschiedene Typen von CEDAR-Detektoren gebaut: CEDAR-N und CEDAR-W. Die Anforderungen an den W-Typ waren die Detektion von Protonen mit mindestens 12 GeV/c Strahlimpuls und die Separation von Kaonen und Pionen bis 150 GeV/c Strahlimpuls. Der N-Typ konnte zwar Protonen erst ab einem Strahlimpuls von 60 GeV/c nachweisen, dafür aber Kaonen und Pionen bis 300 GeV Strahlimpuls separieren. Die Hauptunterschiede beider CEDAR-Detektoren liegen im Radiatorgas, welches im W-Typ aus Stickstoff und im N-Typ aus Helium besteht.

## 2.1 Prinzip der Teilchenidentifikation auf Basis von Tscherenkowlicht

Dieses Kapitel ist eine Zusammenfassung der physikalischen Grundlagen zum Verständnis der Funktionsweise eines CEDAR-Detektors. Eine vollständige englische Fassung findet sich in [13].

In Lehrbüchern wie [14] wird beschrieben, wie ein geladenes Teilchen die Materie, die es durchfliegt, konzentrisch polarisiert. Wenn dieses Teilchen sich schneller als das Licht in diesem Medium bewegt, also schneller als der Polarisationswechsel des Mediums sich vollziehen kann, entstehen nicht verschwindende elektrische Momente, die nach Maxwell zur Emission von Licht führen. Betrachtet man die Quellen der Emission nach dem Huygensschen Prinzip [15], kann der Vorgang über die Emission von Wellenfronten in paraxialer Näherung beschrieben werden. Die Wellenfronten sind dann parallele Lichtstrahlen, die sich kegelförmig um die Teilchenbahn ausbreiten. Der Kegelöffnungswinkel  $\Theta$  wird von P. A. Tscherenkow über die Beziehung

$$\cos \Theta = \frac{1}{n(\lambda)\beta} \quad (3)$$

in [16] beschrieben, wobei  $\beta$  die relative Geschwindigkeit des Teilchens und  $n(\lambda)$  der Brechungsindex des Mediums in Abhängigkeit von der Wellenlänge des emittierten Lichtes ist. Diese Beziehung konnte von Frank und Tamm [17] gedeutet werden, die 1937 die Energie, die ein geladenes Teilchen an das polarisierbare Medium pro Weeinheit abgibt, für den Fall

$$v > c/n(\lambda) \quad (4)$$

berechnet haben.

Die Energie, die sich aus dem Übertrag des elektrischen Feldes der Ladung an das Medium, also über die Dielektrizitätskonstante, berechnen lässt, gibt auch die Anzahl von Photonen  $N_{ph}$ , die im Medium emittiert werden. Dafür muss der Energieübertrag in Einheiten von  $\gamma$ -Quantenenergien  $h \cdot c/\lambda$  ausgedrückt werden.

$$N_{ph} = 2\pi\alpha L \int \frac{\sin^2 \Theta}{\lambda^2} d\lambda \quad . \quad (5)$$

Dabei geht man von einem einfach geladenen Teilchen auf einer Emissionsstrecke  $L$  [m] im Radiator aus. Mit  $\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante bezeichnet. Die untere Integrationsgrenze ergibt sich aus der Schwellenbedingung 4, die fordert, dass ein Teilchen sich schneller als die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Felder gleicher Frequenz bewegen muss. Die obere Grenze ist durch die anomale Dispersion des Mediums gegeben. In der Praxis liegen die Grenzen des nachweisbaren Lichtes innerhalb dieses Frequenzbandes.

Im Folgenden wird erstmal die Emission in einem schmalen Frequenzband betrachtet. In diesem Fall ist der Brechungsindex des Mediums näherungsweise eine Konstante.

Mit der Beziehung 3 hat man die Möglichkeit das Teilchen anhand seiner Tscherenkowstrahlung nachzuweisen. Dafür muss man das emittierte Licht bündeln, was zum Beispiel mit einem konvexen Spiegel realisiert werden kann. Parallel einfallendes Licht wird an einem konvexen Spiegel reflektiert und in der Fokalebene im Abstand der Brennweite gebündelt. Der Abstand  $R$  des Fokuspunktes zur optischen Achse ergibt sich aus der einfachen Multiplikation der Brennweite mit dem Einfallswinkel.

$$R = \Theta f \quad (6)$$

Man denke sich ein geladenes Teilchen, welches sich parallel zur optischen Achse durch das Medium bewegt (Abbildung 7). Es ist plausibel, dass konzentrisch parallele Lichtstrahlen, die den Tscherenkow-Lichtkegel bilden, zu einem scharfen Lichtring mit Radius  $R$  in der Fokalebene fokussiert werden. Es sollte hier angemerkt werden, dass interessanterweise die Flugstrecke nicht auf der optischen Achse liegen muss, um einen symmetrischen Lichtkreis zu erzeugen. Die Lichtstrahlen eines Teilchens mit einer parallel zur optischen Achse verschobenen Trajektorie folgen den gleichen Pfaden wie die Lichtstrahlen eines Teilchens auf der optischen Achse. Es verschiebt sich nur der Ursprung der Lichtstrahlen.

Nimmt man an, dass sich alle Teilchen eines zu untersuchenden Teilchenstrahls parallel zur optischen Achse mit gleichem Impuls  $p$  [GeV/c] bewegen und die Teilchen sich nur durch ihre Ruhemasse  $m_0$  [GeV/c<sup>2</sup>] unterscheiden, so erhält man im Laborsystem:

$$p = \gamma m_0 v \Rightarrow \frac{p}{c} = \gamma m_0 \beta \Rightarrow \frac{m_0 c}{p} = \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \quad (7)$$

$$\Rightarrow \beta = \left[ 1 + \left( \frac{m_0 c}{p} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (8)$$

Hier erkennt man, dass ein Einfluss auf die relative Geschwindigkeit  $\beta$  durch Massenunterschiede (zum Beispiel  $m_K/m_\pi \approx 3,5$ ) viel stärker ist, als eine Impulsabweichung von etwa 1% im M2-Strahl. Nimmt man zwei Teilchen, die sich nur durch ihre Ruhemassen  $m_1$  und  $m_2$  unterscheiden, so ergibt sich ein relativer Geschwindigkeitsunterschied  $\Delta\beta$  über eine Näherung erster Ordnung im letzten Schritt zu:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \stackrel{\beta \approx 1}{\approx} \beta_2 - \beta_1 = \left[ 1 + \left( \frac{m_2 c}{p} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} - \left[ 1 + \left( \frac{m_1 c}{p} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \approx \frac{(m_2^2 - m_1^2)c^2}{2p^2} \quad (9)$$

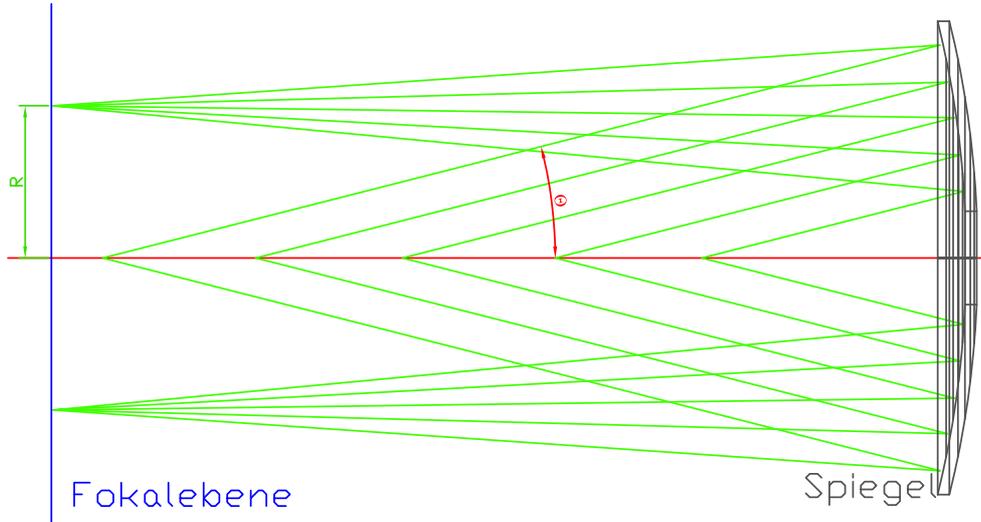


Abbildung 7: Ein geladenes Teilchen bewegt sich auf der optische Achse und emittiert Tscherenkowstrahlung mit einem Winkel  $\Theta$ . Die konzentrisch parallelen Tscherenkow-Lichtstrahlen, reflektiert an einem konvexen Spiegel, werden zu einem Lichtring mit Radius  $R$  in der Fokalebene gebündelt.

Damit kann man mit (3) und (9) die Radiendifferenz der kollimierten Lichtkreise  $\Delta R$  beider Teilchen berechnen [13].

$$\Delta R = f \Delta \Theta = \frac{f}{\tan \Theta} \frac{\Delta \beta}{\beta} \stackrel{\Theta \ll 1}{\approx} \frac{f}{\Theta} \frac{(m_2^2 - m_1^2) c^2}{2p^2} \quad (10)$$

Wenn man also einen Teilchenstrahl bei festem Impuls hat, so ist man in der Lage Teilchen anhand der unterschiedlichen Öffnungswinkel der Tscherenkow-Lichtkegel zu identifizieren (Abbildung 9). Die Differenz der Ringradien in Abhängigkeit von dem Teilchenimpuls ist in Abbildung 8 speziell für den Fall von Kaonen und Pionen dargestellt<sup>2</sup>. Eine simple Erkennung einer Teilchenart wird so über eine ringförmige Blende in der Fokalebene realisierbar. Das Tscherenkowlicht wird dafür mit Sekundärelektronvervielfachern (PMTs) hinter der Blende nachgewiesen.

Eine Ringblende mit variablem Radius ist technisch mit hoher Präzision allerdings nur sehr schwer ausführbar. Um aber unterschiedliche Teilchen bei beliebigen Impulsen selektieren zu können, muss man folglich direkten Einfluss auf den Ringradius nehmen. In Gleichung 3 sieht man, dass ein direkter Einfluss über den Brechungsindex des Mediums möglich ist. Es bietet sich also an, die Dichte des Mediums über den Druck eines Gases zu variieren, was wiederum einen Einfluss auf den Brechungsindex des Mediums hat.

Geht man von einem festgelegten Tscherenkow-Winkel aus, so ergibt sich als Forderung

<sup>2</sup>Auf die Bedeutung der chromatischen Dispersion und den multiplen Stoßprozessen wird in den nächsten Kapiteln eingegangen.

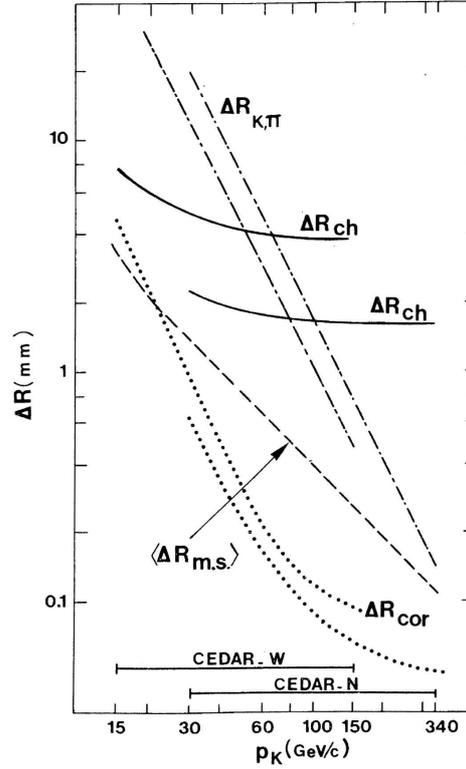


Abbildung 8: Abstand der Lichtringe von Kaonen und Pionen in Abhängigkeit des Teilchenimpulses; Einflüsse auf die Ringweite in Form von mehrfacher Stoßprozesse im Gas und der (un-) korrigierten chromatischen Dispersion [13].

für den Brechungsindex aus (3) und (8):

$$n = \frac{1}{\beta \cos \Theta} = \frac{\sqrt{1 + (m/p)^2}}{\cos \Theta} \quad (11)$$

Wie in [13] geschildert, kann man von einer linearen Abhängigkeit des Brechungsindex vom Druck des Mediums ausgehen. Natürlich wird dabei ein konstantes Volumen angenommen.

$$n - 1 = k \cdot \frac{P}{T} \Rightarrow P = \frac{T}{k} \left[ -1 + \frac{\sqrt{1 + (m/p)^2}}{\cos \Theta} \right] \quad (12)$$

$k$  [K/bar]<sup>3</sup> beschreibt in diesem Zusammenhang eine Konstante, die experimentell für das Gas bestimmt werden muss und nur für eine feste Wellenlänge gilt. In Abbildung 10 ist der Druck zur Detektion von Kaonen, Pionen oder Protonen bei 20°C Helium-Gastemperatur

<sup>3</sup>Für Helium ist  $k = 9.59168 \cdot 10^{-3}$  K/bar bei 20°C und 300 nm Wellenlänge [13].

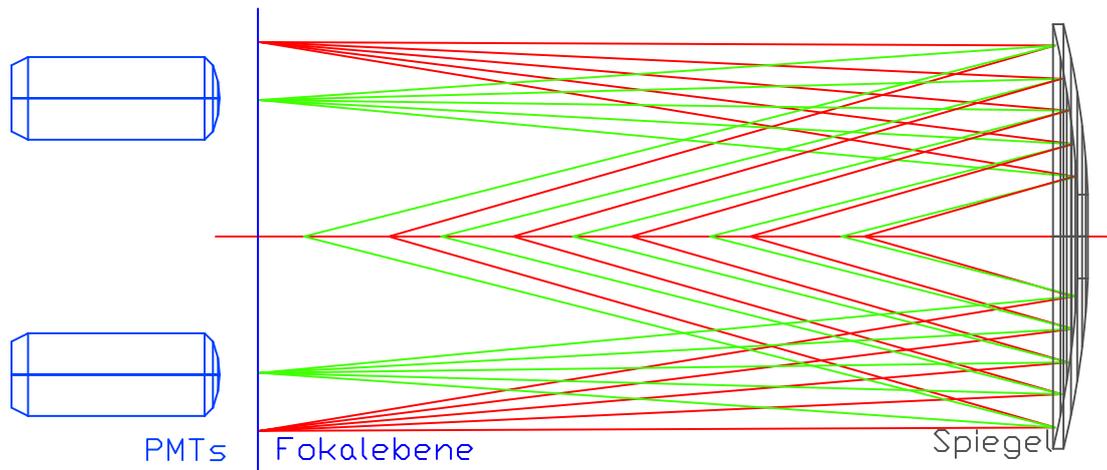


Abbildung 9: Separation zweier Teilchen unterschiedlicher Massen aber gleichem Impuls über ihre Tscherenkowstrahlung. Die Photonen des gewünschten Lichttringes können über eine Blende in der Fokalebene zu Sekundärelektronvervielfachern gelangen, um nachgewiesen zu werden.

in Abhängigkeit vom Impuls der Teilchen dargestellt. Interessant ist auch in diesem Zusammenhang zu sehen, dass sich eine Messgrenze der Leistungsfähigkeit des Detektors einfach über den maximal zulässigen Druck des Kessels ergibt.

Da der Tscherenkow-Winkel so auf einen festen Blendenradius gesetzt ist, braucht man nur noch die Schlitzgröße zu variieren, um das bestmögliche Verhältnis von Separation und Photonenakzeptanz einzustellen. Doch muss zunächst noch bedacht werden, dass dieser Aufbau nur für einen exakten Tscherenkow-Winkel einsetzbar wäre. Da aber der Brechungsindex im Medium von der emittierten Wellenlänge abhängt, muss diese Auffächerung der Lichtstrahlen durch das Tscherenkow-Spektrum über ein kompliziertes optisches System kompensiert werden, was im Folgenden beschrieben wird.

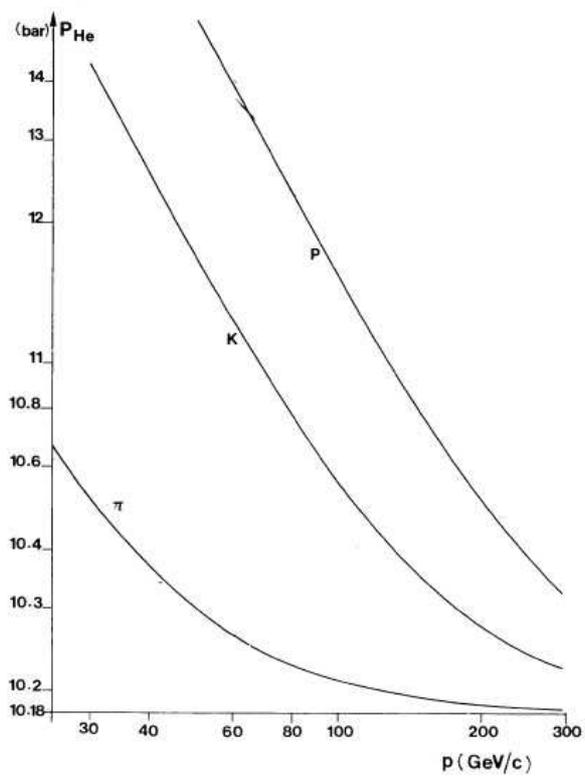


Abbildung 10: Der benötigte Arbeitsdruck des CEDAR-N-Detektors in Abhängigkeit des Teilchenimpulses um Protonen, Kaonen oder Pionen nachzuweisen. [13]

## 2.2 Der Aufbau des Korrektur-Systems und seine Beschreibung durch einfache Matrizenoptik

Die Absichten in diesem Abschnitt sind nicht, jedes optische Detail im Einzelnen zu erläutern. Einerseits würde die Komplexität des optischen Problems die Grenzen dieser Diplomarbeit sprengen, andererseits sind genaue und gut dokumentierte Unterlagen zu den CEDAR-Detektoren nur sehr schwer, wenn sogar überhaupt nicht zu bekommen. Bei der Berechnung der Ringdifferenzen in Gleichung 10 wird aber die fokale Länge des Systems benötigt. Diese ist in den Unterlagen nur ein einziges Mal mit 3,88 m erwähnt [13]. Die Plausibilität dieses Wertes soll anhand paraxialer Matrizenoptik überprüft werden. Gleichzeitig ist es interessant zu sehen, welchen Einfluss verschiedene Faktoren auf die Güte des Tscherenkow-Lichtringes haben.

Das Problem der chromatischen Dispersion ist in Abbildung 8 in Abhängigkeit vom Gasdruck aufgetragen. Betrachtet man zwei Lichtstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge (in diesem Fall wurden 202 nm und 470 nm gewählt), so kann man eine Differenz in den Radien  $\Delta R_{CH}$  feststellen. Um diese Differenz zu kompensieren, standen bei der Konstruktion der CEDAR-Detektoren grundsätzlich zwei unterschiedliche optische Korrektoren zur Debatte. Der eine wird durch ein ringförmiges Prisma realisiert, welches die chromatischen Fehler über eine variable Distanz zum Spiegel bestmöglich kompensiert. Solche Korrektoren werden zum Beispiel von den DISC-Zählern am FNAL eingesetzt [18], was hier nicht näher erläutert wird. Entschieden hat man sich aber für einen kostengünstigeren, starren Aufbau, der aus einem Linsensystem einer konkaven Linse direkt am Spiegel und einer konvexen Linse vor dem Spiegel (siehe Abbildung 11 und 14) besteht.

Die Dimensionierung der Linsen wird dabei so gewählt, dass die Korrekturwirkung bei hohen Energien und somit bei geringen Radiendifferenzen zweier Teilchen maximal ist ( $\Delta R_{cor}$  in Abbildung 8). Bei der Abstimmung zweier Wellenlängen muss man das übrige (sekundäre) Spektrum mit einbeziehen. Rechnungen in [12] zeigten, dass Wellenlängen unter 230 nm eine Ringaufweitung auf bis zu 145  $\mu\text{m}$  verursachten. Um diesen Effekt zu kompensieren, wurde ein Filter eingebaut, welcher das Lichtspektrum bei 230 nm abschneidet und somit die Ringaufweitung auf 55  $\mu\text{m}$  reduziert. Dazu später im Kapitel mehr.

In der Matrizenoptik [19] kann der Strahlengang durch eine Abfolge von Übergängen an Grenzflächen der optischen Elemente beschrieben werden. Dabei ist zu beachten, dass nach der Reflexion am Spiegel sich die Radien der Oberflächen im Vorzeichen umkehren. Man betrachtet einen Strahl der charakterisiert wird durch einen Vektor mit dem Abstand  $Y$  zur optischen Achse und dem Winkel  $\Theta$  des Lichtstrahls. Er wird transformiert über die Matrix  $\hat{M}$ , die durch das optische System gegeben ist.

$$\begin{pmatrix} Y' \\ \Theta' \end{pmatrix} = \hat{M} \cdot \begin{pmatrix} Y \\ \Theta \end{pmatrix} \quad (13)$$

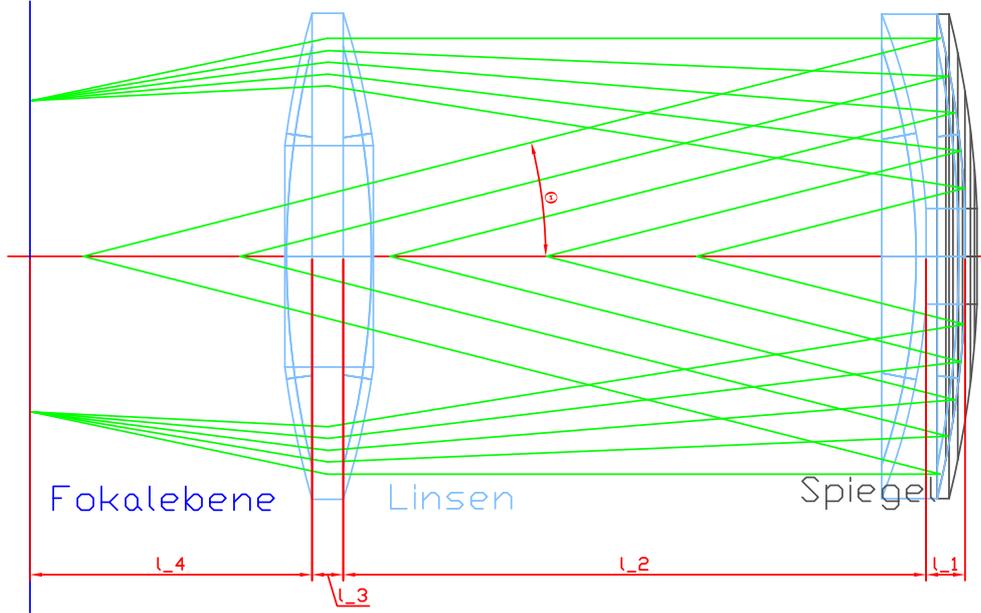


Abbildung 11: Skizze des optischen Aufbaus zur Korrektur der chromatischen Aberration über eine konvexe und konkave Linse. Eingezeichnet sind die Abkürzungen für die Dimensionen des Detektors. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_s}{n_H} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_H - n_s}{n_s(-R_3)} & \frac{n_H}{n_s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \quad (14)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_s - n_H}{n_H(-R_1)} & \frac{n_s}{n_H} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_s - n_H}{n_H R_1} & \frac{n_s}{n_H} \end{pmatrix}$$

Da der etwas längliche Ausdruck nicht kompakter zu schreiben ist, sei an dieser Stelle auf Hilfsprogramme wie Mathematica oder Maple verwiesen, die bei der Matrizenmultiplikation gedient haben. Wendet man sich speziell einmal einem CEDAR-Detektor des Typs N zu, kann man die optischen Dimensionen im „Yellow Report“ [13, S.12] nachschlagen. Die Abstände sind aus einer technischen Skizze [12] entnommen. Eine Zusammenstellung dieser Größen findet man in Tabelle 1.

Für den konkreten Fall von 190 GeV/c Strahlimpuls wird der CEDAR-Detektor bei 24°C auf 10,382 bar Druck eingestellt. Damit trifft der Lichtring der  $K^-$  auf die Blende mit einem Radius von 100 mm. Der Brechungsindex von Helium  $n_H$  und dem Suprasil-Glas  $n_S$  berechnet sich über die Gleichungen 48 und 49 aus dem Anhang B. Mit diesen Werten erhält man eine konkrete Transformationsmatrix. Angewendet auf  $Y (= 75 \pm 25, \Theta \pm \Delta\Theta)^T$ , also einem Photon, welches den Spiegel auf halber Höhe zwischen Außenrand und Loch trifft, ergibt sich, abhängig von der Wellenlänge des Photons, eine Verteilung der Photonradien auf Höhe der Blende. In der linken Abbildung 12 ist diese Verteilung dargestellt. Die roten Punkte sind diskret berechnete  $Y'$  Werte aus der Transformationsmatrix. In dieser Photonenverteilung erkennt man die optische Abstimmung des Korrektursystems auf

Tabelle 1: Zusammenfassung der wichtigsten Dimensionen des CEDAR-N-Detektors aus [12] und [13]. Der Brechungsindex  $n_s$  ist im Anhang B parametrisiert.

Spiegel auf der Linse		
Glas	Suprasil I	$\mapsto n_s$
Außendurchmesser	300 mm	$Y_{max}$
Lochdurchmesser	100 mm	$Y_{min}$
Radius der reflektierenden Oberfläche	8913 mm	$R_2$
Radius der brechenden Oberfläche	8074 mm	$R_1$
Dicke	40 mm	$l_1$
Korrektor		
Glas	Suprasil I	$\mapsto n_s$
Außendurchmesser	270 mm	
Lochdurchmesser	150 mm	
Radius der Eintrittsfläche	2885 mm	$R_3$
Radius der Austrittsfläche	$> 5000$ mm	$R_4 \rightarrow \infty$
Dicke	20 mm	$l_3$
Abstände		
Spiegel–Korrektor	3440 mm	$l_2$
Korrektor–Blende	992 mm	$l_4$
Tscherenkow-Winkel		
gefordert bei 580 nm	25,76 mrad	$\Theta_0$
physikalisch	$\arccos(\frac{1}{n_H\beta})$	$\Theta$

zwei Wellenlängen bei 100 mm Radius. Das sekundäre Spektrum weitet den Lichtring bei niedrigen Wellenlängen stark auf, was den Einsatz eines Filters im CEDAR-Detektor, der die Wellenlängen unter 230 nm absorbiert [12], rechtfertigt. In der rechten Abbildung 12 ist eine parametrisierte grüne Kurve<sup>4</sup> den Werten zwischen 230 nm und 550 nm angepasst. Dieser Bereich ist interessant, weil nur in diesem Wellenlängenbereich die PMTs sensitiv sind. Der Verlauf der berechneten Werte ähnelt stark dem Signal eines Sekundärelektronenvervielfachers. Deswegen wurde eine Parametrisierung einer solchen Kurve [20] gewählt<sup>5</sup>.

Eine einfache Monte-Carlo-Simulation von  $10^6$  Photonen, die der  $1/\lambda^2$  Wellenlängenverteilung genügen, gibt Aufschluss über die quantitative Verteilung auf der Blende (Abbildung 13). Offensichtlich ist der Photonenring in Richtung kleiner Radien aufgeweitet. In diese Verteilung ist aber noch nicht der Einfluss der Quanteneffizienz der PMTs eingegangen, die ab 500 nm stark an Effizienz verlieren und folglich den Effekt der Aufweitung mindern.

Aus den Berechnungen ergibt sich auch der Einfluss einer Winkeländerung der Photonen  $\Delta\Theta$  und somit eine Einschätzung der mittleren Fokallänge des optischen Systems. Für 230 nm wandert die Position der Photonen  $Y'$  in Höhe der Blende um den Faktor

$${}^4R(\lambda) = A + \frac{N\sqrt{m+1}}{\Gamma(m+1)s} \left( \frac{\sqrt{m+1}}{s(\lambda-a)} \right)^m \exp \left\{ -\frac{\sqrt{m+1}}{s}(\lambda-a) \right\}$$

<sup>5</sup>Natürlich ist eine solche Wahl, wenn auch exzellent anpassbar, unphysikalisch.

3845 mm· $\Delta\Theta$ , bei 294 nm um 3882 mm· $\Delta\Theta$  und bei 490 nm um 3914 mm· $\Delta\Theta$ . Was man also sehen kann, ist dass eine gemittelte Fokallänge von 3880 mm durchaus plausibel erscheint, wenn man sich den Einfluss einer Winkeländerung  $\Delta\Theta$  auf den Ringradius in diesem speziellen Fall anschaut.

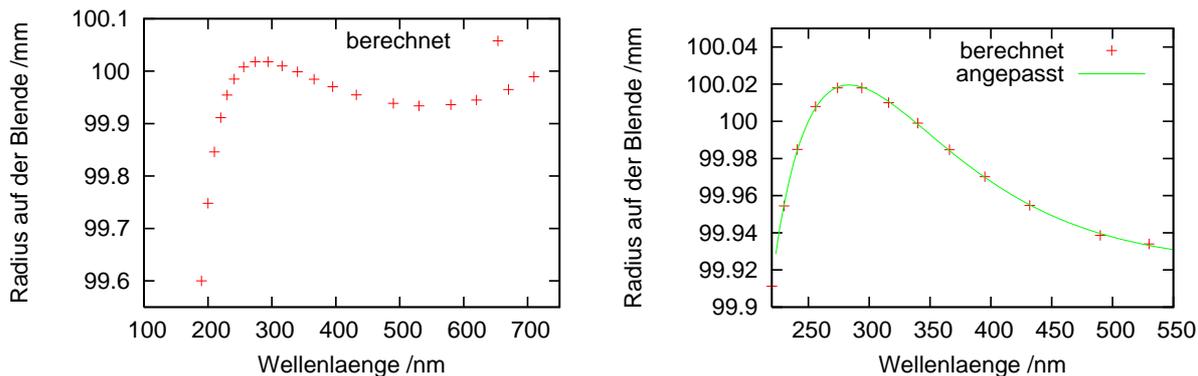


Abbildung 12: Radialer Auftreffpunkt eines Photons (emittiert durch ein  $K^-$ ) auf der Blende in Abhängigkeit von der Wellenlänge (P=10,382 bar bei T=24°C für 190 GeV/c Strahlimpuls). Links im Bild die über eine Transformationsmatrix berechneten Werte, rechts der relevante Bereich von 230 nm bis 550 nm mit der grün dargestellten angepassten Kurve.

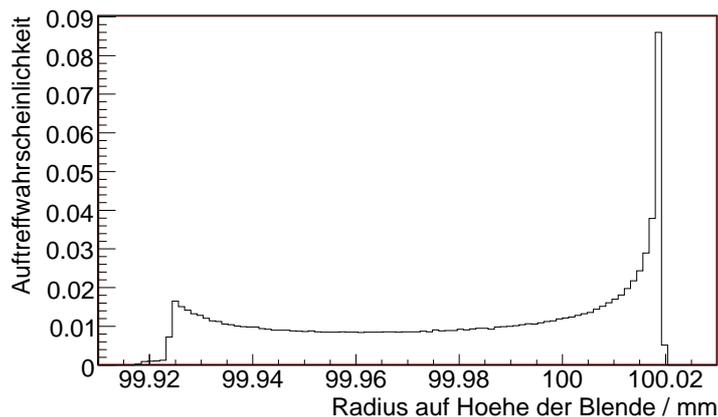


Abbildung 13: Monte-Carlo-Simulation der radialen Photonverteilung eines  $K^-$  auf Höhe der Blende bei 190 GeV Strahlimpuls.

Die Matrizenoptik in paraxialer Näherung ist fehlerbehaftet, und somit sind alle Rechnungen nicht absolut. Hier wird auf den „Yellow Report“ [13] verwiesen, in welchem versichert wird, dass optische Fehler wie Astigmatismus, Koma und sphärische Abberationen bis auf  $20\ \mu\text{m}$  FWHM in der fokalen Ebene reduziert worden sind. Die gesamte Korrektur wurde dabei auf maximale Impulse, also die minimale Ringdifferenz zweier unterschiedlicher Teilchen, optimiert. Mit fallenden Impulsen weiten sich die Lichtringe auf (man vergleiche Abbildung 8  $\Delta R_{cor}$ ). Dies sind nicht die einzigen Effekte, die das Auflösungsvermögen der Apparatur schmälern.

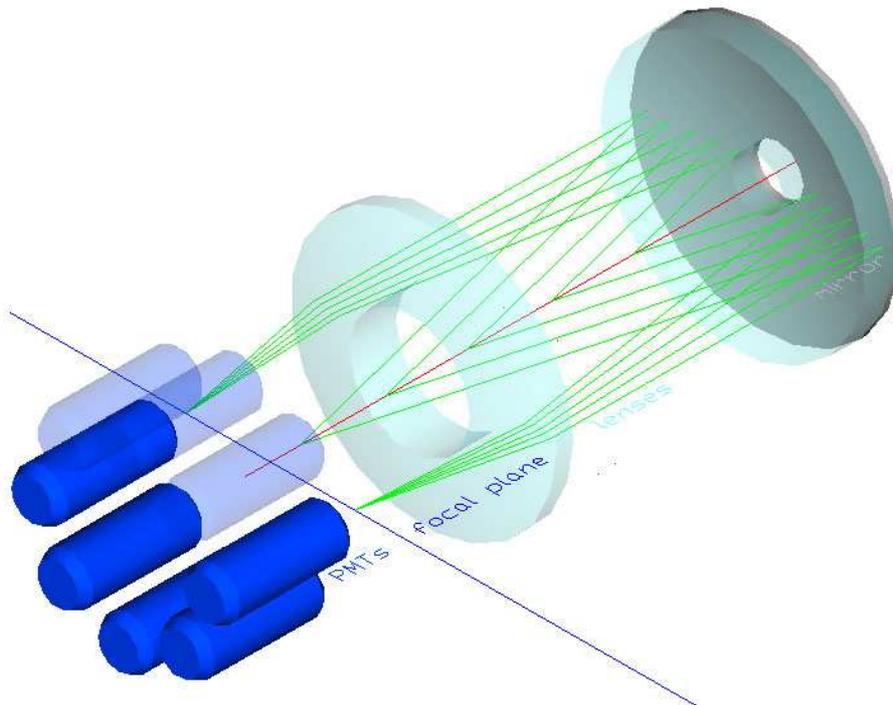


Abbildung 14: Räumliche Darstellung des Korrektur-Linsensystems vor dem Spiegel mit Sekundärelektronvervielfachern (nicht maßstabgetreu). Die Tscherenkow-Lichtstrahlen wurden für eine bessere Übersicht nur in der Ebene skizziert.

## 2.3 Weitere Effekte, die den Lichtring im CEDAR-Detektor aufweiten

Wie schon im Kapitel zuvor erwähnt, kann der Lichtring in der Fokalebene nicht beliebig scharf abgebildet werden. Effekte wie die chromatische Dispersion und diverse optische Fehler tragen zu einer Aufweitung des Lichtringes bei, sind aber dank der Korrekturen in einem zu tolerierenden Bereich.

Als weiterer, nun dominierender Effekt, sind die mehrfachen Stoßprozesse der Strahlteilchen mit dem Radiatorgas des Detektors zu nennen. Die Wahl des Radiatorgases war hauptsächlich auf dieses Problem zurückzuführen. Allgemein wird dieser Effekt in [13] durch eine Normalverteilung der Tscherenkow-Winkel individueller Photonen angenähert.

$$\Delta R_{m.s.} = f \frac{15}{\beta p} \sqrt{\frac{LP}{3X_0}} \quad (15)$$

Hierbei sind die Faktoren mit  $L$  [m] der Radiatorlänge des Gases und  $X_0$  [g/cm<sup>2</sup>]<sup>6</sup> der Strahlungslänge des Gases zu benennen. Man sieht (vergleiche dazu Abbildung 8) die Abhängigkeit vom Druck  $P$  [bar] des Gases sowie der Geschwindigkeit des Teilchens in  $\beta$  und  $p$  [GeV/c]. Die Geschwindigkeit reduziert diesen Effekt mit steigendem Strahlimpuls.

Wenn man noch einmal Abbildung 10 betrachtet, fällt auf, dass mit hohen Energien der Druck des Gases nicht mehr stark geändert werden darf. Somit sind alle Einflüsse auf den Druck im Gas als kritisch einzustufen und eine sehr gute Wärmedämmung des Detektors unabdinglich. Die Aufweitung durch einen Temperaturgradienten entlang des Gases wird beschrieben durch die Formel

$$\Delta R_T = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{1-n}{n} \frac{f}{\tan \Theta} \frac{\Delta T}{T} \quad , \quad (16)$$

was in [13] näher beschrieben wird.

Der letzte starke Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des CEDAR-Detektors hat nur indirekt mit dem CEDAR-Detektor selber zu tun. Alle bisherigen Rechnungen gingen von Teilchen aus, die sich parallel zur optischen Achse bewegten. Einerseits ist aber im Rahmen der Teilchenstrahloptik eine gewisse Divergenz zu erwarten, andererseits muss der CEDAR-Detektor genau parallel zum Strahl ausgerichtet werden. Beide Einflüsse sind durch die Betreiber auf ein Minimum zu reduzieren, denn die Auswirkungen auf die Effizienz des Detektors sind groß, wie sich später in Simulationen zeigen wird.

## 2.4 Der technische Aufbau des CEDAR-Detektors Typ N

In Abbildung 15 ist eine Skizze des Detektors zu sehen. Die CEDAR-N-Detektoren bestehen aus einem mit Helium gefüllten Edeltank, der einem Druck von über 14 bar zu widerstehen hat, um Protonen bei 60 GeV/c noch nachweisen zu können. Die Teilchen fliegen über Druckfenster (2) durch den Tank (in der Abbildung von links nach rechts)

---

<sup>6</sup> $X_0 = 94,32$  g/cm<sup>2</sup> für Helium [21].

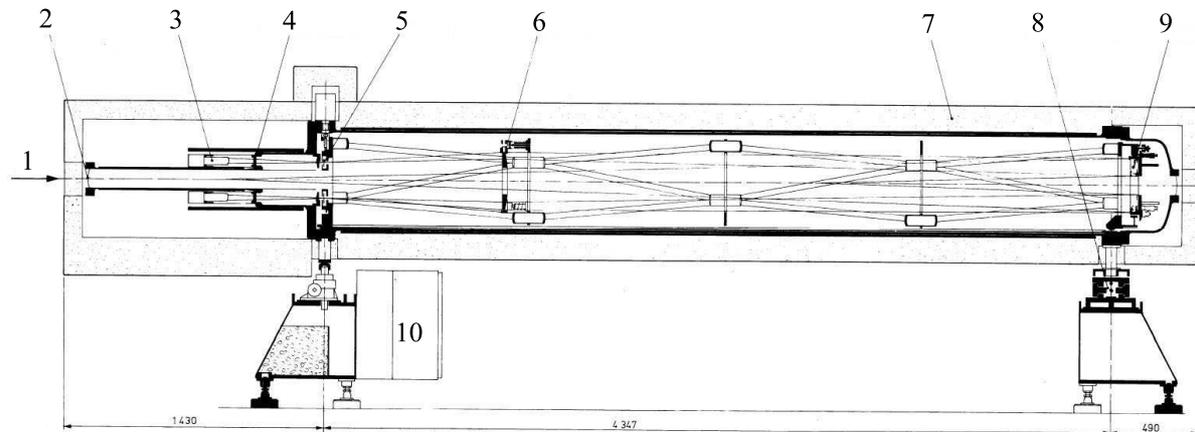


Abbildung 15: Skizze des CEDAR-N-Detektors [13].

(1) und erzeugen die Tscherenkowstrahlung. Erkennbar sind der fokussierende Spiegel (9) auf der Linse am rechten Ende, der Korrektor (6) auf etwa einem Drittel der Länge sowie die Ringblende (5) links. Hinter der Ringblende wird das Licht über Sammellinsen auf acht Sekundärelektronervielfacher (3) fokussiert. Der optische Aufbau ist eingebettet in ein Aluminiumgerüst mit sehr geringem Ausdehnungskoeffizienten. Um Temperaturschwankungen im Kessel minimal zu halten, ist der komplette Detektor mit einem 10 cm dicken PU-Schaum (7) vom Außengehäuse isoliert. Die Spannungsteiler (10) der Sekundärelektronervielfacher wurden aus demselben Grund über Kabel an den Fuß des Detektors ausgelagert. Zudem wird eine optimale Ausrichtung des Detektors auf fein justierbaren Haltern ermöglicht (8). Die Heliumversorgung wird über das CERN-Gasnetz sichergestellt. Um aber das Vakuum der Sekundärelektronervielfacher vor diffundiertem Helium zu schützen, werden diese zusätzlich mit Stickstoff geflutet.

Der komplette Kessel wurde so konstruiert, dass Temperaturgradienten entlang des Kessels möglichst gering gehalten werden. Zur Kontrolle dieses Gradienten wurden drei Platindrahtthermometer entlang des CEDAR-Detektors montiert. In [13] ist vermerkt, dass ein Temperaturgradient unter 0,3 K gehalten werden konnte und dies auch an Tagen mit extremen Temperaturschwankungen. Ein konstanter Temperaturgradient bedeutet aber nicht, dass die Temperatur konstant gehalten wird. Eine langsame Temperaturanpassung an die Umgebungstemperatur ist aber unproblematisch, wenn man davon ausgehen kann, dass sich das Volumen des Kessels nur unwesentlich ändert. Folgt man der Annahme, dass es sich bei Helium um ein ideales Gas handelt, so ist der Quotient  $P/T$  bei einem geschlossenem System in Gleichung 12 eine Konstante.

Der Druck des CEDAR-Detektors wird über eine Resonanz des Gases gemessen. Näheres dazu findet man in [13].

## 2.5 Betrieb und Kontrolle der CEDAR-Detektoren

### 2.5.1 Statistische Grundlagen zur Signalverarbeitung

Bevor man sich mit den Routinen zum Betrieb der CEDAR-Detektoren auseinandersetzt, muss man zunächst ein paar statistische Grundlagen betrachten. Dieser Abschnitt ist zwar in englischer Originalfassung in [13] zu finden, ist aber von elementarer Bedeutung für das Verständnis der folgenden Kapitel.

Es wird angenommen, dass ein Ereignis  $\Phi$  Photoelektronen pro PMT im Mittel erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit  $k$  Photoelektronen zu detektieren, ergibt sich aus der Poissonverteilung. Aus dieser folgt die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis zu verpassen.

$$P_{\Phi}(k) = \frac{e^{-\Phi}\Phi^k}{k!} \Rightarrow P_{\Phi}(0) = e^{-\Phi} \quad (17)$$

Somit ist die Effizienz  $\eta$  eines Sekundärelektronvervielfachers gegeben durch:

$$\eta = 1 - P_{\Phi}(0) = 1 - e^{-\Phi} \quad . \quad (18)$$

Wenn man annehmen kann, dass alle acht PMTs die gleichen Effizienzen haben und mit der gleichen Wahrscheinlichkeit ein Ereignis verpassen ( $\epsilon = 1 - \eta$ ), erhält man die verschiedenen Koinzidenzstufen aus der binomischen Darstellung

$$(\eta + \epsilon)^8 = \eta^8 + 8\eta^7\epsilon + 28\eta^6\epsilon^2 + 56\eta^5\epsilon^3 + 70\eta^4\epsilon^4 + 56\eta^3\epsilon^5 + 28\eta^2\epsilon^6 + 8\eta\epsilon^7 + \epsilon^8 \quad . \quad (19)$$

Die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis zu sehen, ist somit bei acht in Koinzidenz geschalteten PMTs (Multiplizität 8)

$$\eta_8 = \eta^8 \quad , \quad (20)$$

bei einer Multiplizität von  $\geq 7$

$$\eta_7 = \eta_8 + 8\eta^7\epsilon \quad , \quad (21)$$

bei einer Multiplizität von  $\geq 6$

$$\eta_6 = \eta_7 + 28\eta^6\epsilon^2 \quad , \quad (22)$$

und so weiter. . .

Trägt man diese Wahrscheinlichkeiten über die mittlere Photoelektronenzahl  $\Phi$  auf (Abbildung 16), so zeigt sich, dass man mindestens drei bis vier Photoelektronen braucht um eine Effizienz über 95% zu erreichen, und das auch nur bei einer Multiplizität von 6. In der Praxis ist das im Falle des CEDAR-N-Detektors gegeben.

Wenn man die Effizienzen für die unterschiedlichen Koinzidenzstufen des CEDAR-Detektors kennt, so lässt sich umgekehrt die mittlere Photoelektronenzahl aus diesen berechnen. Dafür betrachtet man die Verhältnisse zwischen zwei Effizienzen unterschiedlicher Multiplizitäten.

$$\frac{\eta_7}{\eta_8} = 1 + 8\frac{e^{-\Phi}}{1 - e^{-\Phi}} \Rightarrow \Phi = \ln \left[ 1 + \frac{8}{\eta_7/\eta_8 - 1} \right] \quad (23)$$

$$\frac{\eta_6}{\eta_8} = 1 + 8\frac{e^{-\Phi}}{1 - e^{-\Phi}} + 28\left(\frac{e^{-\Phi}}{1 - e^{-\Phi}}\right)^2 \Rightarrow \Phi = \ln \left[ 1 + \frac{14}{\sqrt{4 - 7 \cdot (1 - \eta_6/\eta_8)} - 2} \right] \quad (24)$$

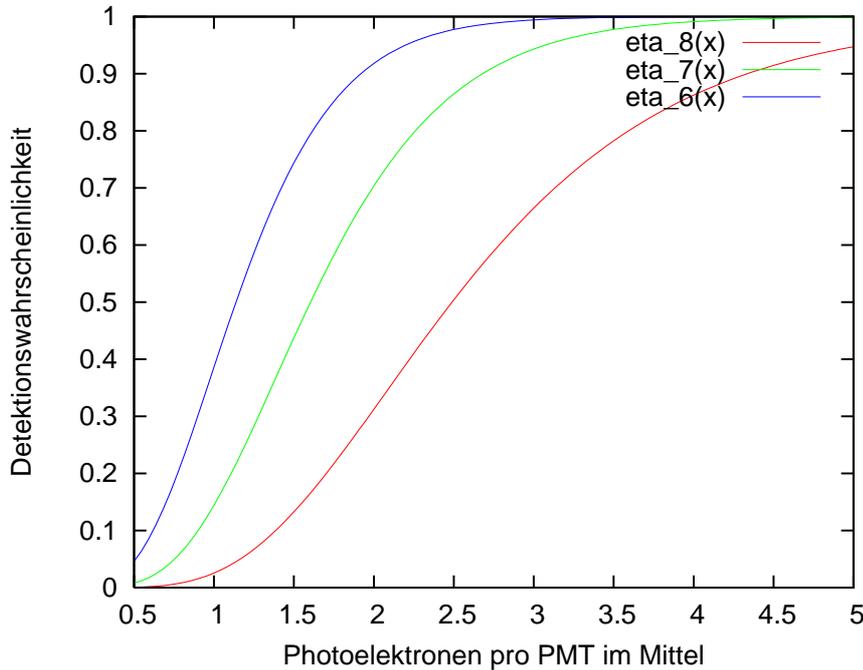


Abbildung 16: Detektionswahrscheinlichkeit eines Teilchens aufgetragen über die mittlere Tscherenkow-Photoelektronenzahl pro PMT. Acht PMTs detektieren das gleiche Ereignis mit gleichen Wahrscheinlichkeiten. Die gesamte Wahrscheinlichkeit ist für 8-fach, 7-fach und 6-fach Koinzidenzen dargestellt.

Da die Effizienzen proportional zu den Zählraten der einzelnen Koinzidenzstufen sind, genügt folglich das Verhältnis aus den Zählraten. Mit diesen Grundlagen sind die Standardroutinen zur Überprüfung der korrekten Einstellung der CEDAR-Detektoren realisiert.

### 2.5.2 Bestimmung des Arbeitsdruckes über eine Druckabtastung

Um einen CEDAR-Detektor korrekt einzustellen, könnte man meinen, dass man einfach den benötigten Druck anhand Gleichung 12 abzulesen hat und zugleich eine Ringblendenöffnung aus theoretischen Plots wie Abbildung 8 gegeben ist. In der Praxis stören aber zu viele Einflüsse wie zum Beispiel schwankende Temperaturen und Messungenauigkeiten von Druck und Temperatur. Also kann man die Theorie nur als Ausgangspunkt für eine grobe Einstellung des CEDAR-Detektors verwenden. Damit man eine Abschätzung für die Güte der Leistungen des CEDAR-Detektors hat, wurden Druckabtastungen als eigenständige Routinen eingeführt. Mit Hilfe dieser kann man sich experimentell an das Optimum der Einstellungen tasten.

Bei einer Druckabtastung orientiert man sich zunächst an den Druckeinstellungen für die zu separierenden Teilchen<sup>7</sup> aus Gleichung 12 und wählt eine Druckspanne so aus, dass man die Radien aller relevanten Tscherenkow-Lichtringe mit einbezieht. Ausgehend vom

<sup>7</sup>Im folgenden werden  $K$  und  $\pi$ , die wichtigster Bestandteil des Hadronprogramms sind, betrachtet.

größten gewählten Druck wird der CEDAR-Detektor in einem langwierigen Prozess über eine gewünschte Anzahl von Stufen bis zum unteren Druckbereich betrieben. Beim gesamten Prozess wird die Blendenöffnung konstant gelassen. Auf jeder Druckstufe werden die Koinzidenzereignisse der PMTs gezählt und auf den Gesamtteilchenstrom, der mit Szintillationszählern vor und hinter dem CEDAR-Detektor bestimmt wird, normiert. Es werden die Koinzidenzereignisse mit Multiplizitäten von 8, 7 und 6 aufgezeichnet und anschließend in einer Kurve ausgegeben. In Abbildung 17 ist eine solche Kurve dargestellt. Die CEDAR-Detektoren befanden sich in diesem Fall im H6-Strahlabschnitt, der sich im Nordbereich des CERN parallel zum M2-Strahlabschnitt befindet. Betrachtet man eine solche Kurve, so erkennt man den Druck, den man für ein Teilchen wählen sollte, als Maximum im Kurvenverlauf. Zudem zeigen die Blendenöffnungen einen direkten Einfluss auf die Separation der Teilchen. Eine tiefer gehende Diskussion der Druckabtastungen wird im Folgenden anhand einer Monte-Carlo-Simulation geführt.

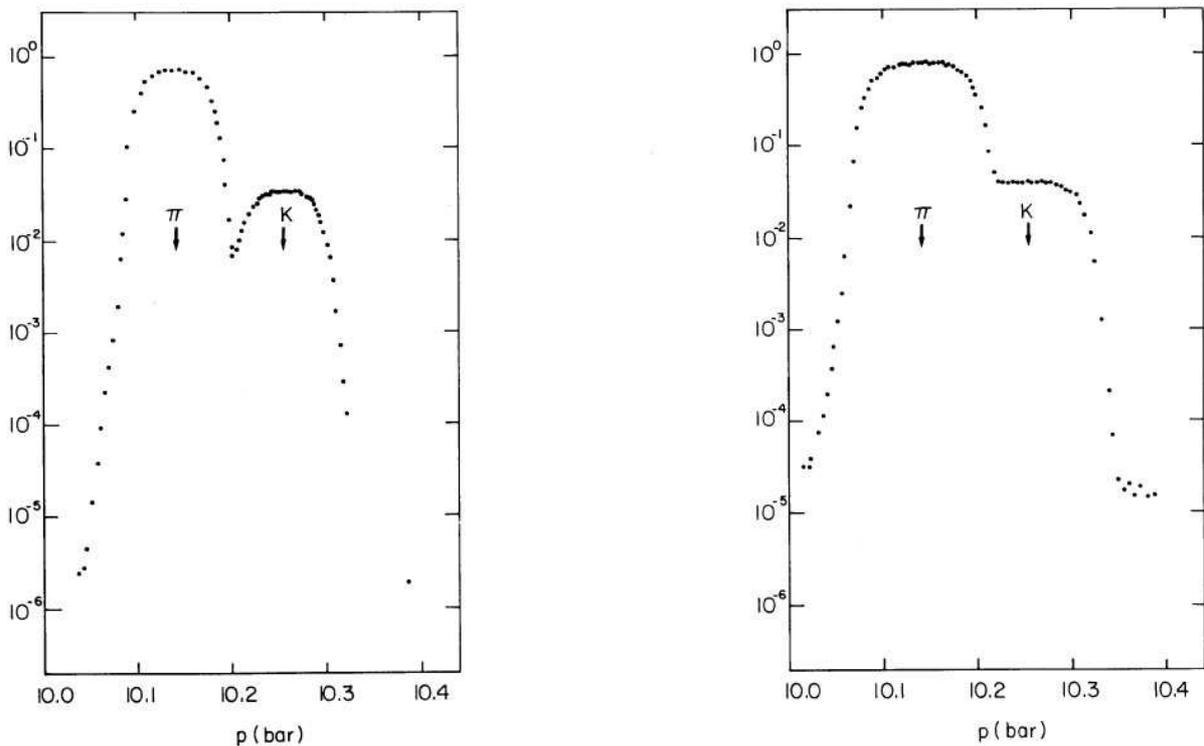


Abbildung 17: Druckabtastungen [13] im H6-Strahl bei 175 GeV/c Strahlimpuls und Blendenöffnungen von 0,50 mm (links) und 0,71 mm (rechts). Die Multiplizität beträgt 6 bei einer Strahldivergenz von  $50 \mu\text{rad}$  FWHM in vertikaler und  $120 \mu\text{rad}$  in horizontaler Richtung.

### 3 Monte-Carlo-Simulation des CEDAR-N-Detektors

Es existieren bereits Simulationen der CEDAR-Detektoren [12]. Hauptsächlich über die Methode der Strahlverfolgung wurden darin die Photonen im Zusammenspiel mit den Linsen berechnet, um eine optimale Ausleuchtung der PMTs bei bester Auflösung zu berechnen. Eine aktuelle Version des Quelltextes wurde von Lau Gatignon verfasst, um die CEDAR-W-Detektoren am NA48-Experiment optisch zu modifizieren. Statistische Effekte wurden aber nicht studiert.

Mitte 2006 kam aber die Frage nach den Leistungen des CEDAR-Detektors auf. Es sollte geklärt werden, wie groß der Fehler der CEDAR-Detektoren in Bezug auf ungewollte Teilchen sei und mit welcher Effizienz die CEDAR-Detektoren optimalerweise betrieben werden können. Zu dieser Frage gab es in den Referenzen keine konkreten Aussagen. Um eine Abschätzung zu erhalten, wurde im Rahmen der Diplomarbeit eine simple Monte-Carlo-Simulation des CEDAR-Detektors implementiert.

#### 3.1 Der Algorithmus

Festzulegende Parameter sind der Teilchenimpuls, die Strahldivergenz, die Ringblendenöffnung und die Teilchenanzahl. Der Tscherenkow-Winkel des zu detektierenden Teilchens  $K^-$  ist in der Geometrie des Detektors in Tabelle 1 festgelegt und ergibt zusammen mit dem Teilchenimpuls den benötigten Arbeitsdruck aus Gleichung 12. Für jedes Teilchen werden in einer Schleife auf Monte-Carlo-Basis folgende Berechnungen durchgeführt.

1. Ist es ein  $K^-$  oder  $\pi^-$ ? Dies ergibt sich aus der Strahlzusammensetzung im Anhang A.
2. Der Öffnungswinkel der Tscherenkowstrahlung wird aus dem festgelegten Druck des Detektors bestimmt. (Abbildung 18.1)
3. Die Trajektorie des Teilchens und somit der Tscherenkow-Winkel sind um einen Winkel verdreht. Diese Verdrehung gehorcht für jedes Teilchen einer Gaußverteilung. Die Breite ist gegeben über die Strahldivergenz<sup>8</sup>. (Abbildung 18.2)
4. Die Anzahl der emittierten Photonen ergibt sich aus Gleichung 5, wobei 1/3 der Photonen den Spiegel nicht treffen [12]. Für jedes Photon wird nun berechnet:
  - (a) Die Position auf dem Lichtring ist gleichverteilt. Festgelegt wird diese über einen Kreiswinkel. (Abbildung 18.3)
  - (b) Der Einfluss der mehrfachen Streuung aus Gleichung 15 ist in der Simulation von statistischer Natur und ergibt eine zusätzliche Winkelverteilung auf dem Ring. Im Code ist dies durch eine simple Multiplikation der verschobenen Tscherenkow-Winkelverteilung mit dem Kosinus des Kreiswinkels beschrieben.

---

<sup>8</sup>In dieser Simulation sind alle Störungseffekte als  $2\pi$  symmetrisch um die optische Achse angenommen und werden somit nur in einer Dimension behandelt.

- (c) Die Blendenöffnung liefert eine Winkelakzeptanz für den Photonwinkel. Wenn das Photon auf die Blende trifft, wird die Schleife hier beendet.
  - (d) Die Wellenlänge des Photons wird über die Verteilungsfunktion aus Gleichung 5 bestimmt und auf Detektion mit Hilfe der Quanteneffizienzkurve der PMTs überprüft.
  - (e) Wurde dieses Photon detektiert, so weiß man über den Kreiswinkel die Nummer der PMT. Ein Zähler für diese PMT wird erhöht.
5. Die Zähler der PMTs werden ausgelesen und die drei höchsten Multiplizitäten überprüft.

Für alle drei Koinzidenzstufen (6, 7 und 8) wird die Effizienz des Detektors aus dem Verhältnis der detektierten Teilchenzahl zur Gesamtteilchenzahl berechnet.

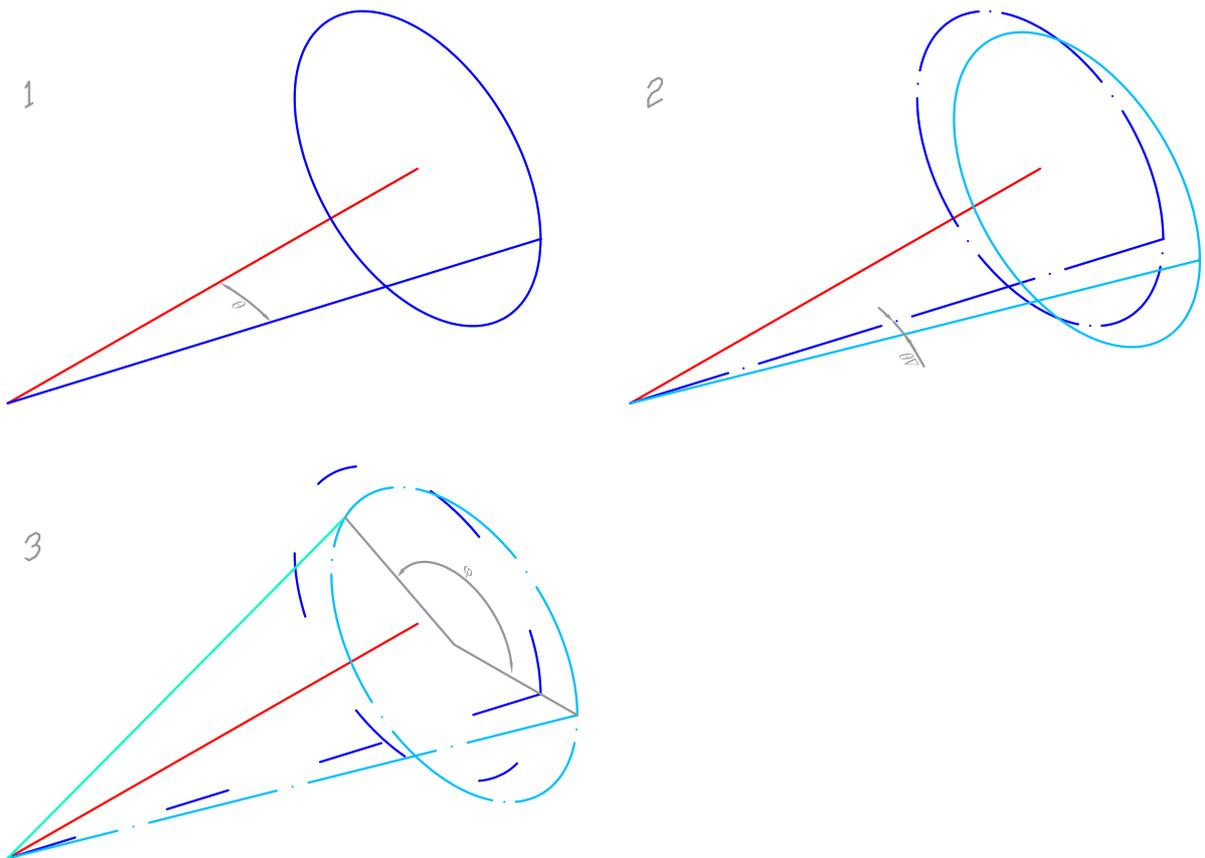


Abbildung 18: Graphische Darstellung einiger Schritte im Monte-Carlo-Algorithmus. In drei Schritten werden die Winkel der Tscherenkov-Photonen bestimmt. Der Tscherenkov-Winkel variiert dabei durch die mehrfachen Stoßprozesse der Teilchen mit dem Gas.

Da es sich in Realität nicht um einen idealen CEDAR-Detektor handeln kann, wird die Quanteneffizienzkurve mit einem Faktor multipliziert. Dieser Faktor, der Messeffizienz genannt wird, enthält mehrere Aspekte:

- Die Quanteneffizienzkurve des Herstellers wurde unter optimalen Bedingungen gemessen. Das Alter der PMTs und Produktionsschwankungen können signifikante Abweichungen bewirken.
- Die Signale der PMTs müssen diskriminiert werden. Abhängig von der angelegten Spannung und der Diskriminationsschwelle wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Einzelphotoelektron-Ereignis nicht verarbeitet.
- Das optische System kann an Transmittanz verloren haben.

Dieser Faktor ist rein empirisch und dient dazu die Simulation an experimentelle Messwerte anzupassen.

In der Simulation ist auch eine Druckabtastung implementiert. Dafür gibt man die Anzahl der Schritte für die Druckabtastung vor. Die Druckbereiche werden über die erwartete Photonenverteilung abgeschätzt und müssen somit nicht eigenständig bestimmt werden. Jede Effizienzmessung wird über den Druck aufgetragen.

Optische Effekte, bis auf die Transmittanz des CEDAR-Detektors, elliptisch verteilte Strahldivergenzen sowie unterschiedliche Charakteristika der PMTs (Rauschen, Quanteneffizienzunterschiede) wurden nicht simuliert. Ferner wurden Strahleigenschaften wie Teilchenverteilung, die in Kombination mit der Totzeit der PMTs Informationsverlust verursachen können, vernachlässigt. Für die Betrachtung optischer und zeitlicher Effekte ist diese Simulation nicht geeignet.

### 3.2 Ergebnisse der Simulation und der Vergleich mit der Hadron-Teststrahlzeit 2004 am NA58-Experiment

Um die Qualität der Simulation einschätzen zu können, ist es ratsam, diese mit experimentellen Daten zu vergleichen. Dafür wurde eine Druckabtastung aus dem „Yellow Report“ [13] bei 200 GeV/c Strahlimpuls gewählt. Diese Referenzdaten eignen sich bestens zum Vergleich, da die Strahlzeit 2007 mit 190 GeV/c ähnliche Strahleigenschaften besitzen wird. Weitere Werte für die Simulation dieser Druckabtastung von 1979 sind eine Blendenöffnung von 0,405 mm, Strahldivergenz von 120  $\mu$ rad, Messeffizienz von Einzelphotoelektron-Ereignissen der PMTs von 80% und eine Temperatur des CEDAR-Detektors von 22,8°C. Der CEDAR-Detektor ist laut Strahlführungsdaten von 2004<sup>9</sup> 470 m hinter dem T2-Beryllium-Target im H2-Strahl<sup>10</sup> aufgestellt, was offensichtlich seine Position im Jahre 1979 gewesen sein muss (dazu gleich mehr). Daten für die Strahlzusammensetzung werden denen des M2-Strahls am T6-Target entnommen. Die Temperatur wird den Daten angepasst. Dies folgt aus Gleichung 12, nach  $T$  umgestellt.

---

<sup>9</sup>Der Aufbau der Strahlführung ist im Internet unter [22] abrufbar.

<sup>10</sup>Der H2-Strahlabschnitt liegt parallel zum M2-Strahlabschnitt im Nord-Bereich des CERN.

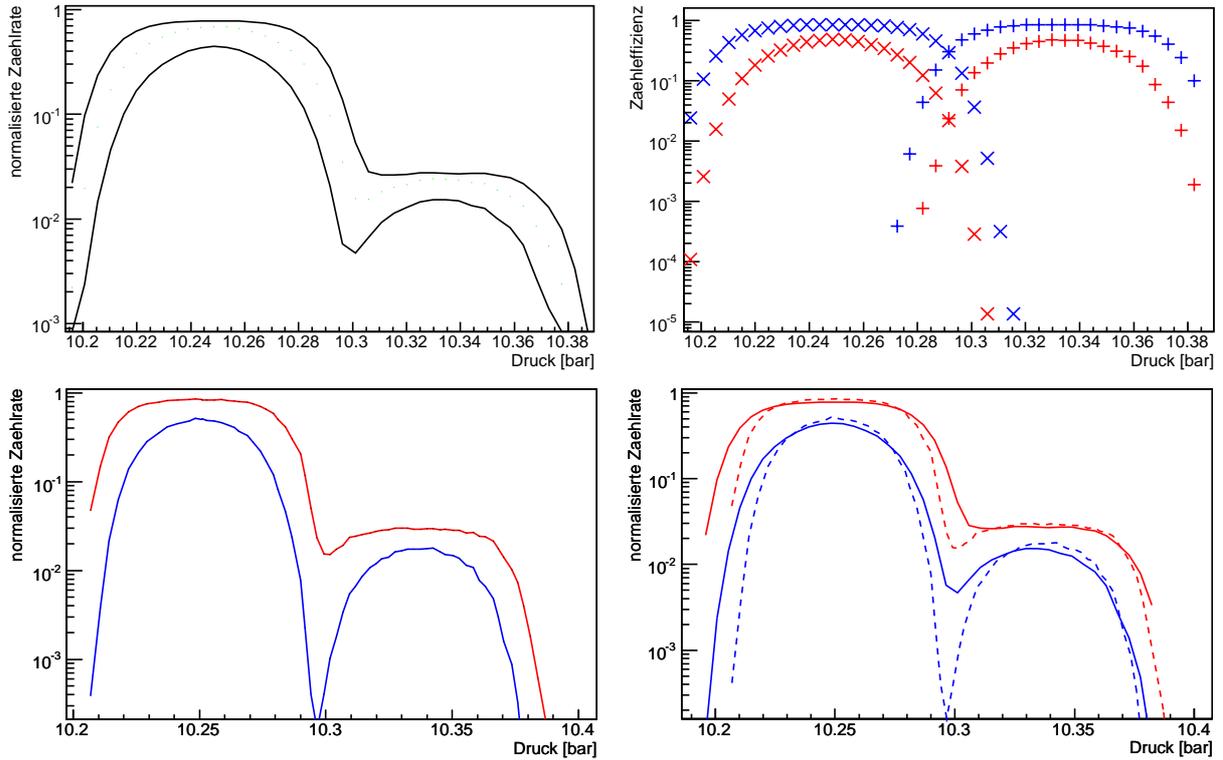


Abbildung 19: Vergleich von einem simulierten und einer experimentellen Druckabtastung. Links oben eine simulierte Druckabtastung bei 6-fach und 8-fach Multiplizitäten. Rechts oben die Detektionseffizienz des CEDAR-Detektors aus der Simulation getrennt nach  $\pi^-$  („X“) und  $K^-$  („+“) sowie 6- (blau) und 8-fach (rot) Multiplizitäten. Links unten Daten aus einer gemessenen Druckabtastung von 1979 im H2-Strahl. Rechts unten der Vergleich der Simulation mit den experimentellen Daten (gestrichelt gezeichnet).

Vergleicht man nun die Simulation mit der experimentellen Druckabtastung (Abbildung 19 rechts unten) sieht man eine recht gute Übereinstimmung der Daten. Das Verhältnis der Zählraten bei 10,25 bar und bei 10,34 bar entspricht dem Verhältnis von  $\pi^-$  zu  $K^-$  im Strahl. In der Simulation kann somit gezeigt werden, dass die Position des CEDAR-Detektors in Kombination mit den Strahlenden aus dem M2-Strahl offensichtlich korrekte Ergebnisse liefern. Ferner sieht man, dass die Separation der  $K^-$  und  $\pi^-$  im Experiment sogar besser funktioniert als in der Simulation, was man an der breiteren Kurve der Simulation erkennen kann. Sowohl die Normierung als auch der Abstand zwischen den 6- und 8-fach Multiplizitäten auf den Zählplateaus zeigen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, was gleichbedeutend damit ist, dass die Anzahl der detektierten Photonen im Experiment und der Simulation sich decken. In der Simulation wurden maximal 2,5 Photoelektronen pro PMT und Teilchen erreicht. Wenn man Abbildung 16 hinzuzieht, erkennt man, dass damit eine Zählereffizienz von über 90% bei 6-fach Koinzidenzen erreicht werden kann. Die 8-fach Koinzidenz erreicht dagegen knapp 50%.

Die wichtigsten Informationen sind in Abbildung 19 rechts oben zu sehen. Dargestellt sind die Zählraten von den Teilchen normiert auf ihre eigene Teilchenzahl. Die Zählraten der  $\pi^-$  sind mit Kreuzen symbolisiert und die  $K^-$  mit Plus-Zeichen. Einer 8-fach Koinzidenz entsprechen die roten Kurven und die blauen der 6-fach. Die 6-fach Koinzidenzen erreichen, wie erwartet, auch hier die 90% Nachweiswahrscheinlichkeit. Wenn man nun den Druck auf den Wert der Mitte der  $K^-$  Kurve, also bei 10,34 bar setzen würde, so kann man laut dieser Simulation davon ausgehen, dass die Separation von den übrigen Strahlteilchen nahe 100% liegen dürfte. Die Verunreinigung durch  $\pi^-$  ergibt sich durch Umrechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Das Verhältnis zwischen  $\pi^-$  und  $K^-$  liefert den Faktor, mit dem man die Nachweiswahrscheinlichkeit multiplizieren muss. Da die Anzahl der detektierten  $\pi^-$  aber bei 10,34 bar nicht mehr zählbar ist, so kann die Verunreinigung als vernachlässigbar klein angesehen werden.

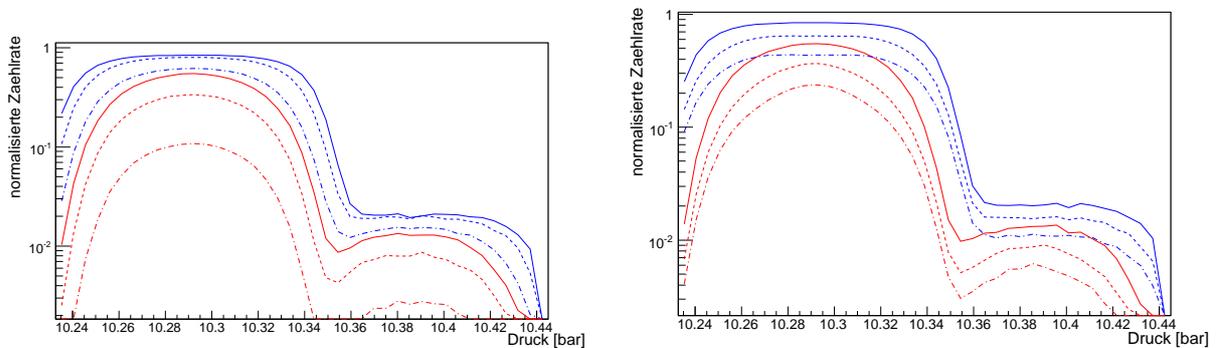


Abbildung 20: MC-Simulation von zwei verschiedenen Störeinflüssen bei 190 GeV/c Strahlimpuls. Links: 90  $\mu$ rad Strahldivergenz und 80%, 60% und 40% Messeffizienz. Rechts: 80% Messeffizienz mit 90  $\mu$ rad, 190  $\mu$ rad und 320  $\mu$ rad Strahldivergenz.

In Abbildung 20 sind die Effekte zweier wichtiger Einflüsse auf die Druckabtastungen simuliert. Links sieht man den Einfluss von Leistungsverlust an den PMTs, sei es durch falsche Einstellungen oder Effizienzverlust. Rechts ist der Einfluss der Strahldivergenz gezeigt. Man kann deutlich sehen, dass beides ähnliche Ergebnisse liefert und es somit schwer ist, alleine aus der Form der Kurve die Ursachen für diese zu bestimmen.

Überraschenderweise hat ein durch Strahldivergenz wandernder Lichttring quasi keinen Einfluss auf die Separation beider Teilchen. Es zeichnet sich aber ein deutlicher Effizienzverlust ab. Mit 320  $\mu$ rad Strahldivergenz fällt das  $\pi$ -Plateau der 6-fach Koinzidenz (bei 10,29 bar) auf 40% ab und wird schmaler, obwohl im Mittel noch immer 1,87 Photonen pro PMT gezählt werden. Dies liegt daran, dass bei einem verschobenen Lichttring die Ränder des Rings nur auf einer Achse aus dem Akzeptanzbereich der Ringblende wandern. Somit ist die mittlere Anzahl der Photoelektronen pro PMT nicht mehr gleichverteilt auf allen PMTs. Dies wiederum bedeutet, dass es in diesem Fall nicht einfach möglich ist, aus der mittleren Anzahl von Photoelektronen auf die Effizienz des Zählers über Gleichung 23 oder Gleichung 24 zu schließen. Dieser Rückschluss ist nur bei dem simulierten Verlust der

Messeffizienz möglich. Hier hat man auch bei einer 40 prozentigen Messeffizienz mit 1,48 Photoelektronen pro PMT immer noch eine 60 prozentige Effizienz des Zählers. Allerdings ist der Einfluss auf höhere Koinzidenzen gravierender.

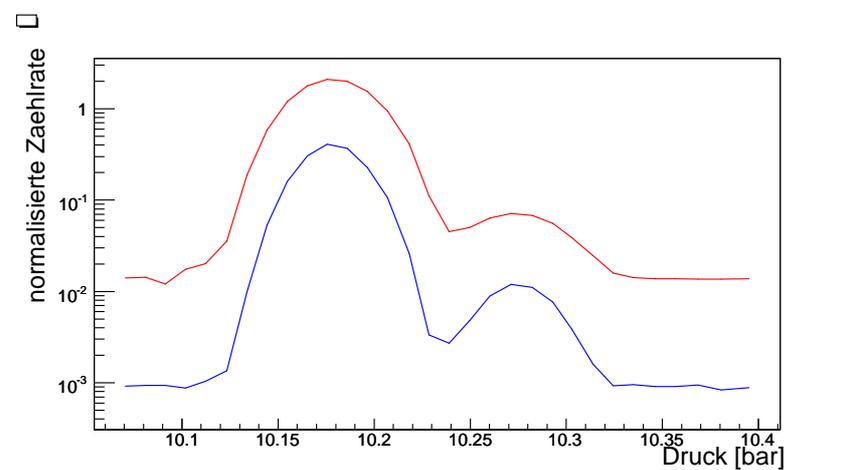


Abbildung 21: Druckabtastung der Hadron-Teststrahlzeit 2004. 190 GeV/c Strahlimpuls, 0,51 mm Blendenöffnung. CEDAR 1 am 11.05.2004 begonnen um 14.45 Uhr

Mit diesem Wissen kann man sich einer Druckabtastung von 2004 zuwenden (Abbildung 21). Es fällt sofort ins Auge, dass die Normierung falsch ist. Das  $\pi^-$ -Maximum liegt in der 6-fach Koinzidenz über 1. Dies lässt sich mit einem fehlerhaften Betrieb der Szintillationszähler vor und hinter dem CEDAR-Detektor erklären<sup>11</sup>. Die berechnete Photoelektronenzahl liegt im Maximum bei etwa 1,4. Der CEDAR-Detektor bildet aber in der Druckabtastung kein Zählplateau aus (vergleiche dazu Abbildung 20). Zudem kommt erschwerend hinzu, dass ein starker Untergrund den Abstand zwischen den Kurven zweier Koinzidenzstufen beeinflusst und somit eigentlich eine Abschätzung der mittleren Photoelektronenzahl verfälscht. In älteren Druckabtastungen wie in Abbildung 17 sieht man, dass um die Zählmaxima herum die Zählraten über fünf Dekaden fallen sollten. Die Ursache für den Untergrund konnte bis jetzt nicht ausgemacht werden. Eine Simulation dieser Druckabtastungen scheitert hauptsächlich an diesem Untergrund.

Da zweifelsohne die PMTs aber zum Effizienzverlust führen können, müssen diese auf ihre Funktionstüchtigkeit hin überprüft werden. Dafür muss ein Messaufbau konzipiert werden, der es erlaubt, die Sekundärelektronervielfacher unter kontrollierten Bedingungen zu testen. Welche Eigenschaften zu messen sind und wie man diese messen kann, wird im nächsten Kapitel beschrieben.

<sup>11</sup>Es ist möglich, dass die Pulshöhen der PMTs an den Szintillationszählern zu niedrig waren, sei es durch zu niedrige Betriebsspannungen der PMTs, magnetische Störfelder oder gar einen Alterungsprozess. So könnten die Szintillationszähler mit zu hohen Schwellen diskriminiert worden sein. Damit ist das Verhältnis zwischen den CEDAR-Detektor-Zählraten zu denen der Szintillatoren unter Umständen größer als 1.

## 4 Untersuchung der „Thorn-EMI 9820“-Sekundärelektronvervielfacher der CEDAR-N-Detektoren

### 4.1 Eigenschaften der „Thorn-Emi 9820 UVA“-PMT und ein Vergleich zur „XP2020Q“ von Photonis

In Tabelle 2 sind die wichtigsten Eigenschaften der Thorn-Emi 9820 UVA und dem Nachfolgemodell 9829 QB aufgelistet. Die Produktion wurde mittlerweile von „Electron Tubes“ übernommen. Leere Spalten bedeuten fehlende Informationen in den Quellen. Zum Vergleich sind die Eigenschaften der Referenz-PMT XP2020Q von Photonis angegeben. Alle drei Röhren sind linear-fokussierende „schnelle“ Röhren mit gleicher Anzahl an Dynoden. Sie werden mit negativer Hochspannung betrieben, wodurch das Stromsignal über einen einfachen Widerstand als Spannungsstoß abgegriffen werden kann (mehr dazu in Kapitel 4.2).

Tabelle 2: Auflistung der Eigenschaften der CEDAR-PMTs [12], einer Nachfolge-PMT [23] und der Referenz-PMT [24].

	9820 UVA	9829 QB	XP2020Q
Durchmesser	51,5 mm	51,5 mm	52 mm
Länge	128 mm	126±3 mm	190 mm
Anzahl der Anschlußpins	19	21	20
Dynodenmaterial	C <sub>s</sub> -Sb	BeCu	
Anzahl der Dynoden	12	12	12
Glasmaterial	Quarz	Quarz	Quarz
Verstärkungsfaktor ...	5 · 10 <sup>7</sup>	10 <sup>7</sup>	4 · 10 <sup>7</sup>
bei einer Spannung von	-2000V	-2000V	-2500V
Kathodenmaterial	Bi-Alkali	Bi-Alkali	Bi-Alkali
max. Versorgungsspannung	-2500V	-2800V	-3000V
max. Quanteneffizienz (%)	27	30	23,6
max. Anodenstrom	100 µA	100 µA	200 µA
Durchgangszeit		41 ns	30 ns
Ausdehnung der Durchgangszeit		2,2 ns	
Anstiegszeit		2 ns	1,5 ns
FWHM des Signals		3 ns	2,4 ns

Obwohl die XP2020Q zirka 60 mm länger ist, ist die Zeit zwischen einem ausgelösten Photoelektron und dem Signal an der Anode, genannt Durchgangszeit, 10 ns kürzer. Diese Zeit gewinnt man über eine höhere Feldstärke zwischen den einzelnen Dynoden. Die Quanteneffizienz, also die Wahrscheinlichkeit ein Photon zu detektieren, fällt hingegen geringer aus. Die maximale Quanteneffizienz erreichen die Röhren bei 400 nm Wellenlänge. Der maximale Anodenstrom der Thorn-Emi-9820-PMT ist der begrenzende Faktor bei einer Messung mit hohen Teilchenraten. Um den Anodenstrom zu reduzieren und ein Überhitzen der

Anode zu vermeiden, sollten die Röhren mit möglichst geringem Verstärkungsfaktor, also bei niedrigen Spannungen, betrieben werden. Die Kathodeneintrittsfenster der Thorn-Emi-9820 und „Electron Tubes“ 9829 sind sandgestrahlt, um einen Winkeleffekt, welcher Einfluss auf die Quanteneffizienz hat, zu reduzieren [20, Kap.4.3.3]. Da im CEDAR-Detektor aber die Winkel der Photonen im Bereich von wenigen Millirad eingestrahlt werden, ist dieser Effekt vernachlässigbar.

In Abbildung 22 sieht man die technische Skizze der Thorn-Emi-9820 im Gehäuse. Das My-Metall (7) wird im vorderen Teil von einem Kunststoffring gestützt (21). In diesem sitzen eine grüne lichtemittierende Diode (18) für Betriebstests und ein Gummischlauch (nicht eingezeichnet). Mit diesem Schlauch wird die PMT permanent mit Stickstoff umflutet, um einströmendes Helium, welches durch die Detektorfenster diffundiert, aus dem Gehäuse zu spülen. Hinter der PMT ist, ebenfalls nicht eingezeichnet, eine Platine mit den Anschlüssen an die Pins der PMT platziert. Auf dieser Platine sitzen Kapazitäten zur Stabilisierung der Spannung an den letzten Dynoden (mehr dazu im nächsten Kapitel). Alle Anschlüsse sind zum hinteren Teil des Gehäuses geführt. Das komplette Gehäuse ist somit lichtdicht verschlossen, wenn es über ein Feingewinde an die Fenster des CEDAR-Detektors geschraubt ist.

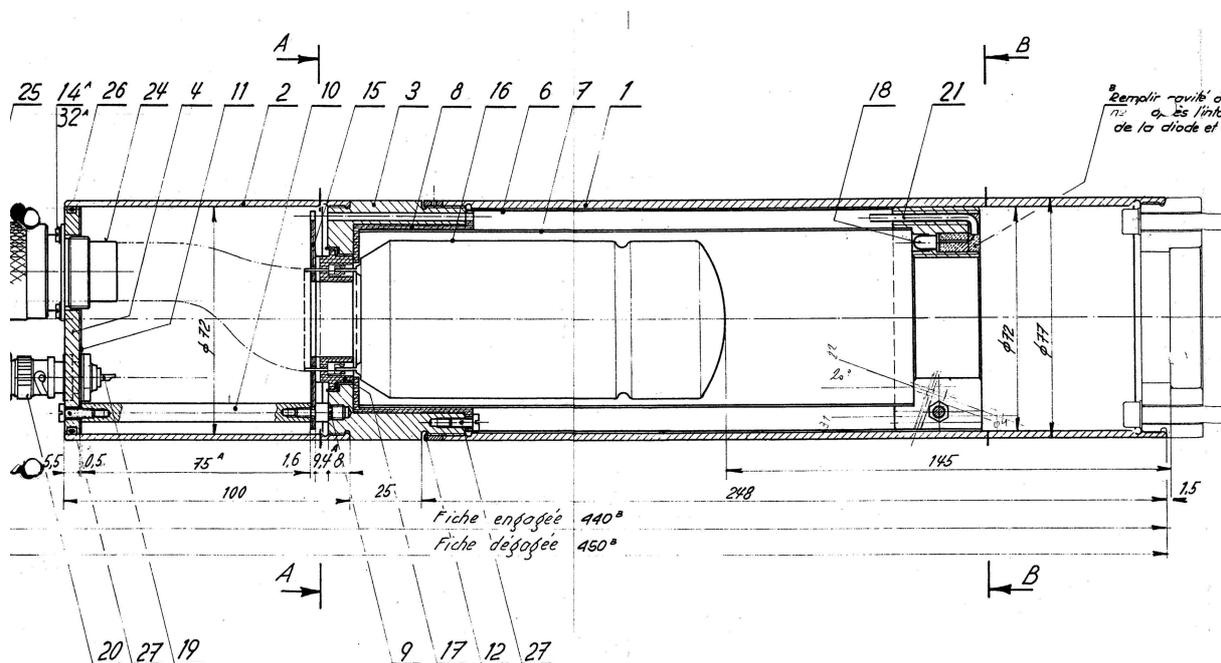


Abbildung 22: Technische Skizze der Thorn-Emi-9820-PMT im Gehäuse.

## 4.2 Spannungsteiler der „Thorn-Emi-9820UVA“-PMT

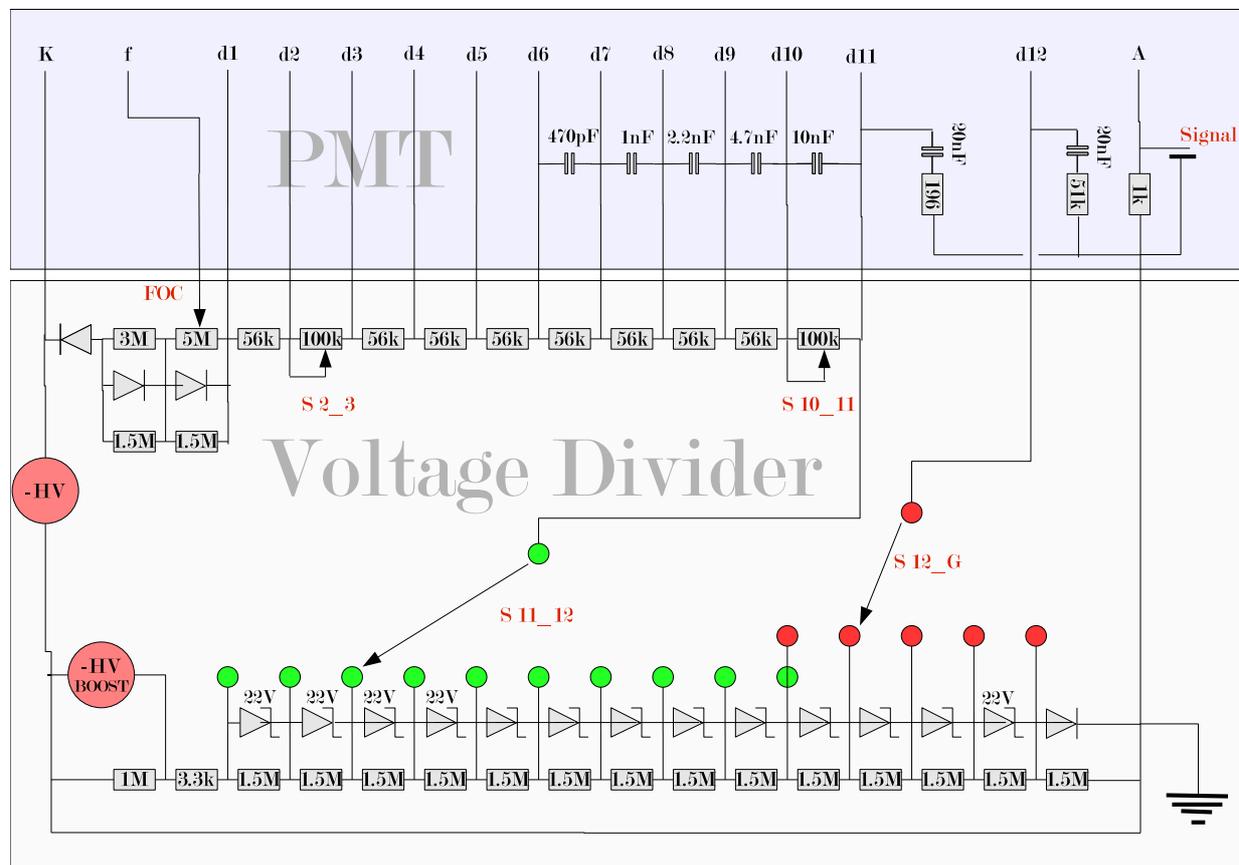


Abbildung 23: Schaltplan des Spannungsteilers und der PMT-Basis. Der Spannungsteiler liegt extern und nur die Kapazitäten sitzen direkt an der PMT-Basis. PMT-Basis und Spannungsteiler sind über ein mehradriges BURNDY-Kabel verbunden. FOC, S2\_3 und S10\_11 sind einstellbare Potentiometer an der Vorderseite des Spannungsteilers. S11\_12 und S12\_G sind Drehschalter mit 10 Stellungen. Die nicht benötigten Stellungen sind mit der letzten aktiven verbunden und sind nicht eingezeichnet.

Abbildung 23 zeigt das Prinzip der Spannungsversorgung der Thorn-Emi-PMT am CEDAR-Detektor. Die negative Hochspannung wird für die letzten zwei Dynoden über eine Reihe von Zener-Dioden geleitet. Diese bieten den Vorteil einer stabilen Spannungsversorgung auch bei hohen Strömen. Ab der sechsten Dynode sind Kapazitäten direkt an der PMT-Basis verbaut. Das Signal wird über einen einfachen 1k $\Omega$  Widerstand ausgekoppelt. Um den Temperaturgradienten am CEDAR-Detektor möglichst gering zu halten, sitzt der eigentliche Spannungsteiler außerhalb der Isolationshülle des CEDAR-Detektors. Die Regler werden auf große Signalstärken abgestimmt.

## 4.3 Messung der Signaleigenschaften mit einem Tektronix-Oszilloskop

### 4.3.1 Leistungsfähigkeit der „TDS3000B“-Serie

Die Tektronix Oszilloskope der „TDS3000B“-Serie sind eine relativ günstige, aber leistungsfähige Familie von Oszilloskopen. Da die Oszilloskope zudem eine Kommunikationsschnittstelle besitzen, ist eine Verbindung zu einem beliebigen Computer denkbar und ermöglichen somit einen sehr flexiblen Umgang mit den Daten über Sekundärsoftware<sup>12</sup>. Die Oszilloskope sind mit einem 10Base-T-Netzwerkanschluss (ca. 10 MBit/s) sowie einem seriellen und GPIB-Anschluss<sup>13</sup> ausgestattet. Weitere wichtige Eigenschaften sind in der Tabelle 3 aufgelistet. Die Tabelle beschränkt sich dabei auf die zwei Modelle<sup>14</sup>, die zur Verfügung standen. Das Oszilloskop mit 2,5 GS/s wurde kurz vor den Messreihen am CERN angeschafft und verwendet.

Tabelle 3: Auszug der wichtigsten Eigenschaften zweier Oszilloskope aus der „TDS3000“-Reihe [25].

	TDS301xB	TDS303xB
Anzahl Eingangskanäle	4 + ext. Trigger	4 + ext. Trigger
ADC	9 Bit/Kanal	9 Bit/Kanal
Bandbreite 2 mV/div bis 1 V/div	100 MHz	250 MHz
Berechnete Anstiegszeit	3,5 ns	1,4 ns
Fehler einer absoluten DC-Messung	$\pm [0,02 \cdot 0,15div + 0,6mV]$	$\pm [0,02 \cdot 0,15div + 0,6mV]$
Abtastrate	max 1,25 GS/s	max 2,5 GS/s
Zeitraasterung	max 800 ps	max 400 ps

Man erkennt, dass theoretisch eine simultane Datenaufnahme von bis zu vier Kanälen denkbar ist. Da aber die Abtastrate durch die Anzahl der Kanäle geteilt werden muss, ist das keine Option für eine akkurate Messung von schnellen Signalen. Ein besonderes Augenmerk ist dabei auf die Bandbreite ( $BW$ ) und auf die daraus resultierende berechnete Anstiegszeit ( $Tr$ ) zu richten. Sie berechnet sich, wie in [25] beschrieben, über die Formel

$$\frac{0,35}{BW} = Tr \quad . \quad (25)$$

Diese Beziehung folgt aus einem Ein-Pol-Modell für einen RC-Tiefpassfilter und seiner Signalantwort auf eine Sprungfunktion. Diese Abschätzung soll hier erstmal genügen, um zu sehen, dass eine akkurate Messung der Anstiegszeit der zu untersuchenden PMTs mit

<sup>12</sup>Als Sekundärsoftware wird ein Programm bezeichnet, welches eine bereits vom Hersteller gelieferte Oszilloskop-Kommunikationssoftware über eine DirectX-Schnittstelle anspricht.

<sup>13</sup>Ein 8-Bit Parallelanschluss, der im IEEE-488-Standard 1975 festgelegt wurde.

<sup>14</sup>Es existiert noch ein Modell mit 5 GS/s und 350 MHz Bandbreite.

dem TDS303xB möglich ist. Das TDS3031xB weist hingegen eine zu geringe Bandbreite auf.

Der Fehler der absoluten Messung ist von statistischer Natur und kann über eine größere Menge von Daten gemittelt werden. Dies trifft aber auch nur zu, wenn die Streuung der Messwerte viel größer als die Auflösung des Oszilloskops ist. Was bleibt ist ein geringer systematischer Fehler, der je nach Signalform über die Bandbreite des Oszilloskops eingeht.

Der Versand von Wellenformdaten erfolgt unkomprimiert über ein Netzwerk. Im „Fast-trigger“-Modus<sup>15</sup> mit 500 Wellenformpunkten ist die Anzahl auf etwa drei bis vier Wellenformen beschränkt. Interessanterweise haben die diskreten Wellenformpunkte aller Oszilloskope eine minimale Zeitrasterung von 200 ps. In welcher Form die Interpolation erfolgt, konnte oder wollte man auf Anfrage bei Tektronix nicht erläutern.

Mit einem digitalen Oszilloskop kann man mit geeignet programmierter Sekundärsoftware mindestens die gleichen Informationen erhalten, wie bei einem komplizierten und teuren Aufbau in CAMAC oder VME Standard. Dies muss natürlich mit der beschränkten Geschwindigkeit und somit einer geringeren Anzahl von Messungen aufgewogen werden. Außerdem ist meist sowohl die Zeitauflösung als auch die Analog-zu-Digital-Auflösung von CAMAC und VME basierten ADC/TDC-Modulen meist um ein Vielfaches höher, als die des Oszilloskops. Für eine schnelle und portable Diagnose von einzelnen Kanalinformationen ist es aber die bessere Wahl. Die benötigte Software für die Datenanalyse wurde im Rahmen der Diplomarbeit programmiert und wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

### 4.3.2 Funktionsweise der Datenaufnahme-Software

Eine Bedienungsanleitung der Software findet sich im Anhang (C). Die mathematischen Berechnungen werden in diesem Kapitel näher erläutert.

Mit der Software werden die Wellenformen des Oszilloskops abgefragt und direkt verarbeitet. Für eine korrekte Funktionsweise wird der Gleichspannungsanteil, also der Mittelwert des elektronischen Rauschens bei angeschlossener PMT, von der Wellenform abgezogen. Um die zu speichernde Datenmenge stark zu reduzieren, wird das Signal aus der Wellenform separiert. Die Separation geschieht durch eine einfache Untersuchung des Signalverlaufs: Das elektronische Rauschen lässt die Werte um den Nullpunkt schwanken. Als Signal wird gedeutet, wenn eine festgelegte Spannungsschwelle überschritten wird und das Signal mindestens 4 ns lang ist. Das so separierte Signal wird auf seine Eigenschaften untersucht, und diese Ergebnisse werden statistisch ausgewertet.

Diskrete Datenpunkte führen zwangsläufig zu Ungenauigkeiten vor allem bei grober Auflösung. Zudem bereiten diskrete Werte bei der Histogrammierung Schwierigkeiten, wie sich später bei der Pulshöhenverteilung zeigen wird. Um dieses Problem nicht auch bei

---

<sup>15</sup>Genauere Informationen entnimmt man den Tektronix-Handbüchern [25].

der Berechnung von Zeitpunkten eines Schwellenüberschritts zu haben, wurde eine lineare Approximation zwischen den Datenpunkten implementiert (siehe Abbildung 24). Gesucht wird der Zeitpunkt  $t_0$  des Schnittes der Signalform zu einem Spannungswert zwischen zwei Punkten  $P_1$  und  $P_2$ .

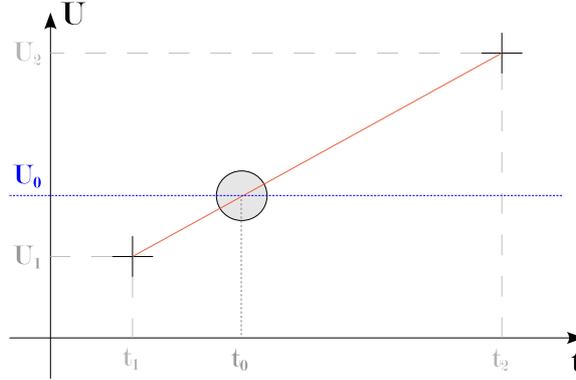


Abbildung 24: Lineare Approximation eines Schwellenüberschritts zwischen zwei Punkten.

$$f(t) = m \cdot t + b = \frac{U_2 - U_1}{t_2 - t_1} \cdot (t - t_1) + U_1 \stackrel{!}{=} U_0 \quad (26)$$

$$\Rightarrow t_0 = (U_0 - U_1) \cdot \frac{t_2 - t_1}{U_2 - U_1} - t_1 \quad (27)$$

Für die Berechnung von Anstiegszeit, Abfallzeit, voller Breite bei halber Höhe, voller Breite bei 10% der Höhe und „Leading Edge“-Ereignissen<sup>16</sup> werden die diskreten Werte linear interpoliert.

Unter der Annahme, dass man Einzelphotoelektron-Ereignisse betrachtet, kann man den Verstärkungsfaktor (gain) einer PMT berechnen. Voraussetzung ist ein Spannungsteiler, der das Signal über einen einfachen Widerstand auskoppelt (vergleiche Abbildung 23). Wenn man den Ausgangswiderstand  $R$  des Signalausgangs am Spannungsteiler kennt, so kann man über die Spannungsmessung des Signals den Anodenstrom  $I$  und somit die Ladung  $Q$  berechnen. Angenommen wird dabei, dass der Signalausgang an einem Messgerät mit einer Eingangsimpedanz von  $50 \Omega$  angeschlossen ist.

$$\Delta U = R \cdot \Delta I = R \cdot \frac{\Delta Q}{\Delta t} \quad (28)$$

$$\Rightarrow Q_\Sigma = \frac{1}{R} \sum \Delta U \Delta t \quad (29)$$

$$gain = \frac{Q_\Sigma}{Q_{in}} \quad ; \quad Q_{in} = 1 \cdot e \quad (30)$$

$$\Rightarrow gain = \frac{1}{R} \sum \Delta U \Delta t \cdot \frac{1}{e} \quad (31)$$

$$(32)$$

<sup>16</sup>Zeitpunkt des Überschritts eines festen Spannungswertes.

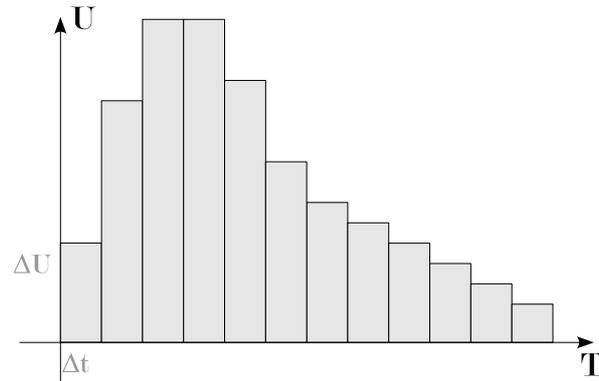


Abbildung 25: Diskretisierte Spannungsmessung eines Signals am Oszilloskop.

Das Verhältnis der erzeugten Elektronen zum Einzelphotoelektron ergibt also den Verstärkungsfaktor der PMT. Mit  $R = 1$  arbeitet die implementierte Verstärkungsberechnung als Ladungszähler im Sinne eines einfachen ladungssensitiven Analog-Digital-Konverters, normiert auf die Elementarladung  $e$ .

#### 4.4 Versuchsaufbau zur Messung der Eigenschaften einer PMT

Die Simulation des CEDAR-Detektors (Kapitel 3) zeigte, dass das Verhalten der PMTs vor allem im Bereich der Einzelphotoelektronen wichtig ist. Eine Messung dieser Einzelereignisse stellt hohe Anforderungen an den Versuchsaufbau, insbesondere an die Lichtquelle. Möchte man zudem noch Zeitinformationen messen, benötigt man eine Koinzidenzmessung des gleichen Ereignisses. Als ausgezeichnete Quelle zeigte sich ein Kurzpuls-Festkörper-Laser, genannt NanoLED, der Firma HORIBA JOBIN YVON. Die verwendete NanoLED arbeitet bei 375 nm und liegt somit im Bereich der maximalen Quanteneffizienz der meisten PMTs. Die Emissionszeit liegt je nach Intensität bei weniger als 100 ps FWHM. Ein typisches Pulsprofil des Lasers ist in Abbildung 26 zu sehen. Die Quelle wird durch ein externes Modul, genannt „Drivebox“, betrieben, welches Emissionsraten bis zu einem Megahertz erlaubt. Mit einer Schraube am Laser wird die Intensität eingestellt. Eine absolute Einstellung ist nicht möglich und somit nicht protokollierbar.

Die Intensität kann nicht beliebig klein gewählt werden. Somit muss diese durch Neutraldichtefilter weiter reduziert werden. Es werden Filter mit hohen Absorptionskonstanten gewählt, um sehr geringe Detektionsraten an der zu untersuchenden PMT zu erreichen. Je geringer die Detektionsrate im Verhältnis zur Emissionsrate ist, um so stärker sind die poissonverteilten Mehrphotonereignisse unterdrückt. So erreicht man, dass die Verteilungen der Messgrößen einer Gaußverteilung entsprechen. Obwohl die Drivebox der NanoLED einen Triggerausgang besitzt, ist dieser für eine akkurate Zeitmessung nicht zu gebrauchen. Die Streuung der Triggerereignisse wurde mit einer Standardabweichung von 3 ns bestimmt und ist somit um ein Vielfaches größer als die Streuung der zu messenden PMT Signalereignisse. Für eine Zeitmessung muss man somit auf den Lichtpuls selber triggern. In Abbildung 27

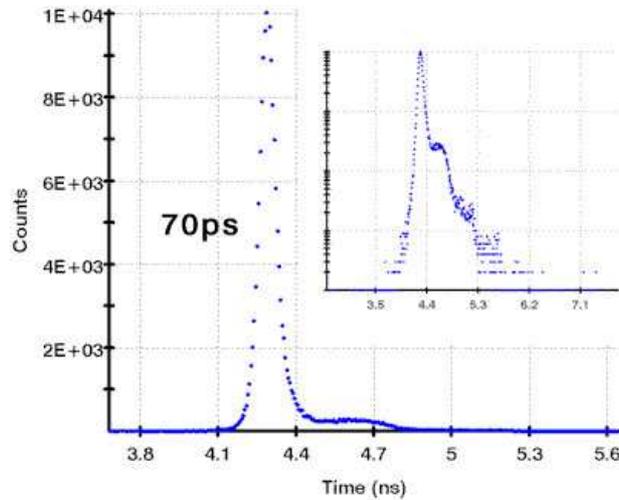


Abbildung 26: Pulsprofil einer NanoLED der Firma HORIBA JOBIN YVON [26].

sieht man den vollständigen Versuchsaufbau zur Messung der Eigenschaften einer PMT. Der erste Neutraldichtfilter mit einer Transmittanz von  $10^{-3}$  reduziert den Lichtstrahl auf ein Niveau, niedrig genug, um die Trigger-PMT nicht zu zerstören, aber hoch genug, um die zeitliche Streuung auf ein Minimum zu reduzieren<sup>17</sup>. Für die Trigger-PMT wird der Strahl über einen halbdurchlässigen Spiegel geteilt. Die Intensität des Strahls war im Versuch so hoch, dass die Trigger-PMT des Typs R1635 von Hamamatsu bei  $-700$  V Betriebsspannung Pulse von  $-80$  mV lieferte. Die relativ niedrige Spannung mit dennoch hohem Puls unterdrückt alle diskriminierten Untergrundereignisse der PMT, da die Schwelle weit über dem elektronischen Rauschen und den zufällig ausgelösten Einzelsekundärelektron-Ereignissen gewählt wird. Ein weiterer Neutraldichtfilter mit einer Transmittanz von  $10^{-5}$  reduziert die restlichen Photonen auf quasi Einzelphotoereignisse. In der Summe waren  $2-3\%$  der initiierten Lichtsignale als Photoelektron-Signale in der zu untersuchenden Röhre in Koinzidenz zu sehen. Um die volle aktive Fläche der PMT zu beleuchten, wurde das Licht durch einen Diffusor (600 Grid) verteilt. Entfernte man die Neutraldichtfilter, so konnte man ein rundes gauß'sches Lichtprofil sehen. Es bildete etwa  $1/4$  der Fläche auf der Photokathode der PMT ab.

Das Signal der Trigger-PMT wird über einen „Constant-Fraction“-Diskriminator bei einer Schwelle von  $-30$  mV in ein NIM-Signal diskriminiert. Für die zu untersuchende PMT wird ein „Leading-Edge“-Diskriminator (Philips 748) bei einer Schwelle von  $-10$  mV eingesetzt. Dieser hat den Vorteil der niedrig einstellbaren Schwelle. Die Breite des logischen Signals der zu untersuchenden PMT wurde auf  $35$  ns gesetzt, während das logische Signal der Trigger-PMT mit  $12,5$  ns in Koinzidenz gewählt wurde. Diese zusätzliche Zeitverzögerung erfolgte über eine „NIM-Delaybox“ auf Kabelbasis. Die Koinzidenz liefert ein Triggersignal für das Oszilloskop und wird gleichzeitig mit dem Signal der Trigger-PMT in einem visu-

<sup>17</sup>Die zeitliche Streuung einer PMT mindert sich mit steigender Photonenzahl  $N$  um den Faktor  $1/\sqrt{N}$  [20].

ellen Zähler (GSI 8000 8CH scaler) gezählt. Diese Koinzidenzwahl hat einen besonderen Vorteil. Auf diese Weise wird das Oszilloskop die Wellenform der PMT solange im Speicher behalten, bis eine weitere gezählt wird. Damit geht die Ausleseeffizienz des Oszilloskops gegen 1, da jede ausgelesene Wellenform auch ein Signal zum Verarbeiten beinhaltet. Natürlich werden so nur Wellenformen unter -10 mV aufgenommen. Die verbleibenden Signale müssen mit Hilfe der aufgenommenen Pulshöhenverteilung korrigiert werden. Ein solcher Aufbau ist quasi untergrundfrei und liefert sehr saubere Spektren aller Messgrößen.

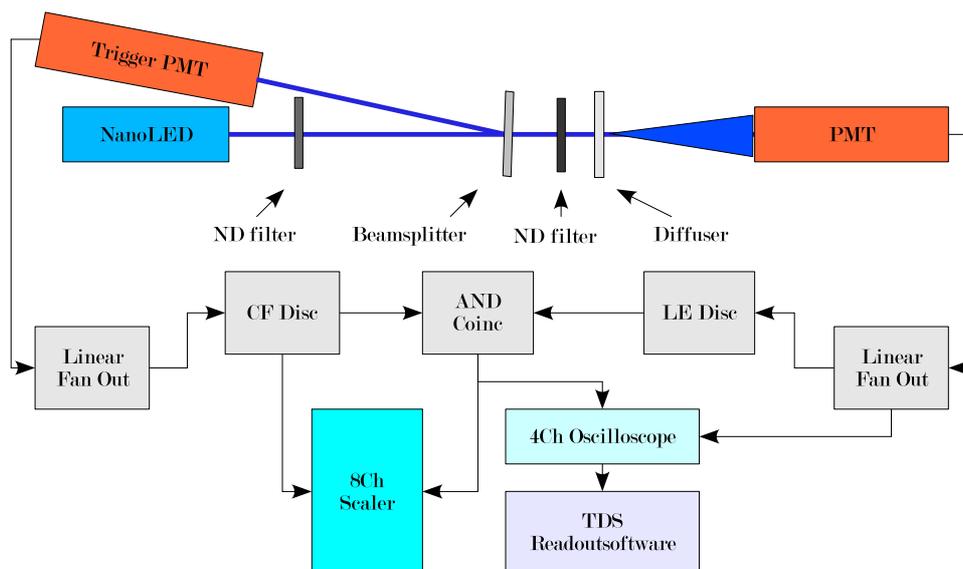


Abbildung 27: Schema des Versuchsaufbaus zur Zählratenmessung einer PMT.

Einen systematischen Fehler im Glied hat man aber über den analogen verstärkenden Signalteiler („linear FAN OUT (Philips 748)“). Die begrenzte Bandbreite dieses NIM-Moduls reduziert die Pulshöhen und produziert einen Fehler in der Anstiegszeitenmessung der Signale. Um eine bessere Messung dieser Größen zu erhalten, wird der Versuchsaufbau wie in Abbildung 28 reduziert. Es empfiehlt sich in diesem Fall auf das Signal der zu untersuchenden PMT zu triggern, um die Messung in einem sinnvollen Zeitrahmen zu halten. Das so aufgenommene Pulshöhen-Spektrum von Einzelphotonen<sup>18</sup> ist natürlich nicht mehr untergrundfrei. In der späteren Auswertung kann man den Untergrund aber über geeignete Schnitte an den korrelierten Messwerten stark reduzieren. In den Messungen wurde der erste Neutraldichtefilter durch einen Filter mit einer Transmittanz von  $10^{-1}$  ersetzt. Durch die größere Anzahl von Photonen wurde das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis verbessert. Zudem wurden auf dem Oszilloskop viele Nachpulse registriert, die auf das Pulsprofil der Quelle zurückzuführen sind. Betrachtet man das Pulsprofil in Abbildung 26, sieht man, dass man Photonen noch mehrere Nanosekunden nach der eigenen Lichtemission zu erwarten hat.

Die technische Umsetzung des Aufbaus ist in Abbildung 29 und Abbildung 30 dargestellt. Alle optischen Elemente wurden in einer Achse auf Höhe der Photokathoden-Mitte

<sup>18</sup>In der Fachliteratur [20] ist das Spektrum als „single electron response“ (SER) bekannt.

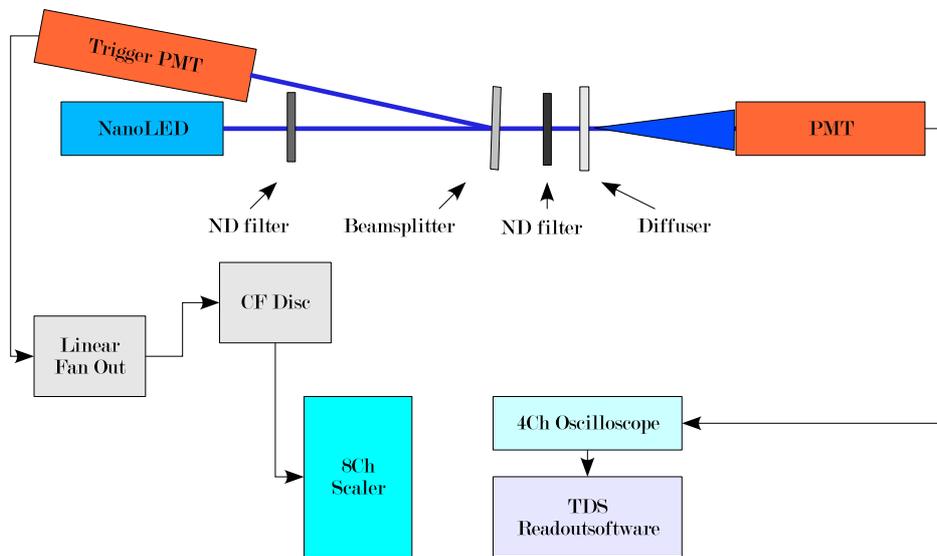


Abbildung 28: Schema des Versuchsaufbaus zur Messung der Signalformeigenschaften einer PMT ohne bandbreitenbegrenzende Module zwischen PMT-Signalausgang und Oszilloskoppeingang. In diesem Fall dient die Trigger-PMT nur zur Kontrolle der Emissionsrate der Lichtquelle.

an Mytech-Aluminiumprofilen befestigt. Eine massive Aluminiumbox schließt den Versuch lichtdicht ab. Die schwarze Farbe reduziert das Risiko von Streulicht. Die CEDAR-PMTs wurden über ein Gewinde an die Box angeschraubt. Die Dimensionen des zu belichtenden Loches entsprechen exakt denen des CEDAR-Detektors. Die Referenz-PMT (Photonis XP2020Q) wird über eine Aluminiumröhre an die Box angekoppelt. Die Position der Referenz-PMT wird auf die Position der CEDAR-PMTs gesetzt.

#### 4.5 Ergebnisse der Messung der CEDAR-PMTs und Vergleich mit der „XP2020Q“-PMT von Photonis

Es wurden zwei Testreihen durchgeführt. Die eine Testreihe sollte das Signalverhalten der PMTs in Abhängigkeit der Hochspannung zeigen. Als Ausgangswerte wurden die eingestellten Spannungen aus der Teststrahlzeit 2004 genommen. Zwei weitere Spannungswerte pro PMT erlaubten es, später die Pulshöhe und den Verstärkungsfaktor für beliebige Werte zu extrapolieren. Zudem kann mit den Werten eine Abschätzung über die Effizienz der CEDAR-Detektoren in der Teststrahlzeit 2004 vorgenommen werden. In einer zweiten Versuchsreihe wird die Zähleffizienz der einzelnen PMTs bei ähnlichen Pulshöhen bestimmt. Es wurden immer 1500 Wellenformen pro Einstellung aufgezeichnet, was eine etwas zu geringe Anzahl für eine gute statistische Auswertung ist. Die resultierenden zerklüfteten Pulshö-

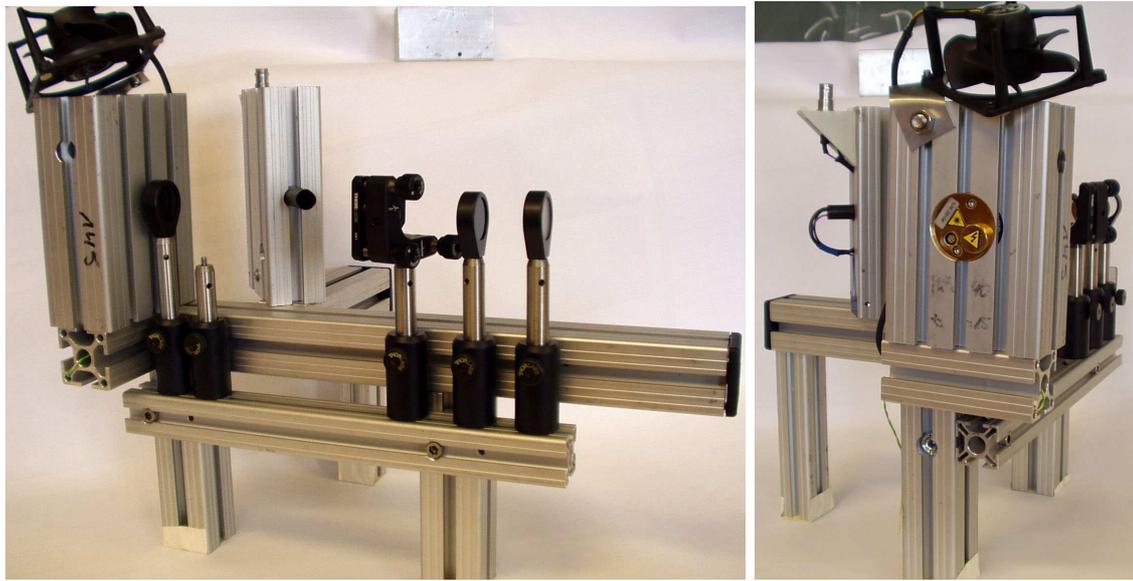


Abbildung 29: Teil des Versuchsaufbaus zur Zählratenmessung einer PMT. Rechts eine Ansicht der Rückseite. Im großen „May-tech“-Aluminiumprofil ist die NanoLED mit Kühlventilator verbaut. Direkt am Strahlausgang ist der erste Neutraldichtefilter platziert. Es folgen der Strahlteiler, der zweite Neutraldichtefilter und der Diffusor. Die Trigger-PMT ist im zweiten Aluminiumprofil auf den Strahlteiler gerichtet.

henspektren sind aber auch auf die diskreten Spannungswerte des Oszilloskops zurückzuführen. Die Binbreite der Histogramme wird zur Zeit im „ROOT“-Programm automatisch kalkuliert und „passt“ nicht zu den diskreten Werten.

In allen Messreihen fehlen Werte für die PMT 2 im CEDAR-Detektor 2. Diese Röhre hatte am Signalausgang ein stark verrauschtes Signal. Das Rauschen ist eine sinusförmige Modulation im Megahertz-Bereich gewesen, welche wahrscheinlich auf eine Fehlfunktion der Platine an der PMT zurückzuführen ist. Diese Modulation hatte eine Amplitude, die so stark war, dass bei einer Schwelle von  $-10\text{ mV}$  eine viel zu hohe Zählrate gemessen wurde. Aus den folgenden Betrachtungen wurden die Ergebnisse ausgeschlossen.

Um die 16 PMTs eindeutig zuweisen zu können, ist die Konvention im Folgenden: „CxPMy“. „x“ steht für den CEDAR-Detektor 1 oder 2, wobei CEDAR-Detektor 1 strahl-aufwärts vor dem CEDAR-Detektor 2 platziert ist. „y“ ist die Position der PMT mit der Nummer 1–8 (Abbildung 31).

Alle PMTs wurden mit den dazugehörigen externen Spannungsteilern vermessen. Die Einstellungen der Spannungsteiler wurden vor den Messungen auf Konsistenz überprüft, gaben aber keinen Grund zur Beanstandung (vergleiche Kapitel 4.2).

Die zu vergleichende neue „XP2020Q“-PMT von Photonis wird teilweise mit „2020Q“ abgekürzt und diente den Messungen als Referenz. Die Referenzmessungen für die Zählrate fanden unter gleichen Bedingungen direkt im Anschluss an die Testreihen statt. Die Signalformen der PMTs hatten eine Anstiegszeit von  $2\text{ ns}$  bis  $2,5\text{ ns}$  und eine Signalfrequenz

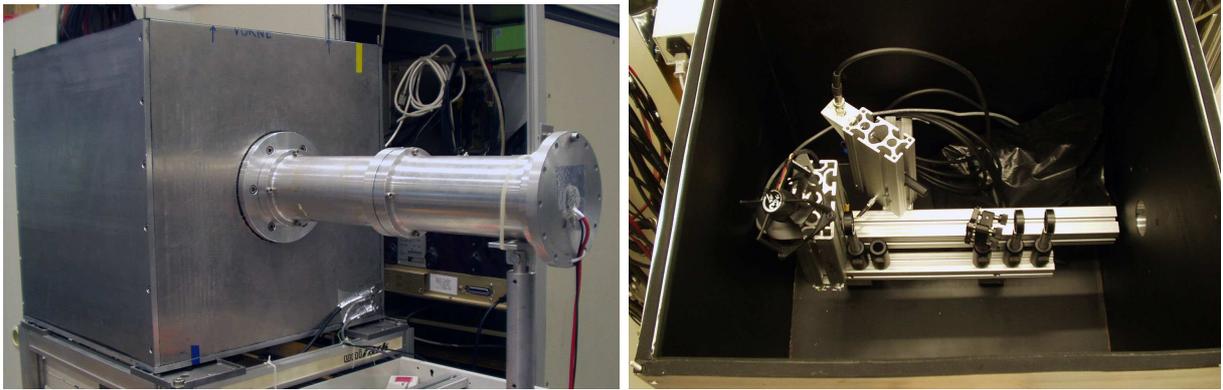


Abbildung 30: Links: Massive Aluminiumbox mit Röhrenvorsatz zum schnellen Austausch von unterschiedlich dimensionierten PMTs bis ca. 80 mm Durchmesser. Rechts ist die geöffnete Aluminiumbox mit dem optischem Teil des Aufbaus zu sehen.

um 3 ns, was auch den zu erwarteten Werten entspricht.

#### 4.5.1 Pulshöhenverteilung in der Teststrahlzeit 2004

Die Pulshöhenspektren wurden im ersten Schritt durch geeignete Schnitte in den Histogrammen etwas vom Untergrund bereinigt. Als geeignete Schnitte stellen sich heraus:

- Tiefste Stelle im Pulshöhenspektrum, in der das Spektrum stark in das elektronische Rauschen übergeht.
- Maximaler Wert, der im Bereich des ADCs des Oszilloskops liegt. Dort summieren sich alle Ereignisse, die höher als der maximale Wert sind.
- Anstiegszeit und FWHM, die etwa die dreifache Standardabweichung um den Mittelwert über- und unterschreiten.

Den so bereinigten Verteilungen wird eine Gaußverteilung angepasst. Natürlich ist der Mittelwert der Gaußverteilung durch den noch immer vorhandenen Untergrund zu kleineren Werten hin verschoben. Vor allem bei den Pulshöhen und Verstärkungsspektren ist dies deutlich zu sehen. Für eine Abschätzung der Zählraten im Betrieb 2004 genügen diese aber.

In Abbildung 45 und Abbildung 46 im Anhang sind die bereinigten Ergebnisse der Pulshöhenverteilungen dargestellt. Die Mittelwerte  $\langle U_{peak} \rangle$  und der dazugehörige Wert der Standardabweichung  $\sigma_{peak}$  der Gaußanpassung sind in der Tabelle 4 zusammengefasst. Für die Verteilung der PMT 2 im CEDAR-Detektor 1 ist der Bereich des Oszilloskops zu groß gewählt worden. Die Anzahl an Informationen genügt nicht mehr, um das Spektrum auflösen zu können und eine ordentliche Anpassung zu erreichen.



Abbildung 31: Zu sehen ist die „Nase“ des CEDAR-Detektors mit teilweise eingesetzten PMTs und der eingezeichneten Nummerierungskonvention.

Es fällt auf, dass die Mittelwerte sehr stark schwanken. Ein ordentlicher Betrieb ist ohne Verstärker bei  $-30\text{ mV}$  Diskriminations-Schwellen<sup>19</sup> in den meisten Fällen nicht denkbar. Besonders auffällig ist am CEDAR-Detektor 2, dass PMT 8, PMT 1, PMT 3 und PMT 4 im Gegensatz zu PMT 5–7 größtenteils über  $10\text{ mV}$  liegen. Dennoch soll der CEDAR-Detektor bei der Teststrahlzeit 2004 uniforme Zählraten aller PMTs gehabt haben. Vor allem bei PMT 5 ist eine ordentliche Zählrate so nicht nachvollziehbar.

#### 4.5.2 Zählratenmessung

Der Versuchsaufbau (Abbildung 27) liefert sehr klare und quasi untergrundfreie Spektren, wie man beispielsweise in Abbildung 32 sehen kann. Trotz der geringen Anzahl an Messwerten kann man gut eine Normalverteilung approximieren. Alle Pulshöhenspektren der Messung und die dazugehörigen „Leading-Edge“-Zeitverteilungen sind in Anhang (D) zu finden.

Die „Leading-Edge“-Zeitverteilungen (Abbildung 49 und Abbildung 50) zeigen neben dem Hauptereignis ein paar wenige Untergrundereignisse. Diese fallen aber so gering aus, dass folglich der Untergrund in der Zählung vernachlässigt werden kann. Zu dem gleichen Ergebnis kommt man über eine Untergrundmessung der PMT 6 aus dem CEDAR-2-Detektor, bei welcher die Quelle ausgeschaltet wurde und nur die „Drivebox“ der NanoLED ein Triggersignal erzeugt hat. Im  $35\text{ ns}$  Zeitfenster wurden nur  $0,05\%$  Dunkelereignisse in Koinzidenz gezählt.

Die gemessene Effizienz  $\epsilon_{meas}$  wird definiert über das Verhältnis der Anzahl der detek-

<sup>19</sup>Laut Aussage des Betreibers der CEDAR-Detektoren war dies die Konfiguration in der Hadron-Teststrahlzeit 2004.

Tabelle 4: Ergebnisse aus den Gaußanpassungen der bereinigten Pulshöhenverteilungen.

PMT	HV [kV]	$-\langle U_{peak} \rangle$ [mV]	$\sigma_{peak}$ [mV]
C1PM1	1.44	$27.16 \pm 0.26$	$9.19 \pm 0.20$
C1PM2	1.85	—	—
C1PM3	1.38	$16.84 \pm 0.19$	$5.94 \pm 0.17$
C1PM4	1.40	$16.48 \pm 0.27$	$7.75 \pm 0.27$
C1PM5	1.36	$11.80 \pm 0.10$	$4.46 \pm 0.12$
C1PM6	1.45	$26.17 \pm 0.33$	$10.69 \pm 0.26$
C1PM7	1.45	$38.69 \pm 0.53$	$13.12 \pm 0.43$
C1PM8	1.38	$30.46 \pm 0.44$	$12.25 \pm 0.39$
C2PM1	1.32	$91.68 \pm 1.28$	$34.59 \pm 1.15$
C2PM2	1.58	—	—
C2PM3	1.60	$76.28 \pm 1.81$	$49.23 \pm 1.78$
C2PM4	1.80	$37.04 \pm 0.48$	$15.82 \pm 0.48$
C2PM5	1.20	$04.38 \pm 0.04$	$1.52 \pm 0.03$
C2PM6	1.25	$06.65 \pm 0.09$	$2.56 \pm 0.78$
C2PM7	1.23	$06.35 \pm 0.09$	$2.45 \pm 0.08$
C2PM8	1.79	$13.77 \pm 0.39$	$13.77 \pm 0.39$

tierten Ereignisse  $N_{Events}$  zu den Triggerereignissen  $N_{Trigger}$ .

$$\epsilon_{meas} = \frac{N_{Events}}{N_{Trigger}} \cdot 10^3 \quad (33)$$

Der Faktor  $10^3$  wurde multipliziert, um die Werte in der Tabelle 5 besser darstellen zu können. Die nicht diskriminierten Ereignisse unter der Schwelle  $U_0$ , also alle unter -10 mV Signalhöhe, werden über den fehlenden Teil der Normalverteilung bestimmt. Die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis nicht gezählt zu haben,  $\rho$ , errechnet sich mit Hilfe der angepassten Werte der Gaußverteilung. Mit  $\sigma$  ist die Standardabweichung und mit  $\langle U_{peak} \rangle$  der Mittelwert der Pulshöhenverteilung bezeichnet.

$$\rho = \int_{U_0}^0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left\{ -\frac{(U - \langle U_{peak} \rangle)^2}{2 \cdot \sigma^2} \right\} dU \quad (34)$$

Somit korrigiert sich die Effizienz zu  $\epsilon_{corr}$ .

$$\epsilon_{corr} = \frac{\epsilon_{meas}}{1 - \rho} \quad (35)$$

Die Fehler sind jeweils die gauß'schen Fehlerfortpflanzungen der Berechnungen und werden wegen ihrem Umfang hier nicht angegeben. Die Fehler wurden mit „Maple“ berechnet.

In Tabelle 5 sind die Effizienzen aus der Zählratenmessung zusammengefasst. Der Vergleich mit der Referenz-PMT ist zusätzlich in Abbildung 33 grafisch dargestellt.

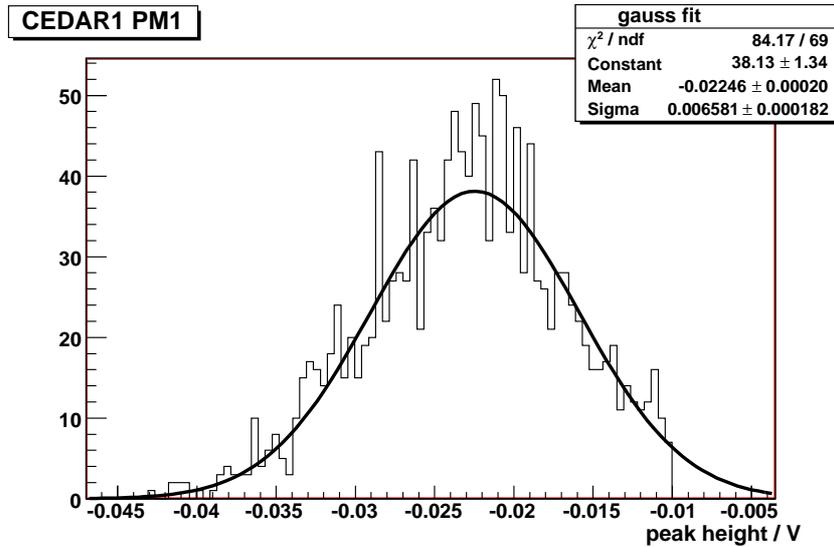


Abbildung 32: Pulshöhenverteilung bei der Zählratenmessung der PMT 1 am CEDAR-Detektor 1.

Zu erwarten wäre eine etwa 1,2 bis 1,3-fach<sup>20</sup> bessere Zählrate der 9820-PMT im Vergleich zur XP2020Q-PMT. PMT 5 und 6 im CEDAR-Detektor 2 liegen etwas unter der Leistung der XP2020Q-PMT. Die restlichen Röhren zeigen gute bis sehr gute Effizienzen. Ein Einfluss der Spannung der Röhren sowie der Einstellungen der Spannungsteiler auf die Effizienzen wurde nicht untersucht.

### 4.5.3 Messung des Zeitverhaltens

Die Messung der Durchgangszeit zeitgleich mit der Effizienzmessung liefert Tabelle 6. Die Zeitverzögerung durch die „Delay-Box“ lag zwischen logischem Signal der Trigger-PMT und dem Koinzidenzmodul an. Mit der Zeitverzögerung wurde die Koinzidenz der beiden Röhren sichergestellt und muss beim Betrachten der Ergebnisse in Abbildung 49 und Abbildung 50 zu der Durchgangszeit addiert werden.

Es ist zu berücksichtigen, dass die Durchgangszeit abhängig von der eingestellten Hochspannung ist. Dennoch ist es interessant zu sehen, dass bei ähnlichen Einstellungen der mittleren Pulshöhen Unterschiede von bis zu 10 ns in der Durchgangszeit zu erwarten sind. Die Durchgangszeit der Referenz-PMT wurde auf 30 ns skaliert, wie in den Datenblättern angegeben. Wendet man diesen Skalierungsfaktor auf die CEDAR-PMTs an, so erhält man eine Durchgangszeit die etwa 1–3 ns höher ist, als die Durchgangszeit, die für die Elektron-Tubes-9829-PMT angegeben wurde (vergleiche Kapitel 4.1). Die niedrigen Betriebsspannungen könnten diese Diskrepanz erklären. Die Ausdehnung der Durchgangszeiten der Röhren ergibt sich zu etwa 2,3 ns FWHM ( $=2,35 \sigma$ ), was auch gut zu den Daten der 9829-PMT passt.

<sup>20</sup>Dies folgt aus dem Verhältnis der Quanteneffizienzen bei 375 nm in [12] und [24].

Tabelle 5: Ergebnisse der Zählratenmessung bei ähnlichen mittleren Pulshöhen

PMT	HV [kV]	$-\langle U_{peak} \rangle$ [mV]	$\sigma_{peak}$ [mV]	$\epsilon_{meas}$	$\epsilon_{corr}$	$\epsilon_{corr}/\epsilon_{ref}$
C1PM1	1.45	$22.46 \pm 0.20$	$6.58 \pm 0.18$	24.67	$25.39 \pm 0.10$	$1.578 \pm 0.013$
C1PM2	1.75	$23.46 \pm 0.21$	$7.00 \pm 0.19$	21.95	$22.56 \pm 0.08$	$1.402 \pm 0.012$
C1PM3	1.45	$24.14 \pm 0.25$	$7.89 \pm 0.23$	23.32	$24.18 \pm 0.11$	$1.503 \pm 0.013$
C1PM4	1.45	$21.02 \pm 0.22$	$7.06 \pm 0.19$	19.04	$20.20 \pm 0.13$	$1.255 \pm 0.012$
C1PM5	1.45	$21.54 \pm 0.19$	$6.14 \pm 0.16$	25.73	$26.52 \pm 0.10$	$1.648 \pm 0.012$
C1PM6	1.45	$20.31 \pm 0.23$	$6.87 \pm 0.19$	18.42	$19.70 \pm 0.08$	$1.224 \pm 0.013$
C1PM7	1.45	$28.99 \pm 0.28$	$8.60 \pm 0.30$	22.13	$22.42 \pm 0.06$	$1.393 \pm 0.011$
C1PM8	1.40	$28.27 \pm 0.45$	$11.26 \pm 0.63$	19.92	$20.89 \pm 0.18$	$1.298 \pm 0.015$
C2PM1	1.20	$27.09 \pm 0.37$	$10.26 \pm 0.42$	17.72	$18.53 \pm 0.12$	$1.152 \pm 0.011$
C2PM2	1.58	—	—	55.84	—	—
C2PM3	1.50	$21.65 \pm 0.51$	$10.57 \pm 0.43$	16.61	$18.76 \pm 0.21$	$1.166 \pm 0.017$
C2PM4	1.70	$16.88 \pm 0.24$	$5.88 \pm 0.21$	19.65	$22.31 \pm 0.28$	$1.387 \pm 0.020$
C2PM5	1.35	$19.19 \pm 0.31$	$7.34 \pm 0.25$	14.00	$15.56 \pm 0.17$	$0.967 \pm 0.013$
C2PM6	1.40	$18.67 \pm 0.24$	$6.31 \pm 0.22$	14.38	$15.68 \pm 0.15$	$0.975 \pm 0.012$
C2PM7	1.35	$19.90 \pm 0.20$	$6.93 \pm 0.22$	16.78	$18.13 \pm 0.14$	$1.127 \pm 0.012$
C2PM8	1.69	$19.73 \pm 0.19$	$5.86 \pm 0.16$	17.38	$18.26 \pm 0.11$	$1.135 \pm 0.011$
2020Q	2.30	$24.04 \pm 0.33$	$9.19 \pm 0.35$	15.17	$16.09 \pm 0.12$	1

Aus diesem Ergebnis kann man folgern, dass wenn man beim Betrieb der CEDAR-Detektoren die Durchgangszeit über Zeitverzögerungen ausgeglichen hat, man theoretisch die logischen Signale auf etwa 5 ns Länge setzen kann. So erreicht man noch einen Überlapp in 90% der Achtfach-Koinzidenz-Fälle, was auch die Gesamtzeit des CEDAR-Detektors auf maximal 10 ns beschränken würde.

#### 4.5.4 Messung des Verstärkungsfaktors und eine Abschätzung der maximalen Zählrate des CEDAR-Detektors

Die Messung des Verstärkungsfaktors erfolgte zeitgleich mit der Effizienzmessung. Wie in Abbildung 34 am Beispiel der PMT 1 am CEDAR-Detektor 1 zu sehen, lieferte die Messung des Verstärkungsfaktors, in der Tabelle mit „gain“ bezeichnet, Ergebnisse, die einer Gaußverteilung genügten. Alle Werte der angepassten Gaußverteilungen finden sich in Tabelle 7.

Die sauberen Verteilungen und konsistenten Ergebnisse geben auch hier keinen Anlass an der Funktionstüchtigkeit der PMTs zu zweifeln. Es ist somit ein effizienter Betrieb der PMTs bei einem Verstärkungsfaktor von  $10^6$  zu erwarten. Wenn man, was die Simulationen gezeigt haben, von drei Photoelektronen im Mittel pro PMT ausgehen kann, ergibt sich bei einem maximal erlaubten Anodenstrom  $I_{max}$  von  $100 \mu\text{A}$  (siehe Tabelle 2) eine erlaubte Teilchenrate von

$$\frac{I_{max}}{gain \cdot e} = \frac{100 \mu\text{A}}{3 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}\text{C}} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \quad . \quad (36)$$

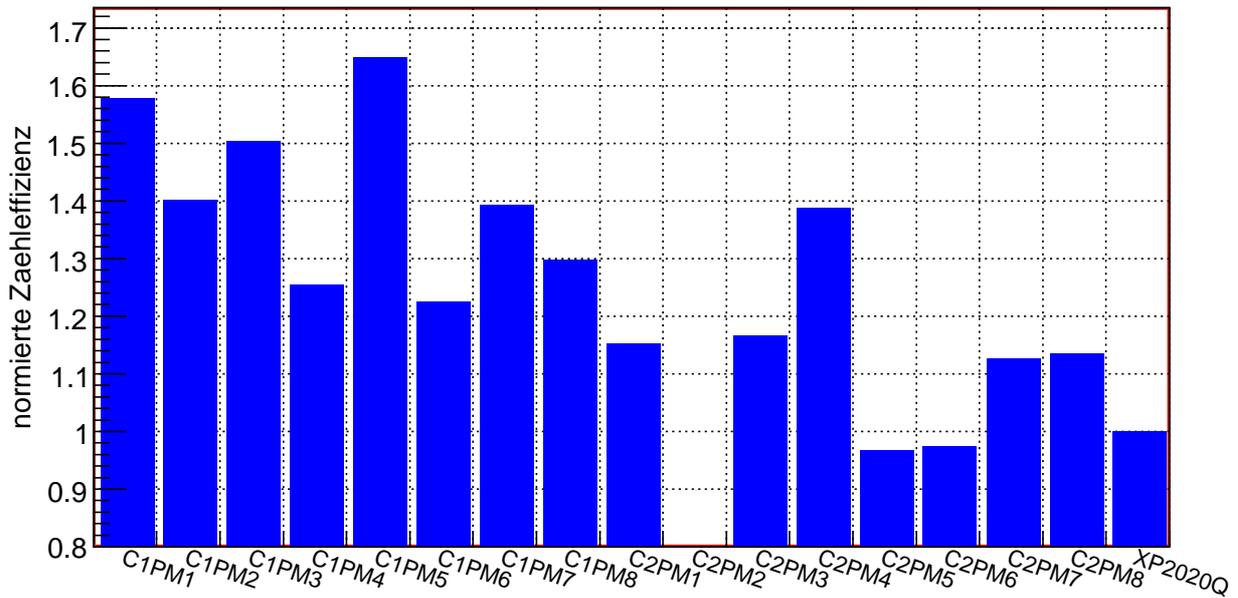


Abbildung 33: Zähleffizienz im Verhältnis zur Referenz-PMT XP2020Q von Photonis.

Allerdings muss man beachten, dass bei weit geöffneter Blende eine viel größere Zahl von Photonen zu erwarten ist. Die maximale Anzahl der Photonen errechnet sich aus Gleichung 5 mit den Größen aus Tabelle 1. Im Wellenlängenbereich von 230 nm bis 600 nm ergeben sich damit maximal 25 Photonen pro PMT und pro Teilchen. Multipliziert man mit einer Quanteneffizienz von 30% kommt man auf 7,5 Photoelektronen im Mittel. Dies würde einen maximal erlaubten Teilchenstrom auf  $8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  reduzieren. Weiterhin sollte man bedenken, dass der Verstärkungsfaktor der PMT sehr stark von der angelegten Hochspannung abhängt. Steigt der Verstärkungsfaktor um eine Dekade, so reduziert sich der maximal erlaubte Teilchenstrom um den reziproken Faktor.

Tabelle 6: Gemessene Durchgangszeiten der PMTs

PMT	HV [kV]	delay [ns]	$T_{LED}$ [ns]	$\sigma_{T_{LED}}$ [ps]	$T_{corr}$ [ns]
C1PM1	1.45	14	$8.01 \pm 0.03$	$954 \pm 21$	$44.29 \pm 0.03$
C1PM2	1.75	12	$6.46 \pm 0.03$	$1008 \pm 25$	$40.74 \pm 0.03$
C1PM3	1.45	16	$5.98 \pm 0.03$	$984 \pm 23$	$44.26 \pm 0.03$
C1PM4	1.45	12	$8.59 \pm 0.02$	$872 \pm 17$	$42.87 \pm 0.02$
C1PM5	1.45	14	$8.15 \pm 0.03$	$957 \pm 22$	$44.43 \pm 0.03$
C1PM6	1.45	12	$8.57 \pm 0.02$	$855 \pm 18$	$42.85 \pm 0.02$
C1PM7	1.45	14	$8.66 \pm 0.03$	$937 \pm 20$	$44.94 \pm 0.03$
C1PM8	1.40	14	$9.33 \pm 0.03$	$1078 \pm 28$	$45.96 \pm 0.03$
C2PM1	1.20	12	$10.91 \pm 0.03$	$1000 \pm 20$	$45.19 \pm 0.03$
C2PM2	1.58	12	—	—	—
C2PM3	1.50	12	$9.03 \pm 0.02$	$848 \pm 18$	$43.31 \pm 0.02$
C2PM4	1.70	12	$8.25 \pm 0.03$	$1091 \pm 21$	$42.53 \pm 0.03$
C2PM5	1.35	16	$9.73 \pm 0.03$	$972 \pm 19$	$48.01 \pm 0.03$
C2PM6	1.40	18	$6.35 \pm 0.03$	$996 \pm 22$	$46.63 \pm 0.03$
C2PM7	1.35	18	$7.89 \pm 0.03$	$991 \pm 20$	$48.17 \pm 0.03$
C2PM8	1.69	12	$7.31 \pm 0.03$	$936 \pm 20$	$41.59 \pm 0.03$
2020Q	2.30	0	$7.72 \pm 0.02$	$680 \pm 13$	$30 \pm 0.02$

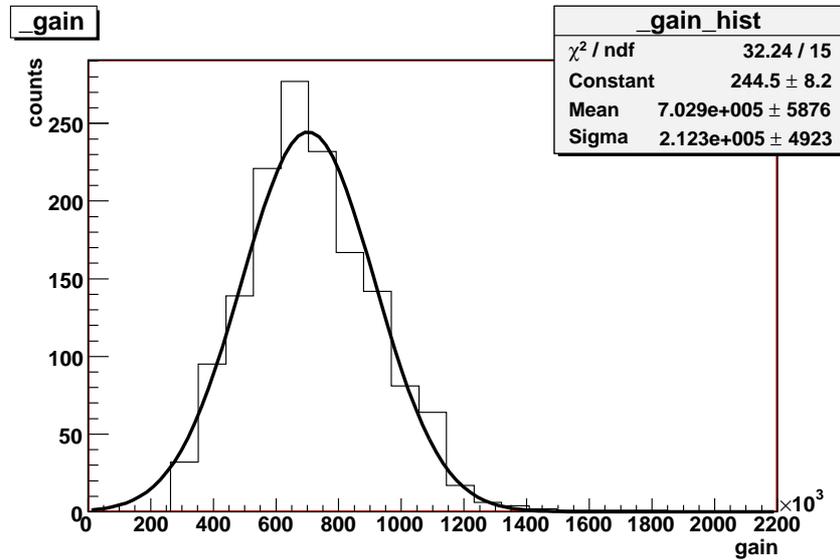


Abbildung 34: Verstärkungsfaktorverteilung bei der Zählratenmessung der PMT 1 am CEDAR-Detektor 1.

Tabelle 7: Gemessene Verstärkungsfaktoren der PMTs.

PMT	HV [kV]	$\langle gain \rangle \cdot 10^5$	$\sigma_{gain} \cdot 10^5$
C1PM1	1.45	$7.029 \pm 0.049$	$2.123 \pm 0.049$
C1PM2	1.75	$8.132 \pm 0.071$	$2.438 \pm 0.057$
C1PM3	1.45	$7.698 \pm 0.079$	$2.627 \pm 0.062$
C1PM4	1.45	$7.254 \pm 0.072$	$2.437 \pm 0.063$
C1PM5	1.45	$7.012 \pm 0.061$	$2.132 \pm 0.051$
C1PM6	1.45	$6.814 \pm 0.062$	$2.067 \pm 0.050$
C1PM7	1.45	$8.947 \pm 0.078$	$2.485 \pm 0.056$
C1PM8	1.40	$8.469 \pm 0.082$	$2.693 \pm 0.059$
C2PM1	1.20	$10.12 \pm 0.088$	$3.034 \pm 0.056$
C2PM2	1.58	—	—
C2PM3	1.50	$6.814 \pm 0.085$	$2.643 \pm 0.063$
C2PM4	1.70	$6.123 \pm 0.058$	$1.883 \pm 0.050$
C2PM5	1.35	$7.046 \pm 0.069$	$2.056 \pm 0.050$
C2PM6	1.40	$5.991 \pm 0.069$	$1.757 \pm 0.044$
C2PM7	1.35	$6.595 \pm 0.066$	$2.244 \pm 0.060$
C2PM8	1.69	$7.708 \pm 0.080$	$2.437 \pm 0.049$

## 5 Zusammenfassung über den Zustand der CEDAR-N-Detektoren am NA58

Die Sekundärelektronvervielfacher können nicht der alleinige Grund für die schlechten Leistungen der CEDAR-Detektoren sein. Die Simulationen haben gezeigt, dass der Verlauf der Druckabstastkurven der Teststrahlzeit 2004 nicht alleine über den Einfluss der PMTs zu verstehen sind. Die Tests der PMTs lieferten zudem zufriedenstellende Ergebnisse. Es konnte aber auch nachgewiesen werden, dass die Einstellungen der Hochspannungen in Zusammenhang mit den Diskriminationsschwellen in der Teststrahlzeit nicht akzeptable Zählraten hätten liefern dürfen. Die dennoch hohen Zählraten der PMTs könnten ihren Ursprung in Haloteilchen des schlecht optimierten Teststrahls gehabt haben. Diese Vermutung sollte für eine genaue Strahldefinition vor der nächsten Strahlzeit untersucht werden. Solange die Hochspannungen der PMTs aufgrund der Zählraten im Strahl eingestellt werden, kann unter diesen Bedingungen ein uniformes Verhalten nicht gewährleistet werden. Somit sind weitere Größen der CEDAR-Detektoren, wie Ausrichtung, Druck und Blendenöffnung, nicht korrekt ermittelbar.

Zudem bleibt die Frage nach der Dichtigkeit der CEDAR-Detektoren, auf die in dieser Diplomarbeit nicht eingegangen worden ist, offen. Beim Wunsch nach einem stabilen Betrieb der CEDAR-Detektoren ist ein Druckverlust inakzeptabel. Eine Lösung für dieses technische Problem sollte vor der nächsten Strahlzeit gefunden werden.

Mit den neuen Erkenntnissen aus den Messungen der PMTs kann man die Hochspannungen korrekt einstellen und die richtigen Schwellen für die Diskriminatoren setzen. Mit der implementierten Software ist es jetzt auch möglich, die Einstellungen der PMTs schnell vor Ort zu überprüfen und gegebenenfalls zu korrigieren. Somit ist ein unsicheres Glied in der Messkette eliminiert.

Auf Grund der Simulationsergebnisse und früherer experimenteller Daten der Druckabstastkurven in einer anderen Strahlführung ist eine fast 100 prozentige Separation der Kaonen von anderen Strahlbestandteilen bei 190 GeV/c Strahlimpuls zu erwarten. Bestenfalls werden noch etwa 2% Kaonen mit einer Effizienz von mehr als 90% im Strahl identifiziert werden können. Die erlaubte Zählrate  $8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  bei einem Verstärkungsfaktor der PMTs von  $10^6$  liegt über der Gesamtteilchenrate von  $2,5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ , die aus Strahlungsschutzgründen nicht höher sein wird. Ein Ersatz der PMTs, abgesehen von einer, ist nicht nötig. Von der elektronischen Seite her steht einem erfolgreichen Betrieb der CEDAR-Detektoren nichts im Wege.

## Literatur

- [1] BRADAMANTE, F. (Hrsg.) ; MALLOT, G. (Hrsg.) ; PAUL, S. (Hrsg.): *Workshop on Future Physics at COMPASS*. CERN, 2002
- [2] THE COMPASS COLLABORATION: Measurement of the Spin Structure of the Deuteron in the DIS Region. In: *Phys. Lett.* B612 (2005), S. 154–164
- [3] THE COMPASS COLLABORATION: First Measurement of the Transverse Spin Asymmetries of the Deuteron in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering. In: *Phys. Lett.* 94 (2005), S. 202002
- [4] THE COMPASS COLLABORATION: The Deuteron Spin-dependent Structure Function  $g_1^d$  and its First Moment. In: *Phys. Lett.* B (submitted 2006)
- [5] THE COMPASS COLLABORATION: Search for the  $\phi(1860)$  Pentaquark at COMPASS. In: *Phys. Lett.* C41 (2005), S. 469–474
- [6] THE COMPASS COLLABORATION: Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high-pT hadron pairs. In: *Phys. Lett.* B633 (2006), S. 25–32
- [7] NMC COLLABORATION: Review of Particle Physics. In: *Nucl. Phys. Rev.* D60 (1999), S. 503
- [8] FERRERO, A.: *Hadron Setup*. Januar 2007. – Private Mitteilung
- [9] LEY, R. ; CERN (Hrsg.): *CERN Accelerators*. <http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/PSComplex/accelerators.pdf>. 09 1996. – letzter Aufruf: 12.01.2007
- [10] GATIGNON, L. ; LEBERIG, M.: *The M2 Beamline*. 07 2004. – letzter Aufruf: 12.01.2007
- [11] GATIGNON, L. (Hrsg.): *M2 Beam for COMPASS*. <http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/NewM2/M2beam.ps>. 2000. – letzter Aufruf: 12.01.2007
- [12] BOVET, C. ; MILNER, S. ; PLACCI, A.: *The CEDAR Project / CERN*. 1975. – Forschungsbericht
- [13] BOVET, C. ; MALEYRAN, R. ; PIEMONTESE, L. ; PLACIDI, M. ; PLACCI, A.: *The CEDAR Counters For Particle Identification in the SPS secondary Beams / CERN*. 1982. – Forschungsbericht. Yellow Report 82-13
- [14] LEO, William R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1994
- [15] HUYGENS, Christiaan: *Abhandlung über das Licht*. Thun, 1996-reprint
- [16] CERENKOV, P. A.: k.A. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 2 (1934), S. 451

- [17] TAMM, I. ; FRANK, I.: k.A. In: *Compt. Rend. Acad. Sci. USSR* 14 (1937), S. 109
- [18] BENOT, M. ; LITT, J. ; MEUNIER, R.: Cerenkov counters for particle identification at high energies. In: *Nucl. Phys. Rev.* 105 (1972), S. 431–444
- [19] MESCHEDE, D.: *Optik, Licht und Laser*. Bd. 2. Auflage. IB.G. Teubner, 2005
- [20] FLYCKT, Ezzo ; MARMONIER, Carole: *PHOTOMULTIPLIER TUBES principles and applications*. Photonis, 2004
- [21] PARTICLE DATA GROUP: Review of Particle Physics. In: *Phys. Lett.* B592 (2004), S. 1–1109
- [22] CERN (Hrsg.): *BEATCH files overview*. <http://nahandbook.web.cern.ch/nahandbook/default/common/software/Beatch.htm>. – letzter Aufruf: 12.01.2004
- [23] ELECTRON TUBES LIMITED (Hrsg.): *9829 Series Datasheed*. <http://www.electrontubes.com/pdf/9829B.pdf>. – letzter Aufruf: 12.01.2007
- [24] Fotovervielfacher, Elektronenvervielfacher, Einzelkanäle, Vielkanalplatten / Valvo. 1987. – Forschungsbericht
- [25] Tektronix Inc.: *Tektronix User Manual TDS3000B Series*
- [26] HORIBA Jobin Yvon: *NanoLED User Manual*
- [27] GATIGNON, L.: *Strahlzusammensetzung hinter dem Berylliumtarget*. März 2006. – Private Mitteilung
- [28] MACRAE, R. ; ARAKAWA, E. ; WILLIAMS, M.: Refractive Indices of Transparent Solvents. In: *Jour. of Chem. and Eng. D.* 23 (1978), Nr. 3, S. 189

## Abbildungsverzeichnis

1	Primakoffeffekt: Ein $\pi^-$ wird an einem virtuellen $\gamma$ -Quant des Coulombfeldes des Kerns gestreut und resultiert in einem gestreuten $\pi^-$ und einem reellen hochenergetischen $\gamma$ -Quant. . . . .	9
2	Aufbau des NA58 Experiments 2004. Reaktionen im Target (1) werden mit einer Kombination aus <b>Large Angle Spectrometer (LAS)</b> und <b>Small Angle Spectrometer (SAS)</b> untersucht. . . . .	10
3	Schema der mehrstufigen Beschleunigerstruktur des CERN [9]. Um den Sekundärstrahl für die Experimente der COMPASS-Kollaboration zu erzeugen, werden Protonen auf ein Beryllium-Target im Nordbereich geschossen. . . .	12
4	T6 - M2 Abschnitt im Nordbereich des CERN [10]. Beschleunigte Protonen stoßen auf das Beryllium-Target (T6) und erzeugen so den Sekundärstrahl (M2) für das COMPASS-Experiment. Eine Zerfallsstrecke sorgt für eine größere Anzahl von Myonen im Strahl. . . . .	13
5	Schema der M2-Strahlführung [11] zwischen dem T6-Target und dem NA58-Experiment. Mehrere Dipole (Bx) und Quadrupole (Qx) steuern die Strahleigenschaften. Die CEDAR-Detektoren benötigt man zur Messung der Strahlbestandteile. . . . .	14
6	Beide CEDAR-N in der M2-Strahlführung (Blickrichtung strahlaufwärts). Der eigentliche Gas-Detektor ist durch eine 10 cm dicke PU-Schaumschicht isoliert. Die dünne Blechverkleidung dient dem mechanischen Schutz. . . .	15
7	Ein geladenes Teilchen bewegt sich auf der optische Achse und emittiert Tscherenkowstrahlung mit einem Winkel $\Theta$ . Die konzentrisch parallelen Tscherenkow-Lichtstrahlen, reflektiert an einem konvexen Spiegel, werden zu einem Lichtring mit Radius $R$ in der Fokalebene gebündelt. . . . .	18
8	Abstand der Lichtringe von Kaonen und Pionen in Abhängigkeit des Teilchenimpulses; Einflüsse auf die Ringweite in Form von mehrfacher Stoßprozesse im Gas und der (un-) korrigierten chromatischen Dispersion [13]. . . .	19
9	Separation zweier Teilchen unterschiedlicher Massen aber gleichem Impuls über ihre Tscherenkowstrahlung. Die Photonen des gewünschten Lichtringes können über eine Blende in der Fokalebene zu Sekundärelektronvervielfachern gelangen, um nachgewiesen zu werden. . . . .	20
10	Der benötigte Arbeitsdruck des CEDAR-N-Detektors in Abhängigkeit des Teilchenimpulses um Protonen, Kaonen oder Pionen nachzuweisen. [13] . .	21
11	Skizze des optischen Aufbaus zur Korrektur der chromatischen Abberation über eine konvexe und konkave Linse. Eingezeichnet sind die Abkürzungen für die Dimensionen des Detektors. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.	23
12	Radialer Auftreffpunkt eines Photons (emittiert durch ein $K^-$ ) auf der Blende in Abhängigkeit von der Wellenlänge (P=10,382 bar bei T=24°C für 190 GeV/c Strahlimpuls). Links im Bild die über eine Transformationsmatrix berechneten Werte, rechts der relevante Bereich von 230 nm bis 550 nm mit der grün dargestellten angepassten Kurve. . . . .	25

13	Monte-Carlo-Simulation der radialen Photonenverteilung eines $K^-$ auf Höhe der Blende bei 190 GeV Strahlimpuls. . . . .	25
14	Räumliche Darstellung des Korrektur-Linsensystems vor dem Spiegel mit Sekundärelektronvervielfachern (nicht maßstabsgetreu). Die Tscherenkow-Lichtstrahlen wurden für eine bessere Übersicht nur in der Ebene skizziert.	26
15	Skizze des CEDAR-N-Detektors [13]. . . . .	28
16	Detektionswahrscheinlichkeit eines Teilchens aufgetragen über die mittlere Tscherenkow-Photoelektronenzahl pro PMT. Acht PMTs detektieren das gleiche Ereignis mit gleichen Wahrscheinlichkeiten. Die gesamte Wahrscheinlichkeit ist für 8-fach, 7-fach und 6-fach Koinzidenzen dargestellt. . . . .	30
17	Druckabtastungen [13] im H6-Strahl bei 175 GeV/c Strahlimpuls und Blendenöffnungen von 0,50 mm (links) und 0,71 mm (rechts). Die Multiplizität beträgt 6 bei einer Strahldivergenz von 50 $\mu$ rad FWHM in vertikaler und 120 $\mu$ rad in horizontaler Richtung. . . . .	31
18	Graphische Darstellung einiger Schritte im Monte-Carlo-Algorithmus. In drei Schritten werden die Winkel der Tscherenkow-Photonen bestimmt. Der Tscherenkow-Winkel variiert dabei durch die mehrfachen Stoßprozesse der Teilchen mit dem Gas. . . . .	33
19	Vergleich von einem simulierten und einer experimentellen Druckabtastung. Links oben eine simulierte Druckabtastung bei 6-fach und 8-fach Multiplizitäten. Rechts oben die Detektionseffizienz des CEDAR-Detektors aus der Simulation getrennt nach $\pi^-$ („X“) und $K^-$ („+“) sowie 6- (blau) und 8-fach (rot) Multiplizitäten. Links unten Daten aus einer gemessenen Druckabtastung von 1979 im H2-Strahl. Rechts unten der Vergleich der Simulation mit den experimentellen Daten (gestrichelt gezeichnet). . . . .	35
20	MC-Simulation von zwei verschiedenen Störeinflüssen bei 190 GeV/c Strahlimpuls. Links: 90 $\mu$ rad Strahldivergenz und 80%, 60% und 40% Messeffizienz. Rechts: 80% Messeffizienz mit 90 $\mu$ rad, 190 $\mu$ rad und 320 $\mu$ rad Strahldivergenz.	36
21	Druckabtastung der Hadron-Teststrahlzeit 2004. 190 GeV/c Strahlimpuls, 0,51 mm Blendenöffnung. CEDAR 1 am 11.05.2004 begonnen um 14.45 Uhr	37
22	Technische Skizze der Thorn-Emi-9820-PMT im Gehäuse. . . . .	39
23	Schaltplan des Spannungsteilers und der PMT-Basis. Der Spannungsteiler liegt extern und nur die Kapazitäten sitzen direkt an der PMT-Basis. PMT-Basis und Spannungsteiler sind über ein mehradriges BURNDY-Kabel verbunden. FOC, S2_3 und S10_11 sind einstellbare Potentiometer an der Vorderseite des Spannungsteilers. S11_12 und S12_G sind Drehschalter mit 10 Stellungen. Die nicht benötigten Stellungen sind mit der letzten aktiven verbunden und sind nicht eingezeichnet. . . . .	40
24	Lineare Approximation eines Schwellenüberschritts zwischen zwei Punkten.	43
25	Diskretisierte Spannungsmessung eines Signals am Oszilloskop. . . . .	44
26	Pulsprofil einer NanoLED der Firma HORIBA JOBIN YVON [26]. . . . .	45
27	Schema des Versuchsaufbaus zur Zählratenmessung einer PMT. . . . .	46

28	Schema des Versuchsaufbaus zur Messung der Signalformigenschaften einer PMT ohne bandbreitenbegrenzende Module zwischen PMT-Signalausgang und Oszilloskopeingang. In diesem Fall dient die Trigger-PMT nur zur Kontrolle der Emissionsrate der Lichtquelle. . . . .	47
29	Teil des Versuchsaufbaus zur Zählratenmessung einer PMT. Rechts eine Ansicht der Rückseite. Im großen „May-tech“-Aluminiumprofil ist die NanoLED mit Kühlventilator verbaut. Direkt am Strahlausgang ist der erste Neutraldichtefilter platziert. Es folgen der Strahlteiler, der zweite Neutraldichtefilter und der Diffusor. Die Trigger-PMT ist im zweiten Aluminiumprofil auf den Strahlteiler gerichtet. . . . .	48
30	Links: Massive Aluminiumbox mit Röhrenvorsatz zum schnellen Austausch von unterschiedlich dimensionierten PMTs bis ca. 80 mm Durchmesser. Rechts ist die geöffnete Aluminiumbox mit dem optischem Teil des Aufbaus zu sehen.	49
31	Zu sehen ist die „Nase“ des CEDAR-Detektors mit teilweise eingesetzten PMTs und der eingezeichneten Nummerierungskonvention. . . . .	50
32	Pulshöhenverteilung bei der Zählratenmessung der PMT 1 am CEDAR-Detektor 1. . . . .	52
33	Zähleffizienz im Verhältnis zur Referenz-PMT XP2020Q von Photonis. . .	54
34	Verstärkungsfaktorverteilung bei der Zählratenmessung der PMT 1 am CEDAR-Detektor 1. . . . .	55
35	Berechnete Wahrscheinlichkeiten für die Erzeugung von $K^-$ und $\pi^-$ hinter dem Beryllium-Target aus Tabelle 8. . . . .	64
36	Relativer Anteil von $K^-$ und $\pi^-$ im Strahl in Abhängigkeit von der Flugstrecke ab dem Beryllium-Target. Der Strahlimpuls beträgt 190 GeV/c. „K(s)“ beschreibt die $K^-$ , „PI(s) korrigiert“ die $\pi^-$ und „PI(s) unkorrigiert“ einen Zerfall der $\pi^-$ ohne Zufluss aus dem Zerfall der $K^-$ . . . . .	67
37	Parametrisierter Brechungsindex von Helium und Suprasil geplottet nach [12]	69
38	Angepasste parametrisierte Funktion für den Brechungsindex von Suprasil	70
39	Hauptfenster der „TDS Readout Software“ . . . . .	72
40	Fenster zur Bestimmung des Signalrauschens und des Signalgleichspannungsanteiles . . . . .	73
41	Fenster zur Bestimmung der Separationsschwelle. . . . .	74
42	Fenster zur Kontrolle der Datenaufnahme. Rechts bei laufender Datenaufnahme. . . . .	75
43	Rootmakro mit eingelesenen Daten aus der Datenaufnahme. . . . .	76
44	Links: Fenster zur Vereinigung von ROOT-Daten aus den Sitzungen. Rechts: Darstellung der ROOT Daten in Abhängigkeit von der PMT Versorgungsspannung . . . . .	77
45	Pulshöhenverteilungen der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 1, betrieben mit HV-Spannungen äquivalent zu denen in der Teststrahlzeit 2004. . . . .	80
46	Pulshöhenverteilungen der PMTs 1 bis 8 (ohne defekte Röhre 2) am CEDAR-Detektor 2, betrieben mit HV-Spannungen äquivalent zu denen in der Teststrahlzeit 2004. . . . .	81

47	Pulshöhenverteilungen bei der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 1. . . . .	82
48	Pulshöhenverteilungen bei der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 2 und der XP2020Q-PMT als Referenz. (Defekte PMT 2 nicht aufgeführt.) . . . . .	83
49	Ergebnisse aus der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 1. Zeitliche Verteilung der „Leading-Edge“-Ereignisse bei einer Schwelle von -10 mV. . . . .	84
50	Ergebnisse aus der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 2. Zeitliche Verteilung der „Leading-Edge“-Ereignisse bei einer Schwelle von -10 mV. (Defekte PMT 2 nicht aufgeführt.) . . . . .	85
51	Belegung der Pins an den Steckern und Buchsen der BURNDY-Kabel zwischen CEDAR-PMTs und Spannungsteiler. . . . .	87

## Tabellenverzeichnis

1	Zusammenfassung der wichtigsten Dimensionen des CEDAR-N-Detektors aus [12] und [13]. Der Brechungsindex $n_s$ ist im Anhang B parametrisiert. . . . .	24
2	Auflistung der Eigenschaften der CEDAR-PMTs [12], einer Nachfolge-PMT [23] und der Referenz-PMT [24]. . . . .	38
3	Auszug der wichtigsten Eigenschaften zweier Oszilloskope aus der „TDS3000“-Reihe [25]. . . . .	41
4	Ergebnisse aus den Gaußanpassungen der bereinigten Pulshöhenverteilungen. . . . .	51
5	Ergebnisse der Zählratenmessung bei ähnlichen mittleren Pulshöhen . . . . .	53
6	Gemessene Durchgangszeiten der PMTs . . . . .	55
7	Gemessene Verstärkungsfaktoren der PMTs. . . . .	56
8	Berechnete Strahlzusammensetzung hinter dem Beryllium-Target bei 400 GeV/c Primärstrahlimpuls [27]. . . . .	68
9	Tabelle der im Spannungsteiler verwendeten Symbole und ihrer entsprechenden Bedeutung. Die Nummern entsprechen exakt der Pinbelegung an der PMT-Basis. . . . .	86
10	Tabelle zur eindeutigen Identifizierung der vermessenen PMTs anhand ihrer Seriennummer. . . . .	87

# A Voraussichtliche Eigenschaften des M2-Strahls in der Hadron-Strahlzeit 2007

## A.1 Berechnete Strahlzusammensetzung direkt hinter dem Beryllium-Target

Die Zusammensetzung des M2-Teilchenstrahls ist abhängig von der Energie des einfallenden Protonenstrahls aus dem SPS-Beschleuniger. Für einen primären Strahlimpuls von 400 GeV/c wurden die Strahlbestandteile von Lau Gagnon, dem M2-Strahl Leitenden, berechnet [27]. Jeweils die Summe der positiven und negativen Teilchen ist auf 1 normiert. Leichtere Teilchen als  $\pi$  werden in dieser Rechnung vernachlässigt. Mit  $P$  und  $\bar{P}$  sind Protonen sowie Antiprotonen bezeichnet.

Als wichtigste Komponenten in der Hadron-Strahlzeit 2007 sind in Abbildung 35 die Wahrscheinlichkeiten der  $K^-$  und  $\pi^-$  aus der Tabelle grafisch dargestellt. Man sieht, dass mit steigenden Impulsen die Wahrscheinlichkeit von  $\pi^-$  etwas steigt, während die Wahrscheinlichkeit für  $K^-$  fällt. Der  $K^-$  Anteil fällt mit etwa 4,6% bei 190 GeV sehr schwach aus. Der  $\pi^-$  Anteil ist dafür über den kompletten Impulsbereich mit über 90% dominierend.

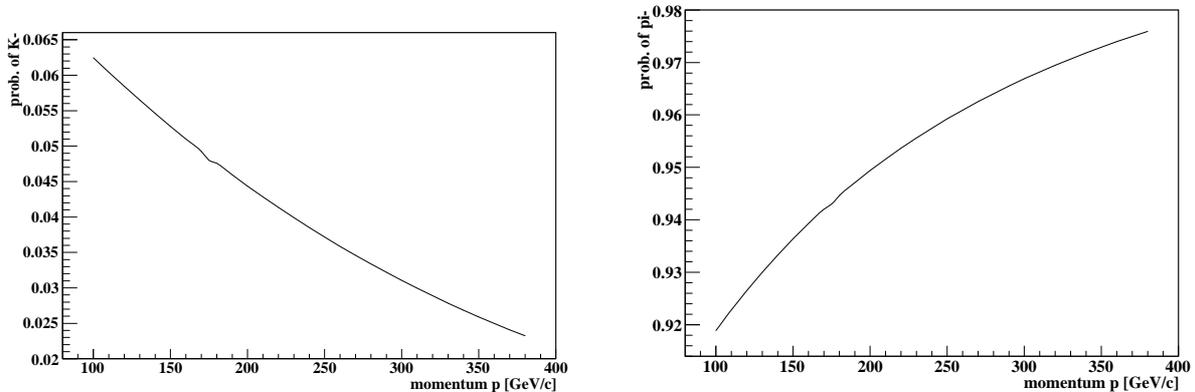


Abbildung 35: Berechnete Wahrscheinlichkeiten für die Erzeugung von  $K^-$  und  $\pi^-$  hinter dem Beryllium-Target aus Tabelle 8.

Für die Strahlzusammensetzung 1100 m strahlabwärts in den CEDAR-Detektoren muss man einerseits die Lebensdauer der einzelnen Teilchen im Laborsystem berechnen, andererseits sollte man auch bedenken, dass Kaonen in Pionen zerfallen. In der Fachliteratur [14] wird dieses Mutter-Tochter-Zerfallsproblem mit der Bedingung gelöst, dass das Tochterpräparat bei  $t = 0$  nicht vorhanden ist. Diese Zerfallsgleichung muss demnach für dieses Problem allgemeiner gelöst werden.

## A.2 Zerfallsgleichung für Mutter-Tochter-Präparate bei beliebigen Anfangsbedingungen

Es seien gegeben zwei Teilchenarten  $a$  und  $b$  mit zwei unterschiedlichen Zerfallsdauern.  $a$  zerfällt über einen Kanal in  $b$ . Dieser Bruchteil sei konstant  $c$ . Die Zerfallskonstanten sind mit  $\lambda_a$  und  $\lambda_b$  bezeichnet. Somit lauten die Zerfallsgleichungen wie folgt:

$$I : \frac{dN_a}{dt} = -\lambda_a N_a \quad (37)$$

$$II : \frac{dN_b}{dt} = c \cdot \lambda_a N_a - \lambda_b N_b \quad (38)$$

$$(39)$$

Die Gleichung  $I$  löst man bekanntermaßen durch Separation der Variablen.

$$N_a(t) = N_{a_0} \exp\{-\lambda_a t\} \quad (40)$$

Gleichung  $II$  löst man mit Hilfe der Laplace-Transformation  $L(N_b(t))(s) = n_b(s)$ .

$$\dot{N}_b + \lambda_b N_b = c \cdot \lambda_a N_{a_0} \exp\{-\lambda_a t\} \quad (41)$$

$$L(II)(s) \rightarrow s n_b(s) - N_{b_0} + \lambda_b n_b(s) = c \cdot \lambda_a N_{a_0} \frac{1}{\lambda_a + s} \quad (42)$$

$$\Rightarrow n_b(s) = \frac{c \cdot \lambda_a N_{a_0}}{(\lambda_a + s)(\lambda_b + s)} + \frac{N_{b_0}}{(\lambda_b + s)} \quad (43)$$

Über die Partialbruchzerlegung erhält man einen Term, der einfach wieder in den Zeitbereich rücktransformiert werden kann  $L^{-1}(n_b(s))(t) = N_b(t)$ .

$$\begin{aligned} N_b(t) &= \frac{c \cdot \lambda_a N_{a_0}}{(\lambda_b - \lambda_a)} \exp\{-\lambda_a t\} - \frac{c \cdot \lambda_a N_{a_0}}{(\lambda_b - \lambda_a)} \exp\{-\lambda_b t\} + N_{b_0} \exp\{-\lambda_b t\} \\ \Rightarrow N_b(t) &= \frac{c \cdot \lambda_a N_{a_0}}{(\lambda_b - \lambda_a)} \left( \exp\{-\lambda_a t\} + \exp\{-\lambda_b t\} \left( \frac{N_{b_0}(\lambda_b - \lambda_a)}{c \cdot \lambda_a N_{a_0}} - 1 \right) \right) \end{aligned} \quad (44)$$

Mit Gleichung 40 und Gleichung 44 ist das Verhalten von zerfallenden Teilchen beschreibbar. Die Lebensdauern  $\tau$  der Teilchen gehen über die Beziehung

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad (45)$$

in die Gleichungen ein.

### A.3 Abschätzung der Strahlzusammensetzung strahlabwärts

Interessiert man sich für die Strahlzusammensetzung weiter strahlabwärts muss man die Werte hinter dem Beryllium-Target (Abschnitt A.1) korrigieren. Exemplarisch für alle Teilchen werden  $K^-$  und  $\pi^-$  betrachtet. Zunächst wird das Augenmerk auf die Hauptzerfallskanäle [21] von  $K^-$  in  $\pi^-$  gerichtet.

$$\begin{aligned} K^- &\rightarrow \pi^- \pi^0 & (21.16 \pm 0.14)\% \\ K^- &\rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ & (5.59 \pm 0.05)\% \\ K^- &\rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 & (1.73 \pm 0.04)\% \end{aligned}$$

Ohne die Kinematik dieser Prozesse mit einzubeziehen, wird angenommen, dass alle  $\pi^-$  im Strahl verbleiben und somit zu 100% in die Strahlzusammensetzung eingehen. Damit wird für die Konstante in Formel (44)  $c = 0,3407$  gewählt<sup>21</sup>. Aus gleicher Quelle [21] erhält man die mittleren Lebensdauern der Teilchen im Schwerpunktsystem.

$$\begin{aligned} \tau_{K^-} &= (1.2386 \pm 0.0024) \cdot 10^{-8} \text{s} \\ \tau_{\pi^-} &= (2.6033 \pm 0.0005) \cdot 10^{-8} \text{s} \end{aligned}$$

Die Lebensdauern im Laborsystem berechnen sich mit

$$\tau_{labor} = \gamma \tau = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tau \quad , \quad (46)$$

wobei  $\beta$  bei gegebenem Strahlimpuls mit Gleichung 8 berechnet werden kann. Die Ruhemassen der Teilchen sind hierfür

$$\begin{aligned} m_{K^-} &= (493.677 \pm 0.016) \text{MeV} \\ m_{\pi^-} &= (139.57018 \pm 0.00035) \text{MeV} \quad . \end{aligned}$$

Für die Flugzeit  $t$  im Laborsystem kann man annehmen, dass sich die Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  bewegen. Somit ergibt sich die Flugzeit aus der Flugstrecke  $s$ .

$$t = \frac{s}{c} \quad (47)$$

Abschließend betrachtet man die Wahrscheinlichkeit der  $K^-$  und  $\pi^-$  im Strahl in Abhängigkeit von der Flugstrecke. In Abbildung 36 ist der Verlauf der Wahrscheinlichkeiten entlang des M2-Strahlabschnittes (vergleiche Abbildung 5) bei 190 GeV/c Strahlimpuls zu sehen. Zum Vergleich ist zudem der einfache  $\pi^-$ -Zerfall ohne Einfluss vom  $K^-$ -Zerfall mit eingezeichnet (PI(s) unkorrigiert). In diesem Fall kann man also getrost den  $K^-$ -Zerfall vernachlässigen, da  $N_{K^-} \ll N_{\pi^-}$  ist.

---

<sup>21</sup>Der zweite Zerfallskanal geht doppelt in die  $\pi^-$ -Entstehung ein.

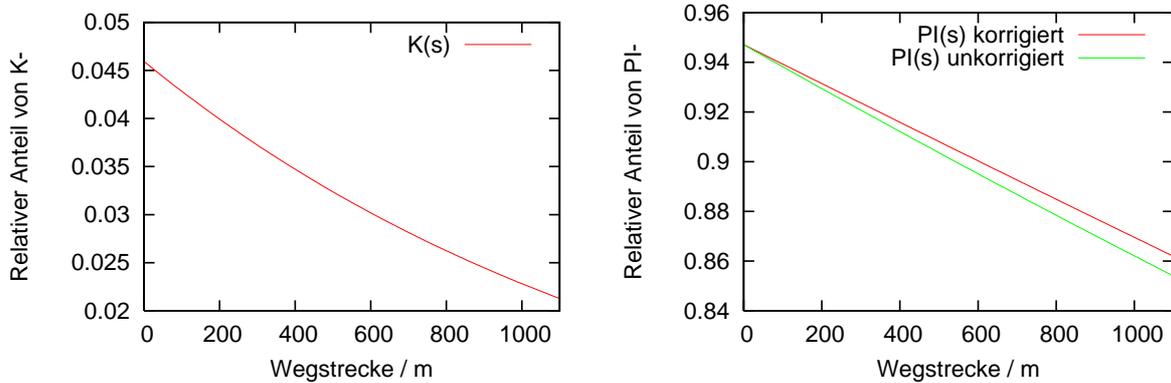


Abbildung 36: Relativer Anteil von  $K^-$  und  $\pi^-$  im Strahl in Abhängigkeit von der Flugstrecke ab dem Beryllium-Target. Der Strahlimpuls beträgt  $190 \text{ GeV}/c$ . „K(s)“ beschreibt die  $K^-$ , „PI(s) korrigiert“ die  $\pi^-$  und „PI(s) unkorrigiert“ einen Zerfall der  $\pi^-$  ohne Zufluss aus dem Zerfall der  $K^-$ .

Tabelle 8: Berechnete Strahlzusammensetzung hinter dem Beryllium-Target bei 400 GeV/c Primärstrahlimpuls [27].

$p$ [GeV/c]	$\pi^+$	$K^+$	$P$	$\pi^-$	$K^-$	$\bar{P}$
100	.63402	.05827	.30770	.91886	.06247	.01868
110	.59685	.05625	.34690	.92281	.06043	.01676
120	.55674	.05379	.38946	.92653	.05844	.01504
130	.51426	.05095	.43479	.93001	.05650	.01349
140	.47013	.04775	.48212	.93329	.05461	.01210
150	.42520	.04428	.53051	.93638	.05277	.01084
160	.38040	.04062	.57898	.93929	.05099	.00972
170	.33663	.03686	.62651	.94203	.04926	.00871
180	.29475	.03309	.67216	.94462	.04757	.00781
190	.25545	.02940	.71514	.94707	.04594	.00699
200	.21928	.02588	.75484	.94938	.04436	.00626
210	.18656	.02257	.79087	.95157	.04282	.00561
220	.15744	.01953	.82303	.95364	.04134	.00503
230	.13189	.01678	.85133	.95560	.03990	.00450
240	.10978	.01432	.87590	.95747	.03850	.00403
250	.09086	.01215	.89699	.95924	.03716	.00361
260	.07482	.01026	.91492	.96092	.03585	.00323
270	.06135	.00862	.93002	.96252	.03459	.00289
280	.05012	.00722	.94266	.96404	.03337	.00259
290	.04081	.00603	.95315	.96550	.03219	.00231
300	.03315	.00502	.96183	.96688	.03105	.00207
310	.02686	.00417	.96897	.96820	.02995	.00185
320	.02172	.00346	.97482	.96946	.02888	.00166
330	.01753	.00286	.97961	.97066	.02785	.00148
340	.01413	.00237	.98350	.97181	.02686	.00133
350	.01138	.00195	.98667	.97291	.02590	.00119
360	.00915	.00161	.98924	.97396	.02497	.00106
370	.00735	.00133	.99133	.97497	.02408	.00095
380	.00590	.00109	.99301	.97593	.02322	.00085
390	.00473	.00090	.99437	.97686	.02238	.00076

## B Parametrisierung der Brechungsindizes von Helium und Suprasil-Glas der Firma Heraeus

In [12] wurde für die Simulation der CEDAR-Detektoren der Brechungsindex der Medien in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  [nm] der Photonen benötigt. Vorgeschlagen wurde folgende Parametrisierung der Kurven für Helium und Suprasil.

$$n_{He}(\lambda) = 1 + \frac{P}{760} \frac{273}{T} \left[ \frac{C}{A - \frac{1}{\lambda^2}} \right] \quad (48)$$

$$n_{SiO_2}(\lambda) = \sqrt{C1 + \frac{C2}{\lambda^2 - A2} + \frac{C3}{\lambda^2 - A3} + C4 \lambda^2 + C5 \lambda^4} \quad (49)$$

$P$  [mmHg] ist der Druck des Mediums bei einer absoluten Temperatur  $T$  [K]. Die Faktoren wurden an experimentelle Messwerte angepasst und sind angegeben.

$C \cdot 10^6$	$A \cdot 10^6$	$C1$	$C2$	$A2$	$C3 \cdot 10^{-7}$	$A3 \cdot 10^{-8}$	$C4 \cdot 10^9$	$C5 \cdot 10^{18}$
0.014757	425.91	2.9743	8523.7	11382	7.8946	-1.0268	114.32	13135

Der Plot von Suprasil (Abbildung 37) zeigt, dass in der Veröffentlichung ein Schreibfehler in den Koeffizienten aufgetreten sein muss. Der Brechungsindex beträgt laut [21] 1,458 bei 589 nm Wellenlänge. Mit den Koeffizienten ergibt sich aber ein Wert um 1,95. Da kein Zugang zu den Quellen gefunden werden konnte, wurde nach anderen Quellen gesucht.

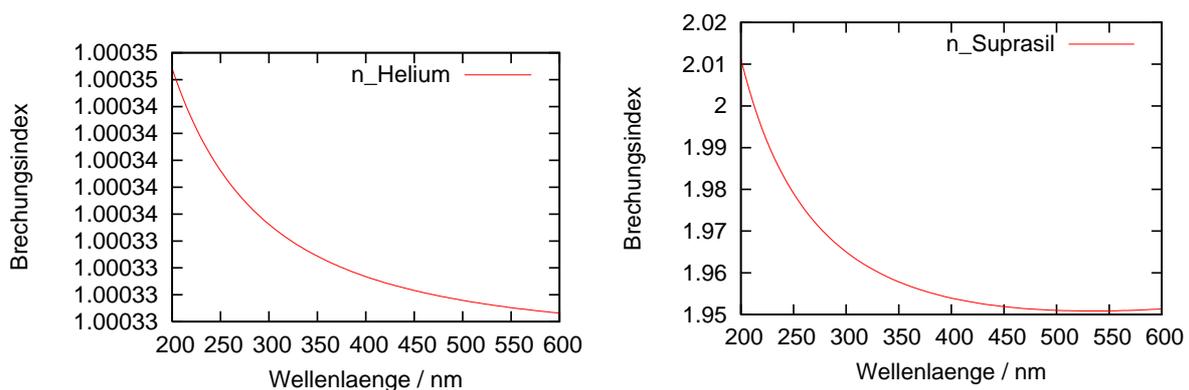


Abbildung 37: Parametrisierter Brechungsindex von Helium und Suprasil geplottet nach [12]

In [28] befindet sich eine Tabelle für die Brechungsindizes von Suprasil. Diese sind aber für das Verhältnis Luft bei 22°C zu Medium gemessen worden. Um den Brechungsindex von Suprasil zu Vakuum zu erhalten, muss man somit diesen mit dem Brechungsindex von Luft multiplizieren<sup>22</sup>. Passt man die vorhandene Funktion (49) an diese Werte an, ergeben sich folgende Koeffizienten (vergleiche Abbildung 38):

$C1$	$C2$	$A2$	$C3 \cdot 10^{-7}$	$A3 \cdot 10^{-8}$	$C4 \cdot 10^9$	$C5 \cdot 10^{18}$
1.33251	8523.69	11382	7.8946	-1.0268	31.0026	-78212.4

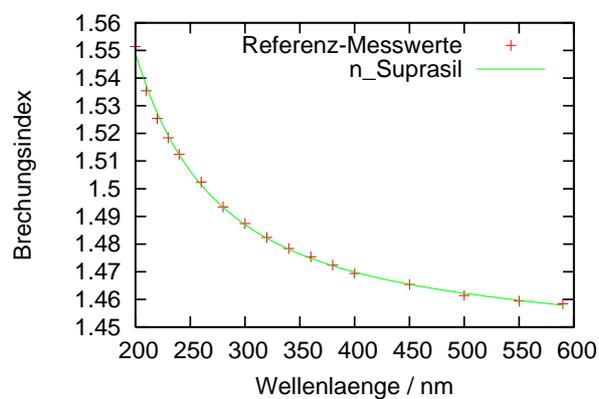


Abbildung 38: Angepasste parametrisierte Funktion für den Brechungsindex von Suprasil

<sup>22</sup>Es wurde der Brechungsindex von Luft einer Wellenlänge benutzt, der mit 1,000273 bei 20°C und 589 nm angegeben ist. Für ein Studium der Photonenverteilung in paraxialer Näherung mag das ausreichen.

## C Bedienungsanleitung der Tektronix-Oszilloskop-Auslesoftware

Dieses Kapitel soll eine kurze Einführung in die Bedienung der im Rahmen der Diplomarbeit implementierten „TDS Readout Software“ geben. Es wird auf folgende Konstellation Bezug genommen:

- Betriebssystem Windows XP SP2
- TDS-Readout-Software Version 1.6.4 alpha vom Dezember 2006
- Tektronix-Speicheroszilloskop der 3014B und 3034B Serie (Firmware vers. 3.39)
- TekVISA Resource Manager Version V2.03 (Bezug: <http://www.tektronix.com>)
- ROOT Version 5.12 für Windows (Bezug: <http://root.cern.ch>)
- Gnuplot für Windows Version 4.0
- Rootalias Makro Version 1.3.0

Die Software verarbeitete erfolgreich negative PMT und HPMT<sup>23</sup> Signale.

### C.1 Installation und Inbetriebnahme

- Die Datei „Prommes\_TDS\_Readout\_1.6.4.exe“ ist ein sich selbst extrahierendes Archiv. Der Extraktionspfad sollte mit den nötigen Schreib- und Leserechten versehen sein, um eine einwandfrei funktionierende Software zu garantieren. Erfolgreich getestet sind die Ordner der „Eigenen Dateien“ und die Windows Ordner „C:\ Dokumente und Einstellungen\Username“. In diesen Pfad wird ein Ordner mit Namen „Prommes\_TDS\_Readout\_1.6.4“ erstellt, welcher geöffnet werden muss.
- Im „TekVISA“ Ordner befindet sich die „Setup.exe“ für den TekVISA Resource Manager<sup>24</sup>. Die Installation kann nur mit Administrationsrechten vollzogen werden.
- Die ROOT-Software ist unter <http://root.cern.ch> im Web beziehbar. Die Installation dieser Software benötigt auch Administrationsrechte unter Windows.
- Das TDS-Oszilloskop wird am besten direkt über ein gekreuztes Netzkabel an den Rechner angeschlossen. Näheres zu den Netzwerk-Details findet man in der Bedienungsanleitung des Oszilloskops und der TekVISA-Software. Eine erfolgreiche Verbindung mit dem Oszilloskop ist nur möglich, wenn im „TekVISA Resource Manager“ das Oszilloskop in der Liste erscheint. Der Resource-Manager läuft im Hintergrund und ist zugänglich über den „Tray“-Schalter rechts unten in der Start-Leiste.

---

<sup>23</sup>Mehrere  $\mu\text{s}$  dauernde Signale eines hybriden Sekundärelektronvervielfachers.

<sup>24</sup>Die aktuellste Version, wenn benötigt, kann man auf [www.tektronix.com](http://www.tektronix.com) finden.

- Nach erfolgreicher Abhandlung obiger Punkte kann das eigentliche Datenaufnahmeprogramm gestartet werden: „TDS\_Readout.exe“. Beim Programmstart wird man aufgefordert die Einstellungen zu überprüfen. Im nächsten Schritt wird nach dem Dateinamen und Speicherort für das Projekt gefragt. Die Information über die ROOT-Probleme kann übersprungen werden. Man wählt im Menü „Options“ die „preferences“ aus. Es öffnet sich ein weiteres Fenster. In den „ROOT-Settings“ wählt man den Pfad zu der „root.exe“ aus, um das Programm ansprechbar zu machen. Falls sich mehrere Oszilloskope im gleichen Netzwerk befinden, so wählt man das gewünschte in den „VISA/oszilloscope settings“ aus<sup>25</sup>. Abschliessend bestätigt man die Einstellungen. Alle Einstellungen bis auf die Oszilloskop-Auswahl werden gespeichert, und man kann mit der Datenaufnahme beginnen.

## C.2 Datenaufnahme

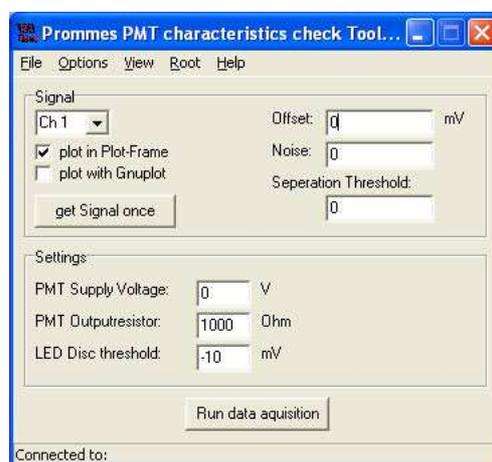


Abbildung 39: Hauptfenster der „TDS Readout Software“

1. Man startet das Programm und bestimmt eine neue Datei, um Daten zu speichern. Aufgrund dieses Dateinamens wird gleichzeitig eine Ordnerstruktur im gleichen Ordner angelegt. Falls das Programm schon läuft, wählt man im Menüpunkt „file“ „create/load new session“ aus. Wenn der Dateiname schon existiert, dann wird die dazugehörige Sitzung geladen und kann fortgesetzt werden. Im folgenden Text wird der Sitzungsname stellvertretend als „*sessionname*“ bezeichnet.
2. Im Hauptfenster (Abbildung 39) wählt man in den „Signal“-Einstellungen den gewünschten Kanal am Oszilloskop aus (Ch1 bis Ch4). An diesem Kanal ist das Signal des Sekundärelektronervielfachers angeschlossen. Man überprüft die Einstellung, indem man versucht, ein Signal über den „get Signal once“-Schalter zu lesen. Im „Plot“-Fenster links oben am Bildschirmrand kann man die gelesenen Signale sehen. Die

<sup>25</sup>Diese Option wurde noch nicht getestet und kann unter Umständen instabil sein.

Signale werden an die Fenstergröße angepasst, um maximale Lesbarkeit zu gewährleisten.

3. Jedes Signal am Oszilloskop hat einen gewissen Gleichspannungsanteil, welcher kompensiert werden muss. Man klickt in das „Offset“-Editierfeld und bestätigt das erscheinende Fenster. Es öffnet sich ein weiteres Fenster (vergleiche Abbildung 40) mit zwei Einstellbalken. Man verschiebt die Balken so, dass im „Plot“-Fenster ein Bereich ohne Signal ausgewählt wird. Über den „Discard“-Schalter kann immer wieder eine neue Wellenform aus dem Oszilloskop anfordert werden. Man bestätigt die Auswahl und wird direkt gefragt, ob man einen weiteren Bereich auswählen möchte, um einen besseren statistischen Mittelwert für den Gleichspannungsanteil zu gewährleisten. Man kann somit mehrere Bereiche auswählen, bis mit der Verneinung der Frage der Mittelwert aller ausgewählten Daten den Gleichspannungsanteil bildet. Im „Noise“-Editierfeld erscheint zugleich die Standardabweichung dieses Wertes. Alle jetzt aufgenommenen Wellenformen werden um diesen Gleichspannungsanteil korrigiert.

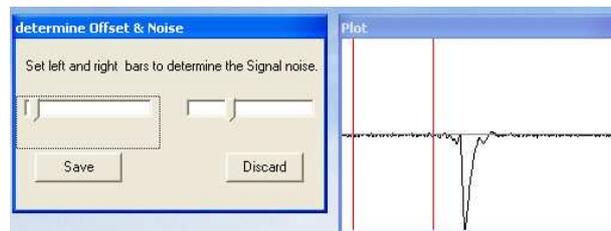


Abbildung 40: Fenster zur Bestimmung des Signalrauschens und des Signalgleichspannungsanteiles

4. Aus den Wellenformen können, wenn diese auf der Nullpunktlinie liegen, die Signale der Sekundärelektronvervielfacher separiert werden. Dafür klickt man „get Signal once“, bis man eine geeignete Wellenform mit Signal erhält. Man wählt das „Separation Threshold“-Feld aus und es öffnet sich ein Fenster (Abbildung 41), in dem man eine Schwelle für die Separation des Signals setzen kann. Es werden alle Signale separiert, die die Nullpunktlinie schneiden, über die Schwelle steigen, mindestens 4 ns über dieser bleiben und wieder die Nullpunktlinie schneiden. Man bestätigt die Auswahl.
5. Man trägt die Versorgungsspannung des Sekundärelektronvervielfachers in das „PMT Supply voltage“-Feld ein (Abbildung 39). Der „PMT Outputresistor“<sup>26</sup>, wenn bekannt, kann gesetzt werden, um den Verstärkungsfaktor der PMT bei Einzelphotoelektron-Ereignissen korrekt berechnen zu können. Möchte man ein einfaches Integral, wie bei einem ADC, berechnen, so setzt man den Widerstand auf „1“.
6. Mit dem „Run data aquisition“-Schalter startet man das Fenster für die Datenaufnahme (Abbildung 6). Wenn man schon vorher in der gleichen Sitzung Daten aufgenommen hat, wird man gefragt, ob man die bestehenden Wellenformen wieder analysieren

<sup>26</sup>Damit ist der Ausgangswiderstand des Sekundärelektronvervielfachers gemeint.

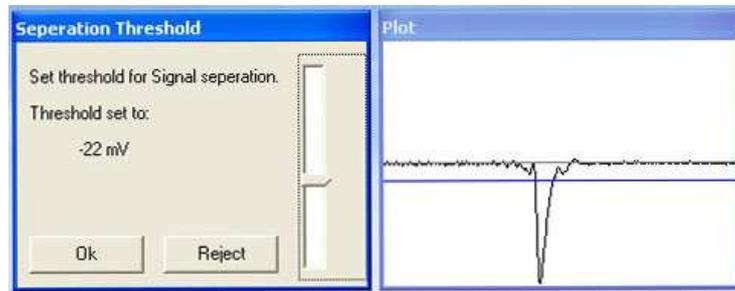


Abbildung 41: Fenster zur Bestimmung der Separationsschwelle.

möchten. Diese Option muss nur ausgeführt werden, wenn man weiß, dass man eine TDS-Software-Version benutzt, die eine bessere Analyse liefert, als die Version, mit der man die Daten bereits aufgenommen hat.

Man setzt im Datenaufnahmefenster die gewünschte maximale Anzahl<sup>27</sup> an Wellenformen für die Analyse und startet die Datenaufnahme mit dem Run-Schalter. Mit dem gleichen Schalter kann man die Datenaufnahme auch wieder anhalten. Beendet wird die Datenaufnahme mit dem „Exit“-Schalter. Die Datenaufnahme wird automatisch bei Erreichen der maximalen Anzahl gestoppt. Zudem kündigt ein Ton dies an.

Während der laufenden Datenaufnahme kann man sich die Daten als Histogramme in „Gnuplot“ zeigen lassen. Dafür klickt man doppelt in das gewünschte Histogrammfenster. Die Binbreite ist festgelegt auf  $\sqrt{N}$ .

7. Nach beendeter Datenaufnahme findet man eine komplette Datenliste als Textdatei im Sitzungsordner unter „*sessionname*\_Session\_folder \ Statistical\_Data \ Signal\_characteristics.stat“. Diese Liste wird in der weiteren Datenverarbeitung verwendet werden.

### C.3 Datenverarbeitung

Zur weiteren Datenverarbeitung wählt man im Menüpunkt „Options“ den Punkt „create Rootsession“ aus. Ein Rootmakro wird in einen Arbeitsordner von ROOT kopiert und ausgeführt. Dieses Makro (Abbildung 43) lädt alle Daten in Histogramme und speichert wiederum alles in die „*sessionname.root*“-Datei im gleichen Ordner, wie die Rohdaten aus denen alles gelesen wurde. Die Daten sind korreliert, was bedeutet, dass „Cuts“, die gesetzt werden, in allen Histogrammen ausgeführt werden. Dies ist beispielsweise hilfreich, wenn man Untergrundsignale durch ihre Charakteristika determinieren und entfernen kann. Die Variablennamen für die „Cuts“ stehen in den Überschriften für die Histogramme. Näheres findet man in der ROOT-Dokumentation. Zur Zeit werden an alle Daten Gaußverteilungen angepasst. Auch wenn man manuell andere Funktionen anpassen kann, so werden im

<sup>27</sup>Dieser Wert kann auch während der laufenden Datenaufnahme verändert werden.

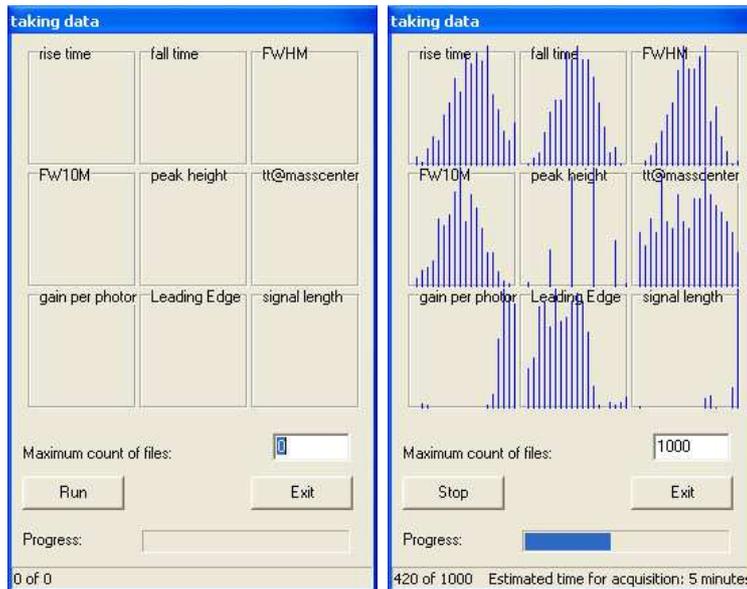


Abbildung 42: Fenster zur Kontrolle der Datenaufnahme. Rechts bei laufender Datenaufnahme.

nächsten Schritt nur die Gaußanpassungen verarbeitet. Nach beendeter Datenmanipulation speichert man die ROOT-Sitzung mit dem „save all“-Schalter und beendet ROOT. Die Sitzung kann jederzeit über das TDS-Readout-Programm geladen werden. Dafür wählt man im Menüpunkt „View“ den Eintrag „Data of Rootsession“ aus.

Wenn man mehrere Sitzungen zu ROOT-Daten verarbeitet hat, kann man im letzten Schritt die Abhängigkeit der Daten von der Versorgungsspannung der PMT betrachten. Man klickt im Menüpunkt „Options“ den Punkt „Merge Rootdata to Graph“ an. Es öffnet sich ein Fenster (Abbildung 44), um die ROOT-Dateien der einzelnen Sitzungen zu bestimmen. Man fügt die gewünschten ROOT-Dateien der einzelnen Sitzungen über den Schalter „Add Rootfile“ hinzu. Mit dem Schalter „OK“ beendet man die Auswahl. Es öffnet sich ROOT und stellt alle Mittelwerte der angepassten Gaußkurven aus den Daten in Abhängigkeit von der PMT-Spannung als Kurven dar. Möchte man als Fehlerbalken die Standardabweichung dargestellt bekommen, so muss man, bevor man die ROOT-Dateiauswahl beendet und ROOT gestartet wird, den Auswahlpunkt „use RMS for Errorbars“ aktivieren.

## C.4 Weitere Besonderheiten der Auslesesoftware

- Es kann natürlich bei Messungen passieren, dass man einen Drift der Messergebnisse vermutet. Sei es, dass die Lichtquelle ihre Eigenschaften ändert, die Elektronik Probleme bereitet oder andere beeinflussende Ereignisse eintreten. In diesem Fall ist es ratsam sich die Messergebnisse über eine Zeitskala zu betrachten. Eine absolute Zeitmessung wird zur Zeit nicht unterstützt. Deshalb kann man sich die Ergebnisse

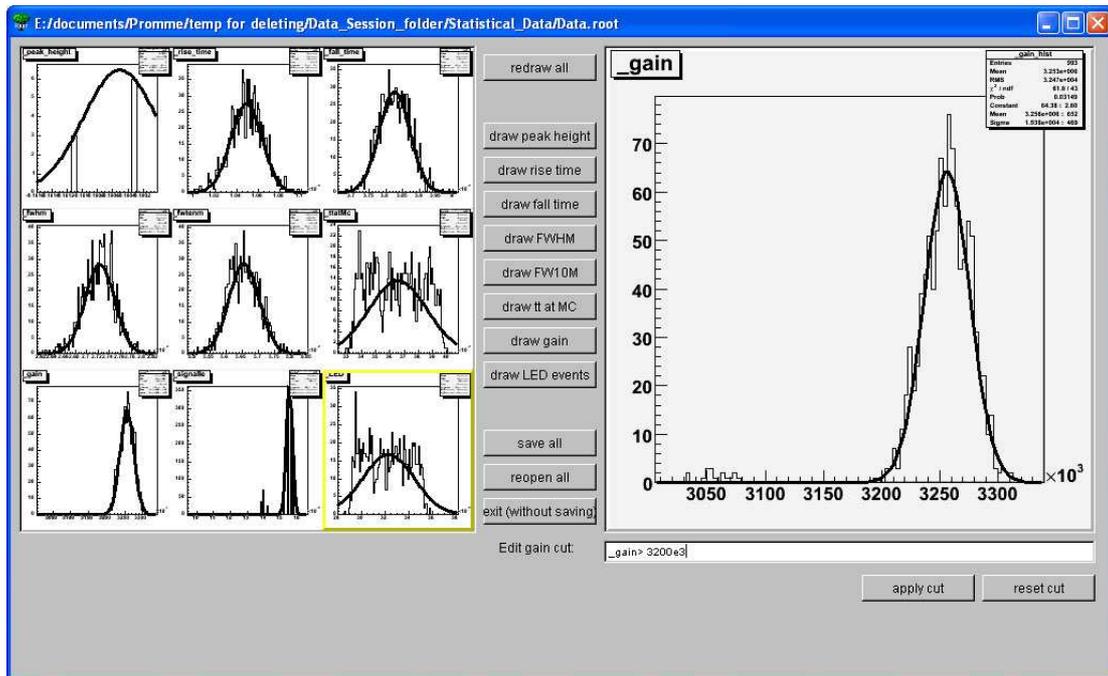


Abbildung 43: Rootmakro mit eingelesenen Daten aus der Datenaufnahme.

aufgetragen über die Aufnahmereihenfolge betrachten. Für diese Darstellung wählt man im Menüpunkt „View“ den Punkt „Value dependencies“ aus. Es werden nacheinander alle Messgrößen in Abhängigkeit von der Aufnahmereihenfolge und von den anderen Messgrößen gezeigt. Somit kann man auch korrelierte Ereignisse schnell erkennen und in die „Cuts“ der ROOT-Sitzung einfließen lassen.

- Möchte man die Wellenformen aus der Datenaufnahme betrachten, so hat man die Möglichkeit dies über den Punkt „View“ „stored Signalforms“ aufzurufen. Ein kleines Werkzeugfenster öffnet sich, in dem man sich die Wellenformen in das Plotfenster rufen kann und gegebenenfalls mit „Gnuplot“ darstellen lassen kann. Man bedenke: die gespeicherten Wellenformen sind bereits vom Gleichspannungsanteil abgezogen und separiert.
- Der Menüpunkt „View“–„Rootfiles“ ermöglicht es, schnell eine beliebige „\*.root“-Datei in ROOT zu laden und über die internen ROOT Werkzeuge zu betrachten. Dies ist vor allem nützlich, wenn die Datei in einer anderen Partition als die Programmdatei von ROOT liegt. In diesem Punkt scheitert der ROOT Browser in der Version 5.12 unter Windows.
- Der Menüpunkt „Root“–„Run“ öffnet dem nicht geübten ROOT-Benutzer eine beliebige „\*.C“-Datei in ROOT. Dafür wird die Datei in den ROOT-Arbeitsordner kopiert und in dieser Umgebung von ROOT ausgeführt. Auch hat man die Möglichkeit, die ROOT-Tutorials in deren Umgebung zu starten.

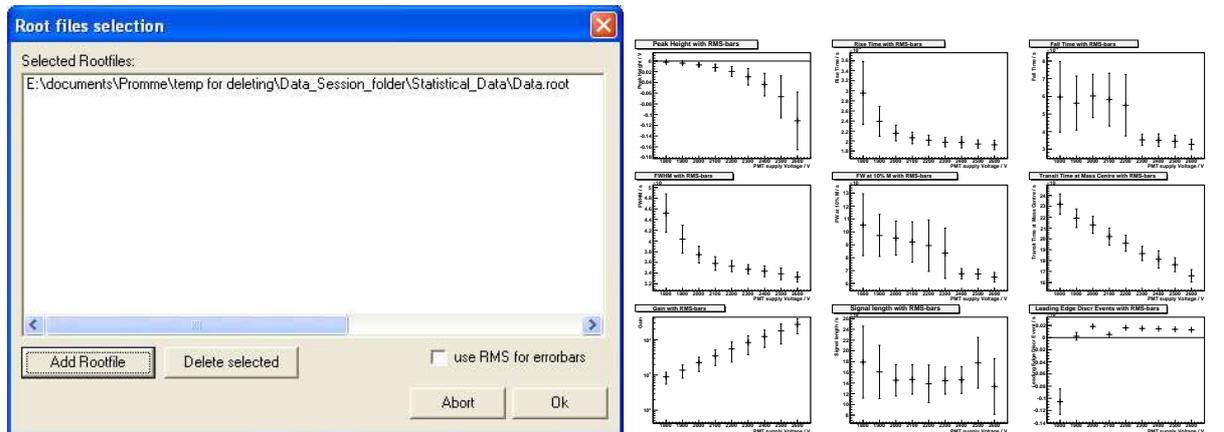


Abbildung 44: Links: Fenster zur Vereinigung von ROOT-Daten aus den Sitzungen. Rechts: Darstellung der ROOT Daten in Abhängigkeit von der PMT Versorgungsspannung

- Unter „Help“–„Run Compatibility Upgrade“ hat man die Möglichkeit die Dateistruktur, dem aktuellen Stand anzupassen. Dieser Punkt sollte ausgeführt werden, falls man die Daten mit einer älteren Version aufgenommen haben. Es ist zwar implementiert worden, die alten Strukturen zu lesen, es kann aber nicht ausgeschlossen werden, dass hier Probleme auftreten könnten.

## C.5 Bekannte Probleme und Lösungsvorschläge

- Es könnten Probleme auftreten, wenn Zugriffsrechte auf Ordner fehlen. Das Programm schreibt und löscht Dateien im Ordner mit den ausführbaren ROOT-Dateien, dem eigenen Ordner und natürlich dem Ordner mit den gespeicherten Programmsitzungen. Man muss sicherstellen, dass alle nötigen Rechte diesen Ordnern vergeben sind, da beispielsweise sonst die ROOT-Anwendung nicht korrekt ausgeführt werden kann.
- Alle Werte, die man in den Feldern manuell setzen muss, werden bei der Eingabe auf ihre Korrektheit überprüft und notfalls korrigiert oder verworfen. Somit ist es beispielsweise nicht möglich bei der maximalen Anzahl von Wellenformen erst die „0“ zu ersetzen und dann eine „1“ hinzuschreiben. Es wird automatisch der Wert auf „0“ gesetzt werden. In diesem Fall schreibt man die „1“ und entfernt dann die „0“.
- In den „settings“ gesetzte Werte werden erst gespeichert, wenn man danach das Datenaufnahmefenster öffnet.
- Die Datenaufnahme erfolgt normalerweise über das Netzwerk. Die getesteten Tektronix-Oszilloskope verfügen nur über einen 10Base-TX Anschluss, was natürlich die Übertragungsgeschwindigkeit beschränkt. Es sind etwa drei Wellenformen pro Sekunde

möglich. Dafür stellt man über das „Kurzmenü“ des Oszilloskops den „Acquire“-Modus auf „Fast Trigger“. Damit wird einerseits die Wellenformlänge erheblich gekürzt, andererseits die volle „Samplerate“ des Oszilloskops ausgeschöpft. Näheres dazu liest man in der Bedienungsanleitung des Oszilloskops nach.

- Für einen maximalen Informationsgehalt, passt man das Signal am Oszilloskop so an, dass es den lesbaren Bereich voll ausschöpft. Man sollte beachten, dass die Zeitskala viel breiter ist als das Fenster. Somit kann also ein Signal in der Zeit aus dem Fenster laufen und wird trotzdem voll aufgezeichnet. Sind die Signale in der Zeitskala unvollständig, so werden diese bei der Datenaufnahme zwar gespeichert, aber nicht ausgewertet.
- Das gewünschte Signal muss länger als 4 ns von Nulldurchgang bis Nulldurchgang sein. Dieser Wert filtert effektiv das elektronische Signalrauschen. Es sind zur Zeit keine kürzeren Sekundärelektronvervielfacher-Signale bekannt.
- Mehrfache Signale, Doppelpulse, etc. werden ignoriert. Wurde ein Signal erfolgreich separiert, so wird jede weitere Information in der Wellenform verworfen.
- Es kann passieren, dass bei einem Programmabsturz bei der Datenaufnahme das Oszilloskop nicht mehr über das Netzwerk ansprechbar ist. In diesem Fall schaltet man das Oszilloskop aus und wieder an.
- Die gespeicherten Wellenformen werden „gezippt“<sup>28</sup>. Je nach Umgebung sowie bei vielen und großen Daten kann es passieren, dass Wellenformen nicht „gezippt“ werden und im „Waveforms“ Ordner verbleiben. Dies verursacht eine Fehlermeldung bei der Datenaufnahme. Dennoch werden diese Wellenformen verarbeitet und unkomprimiert gespeichert. Um diese den „Zip“-Ordnern zuzuführen, führt man den Menüpunkt „Help“ und dann „Run Compatibility Upgrade“ aus.
- Möchte man bearbeitete Histogramme im ROOT-Makro speichern, so muss man unter Umständen einer Ersetzung dieser durch die geänderten Histogramme zustimmen. Werden „CUTs“ hinzugefügt, so werden alle Manipulationen an diesen Histogrammen zurückgesetzt. Am besten führt man erst alle nötigen „CUTs“ aus, bevor man die Histogramme manipuliert. Nach einer Manipulation kann es unter Umständen nötig sein, eine Gaußanpassung manuell zu wiederholen.

---

<sup>28</sup>Damit ist ein gängiges Komprimierungsverfahren gemeint.

## D Messergebnisse aus der Messung der PMT-Eigenschaften der CEDAR-Detektoren am NA58-Experiment

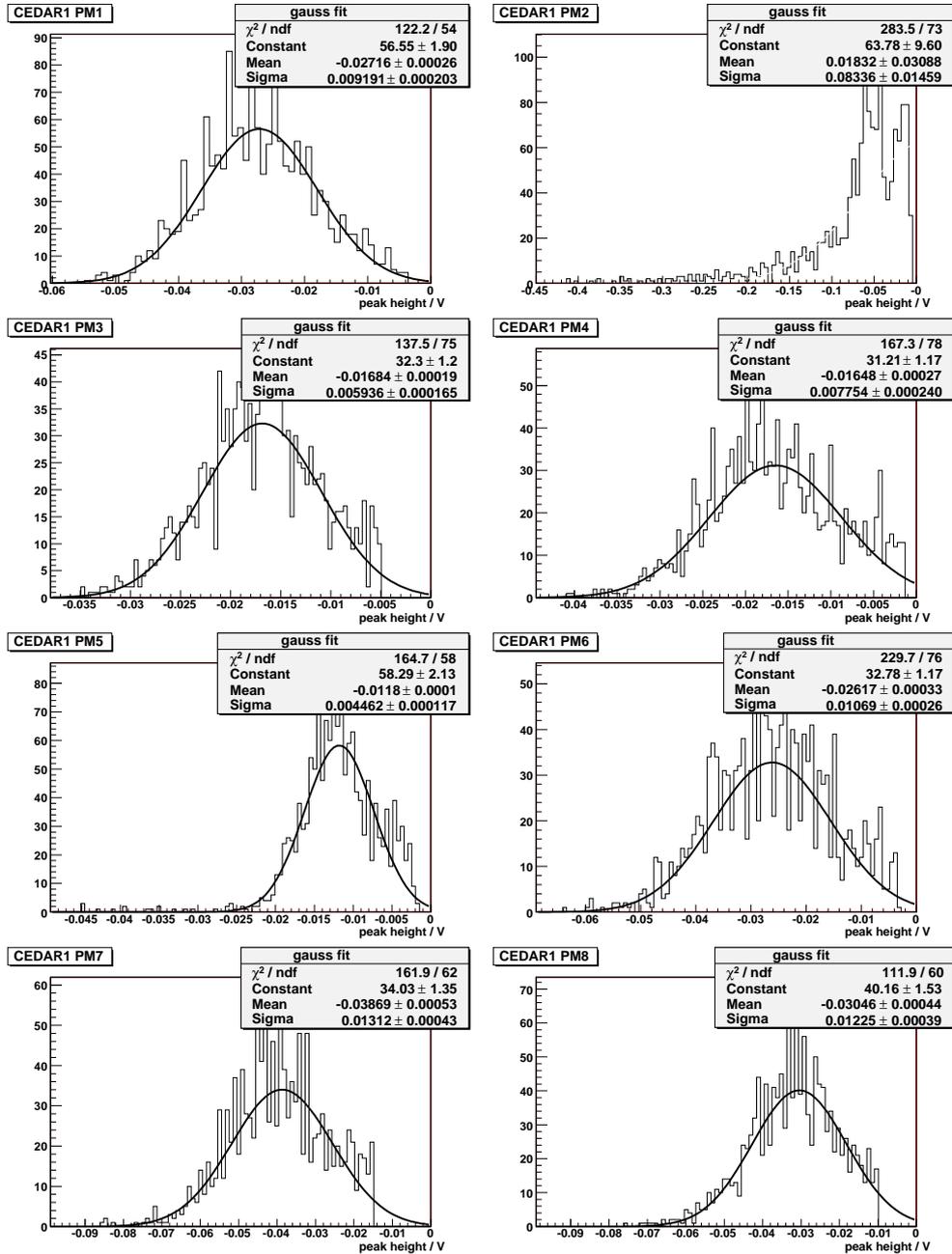


Abbildung 45: Pulshöhenverteilungen der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 1, betrieben mit HV-Spannungen äquivalent zu denen in der Teststrahlzeit 2004.

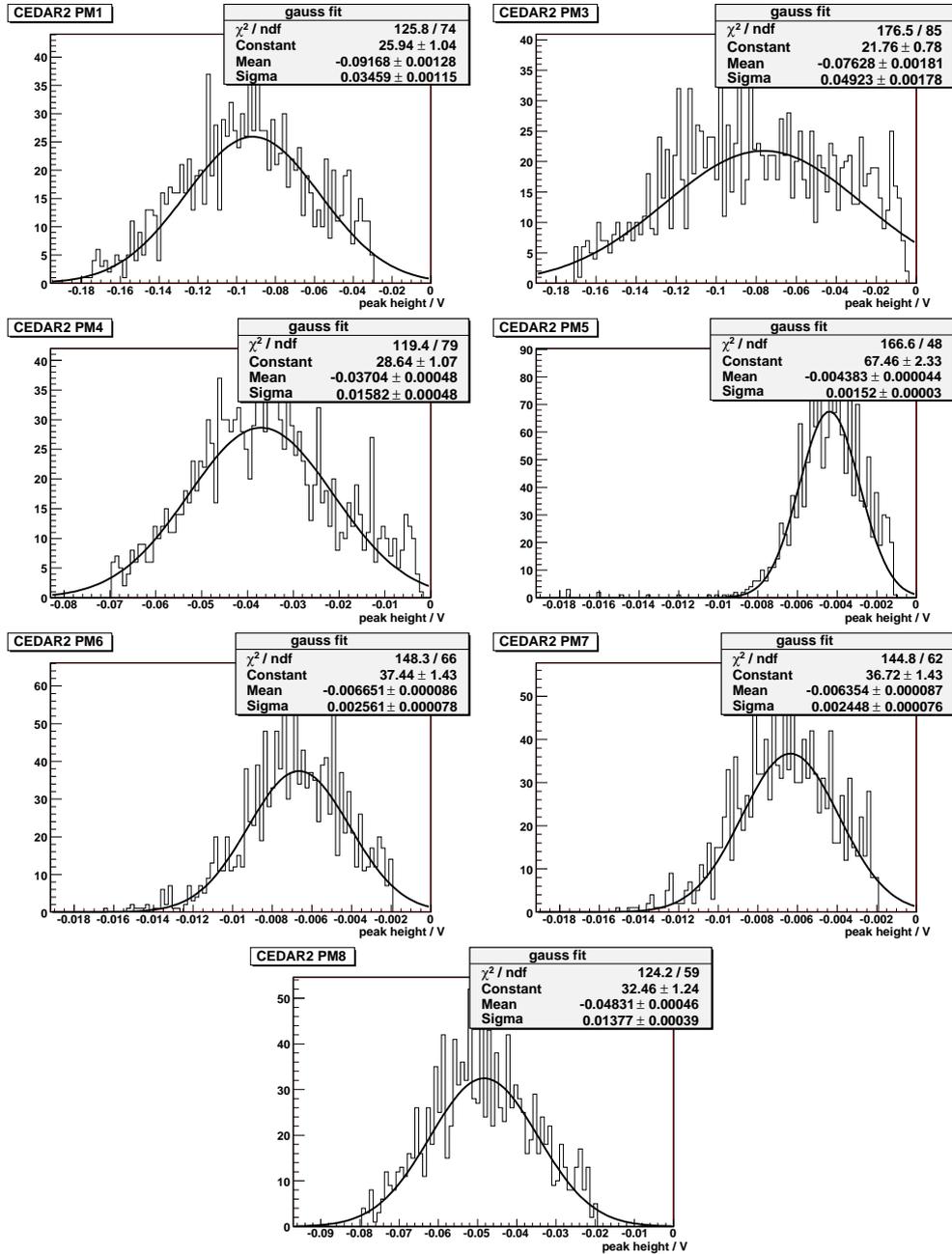


Abbildung 46: Pulshöhenverteilungen der PMTs 1 bis 8 (ohne defekte Röhre 2) am CEDAR-Detektor 2, betrieben mit HV-Spannungen äquivalent zu denen in der Teststrahlzeit 2004.

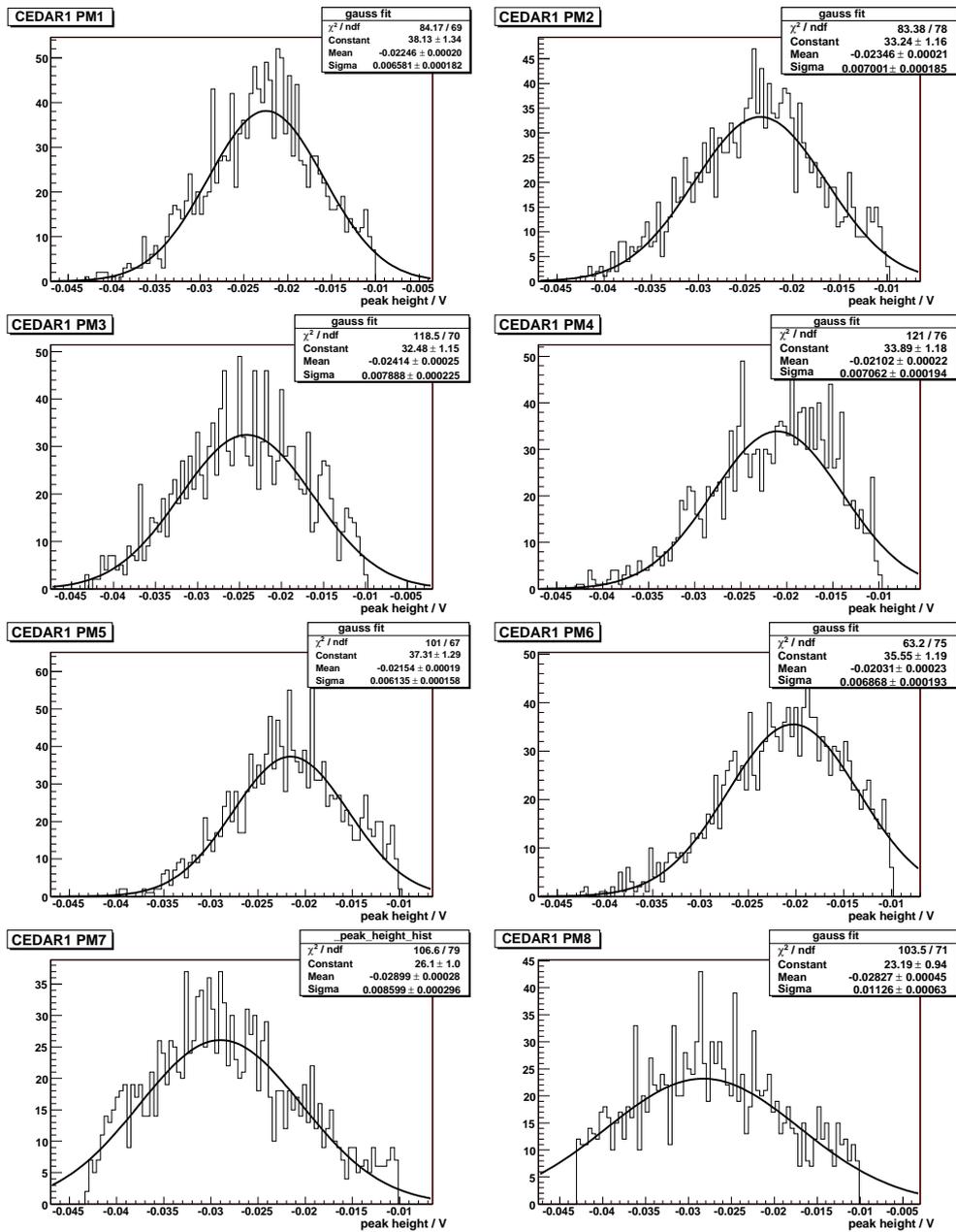


Abbildung 47: Pulshöhenverteilungen bei der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 1.

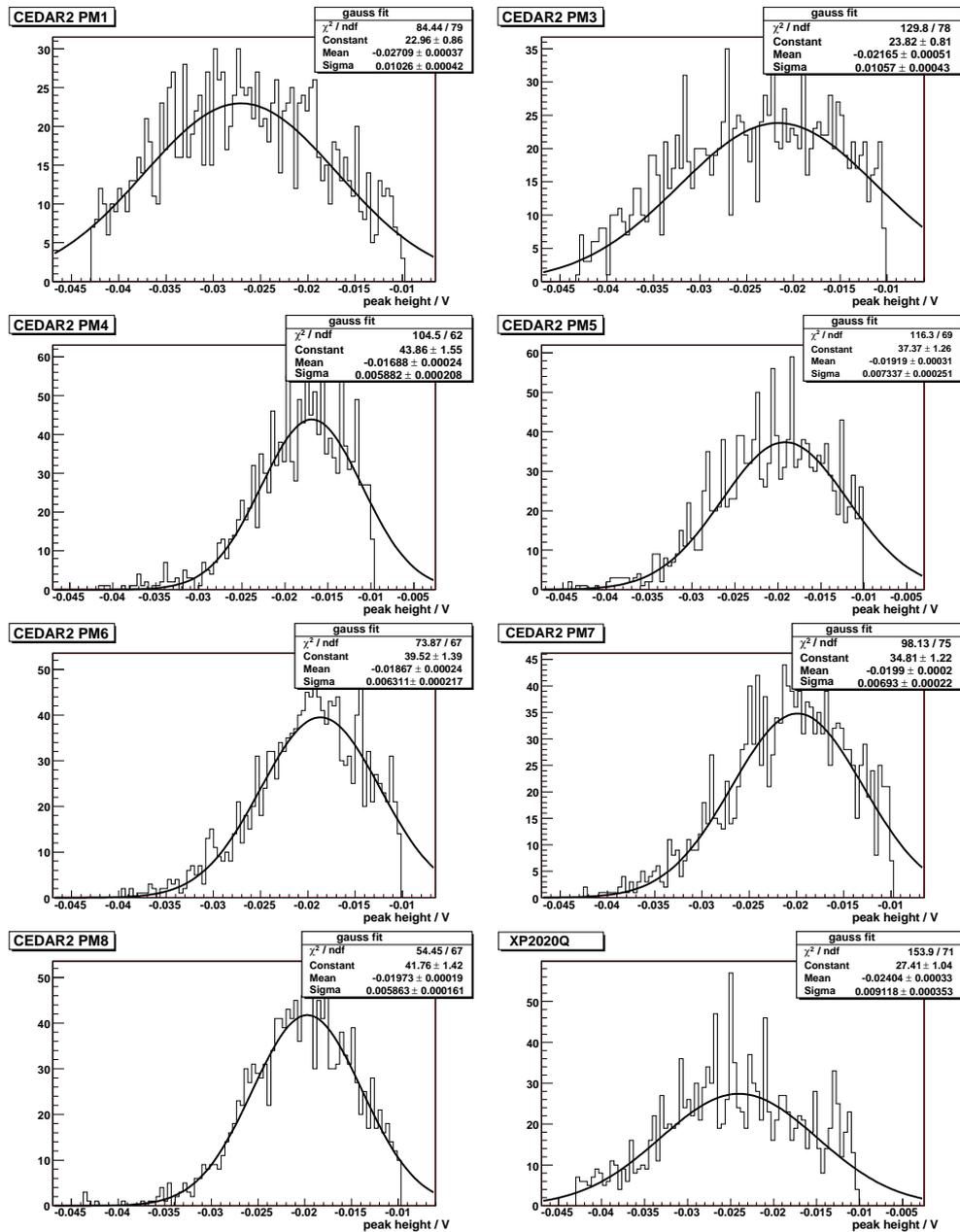


Abbildung 48: Pulshöhenverteilungen bei der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 2 und der XP2020Q-PMT als Referenz. (Defekte PMT 2 nicht aufgeführt.)

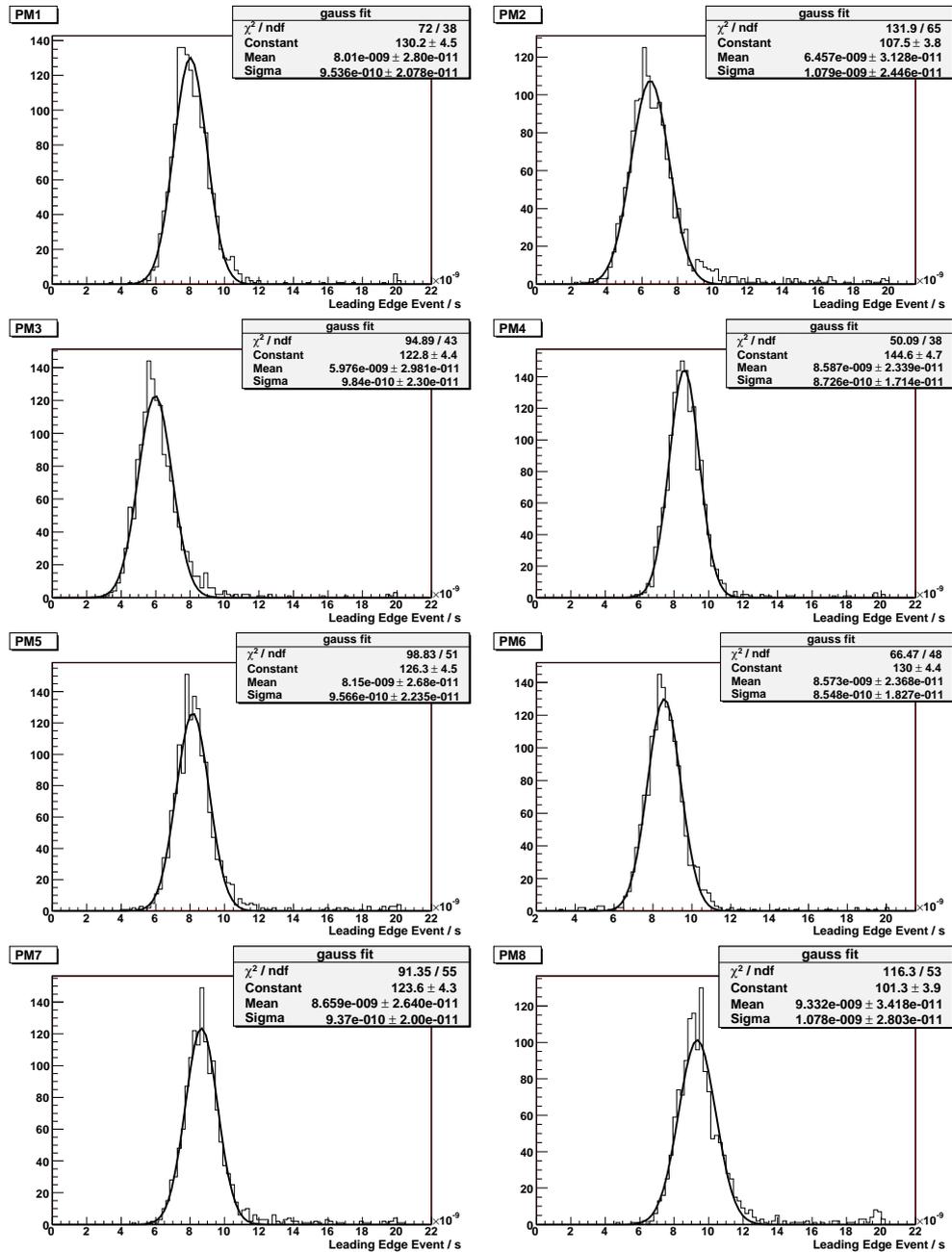


Abbildung 49: Ergebnisse aus der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 1. Zeitliche Verteilung der „Leading-Edge“-Ereignisse bei einer Schwelle von -10 mV.

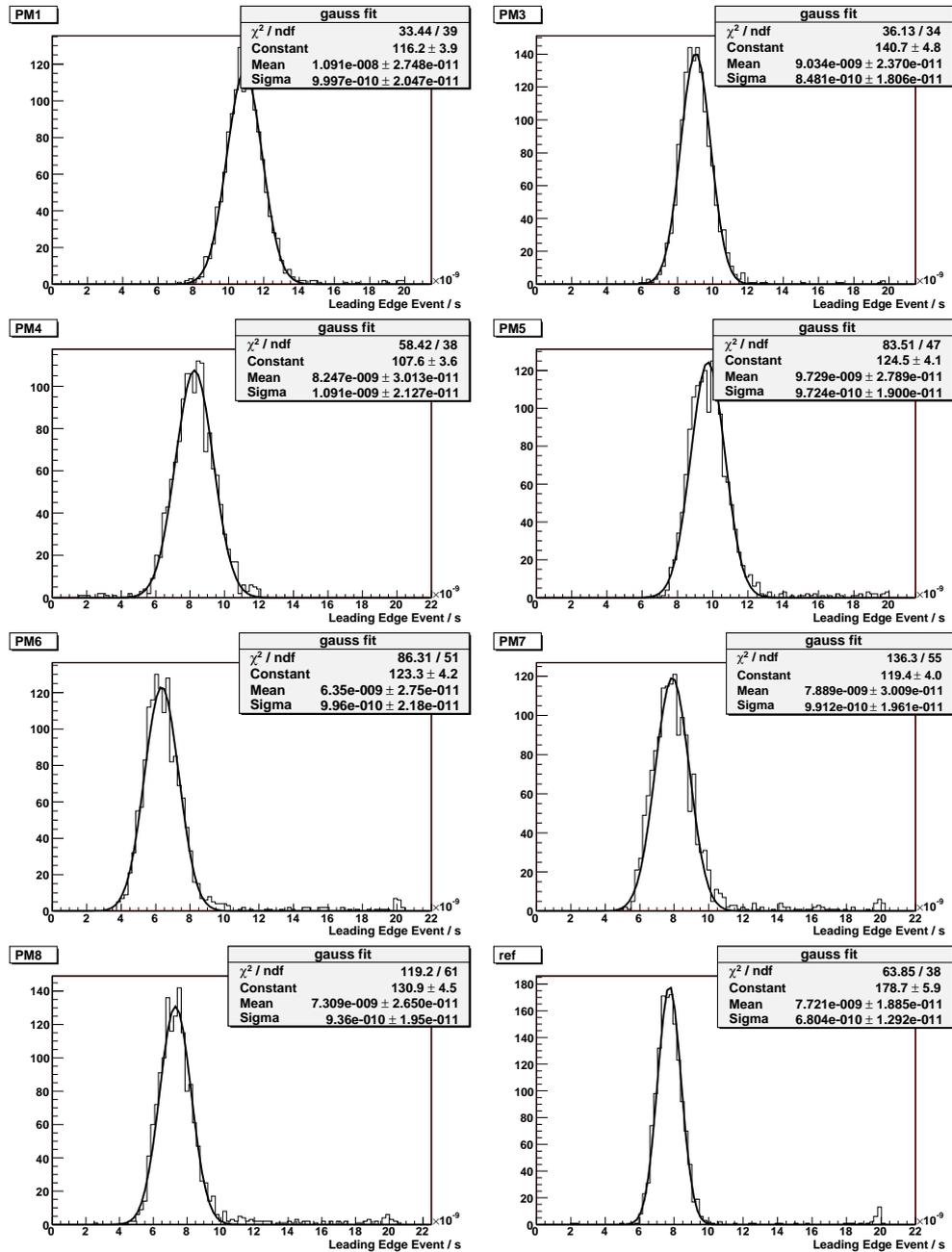


Abbildung 50: Ergebnisse aus der Zählratenmessung der PMTs 1 bis 8 am CEDAR-Detektor 2. Zeitliche Verteilung der „Leading-Edge“-Ereignisse bei einer Schwelle von -10 mV. (Defekte PMT 2 nicht aufgeführt.)

## E Ergänzende Informationen zum CEDAR-N-Detektor

Tabelle 9: Tabelle der im Spannungsteiler verwendeten Symbole und ihrer entsprechenden Bedeutung. Die Nummern entsprechen exakt der Pinbelegung an der PMT-Basis.

Anschlussymbol / Pinnummer an Basis	Anschluss
19	Kathode
18	Focus
2.3	Dynode 1
15	Dynode 2
4	Dynode 3
14	Dynode 4
5	Dynode 5
13	Dynode 6
6	Dynode 7
12	Dynode 8
7	Dynode 9
11	Dynode 10
8	Dynode 11
10	Dynode 12
9	Anode



Abbildung 51: Belegung der Pins an den Steckern und Buchsen der BURNDY-Kabel zwischen CEDAR-PMTs und Spannungsteiler.

Tabelle 10: Tabelle zur eindeutigen Identifizierung der vermessenen PMTs anhand ihrer Seriennummer.

PMT	CERN-PMT-ID	CERN-Kabel-ID	CERN-Spannungsteiler-ID
C1PM1	4	21	4
C1PM2	8	123	8
C1PM3	37	124	37
C1PM4	21	126	21
C1PM5	36	127	36
C1PM6	47	128	47
C1PM7	63	130	63
C1PM8	81	149	81
C2PM1	11	37	11
C2PM2	12	54	12
C2PM3	13	63	13
C2PM4	19	69	19
C2PM5	20	102	20
C2PM6	61	132	70
C2PM7	194	147	194
C2PM8	90	150	90