

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das AMS02 Experiment, Teilchenphysik auf der ISS	7
2.1	Astrophysikalische Zielsetzungen	8
2.1.1	Kosmische Strahlung	8
2.1.2	Antimaterie	10
2.1.3	Dunkle Materie	13
2.2	Aufbau des AMS02 Detektors	18
2.2.1	Transition Radiation Detector (TRD)	19
2.2.2	Cryomagnet	20
2.2.3	Tracker	21
2.2.4	Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH)	23
2.2.5	Electromagnetic Calorimeter (ECAL)	24
2.2.6	Time of Flight (TOF)	25
2.2.7	Anti Coincidence Counter (ACC)	25
2.2.8	Elektronik	25
2.2.9	Zusammenfassung	27
3	Der ACC des AMS02 Experimentes	29
3.1	Funktionsweise des ACC	32
3.1.1	Szintillator	33
3.1.2	WLS - Fasern	35
3.1.3	Lichtleiter	38
3.1.4	Photomultiplier Tubes	39
3.2	Elektronik des ACC	42
4	Charakterisierung der ACC Elemente	45
4.1	Energieverlust von Myonen aus der Höhenstrahlung in Materie	46
4.2	Kopplung zwischen Szintillator und WLS - Fasern	48
4.2.1	Aufbau des Teststandes für das Modell der Zähler	48
4.2.2	Erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen	51
4.2.3	Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen	54
4.3	WLS - Fasern	60

4.3.1	Absorptionslänge der WLS Fasern	61
4.3.2	Krümmungsverluste der WLS - Fasern	67
4.4	Lichtleiter	76
4.4.1	Aufbau zur Vermessung der Lichtleiter	76
4.4.2	Absorptionslänge der Lichtleiter	76
4.5	Kopplungsverluste	80
4.6	Photomultiplier	84
4.6.1	Aufbau des Teststandes	84
4.6.2	Bestimmung der Verstärkung der PMTs	87
4.6.3	Anzahl an Photoelektronen	93
4.6.4	Auswahl der PMT für die Zähler des ACC	101
4.7	Zusammenfassung	104
5	Homogenität und Ineffizienz der ACC Zähler	107
5.1	Untersuchung der Homogenität der ACC Zähler mit einer LED	108
5.1.1	Aufbau des Teststandes	108
5.1.2	Homogenität der Zähler	109
5.2	Untersuchung der Ineffizienz der ACC Zähler mit einer LED	114
5.2.1	Aufbau des Teststandes	114
5.2.2	Bestimmung der Ineffizienz als Funktion der mittleren Anzahl an Photoelektronen	116
5.3	Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen und Ineffizienz der ACC Zähler mit atmosphärischen Myonen	120
5.3.1	Aufbau des Teststandes	120
5.3.2	Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen	122
5.3.3	Messung der Ineffizienz der AMS02 Zähler mit Myonen	134
5.4	Zusammenfassung	141
6	Zusammenfassung und Ausblick	143
A	Herleitung der Gleichung zur Bestimmung der Photoelektronenanzahl	I
B	Eigenschaften der verwendeten LED	IV
C	Eigenschaften der verwendeten PMT	V
D	Elektronik	IX
	Tabellenverzeichnis	XI
	Abbildungsverzeichnis	XIII
	Literaturverzeichnis	XXII

Kapitel 1

Einleitung

Die Suche nach den fundamentalen Gesetzmäßigkeiten unserer Welt und unseres Kosmos sowie deren fundamentalen Bausteinen war schon immer der Ansporn für Physiker, immer präzisere Experimente zu entwickeln, die ausgewählte Bereiche ihrer eigenen Unwissenheit untersuchen. Im Laufe der Zeit wurden durch unzählige Experimente und Theorien immer mehr Puzzleteile zusammengetragen, so dass ein konsistentes Bild und Verständnis der Natur entstand. Insbesondere sind seit der Mitte des 20. Jahrhunderts große Fortschritte in der Erforschung der fundamentalen Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen durch den Einsatz großer Beschleunigeranlagen gelungen. Aber auch schon vor der ersten Inbetriebnahme solcher Anlagen zeigten Experimente, dass die Natur mehr zu bieten hat als Elektronen, Protonen und Neutronen. Schon 1912 beobachtete V. Hess bei Ballonflügen eine mit der Höhe zunehmende Entladungsgeschwindigkeit von Elektrometern [1]. Aus dem Anstieg der Intensität dieser ionisierenden Strahlung mit der Höhe in der Atmosphäre folgerte er, dass diese Strahlung kosmischen Ursprungs sein muss. Bei der genaueren Untersuchung dieser *Höhenstrahlung* wurden in den Folgejahren die ersten bis dahin unbekannt neuen Teilchen entdeckt. So wurde 1932 das von Dirac postulierte Positron in der Höhenstrahlung eindeutig durch C. D. Anderson nachgewiesen [2]. Als weitere Bestandteile der Höhenstrahlung wurden 1937 durch C.D. Anderson und S. H. Neddermeyer sowohl das μ^- als auch das μ^+ [3] und 1947 durch C.F. Powell et al. die geladenen π -Mesonen π^+ und π^- [4] identifiziert.

Heutzutage ist bekannt, dass die Höhenstrahlung aus sekundären Teilchen besteht, die bei der Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit Molekülen und Ionen in der Erdatmosphäre entstehen. Deshalb bezeichnet man sie häufig auch als sekundäre kosmische Strahlung. Die primäre kosmische Strahlung kann heute in einzelnen Ereignissen indirekt durch atmosphärische Schauer am Erdboden beobachtet werden. Jedoch ist eine Identifizierung der Schauer erzeugenden Teilchen aus diesen Beobachtungen äußerst kompliziert und nicht immer eindeutig [5]. Nach dem heutigen Kenntnisstand besteht die primäre kosmische Strahlung aus vollständig ionisierten Atomen (Atomkernen) sowie freien Elektronen und Positronen. In der Nukleonenkomponente der primären kosmischen Strahlung sind Protonen mit etwa 87% und Heliumkerne mit etwa 12% vertreten. Die Atomkerne schwerer Elemente ($Z \geq 3$) stellen nur etwa 1% [6]. Elektronen und Positronen haben einen weit

geringeren Anteil an der kosmischen Strahlung als die Protonen.

Bemerkenswert ist die Energieverteilung dieser Teilchen, die sich über einen weiten Energiebereich von etwa 10^6 bis 10^{20} eV erstreckt. Bis ca. 10^{15} eV erfolgt die Beschleunigung hauptsächlich nach dem Fermi-Mechanismus [7, 8] in den Stoßfronten der *Supernovaüberreste* unserer Milchstraße. Zwischen 10^{15} eV - 10^{18} eV sollten die Quellen ebenfalls galaktischen Ursprungs sein, da der Zyklotronradius dieser Teilchen immer noch unterhalb der Dicke der galaktischen Scheibe liegt und die Teilchen somit in der galaktischen Scheibe gefangen sind. Über die Mechanismen der Beschleunigung der Teilchen bis zu diesen Energien innerhalb unserer Milchstraße ist jedoch wenig bekannt. Da oberhalb von 10^{18} eV eine Speicherung der Teilchen in unserer Galaxie nicht mehr möglich ist, wird dieser Energiebereich extragalaktischen *kosmischen Beschleunigern* zugeschrieben, über deren Natur bis dato Ungewissheit herrscht [9]. Man nimmt zwar an, dass z.B aktive Galaxienkerne oder Quasare einen Beitrag liefern könnten, eine Verifizierung dieses Modells steht jedoch noch aus. Neben den Quellen der primären kosmischen Strahlung ist auch ihre Zusammensetzung von astrophysikalischem Interesse. Wie schon erwähnt, ist die exakte Vermessung der einzelnen Bestandteile aufgrund des störenden Einflusses der Atmosphäre durch erdgebundene Experimente nicht möglich. Deshalb strebt man die Stationierung von Experimenten auf Satelliten oder der ISS¹ an, um die Detektoren direkt der primären kosmischen Strahlung auszusetzen. Die Realisierbarkeit dieser Vorhaben wurde durch das AMS01 Experiment hervorragend bestätigt. Der AMS01 Detektor [10] wurde dabei am 2 Juni 1998 vom Space Shuttle Discovery (Flug STS - 91) in den Weltraum gebracht. Das AMS01 Experiment konnte über ca. 100 Stunden Daten sammeln, in denen knapp 100 Millionen Ereignisse detektiert wurden. Neben der Bestätigung des AMS Konzeptes durch diese Mission führte die Analyse des gewonnenen Datensatzes zu wichtigen astrophysikalischen Ergebnissen [12, 13, 14, 15, 16].

Aufbauend auf den Erkenntnissen, die beim Flug des AMS01 Detektors gesammelt wurden, wird derzeit das AMS02 Experiment konstruiert, das mit seinen verfeinerten Detektor-komponenten die primäre kosmische Strahlung mit bisher unerreichter Präzision vermessen wird. Das AMS02 Experiment soll voraussichtlich im Jahr 2009 auf der ISS stationiert werden und über eine Laufzeit von mindestens drei Jahren die kosmische Strahlung vermessen.

¹International Space Station

Das AMS02 Experiment verfolgt dabei drei wesentliche astrophysikalischen Ziele:

- Die Vermessung der Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung mit hoher Statistik und insbesondere die Bestimmung von Elementhäufigkeiten wie z.B. Bor und Kohlenstoff in der primären kosmischen Strahlung.
- Die Suche nach Antimaterie im Universum, die nach der Urknallhypothese zu Beginn des Universums denselben Anteil an der baryonischen Materie gehabt haben sollte wie die uns wohl bekannte „normale“ Materie.
- Die indirekte Suche nach Dunkler Materie.

Das AMS02 Experiment wird die kosmische Strahlung mit einer höheren Akzeptanz vermessen, als dies mit Ballonexperimenten wie HEAT², BESS³ oder CREAM⁴ möglich war [17, 18, 19]. Die Akzeptanz des AMS02 Experimentes von $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ ist größer als bei allen bisherigen Ballon - und Satellitenexperimenten. Die Stationierung des Experimentes auf der ISS ermöglicht es, einen komplexen Detektor mit einem Gesamtgewicht von ca. 7 T über einen längeren Zeitraum zu betreiben und dem störenden Einfluss der Erdatmosphäre zu entkommen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Funktionskontrolle, der Homogenität und der Ineffizienz des ACC⁵ für das AMS02 Experiment. Die Arbeit ist dabei wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die astrophysikalischen Ziele des AMS02 Experimentes vorgestellt, und das Entdeckungspotential des Experimentes diskutiert. In Abschnitt 2.2 wird das AMS02 Experiment vorgestellt, und die einzelnen Detektoren aus denen das Experiment aufgebaut ist beschrieben. Kapitel 3 widmet sich dem Aufbau und der Funktion des ACC. In Kapitel 4 werden die an den einzelnen Komponenten des ACC durchgeführten Messungen vorgestellt und diskutiert. Im darauf folgenden Kapitel 5 wird auf die durchgeführten Messungen zur Homogenität der ACC Zähler, der Ausbeute an Photoelektronen sowie der Ineffizienz der einzelnen Zähler des ACC eingegangen.

²High Energy Antimatter Telescope

³Ballon Bourne Experiment with Superconducting Solenoidal Spectrometer

⁴Cosmic Ray Energetics And Mass

⁵Anti Coincidence Counter

Abkürzungen

In dieser Arbeit werden folgende Abkürzungen verwendet:

- ACC: Anti Coincidence Counter
- AMS: Alpha Magnetic Spectrometer
- ISS: International Space Station
- MC: Multi Cladded
- MIP: Minimal ionisierendes Teilchen
- MOP: Wahrscheinlichster Wert einer Verteilung (Most Probable)
- p.e.: Photoelektronen
- PHS: Pulshöhenspektrum
- PMT: Photomultiplier Tube
- QE: Quanteneffizienz
- WLS: Wellenlängenschieber

Kapitel 2

Das AMS02 Experiment, Teilchenphysik auf der ISS

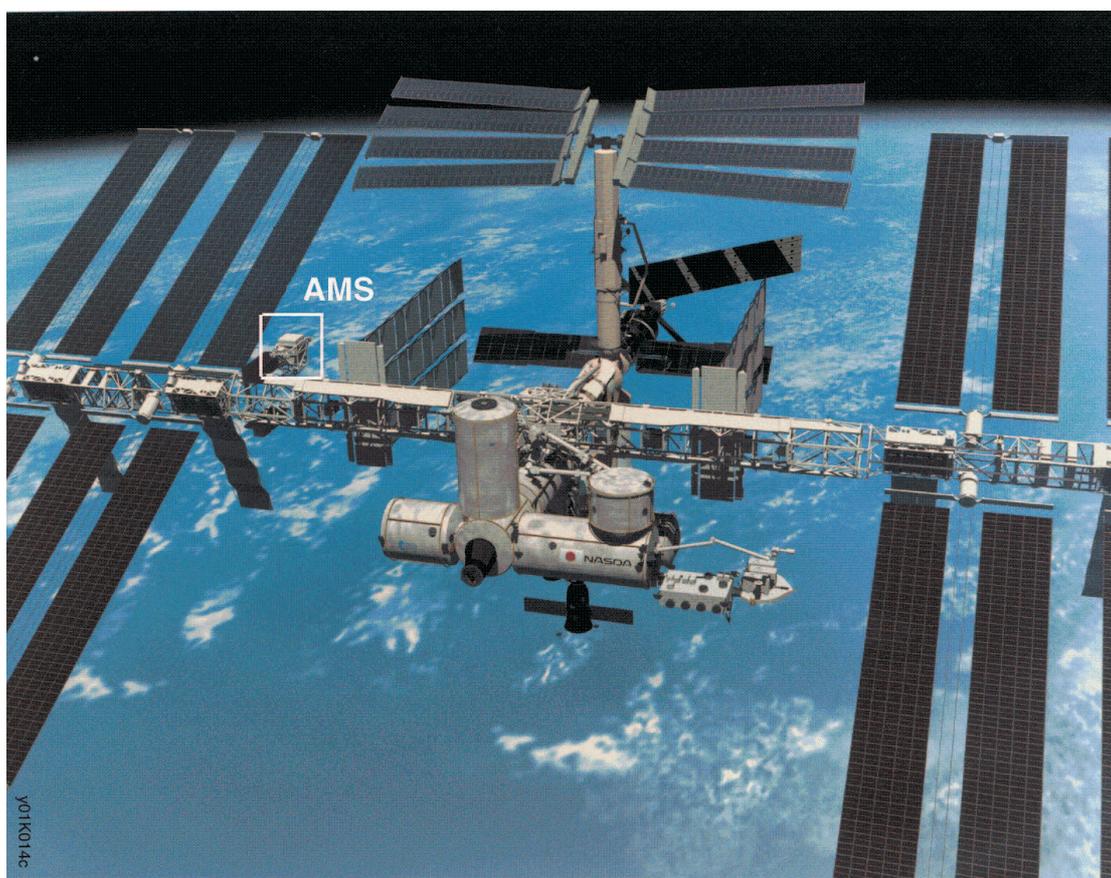


Abbildung 2.1: Das AMS02 Experiment an Bord der ISS (künstlerische Darstellung) [20].

2.1 Astrophysikalische Zielsetzungen

2.1.1 Kosmische Strahlung

Durch die Stationierung auf der ISS wird es dem AMS02 Experiment möglich sein, die primäre kosmische Strahlung mit bisher unerreichter Präzision zu vermessen. Die Flüsse der Hauptkomponenten der kosmischen Strahlung und die für das Experiment erwartete Rate der einzelnen Teilchenflüsse sind in Abb. 2.2 zu sehen.

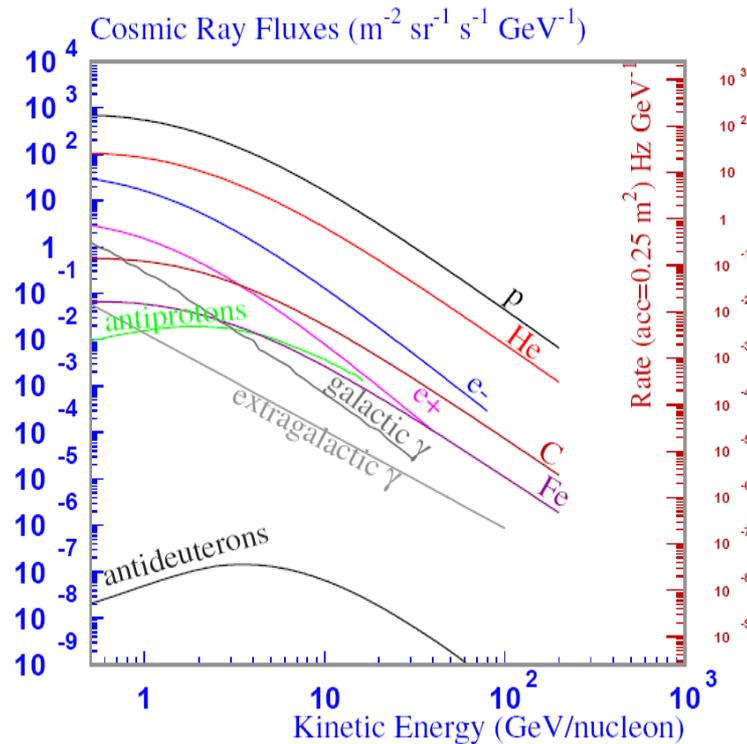


Abbildung 2.2: *Spektrum der Hauptkomponenten der kosmischen Strahlung. Die rechte Achse des Graphen zeigt die für das AMS02 Experiment erwartete Rate an Ereignissen [21].*

Neben der Vermessung der Hauptkomponenten der kosmischen Strahlung wird es dem AMS02 Experiment möglich sein, die Nukleonkomponenten der kosmischen Strahlung bis zu Kernladungszahlen von $Z = 26$ zu vermessen. Von besonderem Interesse ist dabei die Messung der Verhältnisses von Bor (B) zu Kohlenstoff (C) und der Beryllium (Be) Kerne ^{10}Be zu ^9Be . Der Anteil des Radionuklides ^{10}Be an der kosmischen Strahlung ist auf die Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit der interstellaren Materie zurückzuführen. Durch die Vermessung des Verhältnis der Anzahl dieses sekundär produzierten Kerns, zum primär in der kosmischen Strahlung auftretenden stabilen Kern ^9Be können Aussagen über die Dichte des von der kosmischen Strahlung durchquerten Materials getroffen werden. Zudem ist das ^{10}Be durch seine lange Halbwertszeit ($\tau_{1/2} = 1.6 \cdot 10^6$ a)

gut dazu geeignet, die Einschusszeit der kosmischen Strahlung in der galaktischen Scheibe zu bestimmen. Diese Einschusszeit hängt dabei stark von dem gewählten Modell der Propagation der kosmischen Strahlung ab [22]. Durch die Vermessung der Verhältnisse von stabilen Kernen wie C, die als primäre Komponente der kosmischen Strahlung auftreten, zu stabilen Kernen wie B, die durch die Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium entstehen, lassen sich Aussagen über die Menge des von der kosmischen Strahlung durchquerten Materials treffen. Damit lässt sich z.B. die Ausdehnung und die Homogenität der galaktischen Scheibe bestimmen [23]. Beide Messungen liefern somit wichtige Parameter zur korrekten Beschreibung der Propagation der kosmischen Strahlung in der Galaxis. In Abb. 2.3 sind die mit AMS02 erwarteten Messungen dieser Verhältnisse, verglichen mit bisherigen Messungen dargestellt.

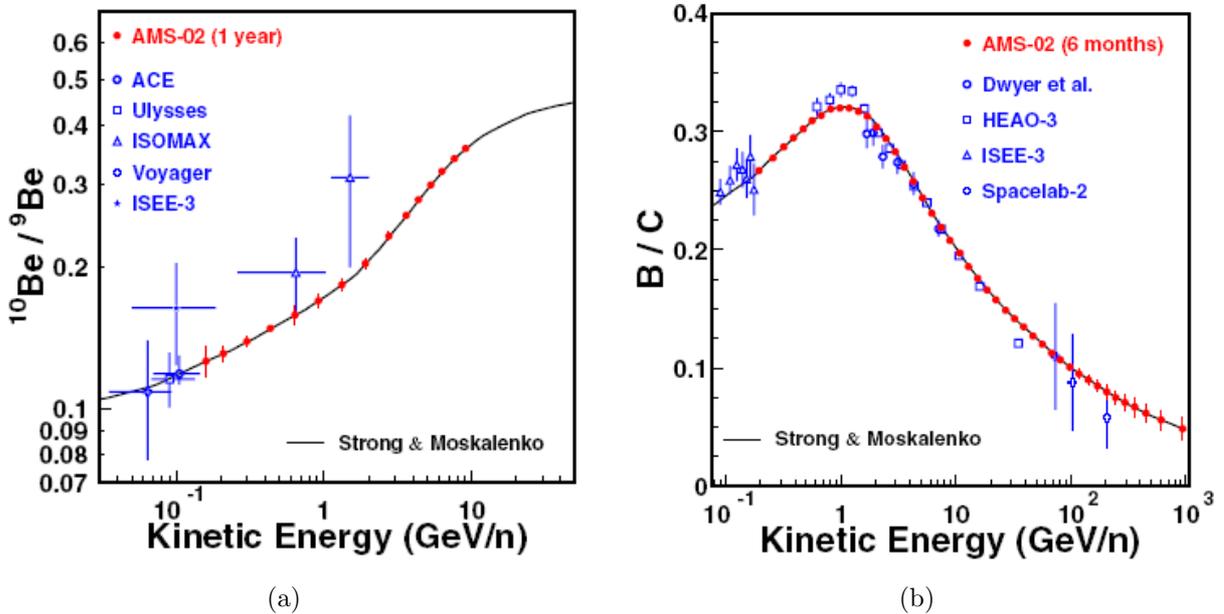


Abbildung 2.3: (a) Monte Carlo Simulation der Vermessung des Verhältnisses von $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ in einem Modell (schwarze Linie) der galaktischen Propagation. (b) Monte Carlo Simulation der Vermessung des Verhältnisses von B/C in einem Modell (schwarze Linie) der galaktischen Propagation [24].

Das AMS02 Experiment wird durch die präzise Vermessung dieser Verhältnisse einen bedeutenden Beitrag zur Entwicklung und Überprüfung der Modelle der galaktischen Propagation liefern. Wie in Abb. 2.2 zu erkennen ist, liegt das Verhältnis von Protonen zu Positronen (p/e^+) oberhalb von 10 GeV über einen weiten Energiebereich in der Größenordnung 10^4 . Für eine effiziente Positronenspektroskopie, bei der die Kontamination von Protonen unterhalb von 1% gehalten werden soll, ist somit ein Protonunterdrückungsfaktor von $\geq 10^6$ erforderlich.

2.1.2 Antimaterie

Die Entdeckung der Geschwindigkeit - Abstands Relation entfernter Galaxien durch Edwin Hubble im Jahre 1929 läutete einen Umbruch in dem bis dahin angenommen Bild des statischen Universums ein. Die von E. Hubble durchgeführten Messungen sind in Abb. 2.4 zu sehen, wobei er zur Zeit der Entdeckung noch davon ausging, das es sich um extragalaktische Nebel und nicht, wie wir heute wissen, um Galaxien handelt. Deutet man die

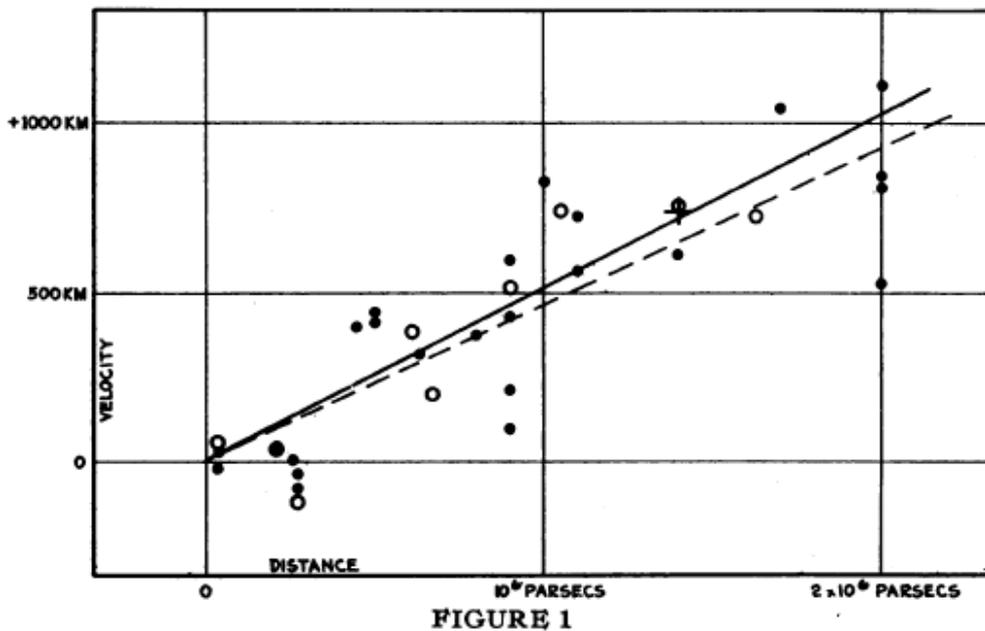


FIGURE 1
Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae.

Abbildung 2.4: Die von E. Hubble durchgeführten Messungen, die die Geschwindigkeit - Abstands Relation zeigen und damit ein Beweis für die Expansion des Universums liefern [25].

Rotverschiebung:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (2.1)$$

der spektralen Linien entfernter Galaxien als Dopplereffekt, gilt für ihre Fluchtgeschwindigkeit v (d.h ihre relative Geschwindigkeit in unserem Bezugssystem (Erde)):

$$v = c \cdot z = H_0 \cdot r \quad (2.2)$$

wobei H_0 die Hubblekonstante und r die Entfernung der Galaxie bezeichnet. Diese Relation ist als Hubblelrelation bekannt. Die Hubblekonstante beschreibt die Hubblefunktion $H(t)$ zur Zeit t_0 (Gegenwart).

$$H_0 \equiv H(t_0) = h \cdot 100 \text{ km/s/Mpc} \quad (2.3)$$

Beobachtungen liefern den Wert $h = 0.71_{-0.03}^{+0.04}$ [32].

Die Konsequenz der Hubble-Relation ist eine zunehmende Geschwindigkeit bei zunehmender Entfernung der beobachteten Galaxie. Damit liegt die Vermutung nahe, dass zu Anbeginn der Zeit sich das gesamte beobachtbare Universum auf eine sehr kleine Region konzentrierte, die durch die Expansion des Raumes zu den heute beobachteten Abständen angewachsen ist. Eines der größten Rätsel dieses „*Big Bang*“ Modells ist die im Universum beobachtete Materie - Antimaterie - Asymmetrie. Nach der Big Bang Theorie sollten zu Beginn Materie und Antimaterie mit derselben Häufigkeit erzeugt worden sein. Bis heute wurde jedoch keine Antimaterie mit $Z \geq 2$ im Universum entdeckt. Es sind nun zwei mögliche Erklärungen dieses experimentellen Befundes denkbar:

- Es könnten im Universum Regionen existieren, die aus Antimaterie bestehen, und sich soweit entfernt von Materie bevölkerten Region befinden, dass keine Wechselwirkung der Regionen miteinander möglich ist.
- Kurz nach dem Urknall erfolgte eine asymmetrische Produktion von Materie und Antimaterie oder durch Symmetriebrechung resultierte eine bevorzugte Produktion von Materie in Annihilationsprozessen. Somit wäre die heute beobachtete Materie ein Überbleibsel dieser asymmetrischen Prozesse.

Teilchen und Antiteilchen unterscheiden sich nur im Vorzeichen der ladungsartigen Quantenzahl voneinander, verhalten sich ansonsten aber physikalisch identisch. Insbesondere ist die Kopplung an das elektromagnetische Feld dieselbe, so dass größere Strukturen (wie z.B. Sterne), die aus Antimaterie aufgebaut sind, sich im elektromagnetischen Spektrum nicht von Strukturen unterscheiden lassen, die aus Materie aufgebaut sind. Damit ist es zur Entdeckung von Antimaterie mit $Z \geq 2$ nötig, die Antimaterie direkt in einem Teilchenspektrometer zu messen. Antiteilchen wie \bar{p} oder e^+ können durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der interstellaren Materie in den folgenden exemplarisch aufgeführten Reaktionen entstehen:

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad (2.4)$$

$$p + p \rightarrow \pi^+ + X \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu + X \quad (2.5)$$

$$p + p \rightarrow K^+ + X \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu + X \quad (2.6)$$

Der Nachweis von komplexer Antimaterie mit $Z \geq 2$ wäre ein eindeutiger Hinweis auf primordiale Antimaterie. Deshalb liegt der Fokus des AMS02 Experimentes auf der Suche nach \bar{He} . Die Messungen mit dem AMS01 Experiment [12] ergaben eine obere Grenze für die Existenz von \bar{He} von :

$$\frac{\bar{He}}{He} < 1.1 \cdot 10^{-6} \quad @ \quad 95\%CL \quad (2.7)$$

Mit dem AMS02 Experiment wird es aufgrund der längeren Messzeit möglich sein, die Grenze über einen großen Rigiditätsbereich¹ auf 10^{-9} zu senken (vgl. dazu Abb. 2.5 (b)). Die Entdeckung von Antimaterie mit $Z \geq 6$ wie z.B. einem \bar{C} Kern wäre ein direkter Beweis

¹Rigidität $R = \frac{E}{Z \cdot e}$

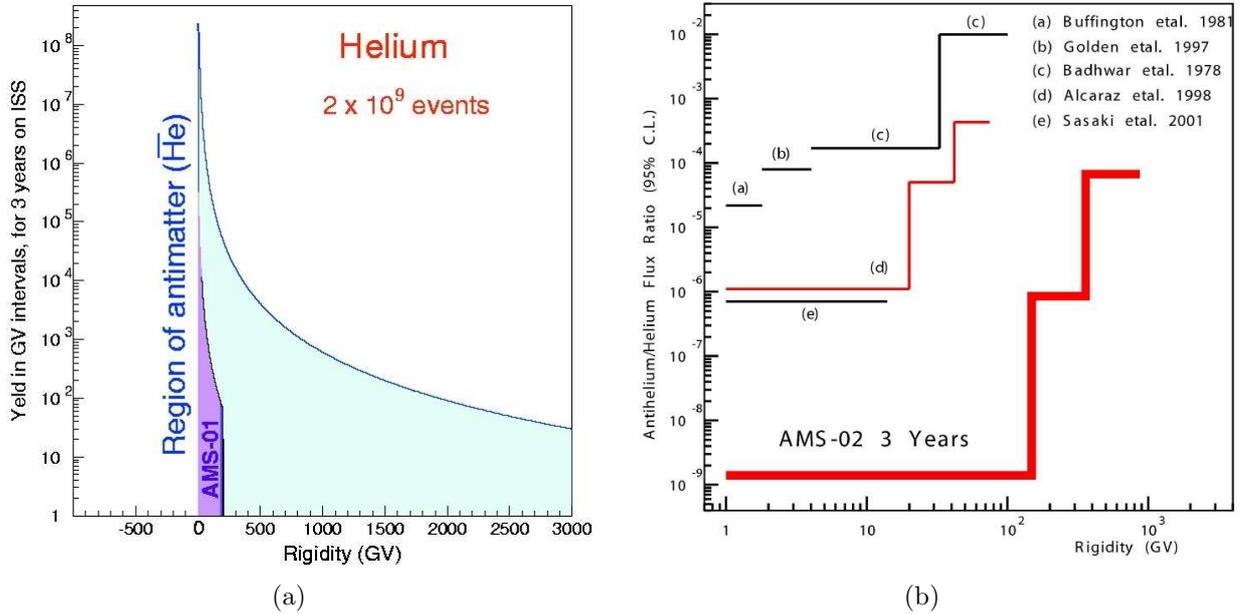


Abbildung 2.5: (a) Monte Carlo Simulation des Energiespektrums des Heliums für das AMS02 Experiment im Vergleich mit dem durch AMS01 zugänglichen Bereich [26]. (b) Erwartete Senkung des Limit auf das Verhältnis $\bar{H}e/He$ durch das AMS02 Experiment im Vergleich zu anderen Experimenten und dem mit AMS01 erhaltenen Limit (Kurve (d) [12]) [27].

für die Existenz von Sternen, die aus Antimaterie aufgebaut sind, da solch komplexe Kerne nur in den Fusionszyklen von Sternen entstehen. In Theorien der primordialen Baryogenese wird eine asymmetrische Produktion von Materie und Antimaterie diskutiert. Sakharov zeigte 1967 [28], dass dafür drei Bedingungen erfüllt sein müssen:

1. Verletzung der C und CP Symmetrien.
2. Die baryonische Ladung B ist keine Erhaltungsgröße.
3. Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht im frühen Universum.

Die Antimaterie wurde bei Kollisionen mit Materie in der Reaktion:



vernichtet. Die in diesen Reaktion entstehenden Photonen bilden die heutzutage beobachtbare Hintergrundstrahlung, und der winzige Rest an Materie, der nicht zerstrahlte, bildete die beobachteten Strukturen, aus denen unser Universum besteht.

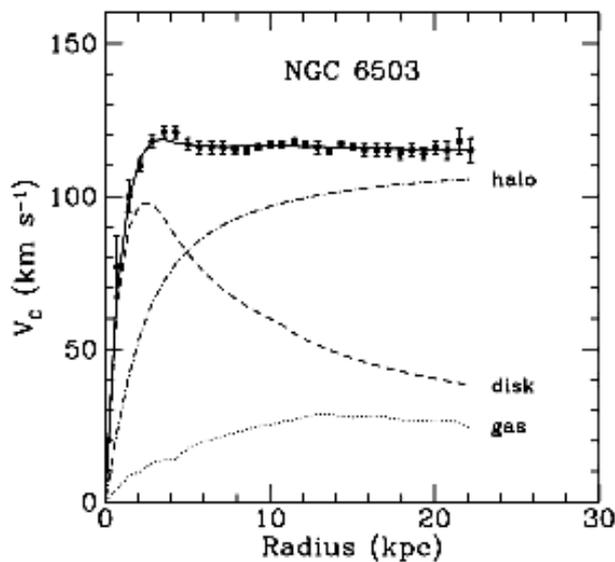
Das AMS02 Experiment wird durch seine lange Messzeit, seine große Akzeptanz von $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$, und die verfeinerten Detektoren einen bedeutenden Beitrag zur Suche nach Antimaterie im Universum liefern. Insbesondere wird es dem AMS02 Experiment möglich sein, dass $\bar{H}e/He$ Verhältnis mit bisher unerreichter Sensitivität zu messen.

2.1.3 Dunkle Materie

Die ersten Hinweise auf die Existenz von Dunkler Materie, ergaben sich aus von F. Zwicky, im Jahre 1933, durchgeführten Untersuchungen zur Masse von Galaxienclustern unter der Verwendung des Virialsatzes [29]. Eindeutige Hinweise auf die Existenz der Dunklen Materie ergeben sich aus den seit den 70er Jahren durchgeführten Messungen der Rotationskurven der Galaxien. Dabei misst man die Rotationsgeschwindigkeit von Sternen oder Gaswolken als Funktion des Abstandes vom galaktischen Zentrum. Nach dem Keplerschen Gesetz hängt die Rotationsgeschwindigkeit $V(R)$, bei einer kugelsymmetrischen Massenverteilung, im Abstand R von der Masse $M(R)$ innerhalb R ab:

$$V^2(R) = \frac{GM(R)}{R} \quad (2.9)$$

Außerhalb des zentralen Kerns der Galaxien erwartet man also einen Abfall der Rotationsgeschwindigkeit $V(R) \propto R^{-\frac{1}{2}}$. Fast alle vermessenen Galaxien zeigen aber einen konstanten Verlauf der Rotationsgeschwindigkeit für große Abstände vom galaktischen Zentrum. In Abb. 2.6 (a) ist die Rotationskurve der Galaxie NGC 6503 mit den Beiträgen der galaktischen Scheibe (disk) und des galaktischen Gases (gas) gezeigt. Die beobachtete Rotationskurve lässt sich nur durch die Postulation eines Halos aus Materie erklären (halo), der die Galaxie umgibt. Da diese Materie im elektromagnetischen Spektrum nicht beobachtbar ist, erhielt sie den Namen Dunkle Materie.



(a)



(b)

Abbildung 2.6: (a) Rotations Kurve der Galaxie NGC6503 [33]. (b) Gravitationslinsen - Effekt des Galaxienhaufens 0024+1654 [34].

Neben den Rotationskurven der Galaxien liefert auch der Gravitationslinsen - Effekt einen Hinweis auf Dunkle Materie. Der Gravitationslinsen - Effekt beschreibt die relativis-

tische Ablenkung des Lichts von Galaxien, die sich hinter Galaxienhaufen befinden, und nicht direkt beobachtet werden können. Der Galaxienhaufen wirkt dabei als gravitative Linse, die das Licht der Galaxie ablenkt, so dass die Galaxie indirekt beobachtet werden kann. In Abb. 2.6 (b) ist der Gravitationslinsen - Effekt des Galaxienhaufens 0024+1654 gezeigt, durch den eine hinter dem Haufen befindliche Galaxie sichtbar wird (blaue Ellipsen in der Abbildung). Mit der Allgemeinen Relativitätstheorie ist es möglich, die Masse zu berechnen, die den beobachteten Effekt hervorrufen würde. Der berechnete Wert weicht dabei von dem aus der Leuchtkraft der Galaxienhaufen bestimmten Wert ab, so dass zur Erklärung der Beobachtung im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie ebenfalls nicht sichtbare Dunkle Materie postuliert werden muss.

Die präzise Vermessung der kosmischen Hintergrundstrahlung gibt ebenfalls Hinweise auf die Existenz der Dunklen Materie. Dazu betrachten wir die gesamte Energiedichte ρ des Universums. Die Energiedichte lässt sich in zwei Anteile aufspalten: die Massendichte ρ_M , die die Summe aus Strahlungsenergie, baryonischer Materie und Dunkler Materie beschreibt; und die Vakuumenergiedichte ρ_Λ , auch Dunkle Energie genannt.

$$\rho = \rho_M + \rho_\Lambda \quad (2.10)$$

Durch die Angabe der beobachteten Energiedichte in Einheiten der kritischen Dichte:

$$\rho_C(t) = \frac{3H(t)^2}{8\pi G} \quad (2.11)$$

lässt sich der dimensionslose Dichteparameter

$$\Omega(t) = \Omega_M(t) + \Omega_\Lambda(t) = \frac{\rho_M(t)}{\rho_C(t)} + \frac{\rho_\Lambda(t)}{\rho_C(t)} \quad (2.12)$$

eingeführen. Aus der präzisen Messung der Fluktuationen der kosmischen Hintergrundstrahlung durch das WMAP² Experiment, wird der heutige Wert des Dichteparameters zu $\Omega(t_0) = \Omega_0 = 1.02 \pm 0.02$ bestimmt. Weiterhin liefern die Messungen des WMAP Experimentes für den Dichteparameter der Materie einen Wert von $\Omega_M(t_0) = \Omega_{M,0} = 0.27 \pm 0.04$. Der Anteil der baryonischen Materiedichte beträgt nur $\Omega_b(t_0) = \Omega_{b,0} = 0.044 \pm 0.04$ [32]. Damit herrscht die nicht baryonische Materie im Universum vor, über deren Natur nur wenig bekannt ist, und die Möglichkeiten zur Erklärung der Dunklen Materie bietet. Den weitaus größten Anteil an der Dichte des Universums mit $\Omega_\Lambda(t_0) = \Omega_{\Lambda,0} = 0.73 \pm 0.04$ nimmt die Dunkle Energie ein, die eine der Gravitation entgegengesetzte Beschleunigung der Expansion des Universums bewirkt [32]. Über die Natur der Dunklen Energie herrscht bis heute Ungewissheit.

Zur Erklärung der Strukturbildung im frühen Universum werden massive, langsame Teilchen benötigt, die nur über die Gravitation und die schwache Wechselwirkung mit der baryonischen Materie wechselwirken. Diese Teilchen konnten in den frühen Phasen des Universums Cluster bilden, so dass sich Gravitationszentren ausbildeten, an denen

²Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

sich die baryonische Materie zu einem späteren Zeitpunkt ansiedeln konnte, und somit die Entstehung der Galaxien, sowie der heutigen Struktur des Universums, ermöglicht wurde. Aufgrund ihrer Eigenschaften werden diese Teilchen als WIMPs³ bezeichnet. Diese Teilchen sollten zur Erklärung der Dunklen Materie entweder stabil sein, oder ihre Lebensdauer sollte in der Größenordnung des Alters des Universums liegen.

Einen guten Kandidaten für WIMPs liefern uns die SUSY⁴ Erweiterungen des Standardmodells. Diese Erweiterungen postulieren zu jedem Teilchen des Standardmodells ein supersymmetrisches Partnerteilchen. Die Unterscheidung zwischen den Teilchen erfolgt dabei über die neu eingeführte multiplikative Quantenzahl R - Parität. Die R - Parität ist mit der Baryonenzahl B , der Leptonzahl L und dem Spin S der Teilchen über den folgenden Zusammenhang verknüpft.

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (2.13)$$

Teilchen des Standardmodells besitzen die R - Parität $R = 1$, während ihre supersymmetrischen Partner die R - Parität $R = -1$ aufweisen. Wird die Erhaltung der R - Parität gefordert, können SUSY Teilchen nur paarweise erzeugt werden. Dies hat aber auch zur Folge, dass SUSY Teilchen nur paarweise annihilieren können, so dass am Ende der Zerfallskette das LSP⁵ als stabiles SUSY Teilchen steht. In vielen Modellen ist das Neutralino $\tilde{\chi}^0$ das LSP. Zur Erklärung der Dunklen Materie ist das $\tilde{\chi}^0$ ein vielversprechender Kandidat. Das Neutralino setzt sich dabei aus einer Linearkombination von Photino $\tilde{\gamma}$, Zino \tilde{Z}^0 und zwei Higgsinos \tilde{H}_1^0 und \tilde{H}_2^0 zusammen.

$$\tilde{\chi}^0 = a_1 \tilde{\gamma} + a_2 \tilde{Z}^0 + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0 \quad (2.14)$$

$$\sum_{i=1}^4 |a_i|^2 = 1 \quad (2.15)$$

Der Nachweis des Neutralinos kann indirekt über den Nachweis der Zerfallsprodukte aus Annihilationsprozessen erfolgen. Bei der Annihilation von $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0$ - Paaren können wie in den Abb. 2.7 (a)-(d) gezeigt, direkt Fermion - Antifermion Paare entstehen, oder W^\pm Boson- bzw. Z^0 Boson - Paare, die in Fermion - Antifermion - Paare zerfallen. Neben der leptonischen Komponente können bei der Annihilation auch $q\bar{q}$ - Paare entstehen, die hadronisch fragmentieren.

$$W^+ \rightarrow l^+ + \nu_l \quad W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l \quad Z \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.16)$$

Die leptonischen und hadronischen Zerfallsprodukte, sowie hochenergetische Photonen der Neutralinoannihilation, können mit einem Detektor nachgewiesen werden [36]. Die Suche nach Dunkler Materie mit dem AMS02 Experiment erfolgt dabei über die Detektion von γ -, \bar{p} - und e^+ - Zerfallsprodukten der Neutralino - Annihilation.

In Abb. 2.8 (a) ist das von verschiedenen Experimenten gemessene Spektrum der Antiprotonen \bar{p} in der kosmischen Strahlung gezeigt. Oberhalb von etwa 10 GeV werden die

³Weakly Interacting Massive Particle

⁴SUper SYmmetric

⁵Lightest Supersymmetric Particle

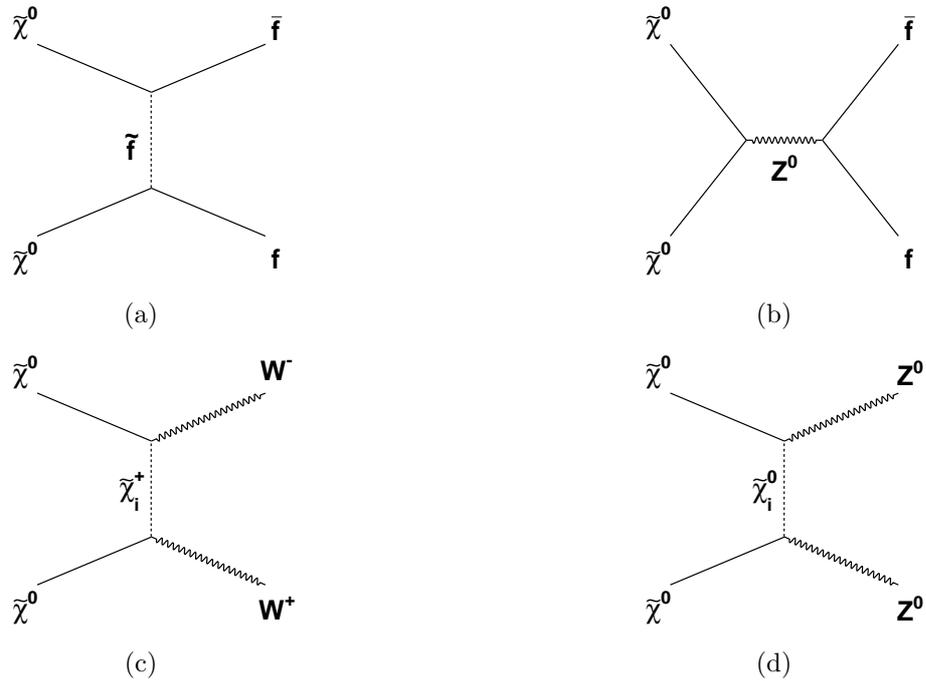


Abbildung 2.7: Feynman - Diagramme zur Annihilation von Neutralinos in verschiedenen Kanälen.

Fehler der Messungen aufgrund der geringen Statistik sehr groß. Neben den Messungen ist eine Monte Carlo Simulation der nach dreijähriger Messzeit des AMS02 Experimentes erwarteten Sensitivität für Antiprotonen gezeigt. Die Simulation berücksichtigt dabei keinen Fluss von Antiprotonen aufgrund der Annihilation von Dunkler Materie. Im Falle eines SUSY Beitrages zum Fluss der Antiprotonen würde eine Deformation des Spektrums bei hohen Energien auftreten, die mit dem AMS02 Experiment vermessen werden könnte. Abb. 2.8 (b) zeigt das von HEAT gemessene Positronenspektrum [17]. Die HEAT Daten könnten im Energiebereich oberhalb von 5 GeV einen Hinweis auf den Beitrag eines SUSY - Annihilationssignales zum Positronenspektrum liefern. Aufgrund der geringen Statistik der HEAT -Daten sind diese Messungen noch nicht signifikant. Neben den von HEAT gemessenen Daten ist eine Monte Carlo Simulation des Positronenspektrums gezeigt, wie es nach einjähriger Messzeit des AMS02 Experimentes erwartet wird. Der Untergrund wurde nach dem Moskalenko - Strong Modell berechnet [39] und das Dunkle Materie Annihilationssignal entspricht einer Neutralinomasse von 336 GeV. Das AMS02 Experiment wird durch seine Detektoren in der Lage sein, dass Antiproton - und Positronenspektrum mit hoher Sensitivität, die bisher von keinem Experiment erreicht wurde, zu vermessen. Neben der hohen Sensitivität wird die lange Messzeit von drei Jahren aussagekräftige Daten mit hoher Statistik liefern. Das AMS02 Experiment trägt damit einen wichtigen Beitrag zur indirekten Suche nach Dunkler Materie bei.

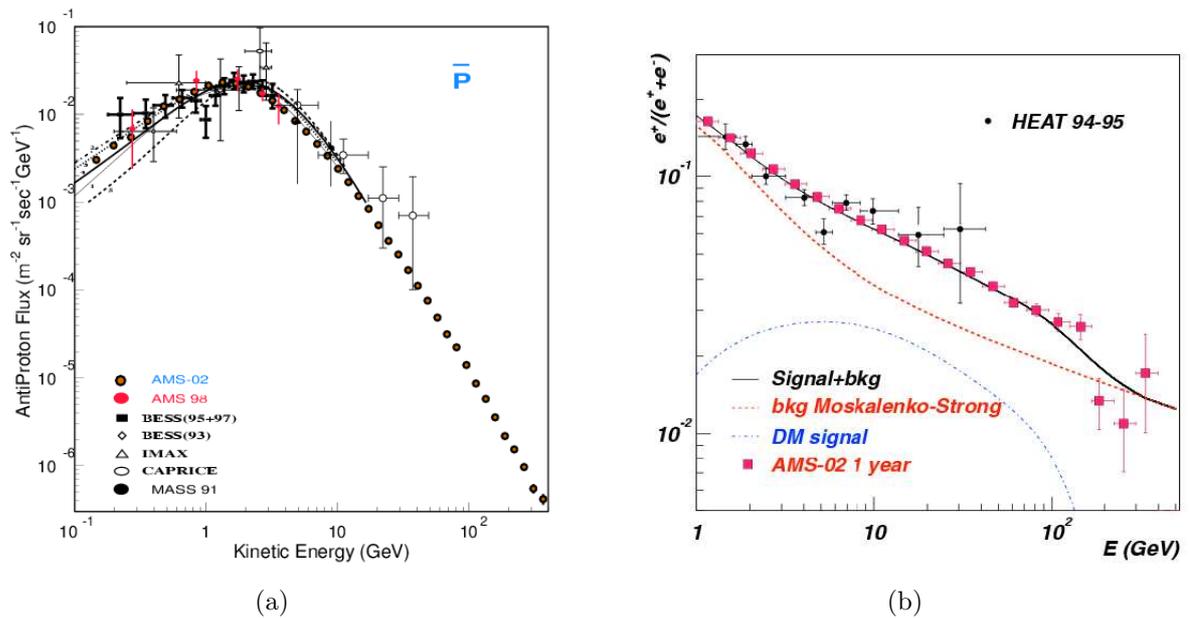


Abbildung 2.8: (a) Vergleich der Messungen des Antiprotonen Flusses in der kosmischen Strahlung von bisherigen Experimenten mit der Monte Carlo Simulation für das AMS02 Experiment ohne einen Beitrag durch Dunkle Materie Anihilationen [37]. (b) Monte Carlo Simulation der präzisen Vermessung des Positron Anteils der kosmischen Strahlung. Die HEAT - Messungen sind die kombinierten Daten der Jahre 94 und 95. Das Dunkle Materie Signal entspricht einem Neutralino der Masse 336 GeV [38].

2.2 Aufbau des AMS02 Detektors

Das AMS02 Experiment setzt sich aus mehreren in der Teilchenphysik bewährten Detektoren zusammen, um die für die in Abschnitt 2.1 erläuterten Ziele benötigte Präzision zu erreichen. Die Identifizierung der Teilchen und die Bestimmung ihrer Eigenschaften wie Ladung und Energie erfolgt dabei durch das Zusammenspiel der einzelnen Detektoren. Die relevanten Kandidaten durchqueren im Idealfall der Reihe nach einen Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), einen Spurdetektor (Tracker), einen Cherenkovdetektor (RICH) und letztendlich ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL). Neben den eigentlichen Detektoren dient ein Flugzeitdetektor (TOF) dazu, zwischen den Teilchen zu unterscheiden, die das Experiment von Oben oder Unten durchqueren. Ein Anti Koinzidenz Zähler (ACC) dient als Diskriminator für Teilchen, die das Experiment seitlich passieren. Der Aufbau des AMS02 Experimentes ist in Abb. 2.9 zu sehen. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Detektoren beschrieben.

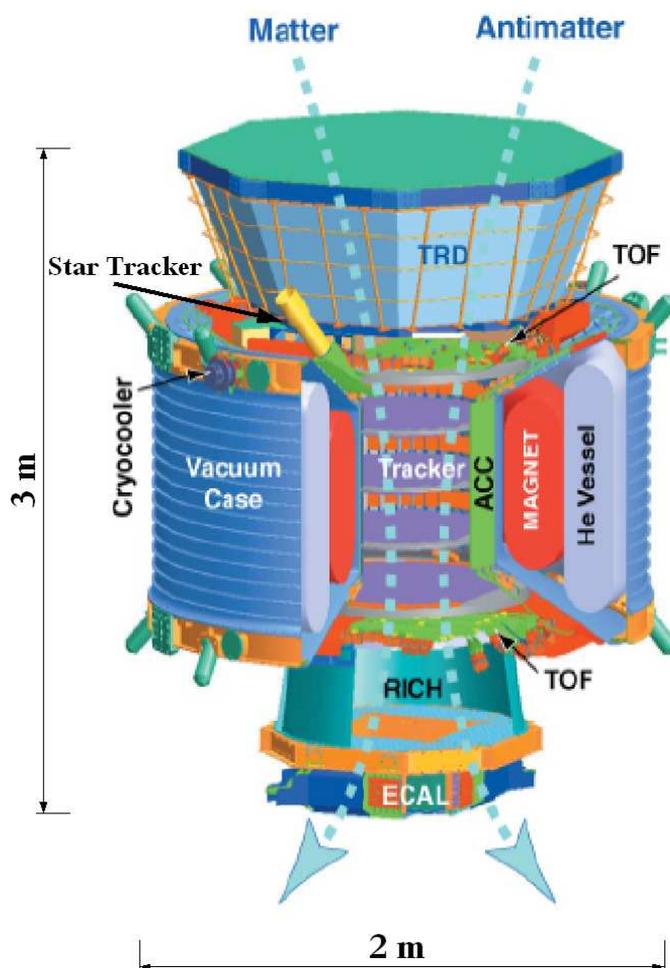


Abbildung 2.9: Aufbau und Abmessungen des AMS02 Detektors.

2.2.1 Transition Radiation Detector (TRD)

Der am I. Physikalischen Institut B der RWTH Aachen entwickelte TRD nutzt den physikalischen Effekt der Übergangsstrahlung um geladene Teilchen zu unterscheiden. Übergangsstrahlung wird von elektrisch geladenen Teilchen emittiert, wenn sie die Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ε_1 und ε_2 passieren. Die physikalische Ursache ist dabei die Neuausrichtung des elektromagnetischen Feldes des Teilchens beim Übergang vom Medium mit ε_1 zum Medium mit ε_2 . Dabei werden Plasmaschwingungen in den Medien angeregt, die an der Grenzfläche in Photonen zerfallen. Übergangsstrahlung wird von Teilchen emittiert, sobald der Gammafaktor die Schwelle von:

$$\gamma = \frac{E}{m} \approx 500 \quad (2.17)$$

überschreitet.

Da die Energie der Teilchen mit dem ECAL und dem Tracker bestimmt wird, kann die detektierte Übergangsstrahlung dazu genutzt werden, Teilchen unterschiedlicher Masse wie z.B. Positronen und Protonen zu unterscheiden.

Der TRD besteht dabei aus 328 Einzelmodulen (im folgenden mit Straw-Module bezeichnet), die jeweils aus 16 Proportionalkammern zusammengesetzt sind (siehe Abb. 2.10). Da die Ausbeute der Übergangsstrahlung mit der Anzahl an Übergängen anwächst befindet sich über den Modulen eine Schicht aus einem Polypropylen/Polyethylen Faserradiator. Die Straw-Module werden in 20 Lagen in eine aus Aluminium gefertigte Oktogon-Struktur

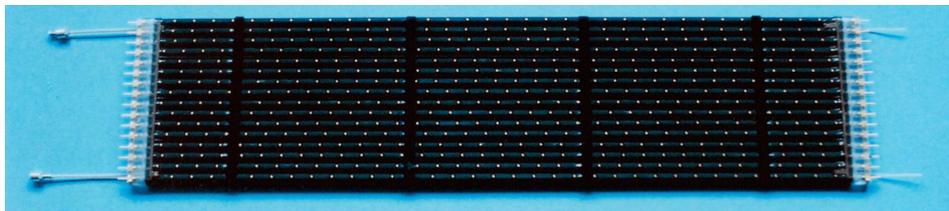


Abbildung 2.10: Foto eines Straw-Module [41].

integriert. Dabei sind die oberen und unteren vier Lagen parallel zum Magnetfeld ausgerichtet (vgl. dazu Abb. 2.12 in Abschnitt 2.2.2), während die 12 inneren Lagen senkrecht dazu ausgerichtet sind, um eine 3D Auflösung der Teilchenspur zu ermöglichen. Für die Spurrekonstruktion und einen homogenen Gasfluss ist bei der Konstruktion des TRD eine mechanische Genauigkeit von mehr als $100 \mu\text{m}$ nötig [42].

Die Detektion der Photonen der Übergangsstrahlung, die typischerweise eine Energie im Bereich von 1 - 30 keV aufweisen, erfolgt nun in den einzelnen Proportionalkammern eines Straw-Module. Die einzelnen Kammern werden dabei über ein Gasversorgungssystem mit einem Xe:CO₂ (80%:20%) Gasgemisch befüllt. Das Funktionsprinzip eines Straw - Moduls ist in Abb. 2.11 skizziert.

Durch Ausnutzung der Übergangsstrahlung in dieser TRD-Konfiguration wird eine Nachweiseffizienz für Elektronen von 90% bei einer gleichzeitigen Unterdrückung des Protonenuntergrundes um einen Faktor $10^3 - 10^2$ im Energiebereich von 5 - 250 GeV erreicht [43].

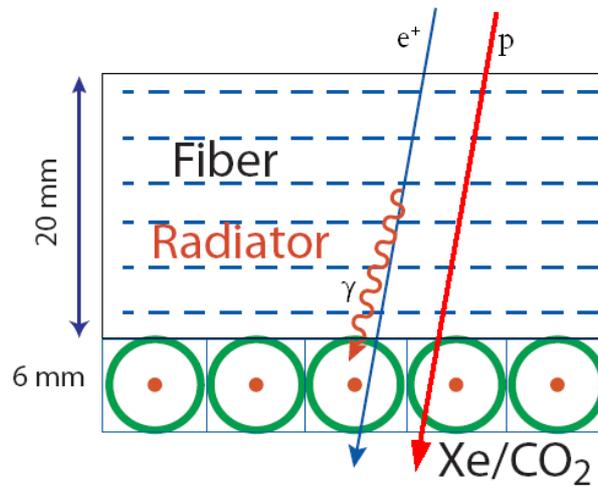


Abbildung 2.11: *Prinzip der Detektion der Übergangsstrahlung [11].*

Zusammen mit dem ECAL und dem Tracker wird damit der für die Positronenspektroskopie notwendige Unterdrückungsfaktor für Protonen von 10^6 erreicht (siehe Abschnitt 2.2.5).

2.2.2 Cryomagnet

Der supraleitende Cryomagnet wurde unter der Zielsetzung konzipiert, Teilchen bei Energien im TeV Bereich vermessen zu können. Das gesamte Magnet-System setzt sich dabei aus zwei felderzeugenden Spulen, zwölf Rückführspulen und einem mit suprafluidem Helium gefüllten Gefäß zusammen, die in einen Vakuumtank eingebettet sind. Das superfluide Helium wird in einem toriodalen Tank gespeichert und dient während der gesamten Laufzeit des Experimentes dazu, die supraleitenden Magnetspulen auf einer Arbeitstemperatur von 1.8 K zu halten. Das Magnetfeld erzeugende Spulensystem besteht aus 14 supraleitenden Spulen, die an der Innenseite des Vakuumtanks angeordnet werden. Wie in Abb. 2.12 zu sehen ist, generiert ein einzelnes Paar von großen Spulen das magnetische Dipolfeld, das senkrecht zur z -Achse des Experiments verläuft. Die zwölf kleineren Rückführspulen kontrollieren dabei das Streufeld und tragen zu einem stabilen Dipolfeld in der Zentralregion des Magneten bei. Die Minimierung des Streufeldes (Maximum von 4 mT bei einem Radius von 3 m) ist nötig, damit die den Magneten umgebenden Detektorkomponenten, sowie die Elektronik des Experimentes und die der ISS nicht zu stark beeinflusst werden. Außerdem dienen die Rückführspulen zur Reduzierung des magnetischen Dipolmoments des Systems, um das auf die ISS infolge der Wechselwirkung mit dem Erdmagnetfeld ausgeübte Drehmoment zu minimieren. Wenn der Magnet nach Ankunft auf der ISS geladen wird, werden die Dipolspulen in der Zentralregion des Magneten ein Magnetfeld der Stärke 0.85 T m^2 aufbauen.

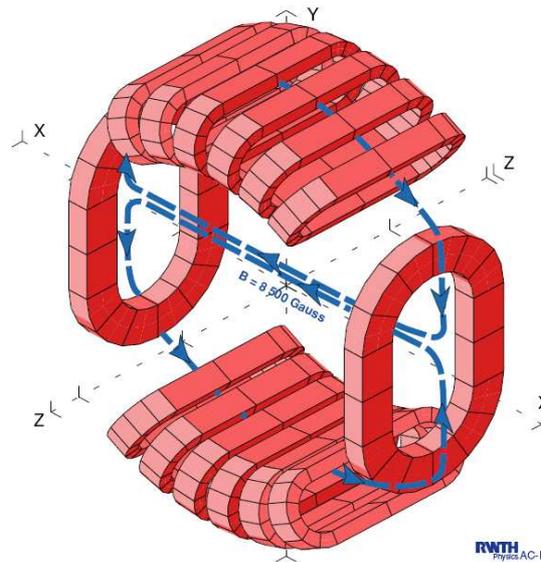


Abbildung 2.12: *Computeranimation des Magneten des AMS02 Experimentes [44].*

2.2.3 Tracker

Der Tracker des AMS 02 Experimentes vermisst die Spuren der das Experiment durchquerenden Teilchen und dient der Identifizierung einzelner Teilchen. Neben der Identifizierung von Teilchenspuren kann der Tracker aus der Spurkrümmung im Magnetfeld das Vorzeichen der Ladung eines geladenen Teilchens bestimmen. Für diese Messung muss bekannt sein, ob das Teilchen den Tracker in $+z$ oder $-z$ Richtung durchquert, da sonst eine Fehlinterpretation der Teilchenspur resultiert. Die Information ob das Teilchen das Experiment in $+z$ oder $-z$ Richtung durchquert, wird dabei vom TOF System geliefert (vgl. dazu Abschnitt 2.2.6). Da der Radius r einer Teilchenspur im Magnetfeld der Stärke B über

$$r = \frac{p}{z \cdot e \cdot B} \quad (2.18)$$

mit dem Impuls p des Teilchens verknüpft ist, erlaubt der Tracker bei bekannter Ladung des Teilchens eine Impulsmessung, die ergänzend zur Energiemessung des ECAL (vgl. dazu Abschnitt 2.2.5) durchgeführt werden kann. Da der Energieverlust von geladenen Teilchen nach der Bethe-Bloch Formel (vgl. dazu Abschnitt 4.1):

$$\frac{dE}{dx} \propto z^2 \quad (2.19)$$

proportional zur Ladung z der Teilchen ist, erlaubt der Tracker ebenfalls eine Messung der Ladung der durchquerenden Teilchen.

Der Tracker besteht aus einzelnen doppelseitigen Silizium - Mikrostreifen Detektoren, die in Abbildung 2.13 schematisch dargestellt sind. Ein geladenes Teilchen, das einen Mikrostreifen Detektor durchquert, erzeugt Elektron - Loch Paare, die in einem elektrischen

Feld zu den jeweiligen Oberflächen (p/n) driften. Die an den jeweiligen Streifen (p^+/n^+) aufsummierte Ladung wird kapazitiv ausgelesen. Die Position des durchquerenden Teilchens wird aus dem relativen Signal der einzelnen Streifen bestimmt. Die Streifen der p - Seite werden zur Messung der y - Koordinate, und die Streifen der n - Seite zur Messung der x - Koordinate verwendet. Der gesamte Tracker wird aus 8 Lagen bestehen, die sich

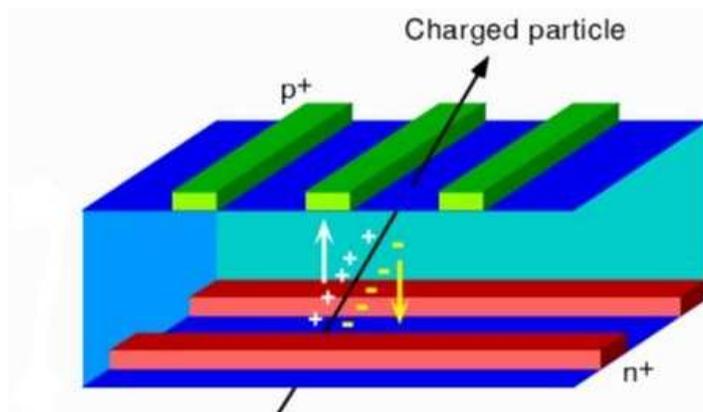


Abbildung 2.13: Schematische Zeichnung der Funktionsweise der Silizium Mikrostreifen Detektoren [40].

aus mehreren Mikrostreifen Detektoren zusammensetzen. Die oberste und unterste Lage des Trackers werden einseitig, und die inneren drei Lagen beidseitig mit Silizium - Mikrostreifen Detektoren ausgestattet sein. Neben der Ortsauflösung der einzelnen Punkte, aus denen die Spur des Teilchens rekonstruiert wird, ist die relative Ausrichtung der einzelnen Lagen zueinander maßgeblich für die Auflösung der Spurrekonstruktion. Die Bestimmung dieses Alignment der einzelnen Lagen erfolgt durch das Tracker Alignment System.

Messungen an einem 120 GeV Myon Strahl am CERN ergaben eine Ortsauflösung des Trackers von $8.5 \mu\text{m}$ für die y - Koordinate und $30 \mu\text{m}$ für die x - Koordinate (zur Definition des Koordinatensystems siehe Abb.2.12). Die Impulsauflösung liegt damit für Protonen bis zu einer Energie von 30 GeV bei 2% [45].

Tracker Alignment System (TAS)

Das vom I. Physikalischen Institut B der RWTH Aachen entwickelte Laser Alignment System dient der Langzeitkontrolle der mechanischen Stabilität des Tracker. Wie im vorherigen Abschnitt erläutert wurde, ist die Kenntnis des Alignments der einzelnen Tracker - Ebenen maßgeblich für die Auflösung der Spurrekonstruktion, und damit auch der begrenzende Faktor der Impulsauflösung. Das Laser Alignment System besteht aus 2×5 Lasern, die in den 8 Lagen des Trackers optisch induzierte Signale generieren, die gerade Spuren simulieren. Mit dem AMS01 Experiment konnte gezeigt werden [47, 48], dass diese künstlichen Spuren es ermöglichen, Veränderung der Tracker - Geometrie an einzelnen Positionen mit einer Präzision von $< 5 \mu\text{m}$ zu bestimmen. Die Wellenlänge der Laser, 1082 nm, wurde gewählt, um alle 8 Lagen des Trackers gleichzeitig zu durchdringen. Das Laser Alignment

wird gleichzeitig mit der Datennahme erfolgen, so dass eine mögliche Veränderung der Tracker - Geometrie identifiziert und bei der Analyse der Daten korrigiert werden kann.

2.2.4 Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH)

Um die in Abschnitt 2.1 erläuterten astrophysikalischen Ziele zu erreichen, ist eine präzise Bestimmung der Masse der das Spektrometer durchquerenden geladenen Teilchen nötig. Die Masse eines Teilchens ist über die Beziehung

$$m = \frac{p}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (2.20)$$

mit dem Impuls und der Geschwindigkeit des Teilchens verknüpft. Der Impuls eines Teilchens wird aus der Spurkrümmung im Tracker mit einer Genauigkeit von $\approx 2\%$ bestimmt (vgl. dazu Abschnitt 2.2.3). Damit dies der dominante Fehler bei der Bestimmung der Masse des Teilchens bleibt, wird für die Geschwindigkeitsmessung mit dem RICH eine Genauigkeit von 10^{-3} angestrebt.

Die Bestimmung der Geschwindigkeit der geladenen Teilchen im RICH basiert dabei auf dem Cherenkov - Effekt. Wenn ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Material mit dem Brechungsindex $n(\omega)$ durchquert, induziert es eine Polarisation der umgebenen Atome. Falls die Geschwindigkeit des Teilchens nun größer ist als die Phasengeschwindigkeit des elektromagnetischen Feldes in dem Medium, initiiert die zeitliche Änderung des Dipolfeldes die Abstrahlung von elektromagnetischer Strahlung (sog. Cherenkov - Strahlung). Die Strahlung wird dabei in einem die Teilchentrajektorie umgebenden Kegel abgestrahlt, dessen halber Öffnungswinkel durch folgende Beziehung gegeben ist:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n(\omega)} \quad (2.21)$$

Die Bestimmung der Geschwindigkeit des Teilchens erfolgt also über die Messung des Öffnungswinkels des Cherenkov - Kegels.

Der RICH - Detektor weist die Geometrie eines Kegelstumpfes auf, in dessen oberen Ebene sich eine Schicht aus siliziumhaltigem Aerogel, das als Radiator für die Cherenkov - Strahlung dient, befindet. Die untere Bildebene, in der die Cherenkov - Kegel aufgenommen werden, setzt sich aus 680 PMT⁶ zusammen und besitzt in der Zentralregion eine quadratische Öffnung, um Teilchen ungehindert zum ECAL durchzulassen. Damit auch von Teilchen, die durch diese Öffnung fliegen, Cherenkov - Kegel aufgenommen werden können, ist in der Radiatorschicht über der Öffnung das Aerogel durch NaF ersetzt, das einen höheren Brechungsindex aufweist und damit zu einem größeren Öffnungswinkel der Cherenkov - Kegel führt.

Tests des RICH am CERN zeigten, dass der RICH in der Lage ist, Ionen bis zu Cobalt ($Z = 26$) voneinander zu unterscheiden. Messungen mit Helium zeigten, dass die Geschwindigkeitsauflösung des RICH für Helium bei $0.38 \cdot 10^{-3}$ liegt [11].

⁶Photo Multiplier Tube

2.2.5 Electromagnetic Calorimeter (ECAL)

Das ECAL wird zur Identifizierung von Teilchen und der Messung der Energie der Teilchen eingesetzt. Die Messung basiert auf der Vermessung von elektromagnetischen Schauern, die beim Durchgang von hochenergetischen Teilchen durch Materie erzeugt werden. Die Teilchen verlieren bei der Wechselwirkung mit der Materie Energie, so dass sich entlang der Trajektorie des Teilchens Schauer von sekundär Teilchen ausbilden. Da elektromagnetische Schauer sehr viel schmäler sind als hadronische Schauer, ermöglicht das ECAL eine Identifizierung des schauernden Teilchens durch die Messung der Schauerform. Die Schauerentwicklung ist in Abbildung 2.14 am Beispiel von Elektronen bzw. Positronen skizziert. Das ECAL ist dabei als Sandwich - Kalorimeter ausgelegt, bei dem sich als Radiator die-

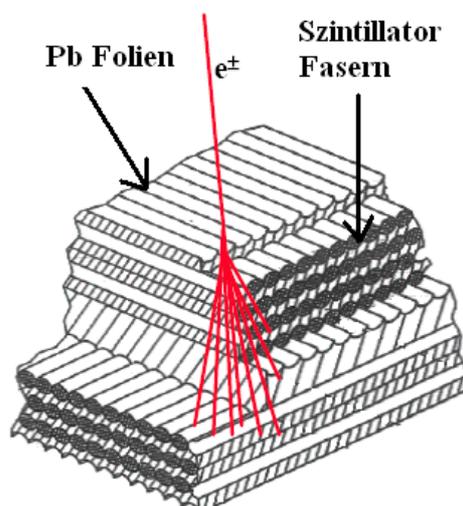


Abbildung 2.14: Skizze der Schauerentwicklung in Materie [46].

nende Lagen von Bleifolien mit Lagen bestehend aus Szintillatorfasern abwechseln. Die in den Bleischichten erzeugten Teilchen regen die Fasern zur Szintillation an, und das Licht kann durch die Fasern ausgekoppelt werden. Damit das Kalorimeter sowohl die laterale als auch die longitudinale Schauerentwicklung messen kann, werden die einzelnen Lagen alternierend in x - Richtung und y - Richtung übereinandergelegt. In der endgültigen Konfiguration wird das ECAL eine Dicke besitzen, die etwa 17 Strahlungslängen entspricht.

Wie Tests am CERN im Juli 2002 gezeigt haben, wird das ECAL eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = (12.9 \pm 1.4)\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (2.8 \pm 0.3)\%$ ⁷ haben [49] und zum angestrebten Protonenunterdrückungsfaktor von 10^6 einen Beitrag von $10^3 - 10^4$ im Energiebereich $E < 500 \text{ GeV}$ liefern [46].

⁷ $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$

2.2.6 Time of Flight (TOF)

Der TOF des AMS02 Experimentes besteht aus vier Ebenen von Szintillatoren, wobei jeweils zwei um 90° zueinander gedrehte Ebenen den Upper bzw. Lower TOF bilden, die oberhalb bzw. unterhalb des Magneten platziert sind. Der TOF liefert den ersten schnellen Trigger (vgl. dazu Abschnitt 2.2.8) für geladene Teilchen, die das Spektrometer durchqueren und ist durch eine Zeitauflösung von 100 ps in der Lage, die Geschwindigkeit der passierenden Teilchen zu bestimmen. Aufgrund der guten Zeitauflösung kann das TOF System zwischen Teilchen, die das Spektrometer in positiver Richtung entlang der z - Achse durchqueren von Teilchen, die das Spektrometer in negativer Richtung entlang der z - Achse durchqueren, unterscheiden. Durch die Messung des Energieverlustes der den TOF durchquerenden geladenen Teilchen, ergänzt der TOF die Ladungsbestimmung der anderen Detektorkomponenten. Die Auflösung reicht dabei aus, um zwischen Kernen bis zu einer Kernladungszahl von $Z \approx 20$ zu unterscheiden [11].

Die einzelnen Szintillatoren des TOF mit einer Breite von 12 cm und einer Dicke von 1 cm werden an ihren Enden von jeweils zwei PMTs ausgelesen. Da auch der TOF im Streufeld des Magneten arbeiten muss, sind die verwendeten PMTs dieselben, die auch für den ACC verwendet werden (vgl. dazu Abschnitt 3.1.4).

2.2.7 Anti Coincidence Counter (ACC)

Der ACC wird zur Unterdrückung von seitwärts einfliegenden geladen Teilchen eingesetzt. Da die Bestimmung der Ladung und des Impulses der Teilchen im Tracker über die Sagitta des Teilchens im Magnetfeld geschieht (vgl. Abschnitt 2.2.3), können Hits im Tracker durch seitwärts eintretende Teilchen zur Verfälschung der Bestimmung der Ladung des Teilchens und einer schlechteren Bestimmung des Impulses führen. Deshalb wird angestrebt, die Ineffizienz des ACC unter 10^{-5} zu halten. Da der ACC Hauptbestandteil dieser Arbeit ist, erfolgt eine detailliertere Beschreibung des ACC und seiner Funktionsweise in Kapitel 3.

2.2.8 Elektronik

Nach der Installation des AMS Experimentes auf der ISS wird es drei elektrische Schnittstellen zwischen der ISS und AMS geben: Stromversorgung, Low Rate Data Link (LRDL) und High Rate Data Link (HRDL).

Auf der ISS wird der Strom durch 8 große Solarzellen erzeugt. Die Stromversorgung für AMS liefert Gleichspannungen von 109 bis 126 V mit einer nominellen Spannung von 120V.

Der LRDL ermöglicht die Kommunikation zwischen AMS und dem AMS Payload Operation and Control Center (POCC). Der LRDL ist an einen Hauptdatenakquisitions Computer (JMDC) angeschlossen, der Befehle an die Subsysteme weiterleiten kann. Damit können experimentelle Parameter wie z.B. die Spannungen einzelner Detektoren kontrolliert und verändert werden. Die Telemetrie des LRDL erlaubt eine Kommunikation über

ein Radiosignal von AMS zum POCC mit einer Rate von 20 KBits/s. Befehle vom POCC an AMS können mit einer maximalen Rate von 1 KBit/s über den LDRL gesendet werden.

Der HRDL ist der physikalische Nerv des AMS Experimentes, da die von den Detektoren aufgezeichneten Signale über den HRDL auf Festplatten geschrieben werden. Der HRDL ermöglicht es, die Daten mit einer Rate von 90 MBit/s aufzuzeichnen. Neben der Datenaufzeichnung auf der ISS steht ebenfalls ein Radiosignal zur Verfügung, über das im Mittel über einen gesamten Orbit ein Datentransport zum POCC mit einer Rate von 2Mbit/s möglich ist. Die erwartete Rohdaten - Rate wird bei ≈ 7 GBit/s liegen.

DAQ und Trigger Elektronik

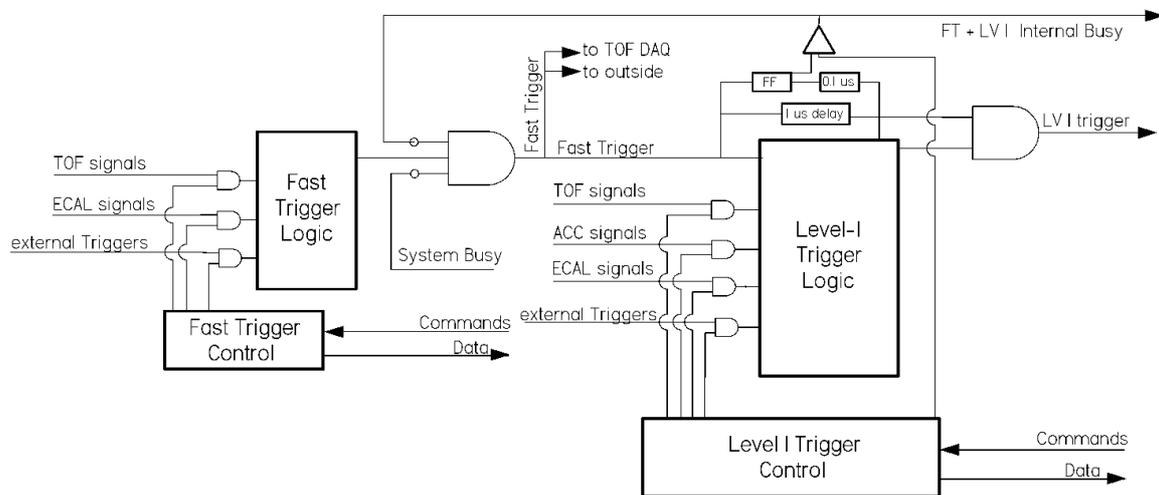


Abbildung 2.15: *Trigger System des AMS Experimentes.*

Die Auslese des gesamten AMS Detektors wird durch ein Trigger - System gesteuert, das schematisch in Abb. 2.15 dargestellt ist. Das Trigger - System registriert den Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Koinzidenz der Signale des TOF - Systems und generiert damit den so genannten Fast Trigger. In einem zweiten Schritt werden die Signale des ACC und des ECAL mit in die Triggerbedingung aufgenommen, um sicherzustellen, dass das Teilchen das Spektrometer einwandfrei durchquert hat. Falls dies der Fall ist, wird das Level 1 Trigger Signal generiert, und die Signale aller Detektoren werden an ein JMDC weitergeleitet. Der JMDC analysiert das Ereignis nach vordefinierten Kriterien, um sicherzustellen, dass es sich um ein physikalisch interessantes Ereignis handelt. Die ausgewählten Ereignisse werden in einen Buffer geschrieben und über den HRDL ausgelesen, sobald dieser verfügbar ist. Auf hochenergetische Gammastrahlung kann ebenfalls getriggert werden, falls sie e^+e^- Paare im TRD erzeugt. Für nicht konvertierte Gammastrahlen basiert der Trigger einzig auf der Registrierung durch das ECAL. Die totale erwartete Trigger - Rate wird aus Erfahrungen mit AMS01 zwischen 200 und 2000 Hz liegen.

2.2.9 Zusammenfassung

Das AMS02 Experiment wird das erste im Weltraum stationierte Experiment sein, das eine große Kombination von bewährten Detektoren aus der Hochenergiephysik zur Messung der kosmischen Strahlung einsetzt. Die große Anzahl an Detektoren ermöglicht durch das Zusammenspiel der einzelnen Detektoren die Vermessung des gesamten Teilchenspektrum der kosmischen Strahlung. Die Identifizierung der einzelnen Teilchensorten erfolgt dabei über die unterschiedlichen Signaturen, die die Teilchen in den einzelnen Detektoren erzeugen. In Abb. 2.16 ist dieses Signaturschema zur Identifizierung für eine Energie der jeweiligen Teilchen von 0.3 TeV gezeigt. Aus dem Schema ist ersichtlich, dass die Unterscheidung

0.3 TeV	e^-	e^+	P	$\bar{\text{He}}$	γ
TRD					
TOF					
Tracker					
RICH					
Calorimeter					

Abbildung 2.16: Zusammenspiel der einzelnen Detektoren des AMS02 Experimentes zur Identifizierung unterschiedlicher Teilchen [50].

zwischen e^- und e^+ einzig durch die Spurkrümmung im Magnetfeld des Trackers erfolgt. Daher ist für die Identifizierung von Positronen eine sehr gute Ortsauflösung des Trackers nötig. Außerdem sind möglichst saubere Spuren wünschenswert, bei denen die Treffer im Tracker einer einzelnen Spur zugeordnet werden können. Zur Unterdrückung des Untergrundes von Teilchen, die seitlich in das Tracker - Volumen eintreten und nicht vom TRD und TOF detektiert werden, dient der ACC des AMS02 Experimentes.

Eine ausführliche Diskussion der einzelnen Detektoren und der Subsysteme des AMS02 Experimentes findet man in [11].

Kapitel 3

Der ACC des AMS02 Experimentes

Der ACC wird zur Unterdrückung von seitwärts in das zentrale Tracker - Volumen einfliegenden geladen Teilchen eingesetzt. Die Signale des ACC werden in das Trigger - System des AMS02 Experimentes einbezogen, um sicherzustellen, dass die Spur eines Teilchens im Tracker, das das Spektrometer entlang der z - Achse durchfliegt, eindeutig identifiziert werden kann. Der ACC des AMS02 Experimentes besteht aus einem Zylinder aus Szintillator

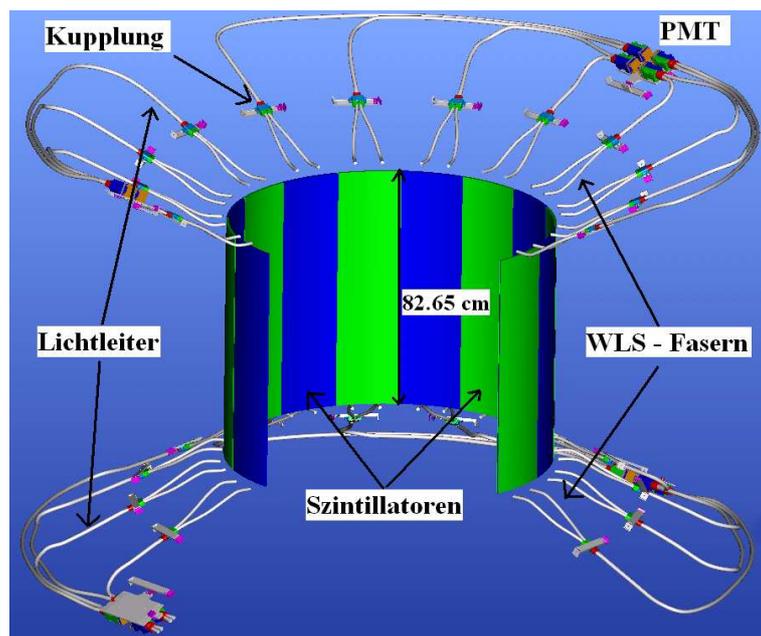


Abbildung 3.1: *Der ACC des AMS02 Experimentes.*

mit einer Dicke von 8 mm, der in 16 einzelne Zähler unterteilt ist (vgl. dazu Abb. 3.1). Photonen, die durch den Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Szintillator erzeugt werden, werden von den 74 in die einzelnen Zähler eingeklebten WLS¹ - Fasern aufgesammelt. Die Auslese von Szintillatoren durch WLS - Fasern ist eine bewährte Methode, die

¹Wave Length Shifter

keine spezielle und aufwendige Form der Endstücke des Szintillator benötigt [51, 52, 53]. Zudem wird durch die Auskopplung des Lichts aus dem Szintillator über die WLS - Fasern erreicht, dass die Anzahl an Photonen an den Enden der Fasern wenig durch die Position des Durchgang des Teilchens durch den Szintillator beeinflusst wird. Um möglichst viel Licht aus dem Szintillator aufzusammeln, wurde die von den WLS - Fasern bedeckte Fläche möglichst groß gewählt. Dies führt jedoch dazu, dass einige Fasern an den Enden gekrümmt werden müssen, damit alle Fasern einer Hälfte an demselben Punkt zusammenlaufen. Das Photo 3.2 zeigt den gekrümmten Faserverlauf der WLS - Fasern an den Enden des Zählers. Die Krümmungsradien der Fasern betragen dabei 10 mm und 15 mm. Die Fasern werden

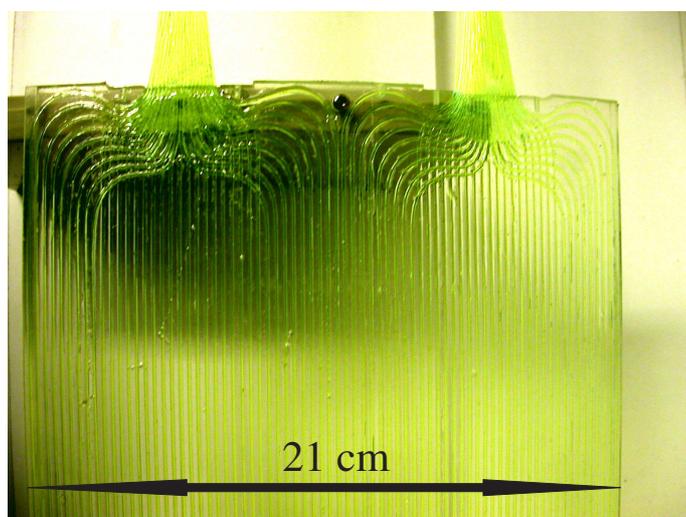


Abbildung 3.2: Photo eines ACC Zählers mit eingeklebten Fasern.

in zwei Ebenen in die Zähler eingeklebt. Die stärker gekrümmten äußeren WLS - Fasern liegen dabei über den nicht so stark gekrümmten zentralen Fasern. Die WLS - Fasern werden über Kupplungen mit Lichtleitern verbunden, die von PMTs ausgelesen werden. Zur Maximierung der Ausbeute an Photonen, die von den WLS - Fasern aufgesammelt werden, werden die einzelnen Zähler des ACC mit einer reflektierenden Folie ummantelt, bevor sie lichtdicht eingepackt werden.

Aufgrund des starken magnetischen Feldes des supraleitenden Magneten besitzen die Lichtleiter eine Länge von ca. 40 cm bis 200 cm, so dass an der Position der PMTs das Streufeld des Magneten nur noch etwa $1.2 \cdot 10^{-4}$ T beträgt. Dabei ist die Position der PMTs so gewählt, dass der Einfluss des Magnetfeldes minimiert wird. Die PMTs werden so ausgerichtet sein, dass die Magnetfeldlinien senkrecht zu den Dynoden stehen. Jeder der Zähler wird dabei von zwei PMTs ausgelesen, wobei die 16 PMTs jeweils mit zwei Zählern verbunden sind. In Abbildung 3.3 ist dieser Aufbau schematisch skizziert. Dabei wurde eine asymmetrische Konfiguration zur Auslese der Zähler gewählt, die in Abb. 3.3 (a) skizziert ist. Diese Konfiguration ermöglicht eine eindeutige Identifizierung des Zählers, der ein Signal liefert. In der in Abb. 3.3 (b) skizzierten symmetrischen Konfiguration ist es nicht möglich zu unterscheiden, wenn die PMTs 1 und 2 ein Signal liefern, ob der Zähler

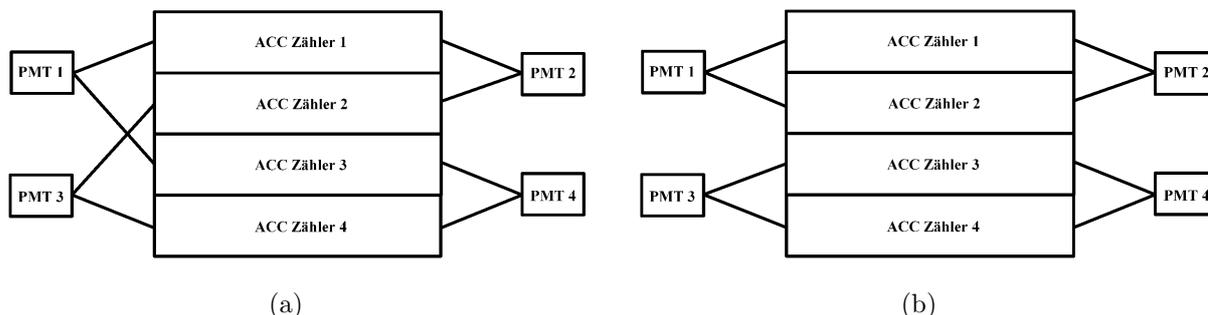


Abbildung 3.3: *Skizze der Konfiguration der PMT, die die ACC - Zähler auslesen.*
 (a) Asymmetrische Konfiguration. (b) Symmetrische Konfiguration.

1 oder 2 einen Teilchendurchgang detektiert hat. In der asymmetrischen Konfiguration ist dies möglich, da bei einem Teilchendurchgang durch Zähler 1 die PMTs 1 und 2 ein Signal liefern, während bei einem Teilchendurchgang durch den Zähler 2 die PMTs 2 und 3 ein Signal liefern.

Der ACC wird, wie in der Abb. 3.4 zu sehen ist, an die Innenseite des Vakuumentanks des supraleitenden Magneten montiert werden, um einen kompletten Einschluss des zentralen Trackers zu gewährleisten. Der innere Krümmungsradius der Zähler ist damit durch die Geometrie des Vakuumentanks gegeben und beträgt 54.55 cm. Die Zähler werden eine Länge von 82.65 cm haben und jeweils einen Winkel von 22.5° abdecken. Jeder der Zähler wird auf einer Seite eine Feder und auf der gegenüberliegenden Seite eine Nut aufweisen. Über diese Federn und Nuten können die einzelnen Zähler bündig zusammengefügt werden, so dass in der endgültigen Konfiguration ein komplett geschlossener Zylinder aus Szintillatoren den Tracker umschließt.

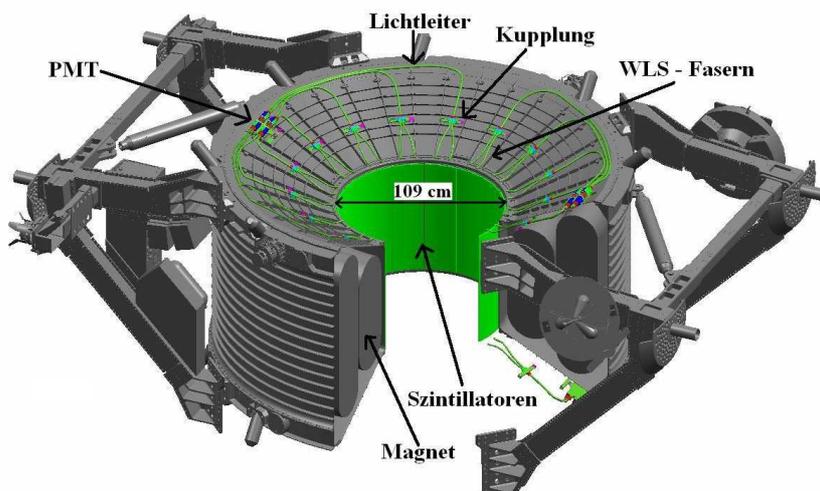


Abbildung 3.4: *Position des ACC im AMS02 Experiment.*

3.1 Funktionsweise des ACC

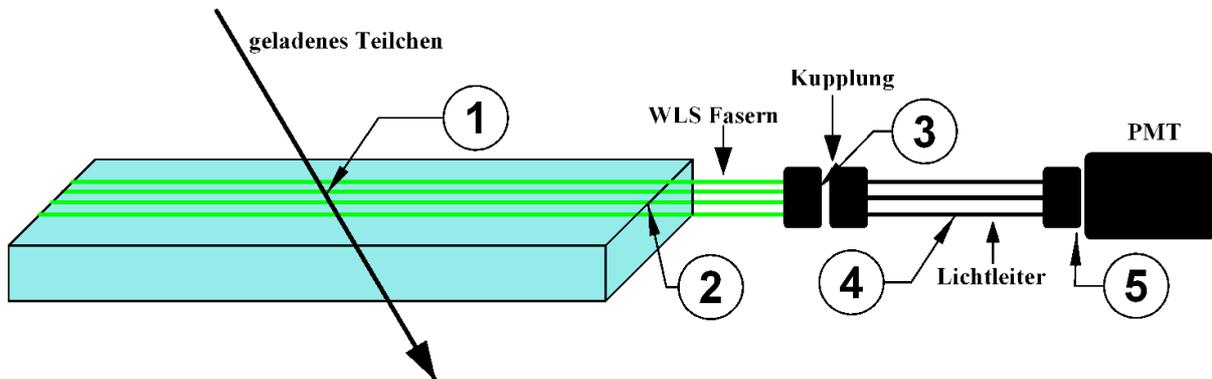


Abbildung 3.5: Skizze der Funktionsweise des ACC.

Die durch den Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Szintillator der ACC Zähler (1 in Abb. 3.5) erzeugten Photonen werden von den in den Szintillator eingeklebten WLS - Fasern absorbiert. Die von den WLS - Fasern absorbierten Photonen werden bei einer größeren Wellenlänge reemittiert (vgl. dazu Abschnitt 3.1.2). Durch die Totalreflexion in den Fasern wird ein prozentualer Anteil der reemittierten Photonen zu den Faserenden transportiert (2 in Abb. 3.5). Durch eine Kupplung der WLS - Fasern mit den Lichtleitern (3 in Abb. 3.5) wird das in den WLS - Fasern aufgesammelte Licht in die Lichtleiter eingekoppelt. Die in die Lichtleiter eingekoppelten Photonen (4 in Abb. 3.5) werden aufgrund der Totalreflexion innerhalb der Lichtleiter zu den Enden der Lichtleiter transportiert, die über eine Kupplung mit einer PMT verbunden sind (5 in Abb. 3.5). Die Photonen, die an der Photokathode der PMT konvertieren, werden durch den Verstärkungsprozess der PMT in ein elektrisches Signal umgewandelt, das den Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Zähler anzeigt. Dieses Signal wird nach der Verarbeitung durch die Elektronik (siehe Abschnitt 3.2) des ACCs dem Triggersystem (Abschnitt 2.2.8) des AMS02 Experimentes zugeführt. Das Ziel bei der Entwicklung des ACC ist es, die Ineffizienz der Zähler, die hauptsächlich durch die von den PMTs aufgesammelte Anzahl an Photoelektronen bestimmt ist, auf ein Niveau unterhalb von 10^{-5} zu senken. Da die Anzahl der von der PMTs detektierten Photoelektronen einer Poissonverteilung folgt (vgl. dazu Abschnitt 3.1.4), sollte die Ineffizienz im Idealfall durch die Wahrscheinlichkeit gegeben sein, bei einem Mittelwert von n Photoelektronen keines dieser Photoelektronen zu detektieren. Diese Wahrscheinlichkeit ist nach der Poissonstatistik durch den Faktor e^{-n} gegeben. Für jede der beiden PMTs, die einen Zähler auslesen, wird die Ineffizienz durch die Poissonstatistik bestimmt. Da die Anzahl der Photoelektronen die die PMTs detektieren statistisch unabhängige Ereignisse sind, ist die Wahrscheinlichkeit das keine der beiden PMTs ein Photoelektron detektiert durch das Produkt der Wahrscheinlichkeiten gegeben, dass die einzelnen PMTs kein Photoelektron detektieren. Damit wird die Ineffizienz $\bar{\eta}$ der

ACC Zähler im Idealfall durch den Faktor:

$$\bar{\eta} = e^{-n_1} \cdot e^{-n_2} = e^{-(n_1+n_2)} = e^{-n_{ges}} \quad (3.1)$$

gegeben sein, wobei n_1 und n_2 die mittlere Anzahl an Photoelektronen bezeichnen, die die einzelnen PMTs detektiert haben, und n_{ges} die mittlere Gesamtzahl an Photoelektronen, die der Zähler liefert, bezeichnet.

Aufgrund dieses Zusammenhangs ist es für die Funktion des ACC bedeutend, die Verluste an Photonen auf dem Weg von der Erzeugung bis zur Konversion an der Photokathode zu verstehen, da jeder Verlust an Photonen zu einer geringeren Anzahl an Photoelektronen führt.

3.1.1 Szintillator

Bei den als Szintillatoren bekannten Materialien handelt es sich um Materialien, die die durch den Durchgang eines geladenen Teilchens deponierte Energie teilweise in sichtbare Photonen umwandeln. Es existieren sowohl organische als auch anorganische Szintillatoren. Da für den ACC ein organischer Szintillator verwendet wird, wird die Szintillation organischer Materialien vorgestellt [56].

Organische Szintillatoren sind typischerweise aromatische Kohlenwasserstoffverbindungen, die sich gegenüber den anorganischen Szintillatoren durch eine sehr kleine Abklingzeit auszeichnen. Der Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Szintillator kann *freie* Elektronen, die sich im Π Molekül - Orbit befinden in höhere Energieniveaus anregen. Beim Übergang dieser angeregten Elektronen in den Grundzustand werden Photonen abgestrahlt. In Abb. 3.6 ist das Energieschema dieser Orbitale skizziert. Dabei wurden der Übersicht halber die Singlet - Zustände getrennt von den Triplet - Zuständen dargestellt. Der Grundzustand ist mit S_0 bzw. T_0 und die angeregten Zustände sind mit (S^*, S^{**}, \dots) bzw. (T^*, T^{**}, \dots) gekennzeichnet. Neben den elektronischen Niveaus ist ebenfalls die Feinstruktur aufgrund von angeregten Vibrationszuständen der Moleküle eingezeichnet. Der Energieabstand der elektronischen Zustände liegt in der Größenordnung einiger eV, wobei die Energieabstände der Vibrationsniveaus in der Größenordnung von $\frac{1}{10}$ eV liegen. Der Energieverlust der den Szintillator durchdringenden Teilchen regt nun sowohl elektronische Zustände als auch Vibrationszustände (Radio Lumineszenz) an. Diese Anregung ist in Abb. 3.6 durch die durchgezogenen Pfeile angedeutet. Die angeregten Zustände zerfallen ohne die Aussendung von elektromagnetischer Strahlung in das Niveau S^* . Der Zustand S^* hat nun eine hohe Wahrscheinlichkeit, unter der Aussendung von elektromagnetischer Strahlung im sichtbaren Bereich in einen der Vibrationszustände des Grundzustandes S_0 überzugehen (geschweifte Pfeile). Dieser Prozess ist als Fluoreszenz bekannt, und die bei dem Übergang emittierten Photonen werden als Fluoreszenzphotonen bezeichnet. Da der Zustand S^* in einen Vibrationszustand des Zustandes S_0 übergeht, ist die Energie der ausgesandten Strahlung zu gering für einen erneuten Übergang $S_0 \rightarrow S^*$, so dass der Szintillator relativ transparent ist für die Fluoreszenzphotonen. Obwohl der Übergang $T_0 \rightarrow S_0$ erlaubt ist, ist er aufgrund der Multipol - Auswahlregeln stark unterdrückt. Die Wech-

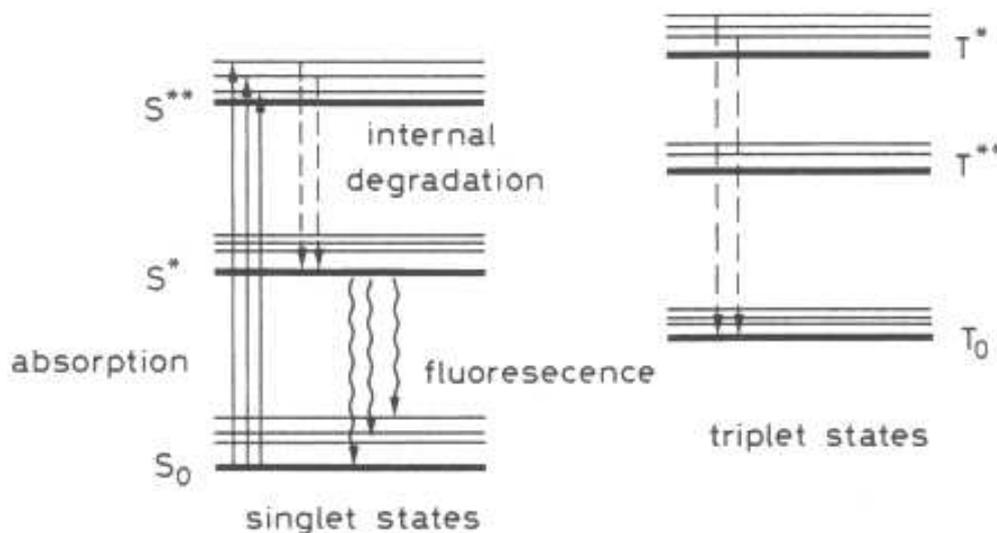


Abbildung 3.6: *Diagramm der Singlet - und Triplet - Energieniveaus eines organischen Szintillators - Moleküls [55].*

selwirkung zweier im T_0 - Niveau befindlichen Moleküle :



führt zu einem im S^* Niveau befindlichen Molekül, das durch den zuvor diskutierten Prozess in den Grundzustand übergeht. Wie in Abb. 3.6 dargestellt ist, endet der Übergang vom Zustand S^* nicht immer in demselben Vibrationszustand des Grundzustandes S_0 . Daraus resultiert ein Spektrum der beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Szintillator erzeugten Photonen.

Für den von der Firma SaintGobain hergestellten Szintillator BICRON BC-414, der für den ACC verwendet wird, ist dieses Emissionsspektrum in Abb. 3.7 dargestellt. Weitere Eigenschaften des Szintillators sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Licht Ausbeute, Anthrazen	68 %
Anstiegszeit	0.7 ns
Abklingzeit	1.8 ns
Maximum des Emissionsspektrums	392 nm
Absorptionslänge	100 cm
Brechungsindex	$n_1 = 1.58$

Tabelle 3.1: Eigenschaften des für den ACC verwendeten Szintillators [58].

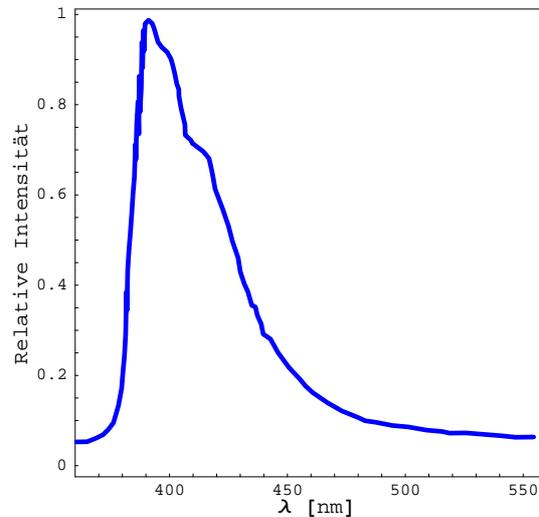


Abbildung 3.7: Aus dem Datenblatt [58] extrahiertes Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators.

3.1.2 WLS - Fasern

Die von der Firma Kuraray produzierten WLS - Fasern des Typs Y-11 200 MSJ (Durchmesser: 1 mm) absorbieren die durch den Durchgang eines geladenen Teilchens im Szintillator erzeugten Photonen und transportieren die von den Polystyrenmolekülen der Faser emittierten Photonen zu den Enden der Faser. Für eine möglichst hohe Ausbeute an Photonen ist eine gute Überschneidung des Emissionsspektrums des Szintillators mit dem Absorptionsspektrum der Faser nötig. Abb. 3.8 zeigt, dass sich das Emissionsspektrum des Szintillators und das Absorptionsspektrum der für den ACC verwendeten Fasern in einem großen Wellenlängenbereich überschneiden, so dass nahezu die gesamte spektrale Verteilung der vom Szintillator emittierten Photonen von den Fasern absorbiert werden kann. Eine besondere Eigenschaft von WLS - Fasern ist die Verschiebung des Emissionsspektrums der Moleküle gegenüber dem Absorptionsspektrum zu größeren Wellenlängen. Der Vorteil dieser Eigenschaft besteht in der geringen Absorption der von den Molekülen der WLS - Faser emittierten Photonen durch die Moleküle der Faser. In Abb. 3.9 sind das Absorptionsspektrum und das Emissionsspektrum der verwendeten WLS - Fasern dargestellt. In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, wie das Emissionsspektrum um knapp 100 nm gegenüber dem Absorptionsspektrum verschoben ist. Damit wird das blaue Licht des Szintillators in grünes Licht transformiert. Die geringe Überschneidung der beiden Spektren im Bereich von 450 nm - 480 nm führt zu einer Selbstabsorption von Photonen. Der Einfluss dieser Absorption auf die Funktion des ACCs wird in Abschnitt 4.3.1 diskutiert (dort wird ebenfalls auf den Buchstaben J in der Typ Bezeichnung der Faser eingegangen). Der Transport der Photonen in den Fasern beruht auf dem physikalischen Effekt der Totalreflexion. Die Totalreflexion tritt an der Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes auf, falls der Einfallswinkel größer als der Grenzwinkel der

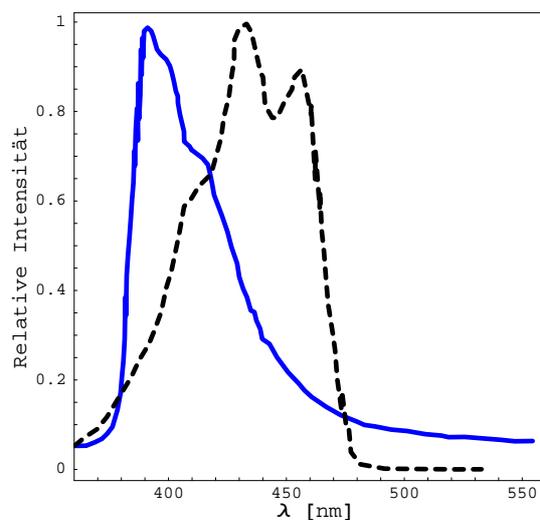


Abbildung 3.8: Überschneidung des Emissionsspektrums des verwendeten Szintillators (blaue Kurve) mit dem Absorptionsspektrum der verwendeten WLS - Fasern (schwarze/gestrichelte Kurve) [59].

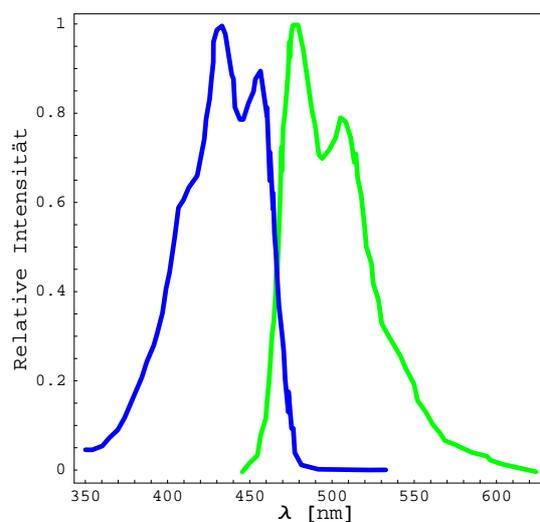


Abbildung 3.9: Aus dem Datenblatt der WLS - Fasern [59] extrahiertes Absorptionsspektrum (blaue/dunkle Kurve) und Emissionsspektrum (grüne/helle Kurve) der verwendeten WLS - Fasern .

Totalreflexion wird. Der Grenzwinkel der Totalreflexion ist dabei mit den Brechungsindizes der Materialien über folgenden Zusammenhang verknüpft:

$$\sin(\alpha_G) = \frac{n}{n'} \quad \text{wobei} \quad n' > n \quad (3.3)$$

Totalreflexion tritt also nur beim Übergang vom optisch dichteren in das optisch dünnere Medium auf. Diesen Effekt machen sich WLS - Fasern (oder i.A. Lichtleiter) zu nutze. Die Kernregion der Faser, die die Photonen emittiert, wird dabei von einem Mantel umschlossen, der aus einem Material besteht, das einen kleineren Brechungsindex besitzt als das Material in der Kernregion. Damit werden Photonen, die unter einem Winkel relativ zur Faserachse emittiert werden, der kleiner als $(90^\circ - \alpha_G)$ ist, aufgrund der Totalreflexion in der Kernregion eingesperrt und können zum Ende der WLS - Faser transportiert werden. Der Anteil der Photonen, die so gefangen werden können, ergibt sich dabei einzig aus dem Verhältnis der Brechungsindizes der Materialien, die für den Kern und die Ummantelung verwendet werden. Dieser Anteil kann durch die Ummantelung der Faser mit zwei Materialien, wobei das Material des zweiten Mantels wieder einen kleineren Brechungsindex aufweist als das Material des ersten Mantels, nochmals erhöht werden. Solche Fasern werden als MC² - Fasern bezeichnet, wie sie auch für den ACC verwendet werden (Buchstabe M in der Typ Bezeichnung).

In Abb. 3.10 ist das Prinzip des Lichttransports in einer MC - Faser gezeigt. Die in der Skizze angegebenen Winkel entsprechen dabei denjenigen der in den ACC eingeklebten Fasern. Die Vergrößerung des Raumwinkels, unter dem die Photonen emittiert werden

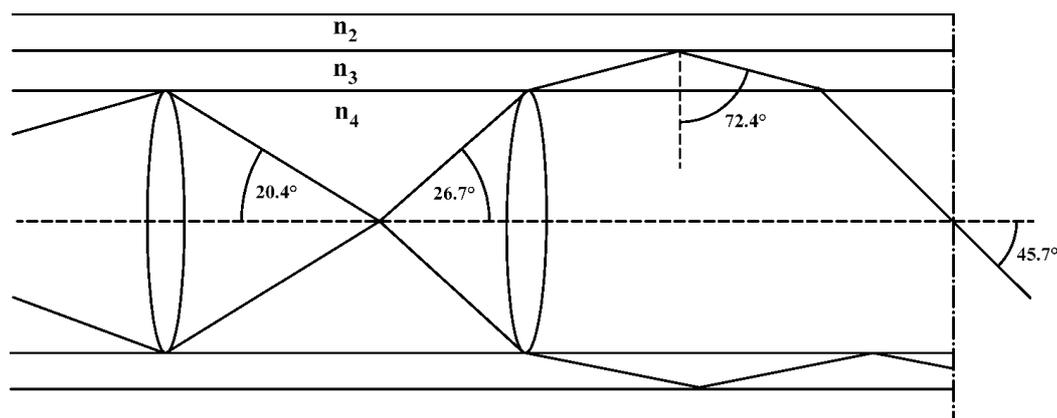


Abbildung 3.10: Skizze des Prinzips des Lichttransports in MC Fasern.

können, bevor sie aus der Faser austreten, wird durch den Vergleich der Emissionskegel (Winkel) auf der rechten und linken Seite in Abb. 3.10 deutlich. Im unteren rechten Bereich der Skizze ist eine weitere Eigenschaft der MC - Fasern gezeigt. Aufgrund der zweifachen Ummantelung ist es möglich, dass Photonen im ersten Mantel gefangen werden. Diese Photonen werden typischerweise als Mantellicht bezeichnet. Dieses Mantellicht wird ebenfalls in Abschnitt 4.3.1 diskutiert. Die Eigenschaften der für den ACC verwendeten WLS - Fasern sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Der Buchstabe S in der Typ Bezeichnung gibt an, dass die molekulare Ausrichtung entlang der Faserachse verläuft. Der Vorteil dieser Ausrichtung liegt in der besseren me-

²Multi Cladded

Region	Material	Dicke	Brechungsindex
Kern	Polystyrene	0.94 mm	$n_4 = 1.59$
Innerer Mantel	Polymethylmethacrylate	0.03 mm	$n_3 = 1.49$
Äußerer Mantel	Fluorinated polymer	0.03 mm	$n_2 = 1.43$
Einfang Effizienz (Einseitig)	5.4 %		
Maximum des Emissionsspektrum	476 nm		

Tabelle 3.2: Eigenschaften der für den ACC verwendeten WLS - Fasern [59].

mechanischen Stabilität der Fasern und der reduzierten Verluste in Folge einer Krümmung der Faser. Der Nachteil dieser Ausrichtung besteht in einer knapp 10 % geringeren Absorptionslänge der Fasern.

Die WLS - Fasern werden mit einem von der Firma SaintGobain produzierten optischen Zement (BC-600) in die Nuten der Szintillatoren eingeklebt. Die Eigenschaften dieses Zements sind in Tabelle 3.3 angegeben.

Wellenlänge	Transmission einer 125 μm dicken Schicht
über 400 nm	>98%
340 nm - 400 nm	>95%
Brechungsindex	1.56

Tabelle 3.3: Eigenschaften des optischen Zements BC-600, mit dem die WLS - Fasern in die Nuten der Szintillatoren eingeklebt werden.

3.1.3 Lichtleiter

Die von der Firma SaintGobain produzierten Lichtleiter des Typs BCF - 98 werden über Kupplungen mit den WLS - Fasern verbunden und leiten die durch die WLS - Fasern aufgesammelten Photonen zu den PMTs. Bei den Lichtleitern handelt es sich ebenfalls um MC - Fasern, so dass der Transport der Photonen wie bei den im vorherigen Abschnitt diskutierten WLS - Fasern erfolgt. Die Lichtleiter besitzen dabei einen Durchmesser von 1.1 mm, so dass an den Kupplungen mit den WLS - Fasern die Verluste aufgrund geometrischer Faktoren reduziert werden. Die Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleitern wird in Abschnitt 4.5 diskutiert. Die Eigenschaften der Lichtleiter sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

Region	Material	Dicke	Brechungsindex
Kern	Polystyrene	1.05 mm	1.60
Innerer Mantel	Acrylic	0.03 mm	1.49
Äußerer Mantel	Fluor-acrylic	0.01 mm	1.42

Tabelle 3.4: Eigenschaften der für den ACC verwendeten Lichtleiter [60].

Kupplung

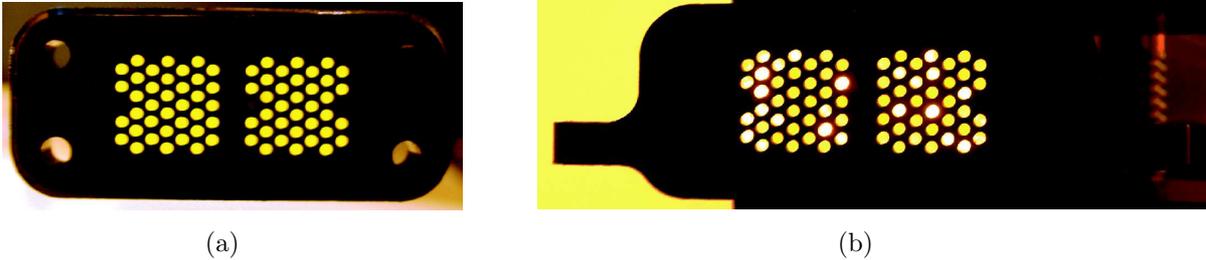


Abbildung 3.11: (a) Photo der Kupplungshälfte, in die die 74 WLS - Fasern des Zählers eingeklebt sind. (b) Photo der Kupplungshälfte in die 74 Lichtleiter eingeklebt sind, die das Licht der WLS - Fasern zu den PMTs leiten.

In Abb. 3.11 ist die Kupplung mit der die 74 in einen Zähler eingeklebten WLS - Fasern (a) an die Lichtleiter (b) gekoppelt werden zu sehen. Die geometrische Ausrichtung der Fasern zueinander wird dabei über Präzisionsstifte gesichert. Zusätzlich werden die beiden Hälften der Kupplungen miteinander verschraubt. Mit den an der Lichtleiterhälfte der Kupplung angebrachten Flügel (siehe dazu linke Seite der Kupplungshälfte in Abb. 3.11 (b)) werden die Kupplungen auf dem Vakuumtank des Magneten montiert.

3.1.4 Photomultiplier Tubes

Die Photomultiplier Tube (zu deutsch: Photoelektronen - Vervielfacher - Röhre) wird eingesetzt um Photonen zu detektieren. Die Photomultiplier Tube setzt sich dabei, wie in Abb. 3.12 skizziert ist, aus einem Eintrittsfenster, der Photokathode, dem Elektronenvervielfacher - System (Dynoden) und einer Anode zusammen. Das Prinzip der für den ACC verwendeten Finemesh PMTs ist in Abb. 3.13 skizziert [62]. Die Detektion von Photonen erfolgt über den Photoeffekt an der Photokathode. Die Photokathode besteht aus einem Halbleiter, bei dem zwischen dem Leitungsband und dem Vakuum - Energieniveau eine Energielücke der Breite E_g besteht. Durch Absorption der auf die Photokathode treffenden Photonen können Elektronen des Leitungsbandes in höhere Energiezustände angeregt werden. Ist die absorbierte Energie groß genug, um sowohl die Bandlücke E_g als auch den Energiebereich der Elektronenaffinität E_a des Materials (E_a) zu überwinden, können die Elektronen das Material verlassen. Die Summe $E_g + E_a$ wird dabei als Austrittsarbeit des Materials bezeichnet. Das Verhältnis der aus dem Material gelösten Elektronen zu der Anzahl der auf die Photokathode treffenden Photonen wird dabei als Quanteneffizienz (QE) der PMT bezeichnet. Die Quanteneffizienz ist dabei gegeben durch:

$$\eta_\nu = (1 - R) \frac{P_\nu}{k} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{kL}} \right) \cdot P_S \quad (3.4)$$

mit

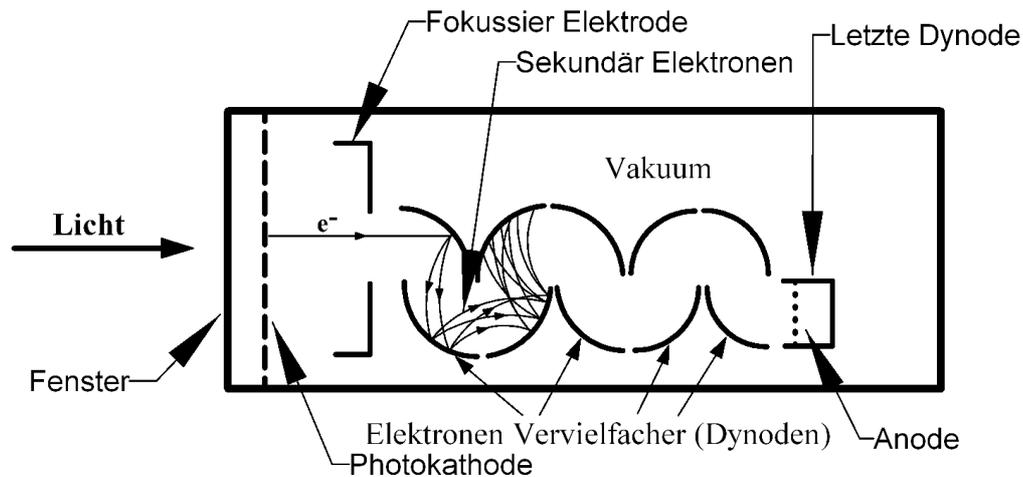


Abbildung 3.12: Schematische Skizze einer PMT.

- R : Reflexionskoeffizient
- k : Absorptionskoeffizient für Photonen
- P_ν : Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen durch die Absorption der Photonen in ein Energieniveau angeregt werden, dass über dem Vakuum - Niveau liegt.
- L : Mittlerer Fluchtweg für angeregte Elektronen.
- P_S : Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen die die Oberfläche der Photokathode erreichen, ins Vakuum übergehen.
- ν : Frequenz der einfallenden Photonen

Die aus der Photokathode ausgelösten Photonen werden durch ein elektrisches Feld, das zwischen der Photokathode und der ersten Anode (Dynode) des Dynodensystems anliegt, auf die erste Dynode beschleunigt. Beim Auftreffen auf die Dynode erfolgt eine Sekundäremission weiterer Elektronen aus der Oberfläche des Dynodenmaterials, so dass das einfallende Elektron vervielfacht wird. Diese Elektronen werden dann auf die nächste Dynode beschleunigt, so dass sich im Dynodensystem eine Elektronenlawine ausbildet, die von der letzten Anode des PMT aufgesammelt wird. Die Anzahl der Elektronen, die am Ende des Dynodensystems auf die Anode treffen, hängt dabei von der Anzahl der Dynoden und der an den Dynoden anliegenden Spannungen ab. Die Anzahl der Elektronen, die die Anode bei einer gewählten Betriebsspannung der PMT erreichen, wird als Verstärkung der PMT bezeichnet. Die Anzahl der sekundär emittierten Elektronen wird durch die zwischen den einzelnen Dynoden angelegten Spannung v bestimmt. Die Anzahl der an einer Dynode emittierten Elektronen ist gegeben durch:

$$\delta = a \cdot v^b \quad (3.5)$$

Wobei a eine Konstante ist, und der Exponent b durch die Struktur und das Material der Dynoden bestimmt wird. Der Wert von b liegt im Bereich von 0.7 bis 0.8 [62]. Die Verstärkung G der PMT ist damit das n -fache Produkt dieser einzelnen Emissionen, wobei n der Anzahl der Dynoden entspricht.

$$G = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n \quad (3.6)$$

Der Koeffizient α in der Formel beschreibt die Effizienz der Sammlung der Elektronen der PMT. Mit Gleichung (3.5) ergibt sich die Verstärkung als Funktion der angelegten Betriebsspannung V zu:

$$G = \alpha \cdot (a \cdot v^k)^n = \alpha \cdot a^n \cdot \left(\frac{V}{n+1}\right)^{k \cdot n} = A \cdot V^\delta \quad (3.7)$$

Wie zu Beginn dieses Kapitels geschildert wurde, werden die PMTs im Streufeld des supraleitenden Magneten operieren. Der Betrieb von PMTs in einem Magnetfeld ist insofern problematisch, als dass Elektronen durch die Ablenkung im Magnetfeld aus dem Dynodensystem entweichen und nicht mehr vervielfacht werden können. Um diese Effekte zu minimieren, wurden für den ACC so genannte Finemesh PMTs ausgewählt, die aufgrund ihrer Dynodenstruktur bei geeigneter Ausrichtung unempfindlicher gegenüber einem äußeren Magnetfeld sind. Die Dynodenstruktur der PMTs ist in Abb. 3.13 skizziert. Die Dynoden bilden dabei keine plane geschlossene Fläche, sondern weisen eine Gitterstruktur auf. Durch die versetzte Anordnung der einzelnen Dynoden werden dabei auch Elektronen, die vom Magnetfeld abgelenkt wurden, aufgesammelt. Die Abstände zwischen den einzelnen Dynoden liegen im Bereich von wenigen μm . Aufgrund dieser Struktur ist es möglich,

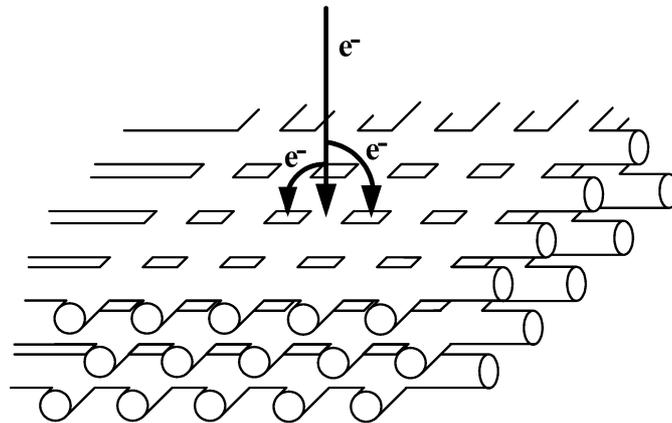


Abbildung 3.13: *Dynodensystem der Finemesh PMT.*

dass Elektronen die erste Dynode passieren können, ohne weitere Elektronen auszulösen. Dieser Effekt wird als Transparenz der ersten Dynode bezeichnet.

Da die Konversion der Photonen an der Photokathode einer Binomialverteilung folgt, die Anzahl an Photoelektronen, die von der Photokathode emittiert werden, einer Poissonverteilung unterliegt, und die Sammlung der Elektronen im Dynodensystem ebenfalls durch

eine Binomialverteilung beschrieben werden kann, wird die Gesamtzahl an Photoelektronen durch die Faltung einer Poissonverteilung mit einer Binomialverteilung beschrieben. Damit ergibt sich wieder eine Poissonverteilung:

$$P(n, \mu_{pc}) = \frac{\mu_{pc}^n \cdot e^{-\mu_{pc}}}{n!} \quad (3.8)$$

In der Formel beschreibt μ_{pc} die mittlere Anzahl an Photoelektronen, die vom Dynodensystem aufgesammelt werden :

$$\mu_{pc} = n_{ph} \cdot q \quad (3.9)$$

$P(n, \mu_{pc})$ gibt also die Wahrscheinlichkeit an, mit der n Photoelektronen detektiert werden, wobei im Mittel μ_{pc} detektiert werden. n_{ph} gibt die Anzahl der auf die Photokathode treffenden Photonen an, und q beschreibt die QE der Photokathode sowie die Effizienz der Sammlung der Photoelektronen durch das Dynodensystem. Die Responsefunktion der PMT ist in Anhang C angegeben.

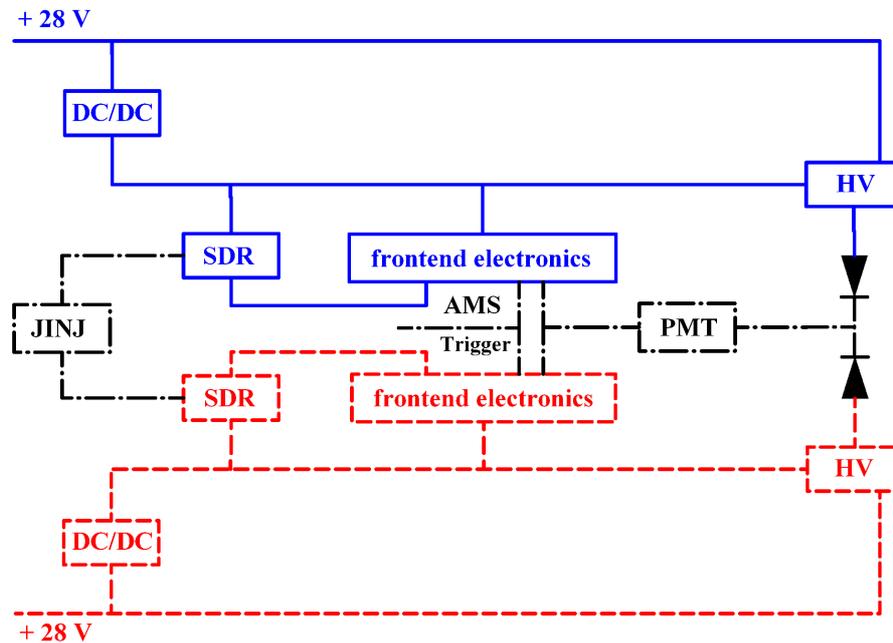
Die Eigenschaften der für den ACC verwendeten PMTs sind in Tabelle 3.5 aufgeführt.

ID	R5946
Typ	Head on
Durchmesser	38 mm
Durchmesser der Photokathode	27 mm
Min Wellenlänge	300 nm
Max Wellenlänge	650 nm
Wellenlänge der max. Sensitivität	375 nm
Fenster	Borosilikat
Transmission des Fensters bei 476 nm	96 %
Photokathode	Bialkali
QE der Photokathode bei 476 nm	10 %
Anzahl an Dynoden	16

Tabelle 3.5: Eigenschaften der für den ACC verwendeten Finemesh PMTs [61]. Zur Bestimmung der QE und der Transmission des Fensters bei der Wellenlänge des von den WLS - Fasern emittierten Lichts siehe Anhang C.

3.2 Elektronik des ACC

Abb. 3.14 zeigt ein generelles Schema der Elektronik des ACCs und des TOFs. Das System ist in zwei redundante Hälften aufgeteilt, die in Blau (durchgezogene Linien) und Rot (gestrichelte Linien) dargestellt sind. Die aktive Hälfte der Elektronik wird durch das Anlegen einer Spannung von 28 V gewählt. Diese Spannung versorgt den DC/DC Konverter, der die Spannungen für die Elektronik, und die Hochspanner, die die PMTs versorgen, erzeugt.

Abbildung 3.14: *Schema der Elektronik des ACCs*

Die analogen Signale der PMTs werden in die Frontend Elektronik der aktiven Hälfte eingespeist. Die digitalisierten Signale werden über ein Daten - Reduktions - Modul (SDR) direkt an das Daten - Aquisitions - System (JINJ) des AMS Experimentes geleitet. Befehle an das System durchlaufen den umgekehrten Weg, vom JINJ über das SDR zur Frontend Elektronik. Signale, die zum und vom globalen Trigger System laufen, werden direkt in die Frontend Elektronik eingespeist. Die Elektronik der ACC Zähler wird in vier Modulen untergebracht, wobei ein System vier der 16 PMTs des ACCs zugeordnet ist. Die Subsysteme sind in einem Standard AMS Elektronik Crate untergebracht, das aus 7 Karten zur Signalverarbeitung (für den ACC sind nur das SDR und die Frontend Elektronik SFEA relevant), einer Backplane (S - Crate), einem Spannungsverteiler mit den DC/DC Konvertern (SPD) und einem HV Block, der die Hochspanner und Regler beherbergt (SHV), besteht. Die analogen Signale der vier PMTs werden in das SFEA Modul eingespeist, von dem aus das Signal in drei Diskriminatoren eingespeist wird. Einer der Diskriminatoren wird eine niedrige variable Schwelle aufweisen, während die andern beiden Diskriminatoren eine hohe Schwelle aufweisen werden. Die SHV Einheit versorgt die PMTs mit einer Spannung von -1200 V bis -2300 V. Innerhalb des SHV kann über eine angeschlossene Kontrollkarte die Hochspannung der PMTs in Schritten von 4.5 V geändert werden.

Kapitel 4

Charakterisierung der ACC Elemente

In den Abschnitten dieses Kapitels werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Charakterisierung der Elemente, aus denen der ACC aufgebaut ist, vorgestellt. Der Aufbau des Kapitels folgt dabei den Stationen, die die Photonen von der Erzeugung im Szintillator bis zur Konversion an der Photokathode der PMTs durchlaufen (vgl. dazu Abschnitt 3.1). In Abschnitt 4.2 werden die Messungen an einem Modell der Zähler des ACCs vorgestellt, das die Untersuchung der Kopplung zwischen dem Szintillator und den WLS - Fasern und die Ermittlung der Anzahl an detektierten Photoelektronen in Abhängigkeit von der von den WLS - Fasern bedeckten Fläche erlaubt. Im darauf folgenden Abschnitt 4.3 werden die durchgeführten Untersuchungen zur Absorptionslänge und den Krümmungsverlusten der WLS - Fasern diskutiert. Der Abschnitt 4.4 widmet sich der Absorptionslänge der Lichtleiter, bevor in Abschnitt 4.5 die Ergebnisse der Messungen der Verluste an den Kupplungen zwischen WLS - Fasern und Lichtleitern vorgestellt werden.

Abschnitt 4.6 beschäftigt sich mit der Charakterisierung von 20 PMTs, die zur Auslese des ACC verwendet werden. Die Charakterisierung umfasst das Signalverhalten der PMTs als Funktion der Betriebsspannung und die unter kontrollierten Bedingungen detektierte Anzahl an Photoelektronen der einzelnen PMTs. Aus der Kenntnis des Signals der PMTs bei einer definierten Anzahl an Photoelektronen und Betriebsspannung lassen sich Aussagen über die Signale der PMTs bei der erwarteten Anzahl an Photoelektronen der Zähler treffen. Diese Erkenntnisse führen zur Definition von Kriterien, nach denen die einzelnen PMTs selektiert werden können.

Die in diesen Abschnitten erhaltenen Ergebnisse erlauben es, ein Modell der Photonpropagation und der Verluste an den einzelnen Stationen zu konstruieren, das Vorhersagen über die zu erwartende Anzahl an Photoelektronen, die die Zähler liefern, ermöglicht. Dieses Modell und die erwartete Anzahl an Photoelektronen der Zähler werden am Ende dieses Kapitels diskutiert.

4.1 Energieverlust von Myonen aus der Höhenstrahlung in Materie

Die hochenergetischen Teilchen der primären kosmischen Strahlung können mit Molekülen der Erdatmosphäre hadronisch wechselwirken. Bei diesen Prozessen entstehen sekundäre Mesonen. Dabei bilden Pionen den größten Anteil dieser Mesonen. Die Pionen zerfallen mit den wahrscheinlichsten Zerfallskanälen in Myonen :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (4.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (4.2)$$

Die Energien der so entstandenen sekundären Teilchen reichen dabei aus, um weitere Streuprozesse einzuleiten, bei denen weitere sekundäre Teilchen entstehen. Damit bildet sich ein Luftschauder aus, der sowohl eine hadronische als auch eine elektromagnetische Komponente besitzt. Aufgrund der relativistischen Zeitdilatation ist es den entstandenen Myonen trotz ihrer geringen Lebensdauer ($\tau_\mu \approx 2.197 \cdot 10^{-6}$ s) möglich, das Meeresniveau zu erreichen. Damit besteht die Höhenstrahlung auf Meeresniveau aus drei Komponenten [63]:

$$\approx 75\% \quad \mu^- + \mu^+ \quad (4.3)$$

$$\approx 24\% \quad e^- + e^+ \quad (4.4)$$

$$\approx 1\% \quad \text{Hadronen} \quad (4.5)$$

Die Intensität $I = \frac{dN_\mu}{dA \cdot dt}$ der Myonen beträgt auf Meeresniveau $I \approx 200 m^{-2} s^{-1}$. Die Intensität ist richtungsabhängig und variiert mit dem Zenitwinkel θ , dabei gilt $I \propto \cos^2(\theta)$. Das Spektrum der Myonen auf Meeresniveau ist in Abbildung 4.1 gezeigt.

Der Nachweis von geladenen Teilchen wie Myonen erfolgt über den Energieverlust dieser geladenen Teilchen beim durchqueren von Materie. Der Energieverlust erfolgt dabei hauptsächlich über Ionisation und atomare Anregungen. Der Energieverlust pro Strecke an durchquertem Material wird für moderat relativistische Teilchen durch die Bethe - Bloch Formel beschrieben [57]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \cdot z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \ln \left[\frac{2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \cdot T_{max}}{I^2} \right] - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.6)$$

In der Formel gibt T_{max} die maximale kinetische Energie an, die auf ein freies Elektron in einer einzelnen Kollision mit einem Teilchen der Masse M übertragen werden kann.

$$T_{max} = \frac{2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2}{1 + \frac{2 \cdot \gamma \cdot m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (4.7)$$

Der Parameter δ berücksichtigt Korrekturen des Energieverlustes durch Ionisation aufgrund der Dichte des Materials. Die in der Formel (4.6) auftretenden Größen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Eine besondere Klasse bilden die sogenannten MIPs¹, die sich durch einen

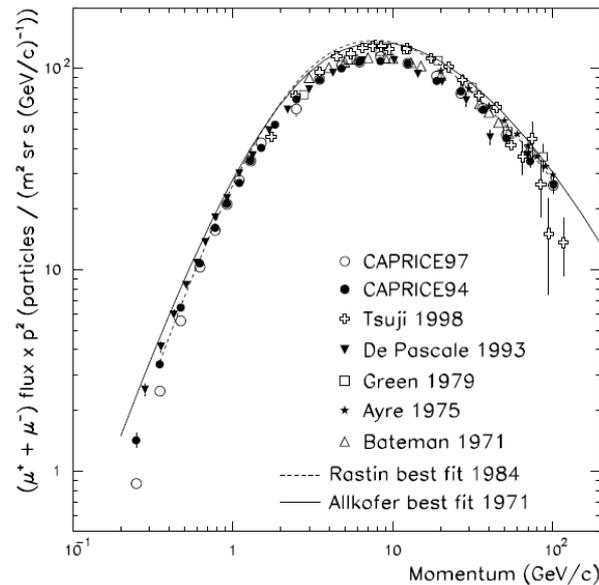


Abbildung 4.1: Das von verschiedenen Experimenten gemessene Spektrum der (μ^+ und μ^-) auf Meeresniveau. Der Fluss der Myonen wurde mit p^2 multipliziert, wobei p der Impuls der Myonen in GeV/c ist [64].

Symbol	Definition	Einheit oder Wert
K	$4 \pi N_A r_e^2 m_e c^2$	0.307075 MeV cm^2
z	Ladungszahl des Teilchens	
Z	Ordnungszahl des Materials	
A	Atomare Masse des Materials	g mol^{-1}
$m_e c^2$	Masse des Elektrons $\cdot c^2$	0.511 MeV
I	Mittlere Ionisationsenergie	eV
β	$\frac{v}{c}$ des einfallenden Teilchens	
γ	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	

Tabelle 4.1: In der Bethe - Bloch Formel auftretende Parameter.

minimalen Energieverlust auszeichnen. Der Bereich der MIPs lässt sich je nach Material durch die Faustformel:

$$\gamma \cdot \beta \approx 3 - 4 \quad (4.8)$$

eingrenzen.

Die Bethe - Bloch Formel gibt nur den mittleren Energieverlust für Teilchen an und kann den Energieverlust eines einzelnen Teilchens aufgrund der statistischen Natur der Streuprozesse (Wechselwirkung mit den Elektronen des Materials) nicht beschreiben. Der Energieübertrag bei einem einzelnen Stoß kann zwischen 0 und T_{max} liegen und führt zu

¹Minimal Ionizing Particle

einer Verteilung, die zu hohen Energien flach ausläuft. Diese Verteilung wird als Landauverteilung [65] bezeichnet. Der wahrscheinlichste Energieverlust dieser Verteilung ist kleiner als der nach der Bethe - Bloch Formel berechnete Energieverlust.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte - Verteilung ist gegeben durch:

$$\Psi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{(\lambda s + s \cdot \ln s)} ds \quad (4.9)$$

Da das Integral (4.9) keine analytische Lösung hat, wird für praktische Zwecke die Moyal - Formel (4.10) [66] mit 3 Parametern an die Landauverteilung angepasst:

$$M(\lambda) = a_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \cdot (\lambda + e^{-\lambda})} \quad (4.10)$$

$$\lambda = a_2 \cdot (x - a_3) \quad (4.11)$$

Der Parameter a_2 ist dabei invers proportional zur Breite ω der Landauverteilung, und der Parameter a_3 legt das Maximum der Landauverteilung fest. Diese Parametrisierung der Landauverteilung wird für Berechnungen in dieser Arbeit verwendet.

4.2 Kopplung zwischen Szintillator und WLS - Fasern

In Abschnitt 3.1 wurde erläutert, dass die Ineffizienz des ACCs von der Gesamtzahl der Photoelektronen abhängt, die durch den Durchgang eines geladenen Teilchens erzeugt werden. Zum Verständnis der ACC Zähler ist es daher notwendig zu verstehen, wie effizient das, von dem geladenen Teilchen im Szintillator erzeugte Licht, von den WLS - Fasern gesammelt und zu den PMTs transportiert wird. Neben der Kopplung zwischen Szintillator und WLS - Fasern ist auch die Steigerung der Ausbeute an Photoelektronen an den PMTs als Funktion der von den WLS - Fasern abgedeckten Fläche interessant. Um diese beiden Aspekte der ACC Zähler zu untersuchen, wurde ein Modell der Zähler vermessen, dessen Aufbau und die damit verbundene erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen im folgenden Abschnitt diskutiert werden. In Abschnitt 4.2.3 werden die Messungen mit dem Modell und deren Auswertung erläutert und die gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen mit der erwarteten Gesamtzahl an Photoelektronen verglichen.

4.2.1 Aufbau des Teststandes für das Modell der Zähler

Als Modell für die Zähler wurde eine Scheibe aus dem für die Zähler verwendeten Szintillator angefertigt, deren Abmessungen Abb. 4.2 entnommen werden können. In diese Scheibe wurden Nuten mit einer Breite von 1.5 mm und einem Abstand von 1.5 mm gefräst, in die WLS - Fasern mit einem Durchmesser von 1 mm eingelegt werden konnten (vgl. dazu Abb. 4.3 (a)). Dazu wurde ein Kabel mit 6 WLS - Fasern gefertigt, das an beiden Enden von einer PMT ausgelesen werden konnte. Das Kabel war mit Vitonschlauch ummantelt, wobei der Vitonschlauch in der Mitte des Kabels entfernt wurde, um die Fasern einzeln in

die Nuten der Scheibe einlegen zu können. Die Länge des Kabels betrug 184 cm, so dass bei einer zentrischen Platzierung der Scheibe die in die Fasern eingekoppelten Photonen eine Strecke von 92 cm bis zur PMT zurücklegen mussten. Da die Fasern nicht mit dem für die Zähler verwendeten optischen Zement in die Nuten eingeklebt wurden, wurde die optische Kopplung zwischen dem Szintillator und den WLS - Fasern mit „optischem Fett“² realisiert. Zur Untersuchung des in die Fasern eingekoppelten Lichts, das beim Durchgang

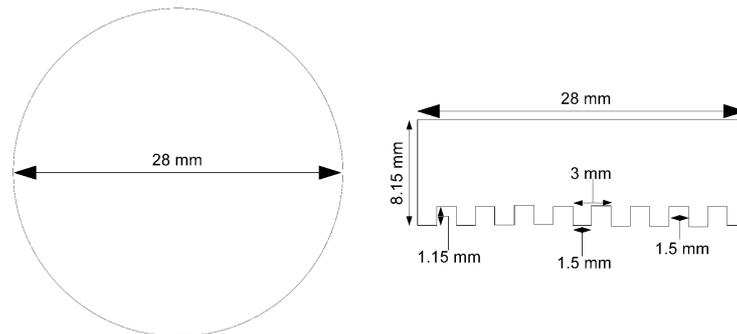


Abbildung 4.2: Abmessungen der Szintillator - Scheibe, die als Modell für die Zähler verwendet wurde.

eines Myons durch den Szintillator erzeugt wird, war es nötig, ein Triggersystem aufzubauen. Dieses Triggersystem bestand aus zwei PMTs, die direkt auf die Scheibe schauten (vgl. dazu Abb. 4.3 (b)), und einem weiteren Szintillator, der sich unterhalb der zweiten PMT befand (nicht in der Abbildung gezeigt). Die Triggerbedingung wurde nun auf die Koinzidenz einer der beiden PMTs mit dem letzten Szintillator gesetzt. Damit wurde sichergestellt, dass ein Myon die Scheibe durchquert hatte. Ein Schaltbild dieses Setup ist in Abb. 4.4 zu sehen.

Zur Auslese der Fasern wurden die für den ACC vorgesehenen Finemesh PMT verwendet. Die Parameter des Aufbaus sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Betriebsparameter		
Szintillator Scheibe	Material: BC-414	Dicke: 8.15mm
PMT	P1: ZH 5783 @ 2300V	P2: ZH 5787 @ 2300V
Aufzeichnung	LeCroy WaveRunner 50 Ω Eingang	V/div: 20 mV t/div: 20 ns

Tabelle 4.2: Betriebsparameter zur Untersuchung der Kopplung zwischen Szintillator und WLS - Fasern.

²GE Bayer Silicones, Baysilone-Paste



Abbildung 4.3: (a) Photo der aus Szintillator bestehenden Scheibe mit 6 eingelegten WLS - Fasern, die auf der unteren PMT liegt. (b) Photo der beiden Trigger PMTs zwischen die die Scheibe eingelegt ist. Das WLS - Faser - Kabel mit der Viton - Ummantelung, das zu den beiden PMTs, die die 6 WLS - Fasern auslesen, führt, ist ebenfalls zu erkennen.

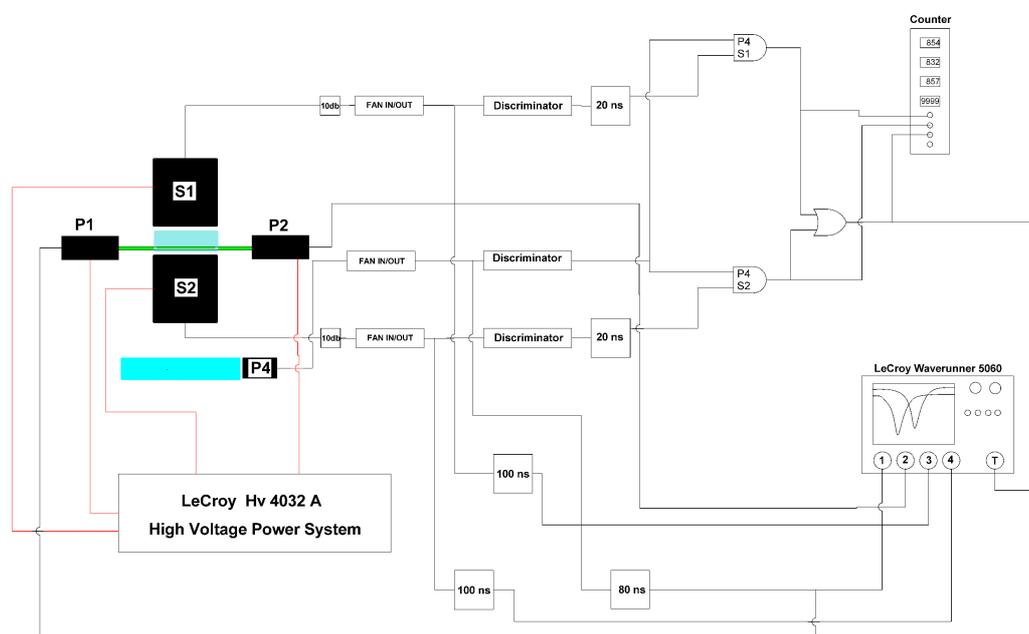


Abbildung 4.4: Schaltbild der PMTs P1 und P2 Signalverarbeitung, die die WLS - Fasern auslesen, und der Trigger Kondition der PMTs S1 und S2, die direkt auf die Scheibe schauen, mit dem dritten Triggerszintillator P4

4.2.2 Erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen

Zur Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen, die aufgrund des Durchgangs eines Myons durch den Szintillator erwartet werden, wird ein aktives Detektorvolumen definiert, das von der Anzahl der in die Scheibe eingelegten WLS - Fasern abhängt. Die Grenze des aktiven Detektorvolumens wird dabei durch die äußersten Fasern festgelegt. Das Volumen (bzw. die Oberfläche) der Scheibe, das außerhalb dieser Grenzen liegt, wurde nicht in die Berechnung des prozentualen Anteils der Fläche des Detektorvolumens, den die WLS - Fasern bedecken, einbezogen. Dabei werden nur Myonen betrachtet, die senkrecht in dieses Detektorvolumen einfallen. Dieses Vorgehen wurde gewählt, da die Abstrahlung der durch den Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Szintillator - Scheibe erzeugten Photonen isotrop erfolgt. Da der Entstehungsort der Photonen auf dem Weg durch die Scheibe unbekannt ist, ist eine Raumwinkelkorrektur nur numerisch berechenbar. Da alle Photonen in dem definierten Volumen erzeugt werden, lässt sich der prozentuale Anteil der Photonen, die die WLS - Fasern treffen, durch den prozentualen Anteil der Fläche, den die WLS - Fasern von der gesamten Oberfläche des Detektorvolumens einnehmen, berechnen. Da die Nuten eine Tiefe von 1.15 mm besaßen, ergab sich die Dicke des aktiven Detektorvolumens zu 7 mm. In Abb. 4.5 ist das aktive Detektorvolumen für 6 eingelegte WLS - Fasern durch den rot schraffierten Bereich gekennzeichnet. Der Energieverlust eines

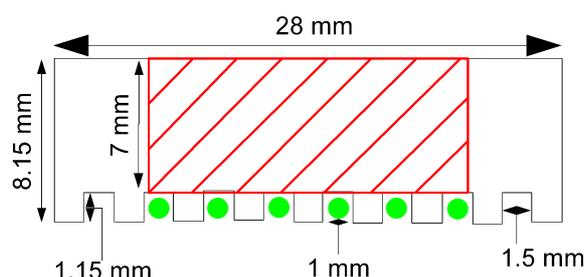


Abbildung 4.5: Das aktive Detektorvolumen ist für 6 in die Szintillator - Scheibe eingelegte WLS - Fasern durch den rot schraffierten Bereich gekennzeichnet.

die Scheibe durchquerenden Myons kann nach der Formel [54]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Myon} = \frac{2 \text{ MeV}}{\text{cm}} \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \quad (4.12)$$

berechnet werden, wobei $\rho_0 = 1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und ρ die Dichte des Szintillators beschreibt, die von SaintGobain mit $\rho = 1.032 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ angegeben wird [58]. Beachtet man, dass in organischen Szintillatoren typischerweise 1 Photon pro 100 eV deponierter Energie erzeugt wird [67], erhalten wir bei einer Dicke des aktiven Detektorvolumens von 7 mm eine Anzahl von:

$$\frac{2 \text{ MeV}}{\text{cm}} \cdot 1.032 \cdot 0.7 \text{ cm} = 1.4448 \text{ MeV} \quad (4.13)$$

$$\Rightarrow \frac{1.4448 \text{ MeV}}{100 \text{ eV}} = 14448 \quad (4.14)$$

primären Photonen.

Der prozentuale Anteil der Photonen, die auf die Fasern treffen, hängt von der Anzahl der in die Scheibe eingelegten Fasern ab, und lässt sich aus der Geometrie der Scheibe berechnen. Für die durchgeführten Untersuchungen wurden 2, 4 und 6 Fasern in die Scheibe eingelegt. In Tabelle 4.3 ist sowohl der prozentuale Anteil der Fläche den die WLS - Fasern bedecken, als auch die Anzahl der primären Photonen, die auf die Fasern treffen, angegeben. Der nicht lineare Anstieg der prozentualen Fläche, die die WLS - Fasern abdecken, beruht dabei auf der Geometrie der Scheibe. Aufgrund der runden Geometrie ist die Länge der Fasern die weiter außen sitzen, kürzer als für die zentrisch eingelegten Fasern. Die Anzahl der Fasern wurde dabei von innen nach außen hin erhöht, so dass die Messung mit 2 Fasern bei der zentrischen Lage der Fasern erfolgte und bei den weiteren Messungen jeweils eine Faser rechts und links von diesen beiden zentrischen Fasern in die Scheibe eingelegt wurde. Die Photonen, die auf die WLS - Fasern treffen, werden aufgrund

Anzahl an Fasern	ΔF	Anzahl an primären Photonen
2	0.074	1069
4	0.094	1358
6	0.117	1690

Tabelle 4.3: Prozentualer Flächenanteil am Detektorvolumen und Anzahl an primären Photonen, die die WLS - Fasern treffen.

der unterschiedlichen Brechungsindizes teilweise reflektiert. Da es sich bei den verwendeten Fasern um MC Fasern handelt (vgl. dazu Abschnitt 3.1.2), treten Reflexionen an jedem Übergang auf. Der prozentuale Anteil R_{E_i} der Photonen, die bei einem Übergang reflektiert werden und damit nicht von der Faser absorbiert werden können, ergibt sich dabei aus den Fresnel-Formeln bei senkrechtem Einfall ($\alpha = 0$) zu:

$$R_E(\alpha = 0) = \left(\frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \right)^2 \quad n_i < n_j \quad (4.15)$$

Die Transmission T_E in den Kern der Faser ist damit durch die Formel:

$$T_E = \left(1 - \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} \right)^2 \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{n_3 - n_4}{n_3 + n_4} \right)^2 \right) \quad (4.16)$$

gegeben. Die in der Formel 4.16 auftretenden Brechungsindizes sind in derselben Notation wie in den Abschnitten 3.1.1 und 3.1.2 (Tabelle 3.1 und 3.2) angegeben. Damit ergibt sich eine Transmission bei der Einkopplung von:

$$T_E = 0.996 \quad (4.17)$$

Der Einfluss des optischen Fettes wurde vernachlässigt, bzw. der Brechungsindex von Szintillator und optischem Fett wurde als identisch angenommen. Weiterhin wurde die vereinfachende Annahme gemacht, dass einmal reflektierte Photonen als verloren angenommen

wurden und nicht durch eine nochmalige Reflexion in den Faserkern gelangen konnten. Weiterhin wurden mögliche Einflüsse der Oberflächenqualität der Wände der Nuten vernachlässigt. Wie in Abschnitt 3.1.2 diskutiert wurde, werden 5.4 % der in die Faser eingekoppelten Photonen innerhalb des Winkels der Totalreflexion eingefangen und zum Ende der Faser transportiert. Aufgrund von Selbstabsorption und Streuungen innerhalb der Faser nimmt die Anzahl der Photonen exponentiell ab. Die diese Absorption charakterisierende Größe, die Absorptionslänge λ der WLS - Fasern, wird in Abschnitt 4.3.1 diskutiert.

Ein weiterer zu beachtender Faktor ist die Transmission beim Austritt des Lichts aus der Faser und die Transmission des Fensters der PMT für die betrachtete Wellenlänge des Lichts von 476 nm (vgl. dazu Tabelle 3.2). Damit ergibt sich die gesamte Transmission T_A zur Photokathode zu:

$$T_A = \left(1 - \left(\frac{1 - n_4}{1 + n_4}\right)^2\right) \cdot T_F = \left(1 - \left(\frac{1 - 1.59}{1 + 1.59}\right)^2\right) \cdot 0.95 = 0.9 \quad (4.18)$$

Letztendlich müssen die Photonen an der Photokathode des PMT konvertieren. Dabei kommt die schon in Abschnitt 3.1.4 diskutierte Quanteneffizienz der PMT zu tragen (siehe dazu Tabelle 3.5 in Abschnitt 3.1.4) :

$$QE = 0.1 \pm 0.01 \quad (4.19)$$

Aufgrund von Schwankungen der Qualität der Photokathode bei der Produktion der PMT wurde die Kenntnis der QE mit einer Genauigkeit von 10 % angenommen.

Die Gesamtzahl an Photoelektronen, die in diesem Modell erwartet wird, ergibt sich damit unter der Berücksichtigung beider PMTs zu :

$$N_{p.e.} = 14448 \cdot \Delta F \cdot T_E \cdot (2 \cdot 0.054) \cdot e^{\left(-\frac{92cm}{299cm}\right)} \cdot T_A \cdot QE \quad (4.20)$$

Für die in den Messreihen verwendete Anzahl an WLS - Fasern ist die erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen in Tabelle 4.4 angegeben. Die Fehler auf die erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen ergibt sich dabei aus dem Fehler der Absorptionslänge der verwendeten WLS - Fasern (Non J- Typ, vgl. dazu Abschnitt 4.3) und dem Fehler auf die QE der Photokathode.

Anzahl an Fasern	Anzahl an Photoelektronen pro PMT	Gesamtzahl an Photoelektronen
2	3.66 ± 0.39	7.32 ± 0.78
4	4.66 ± 0.49	9.32 ± 0.98
6	5.8 ± 0.61	11.6 ± 1.2

Tabelle 4.4: Erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen für beide PMTs und die in der Messreihe verwendete Anzahl an WLS - Fasern.

4.2.3 Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen

Die mit dem Oszilloskop aufgezeichneten Signale der PMTs zeigen den zeitlichen Verlauf des Stroms der PMTs, der durch den Eingangswiderstand des Oszilloskops fließt. Das Oszilloskop zeichnet die über dem Eingangswiderstand abfallende Spannung als Funktion der Zeit auf. Zur Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen wurde der zeitliche Verlauf der Spannung für beide PMTs numerisch integriert, so dass unter Berücksichtigung des Abtastintervalls von $0.2 \cdot 10^{-9}$ s, und des Widerstandes von 50Ω , die an der Anode einer PMT aufgesammelte Ladung nach folgender Formel bestimmt werden konnte:

$$Q_{ges} = \frac{\sum U_i \cdot \Delta t}{R} \quad (4.21)$$

Die Pedestal beider PMTs sind für eine Messreihe im jeweiligen Histogramm der Abb. 4.6 dargestellt. Das Pedestal würde in der weiteren Auswertung die beobachtete Ladung verfälschen, so dass die Signale auf das Pedestal korrigiert werden mussten. Zur Korrek-

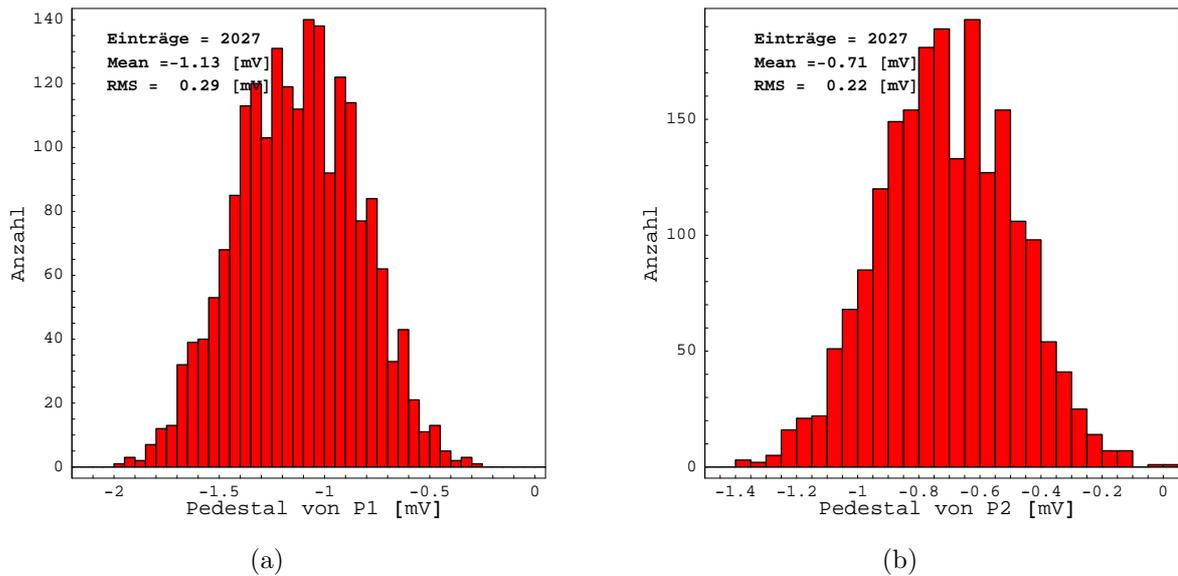


Abbildung 4.6: Pedestal der PMT ZH 5783 (P1) (a) und PMT ZH 5787 (P2) (b).

tur auf das Pedestal der Elektronik wurde an die ersten 20 ns eine Gerade angepasst, deren Steigung in einem zweiten Schritt von den einzelnen aufsummierten Spannungswerten abgezogen wurde. In Abb. 4.7 ist diese Prozedur für ein PMT Signal exemplarisch gezeigt. Die zeitliche Struktur der Signale resultiert dabei aus der geringen Anzahl an Photoelektronen, die aufgrund der Lebensdauern der Molekülzustände nicht alle gleichzeitig an der PMT ankommen. Damit ergeben sich mehrere Maxima in dem mit dem Oszilloskop aufgezeichneten Spannungsverlauf. Als Richtgröße ergab sich für die in Abschnitt 4.6 charakterisierten PMTs ein Signal von ≈ 20 mV für ein einzelnes Photoelektronen, bei einer Betriebsspannung der PMT von 2300 V. Dieses Signal und auch alle weiteren Graphen, die

im Rahmen der Auswertung exemplarisch gezeigt werden, entstammen der Analyse einer Messreihe, die mit 6 WLS - Fasern durchgeführt wurde.

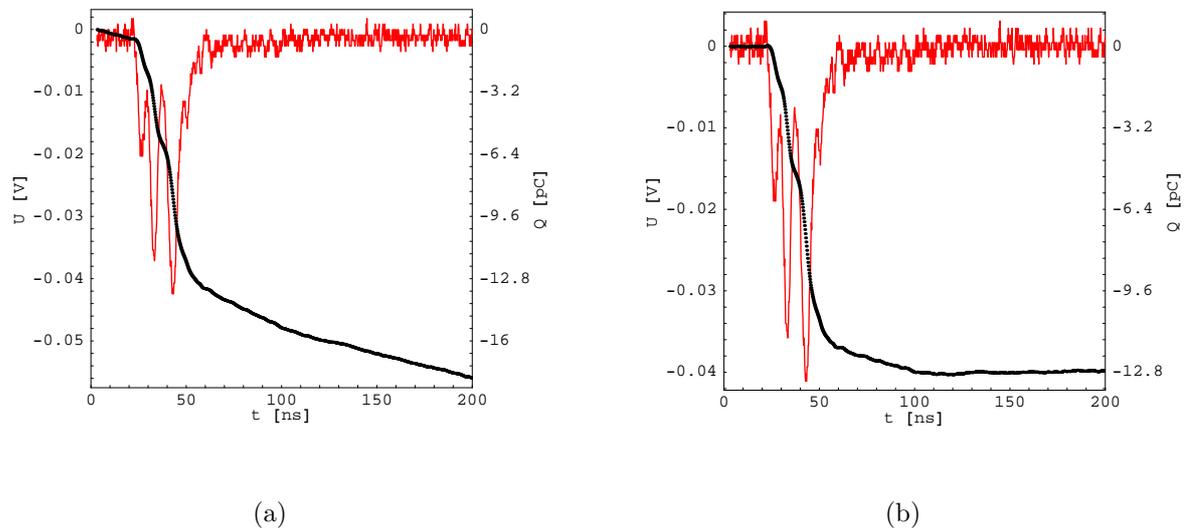


Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf des Signals der PMT ZH 5783, und die numerisch durchgeführte Integration dieses Signals. Das Signal eines einzelnen Photoelektrons beträgt ≈ 20 mV.

- (a) ohne Korrektur auf das Pedestal der Elektronik
 (b) mit Korrektur auf das Pedestal der Elektronik

Für die Auswertung waren nur Signale nützlich, die über dem Rauschen der Elektronik lagen. Signale, die keine signifikante Spannung oberhalb des Rauschens aufwiesen, wurden in der Auswertung vernachlässigt. Um ein Kriterium zu definieren, ab dem ein Signal mit in die Auswertung einbezogen wurde, wurde die Hälfte der Differenz des Maximal - und Minimalwertes des Rauschens betrachtet. In Abb. 4.8 ist diese Größe für beide PMTs gezeigt.

Aufgrund des Mittelwerts der Verteilung des Rauschens wurde eine Schwelle von -5 mV bei der Auswertung definiert, die die Spannung eines Ereignisses überschreiten musste, um in die weitere Auswertung einbezogen zu werden. Das Rauschen ist eine Eigenschaft der Digitalisierung des ADC des Oszilloskops und skaliert daher mit der Einstellung der V/div. Weiterhin wurden Ereignisse vernachlässigt, bei denen die Myonen die Scheibe nicht zentrisch durchquert hatten. Aufgrund der Geometrie des Aufbaus und der Winkelverteilung der Myonen (vgl. dazu Abschnitt 4.1), ist es möglich, dass ein Myon nur die Randregionen der Scheibe durchquert (siehe dazu Abb. 4.9 (a)), die Triggerbedingung jedoch trotzdem ausgelöst wird. Zur Identifizierung dieser Ereignisse wurde ein Pulshöhenschnitt in den PHS³ der PMTs die ebenfalls auf die Scheibe schauten durchgeführt. Der Pulshöhenschnitt

³Puls Höhen Spektrum

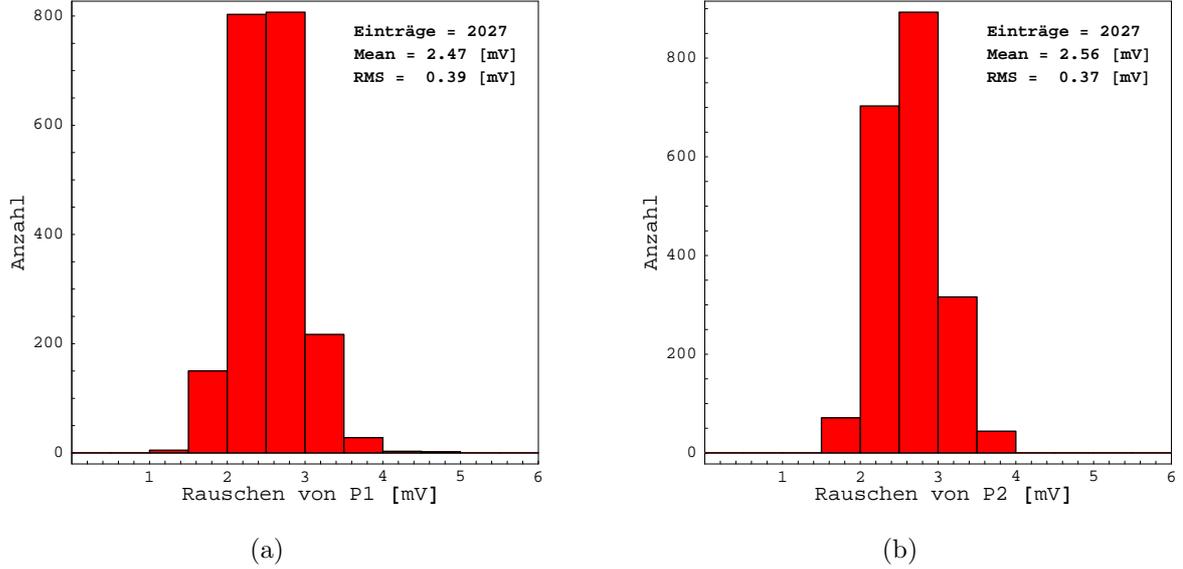


Abbildung 4.8: *Rauschen der Elektronik für die PMT ZH 5783 (P1) (a) und die PMT ZH 5787 (P2) (b).*

wurde dabei so gewählt, dass nur Ereignisse betrachtet wurden, die oberhalb des Spannungswertes lagen, bei dem die an das PHS angepasste Faltung (vgl. dazu Abschnitt 4.6) 5 % des MOP⁴ - Wertes (y - Achse) der Verteilung betrug. In Abb. 4.9 (b) ist das PHS einer der beiden PMTs mit dem durchgeführten Pulshöhenschnitt gezeigt.

Der Energieverlust der Myonen in der Szintillator - Scheibe unterliegt einer Landauverteilung und die Konversion an der Photokathode unterliegt der Poissonstatistik. Da es sich bei der Landauverteilung um eine asymmetrische Verteilung handelt, entspricht der MOP nicht dem Mittelwert des PHS. Die resultierenden PHS der integrierten Ladungen der beiden PMTs wie sie in Abb. 4.10 zu sehen sind, zeigen aufgrund der Landauverteilung und der Poissonstatistik an der Photokathode eine asymmetrische Verteilung. Die Gesamtzahl an beobachteten Photoelektronen ergibt sich aus der Formel:

$$N_{p.e.} = \left(\frac{\langle Q_1 + a \cdot Q_2 \rangle}{\sigma_{Q_1 - a \cdot Q_2}} \right)^2 \quad (4.22)$$

wobei $\langle Q_1 + a \cdot Q_2 \rangle$ der Mittelwert der summierten Pulshöhenverteilung beider PMT ist, und $\sigma_{Q_1 - a \cdot Q_2}$ die Breite der Verteilung der Differenz der einzelnen PMT Signale Q_1 und Q_2 angibt. Die Herleitung dieser Formel ist in Anhang A aufgeführt. Zur Bestimmung von $\sigma_{Q_1 - a \cdot Q_2}$ wurde die Korrelation der Differenz der Signale der beiden PMTs betrachtet. Da die beiden PMTs nicht dieselbe Verstärkung für eine bestimmte Hochspannung besitzen, wurde eine der beiden PMTs auf die andere geeicht. Der Faktor a in der Formel (4.22) beschreibt diese Eichung, so dass die Voraussetzung für Formel (A.16) gegeben ist.

⁴MOST Probable Value

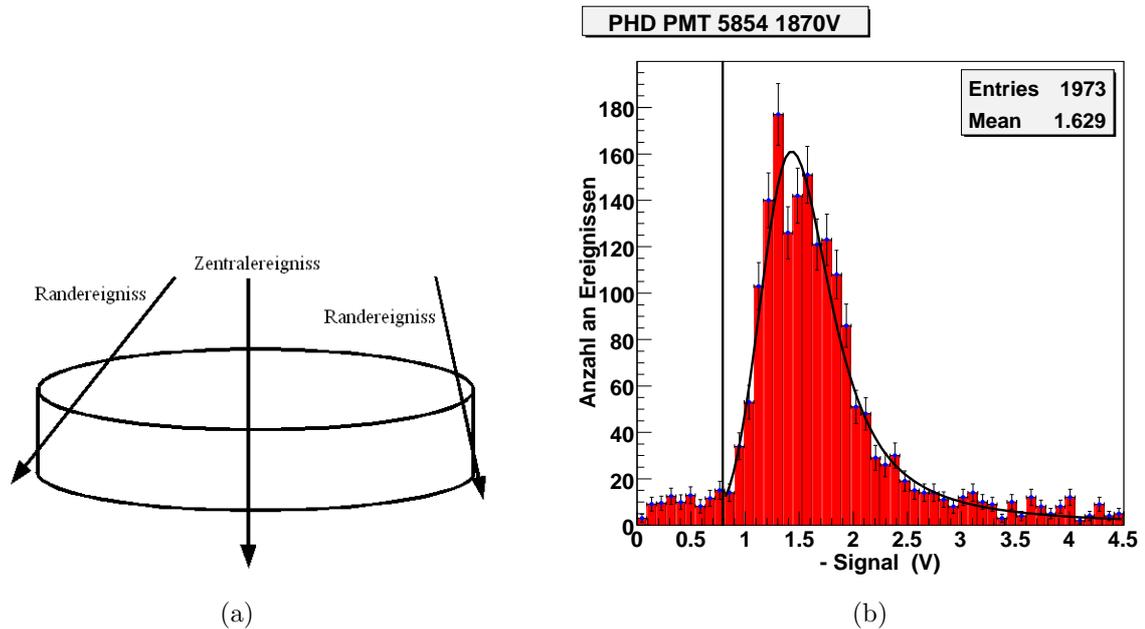


Abbildung 4.9: (a) Mögliche Durchgänge der Myonen durch die Szintillator - Scheibe
 (b) PHS der PMT ZH 5854 mit dem eingezeichneten Pulshöhenschnitt (schwarze Linie).

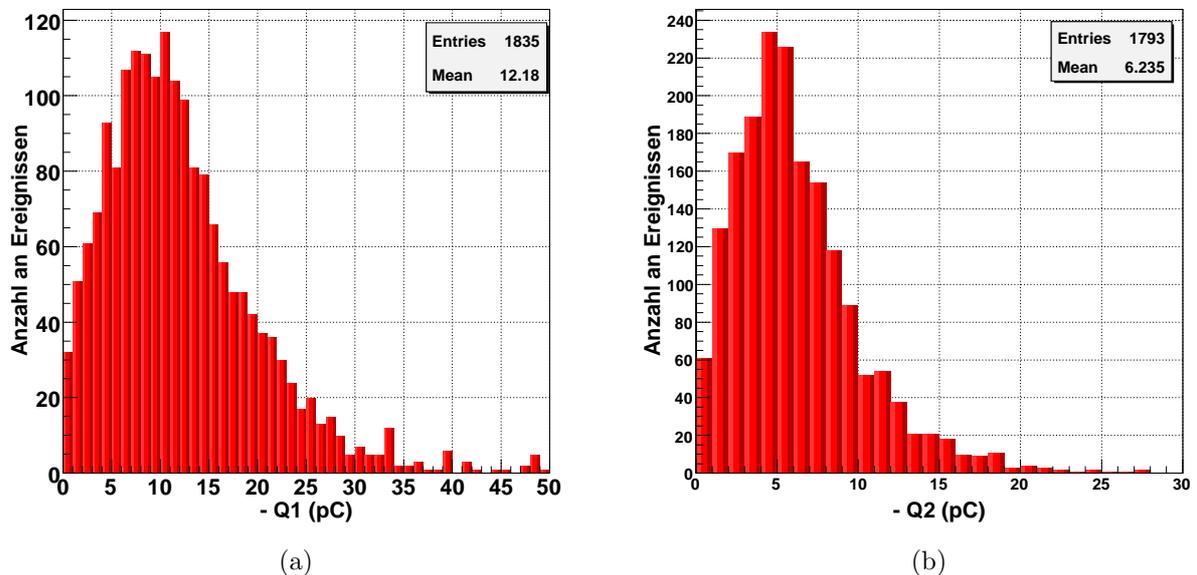


Abbildung 4.10: PHS der beiden PMTs die an die WLS - Fasern gekoppelt waren. (a) PMT ZH 5783 (b) PMT ZH 5787.

Die Korrelation der einzelnen Signale der PMTs ist im Scatterplot 4.11 (a) dargestellt. Die Eichkonstante a wurde so gewählt, dass die Verteilung der Differenzsignale der beiden PMTs einen Mittelwert von Null besaß. Die Genauigkeit der Bestimmung der Eichkonstanten hängt dabei von der Statistik der Messung ab und liegt im Bereich von 2 % - 0.1 %. Die Bestimmung von $\sigma_{Q_1-a \cdot Q_2}$ erfolgte durch die Breite einer Gaussverteilung, die an das Histogramm der Differenzwerte angepasst wurde, wie es in Abb. 4.11 (b) zu sehen ist. Bei der Anpassung der Gaussverteilung wurden alle Histogrammeinträge die > 0 waren verwendet. Zur Bestimmung von $\langle Q_1 + a \cdot Q_2 \rangle$ wurde die geeichte Summe der beiden PMT Signale

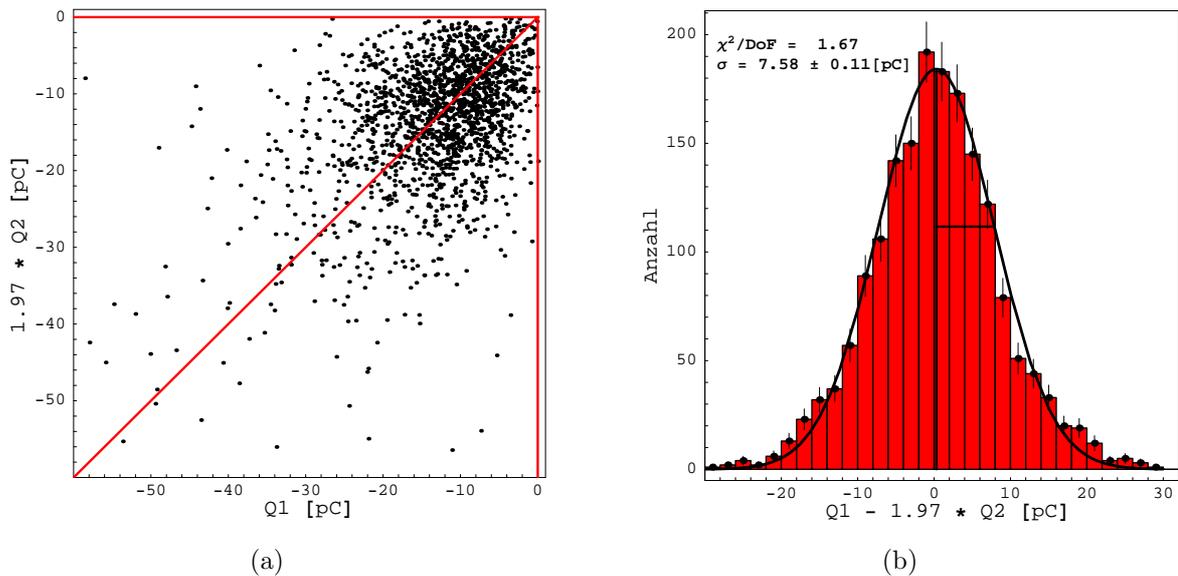


Abbildung 4.11: *Korrelation der Signale der beiden PMTs ZH 5787 und ZH 5783 im Scatterplot (a) aus der die Eichkonstante a bestimmt wurde. (b) Histogramm der Differenzen der aufeinander geeichten Signale aus dem die Breite der Verteilung bestimmt wurde.*

ebenfalls in ein Histogramm eingetragen. In Abb. 4.12 ist das geeichte Summenspektrum für die diskutierte Messreihe gezeigt.

Bei den Messungen mit 2 und 4 WLS - Fasern wurden 5 Messreihen und bei 6 WLS - Fasern 15 Messreihen zur Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen durchgeführt, wobei jede der Messungen aus 1500 - 2000 aufgenommenen Ereignissen bestand. Die sich aus dem gewichteten Mittel dieser einzelnen Messreihen ergebende Gesamtzahl an Photoelektronen ist in Abb. 4.13 dargestellt, wobei der geringere statistische Fehler bei 6 Fasern aus der größeren Anzahl an durchgeführten Messreihen resultiert. Der Vergleich der gemessenen Anzahl an Photoelektronen mit der erwarteten Anzahl an Photoelektronen (vgl. dazu Abb. 4.13 und Tabelle 4.5) zeigt, dass im Rahmen der Messfehler das Modell die Kopplung von Szintillator und WLS - Fasern beschreibt.

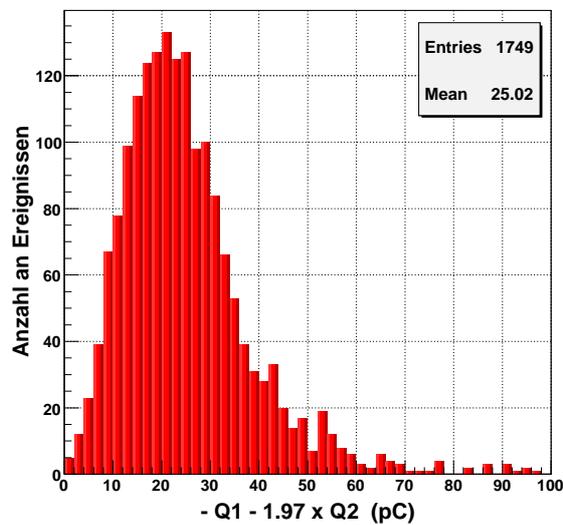


Abbildung 4.12: Geeichtes Spektrum der Summe der beiden PMT Signale.

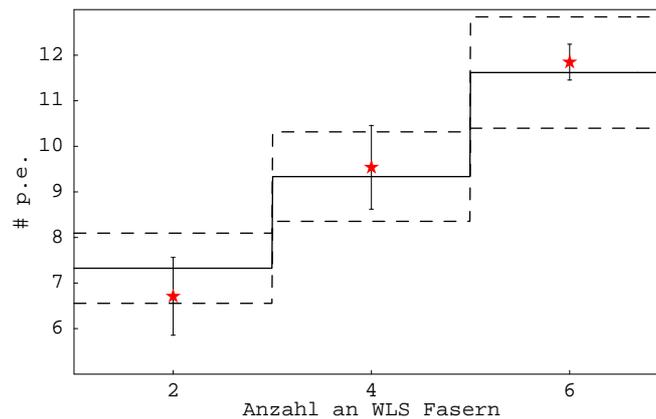


Abbildung 4.13: Vergleich der gemessenen Gesamtzahl an Photoelektronen (rote Sterne) mit der nach dem in Abschnitt 4.2.2 diskutierten Modell erwarteten Gesamtzahl (Stufenfunktion). Die gestrichelten Linien geben die Fehler des Modells an. Der Nullpunkt beider Achsen ist in der Abbildung unterdrückt.

Anzahl an Fasern	Gesamtzahl an Photoelektronen Messung	Gesamtzahl an Photoelektronen Modell
2	6.7 ± 0.9	7.32 ± 0.77
4	9.5 ± 0.9	9.32 ± 0.98
6	11.8 ± 0.4	11.6 ± 1.2

Tabelle 4.5: Vergleich der erwarteten Gesamtzahl an Photoelektronen mit der gemessenen Gesamtzahl an Photoelektronen für die unterschiedlichen Anzahlen an WLS - Fasern.

4.3 WLS - Fasern

Das Studium der WLS - Fasern ist für die Funktion der ACC Zähler bedeutend, da die Absorption in den WLS - Fasern einen Verlust an Photonen bewirkt, der zu einer geringeren Anzahl an Photoelektronen führt. Die Absorption in den WLS - Fasern wird dabei durch die mit der Länge der Fasern abnehmende Intensität des in die Faser eingekoppelten Lichts beschrieben. Wird in die Faser Licht der Intensität I_0 eingekoppelt, so folgt der Intensitätsverlauf I als Funktion der Länge x der Faser einem exponentiellen Gesetz:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4.23)$$

Die die Absorption charakterisierende Größe ist die in der Gleichung (4.23) auftretende Absorptionslänge λ . Die Absorption des Lichts innerhalb der Faser beruht auf mehreren Effekten, von denen hier nur die wichtigsten genannt werden:

- **Selbstabsorption:** Wie in Abb. 3.9 gezeigt wurde, überlappen das Absorptions- und Emissionsspektrum der WLS - Fasern. Aufgrund dieser Überlappung können Photonen, die unter dem Winkel der Totalreflexion emittiert worden sind, erneut absorbiert werden. Die Reemission erfolgt jedoch isotrop, so dass das Photon nicht zwingend in dem Kegel der Totalreflexion emittiert wird und somit die Faser verlassen kann.
- **Streuung:** Der dominierende Prozess bei der Streuung des Lichts der WLS - Fasern ist die Rayleigh - Streuung, die proportional zu λ^{-4} ist (Wobei λ hier die Wellenlänge des Lichts bezeichnet). Durch die Streuung kann ein Photon ebenfalls den Kegel der Totalreflexion verlassen und geht verloren. Die Mie - Streuung beschreibt die Streuung für Streuzentren, die im Vergleich zur Wellenlänge des Lichts eine große Ausdehnung aufweisen. Solche Streuzentren können durch die Verunreinigung der Faser mit Materialien beim Produktionsprozess entstehen.
- **Strukturdefekte:** Typische Strukturdefekte des Materials sind Grenzflächenunregelmäßigkeiten zwischen Kern und Mantel oder Defekte des äußersten Mantels. Die Grenzflächenunregelmäßigkeiten beruhen dabei auf dem chemischen Produktionsprozess der Fasern, wobei Defekte des Mantels mechanisch bedingt sind.

Wie in Abschnitt 3.1.2 geschildert wurde, können in MC Fasern auch Mantelmoden auftreten, deren Intensitätsverlauf ebenfalls durch eine Exponentialfunktion beschrieben wird. Für die Intensität des in die Faser eingekoppelten Lichts als Funktion der Länge der Faser gilt somit:

$$I(x) = I_{01} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + I_{02} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_2}} \quad (4.24)$$

Dabei sind in dieser Arbeit die Parameter mit dem Index 1 dem Mantellicht und die Parameter mit dem Index 2 dem Kernlicht zugeordnet.

4.3.1 Absorptionslänge der WLS Fasern

Aufbau zur Bestimmung der Absorptionslänge der WLS - Fasern

Zur Bestimmung der Absorptionslänge der WLS - Fasern wurde eine einzelne Faser zwischen zwei PMTs eingespannt. Die Faser wurde dabei durch eine Koppelbox (siehe Abb. 4.14) geführt, in der eine LED (vgl. Anhang B) zentrisch auf der Faser saß, so dass durch das Licht der LED, das eine Wellenlänge von 375 nm besitzt, die Moleküle der WLS - Faser zur Lumineszenz angeregt wurden und Licht in die Faser eingekoppelt werden konnte. Die



Abbildung 4.14: *Photo der für die Messungen der Absorptionslänge verwendeten Koppelbox, mit der in die durchgeführte Faser mittels einer LED (Kabel auf der Abbildung, LED verdeckt) Licht eingekoppelt werden konnte .*

Koppelbox konnte nun entlang der Faser verschoben werden, so dass die Signale der beiden PMTs als Funktion der Faserlänge bestimmt werden konnten. Abb. 4.15 zeigt schematisch den für diese Messungen verwendeten Aufbau, der, zur Reduktion des Untergrundes, im Dunkeln betrieben wurde. Bei abgedunkeltem Aufbau und ausgeschalteter LED, jedoch anliegender Hochspannung an den beiden PMTs, zeigte keine der beiden PMTs ein Signal.

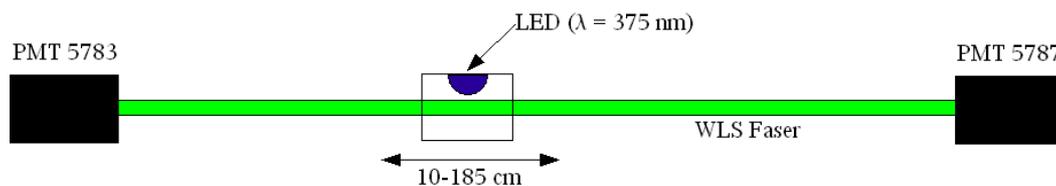


Abbildung 4.15: *Aufbau zur Messung der Absorptionslänge der WLS Fasern.*

Messung der Absorptionslänge der WLS Fasern

Zu jedem Abstand wurden nun mit dem Oszilloskop 800 Pulse der LED aufgezeichnet und die Signale der PMTs wurden wie in Abschnitt 4.2 dargestellt integriert. Die Bestimmung des zu dem jeweiligen Abstand gehörigen Signals erfolgt durch die Anpassung einer Gaussverteilung an das Histogramm dieser integrierten Ladung, wobei der Mittelwert der

Betriebsparameter		
Kuraray WLS Fasern PMT LED (375 nm) Aufzeichnung	Y11 200 - MS (Alt) ZH 5787 @ 1160V Amplitude: +5V LeCroy WaveRunner 50 Ω Eingang	Y11 200 - MSJ (Neu) ZH 5783 @ 1060V Breite: 25 ns Periode 50 μ s V/div: 100 mV - 200 mV t/div: 20 ns

Tabelle 4.6: Betriebsparameter zur Bestimmung der Absorptionslänge der WLS - Fasern.

Gaussverteilung dem Messwert entsprach. Abb. 4.16 (a) zeigt eine mit der PMT ZH 5787 aufgenommene Messreihe einer Faser, anhand der die weitere Auswertung geschildert wird. Da nach Gleichung (4.24) das Signal der PMT als Funktion des Abstandes durch die Summe

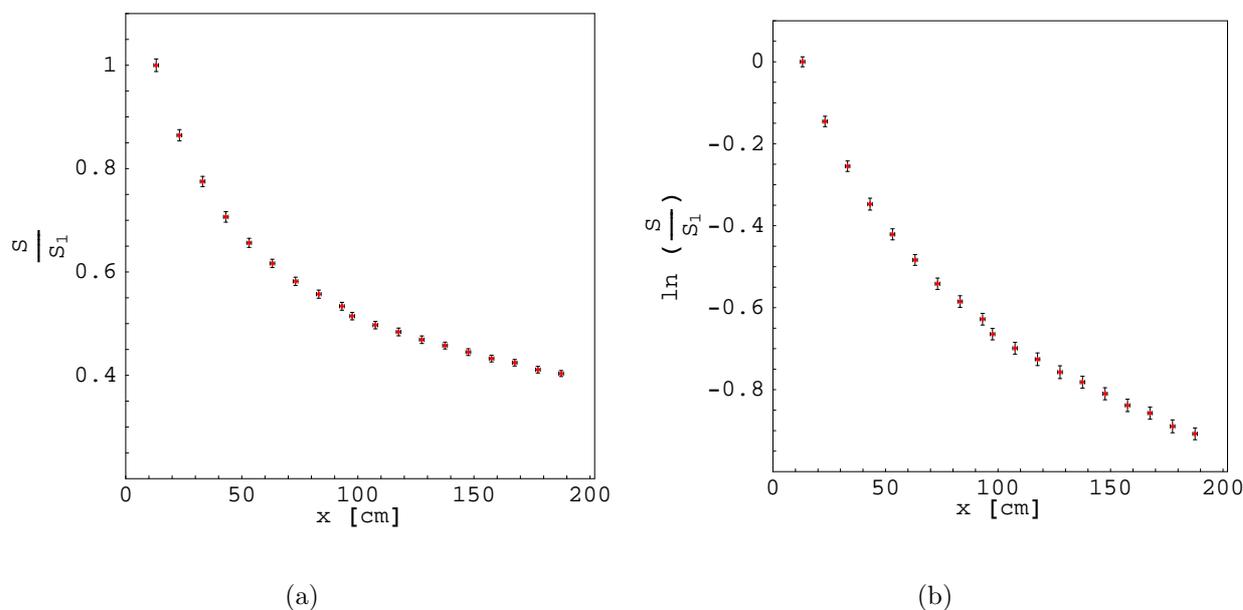


Abbildung 4.16: *Signal der PMT ZH 5787, die an eine WLS - Faser gekoppelt war, als Funktion des Abstandes von der PMT.*

(a) Auf das Signal S_1 des zur PMT nächsten Messpunktes normierte Darstellung. (b) Logarithmische Darstellung der Messpunkte aus Abbildung (a). Der Nullpunkt der y - Achse ist in Abbildungen (a) unterdrückt.

zweier Exponentialfunktionen gegeben ist, wurde die Messreihe logarithmisch aufgetragen. Diese Darstellung ist in Abb. 4.16 (b) gezeigt. An der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass bei Abständen die kleiner als 90 cm waren, eine deutliche Abweichung von der linearen Form auftritt. Damit wurde der Bereich der Messpunkte, die bei Abständen aufgenommen wurden, die größer als 90cm waren, der das Kernlicht beschreibenden Exponentialfunktion zugeordnet und die in den Mantel eingekoppelten Moden wurden als ausgestorben

betrachtet. Zur Bestimmung der Absorptionslänge λ_2 des in den Kern der Faser eingekoppelten Lichts wurde an diese Messpunkte eine Gerade angepasst. Die an den Messpunkten durchgeführte Regression ist in Abb. 4.17 zu sehen. Die Steigung der erhaltenen Regressionsgeraden entspricht dabei dem negativen reziproken Wert der Absorptionslänge λ_2 . Zur Bestimmung der Absorptionslänge der in den Mantel der Faser eingekoppelten Mo-

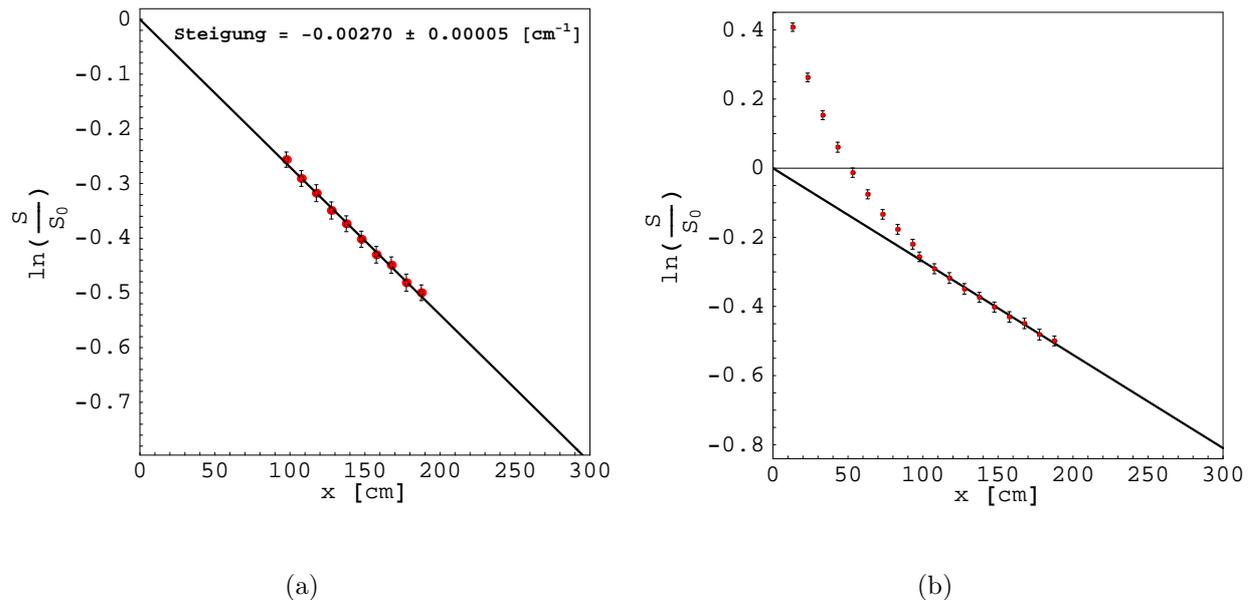


Abbildung 4.17: (a) Zur Bestimmung der Absorptionslänge des Kernlichts an den Messpunkten, deren Abstände größer als 90 cm waren, durchgeführte Regression. Dabei sind die Messpunkte in diesem Graphen auf den aus der Regression erhaltenen Wert des Achsenabschnittes (der dem Signal S_0 des Kernlichts entspricht) normiert. (b) Darstellung aller auf den aus der zuvor durchgeführten Regression erhaltenen Wert von S_0 normierten Messpunkte.

den wurde nun der Wert dieser Regressionsgeraden bei den jeweiligen Abständen von den Messpunkten abgezogen, die bei Abständen aufgenommen wurden, die kleiner als 90 cm waren. An die so erhaltenen Differenzen wurde, wie in Abb. 4.18 dargestellt ist, ebenfalls eine Gerade angepasst, deren Steigung dem negativen reziproken Wert der Absorptionslänge λ_1 entspricht. Da die WLS - Faser mit zwei PMTs verbunden war, konnte die Konsistenz dieser Methode für jede Messung überprüft werden, da bei derselben Faser auch dieselben Werte für die Absorptionslängen erhalten werden müssen. Die Abb. 4.19 (a) und (b) zeigen die für jede der beiden PMTs aufgenommene Messreihe mit den aus den Regressionen erhaltenen Werten für die einzelnen Exponentialfunktionen für das Kernlicht (rote Kurve), das Mantellicht (blaue Kurve), sowie die Summe der beiden Exponentialfunktionen (schwarze Kurve). Der Vergleich der Absorptionslängen zeigt im Rahmen der Fehler eine eindeutige Übereinstimmung, so dass die hier vorgestellte Methode zur verlässlichen Bestimmung der Absorptionslänge verwendet werden kann. In den Graphen sind die Messpunkte auf

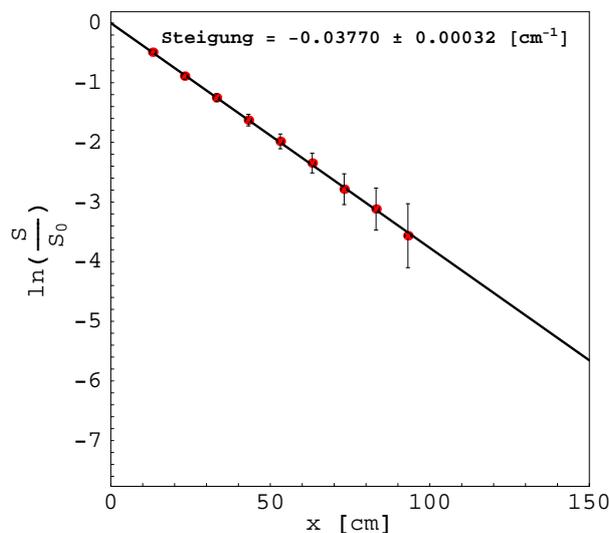


Abbildung 4.18: Signal der PMT ZH 5787 die an die WLS Faser gekoppelt war, für die Messpunkte, aus denen die Absorptionslänge des Mantellichts bestimmt wurde.

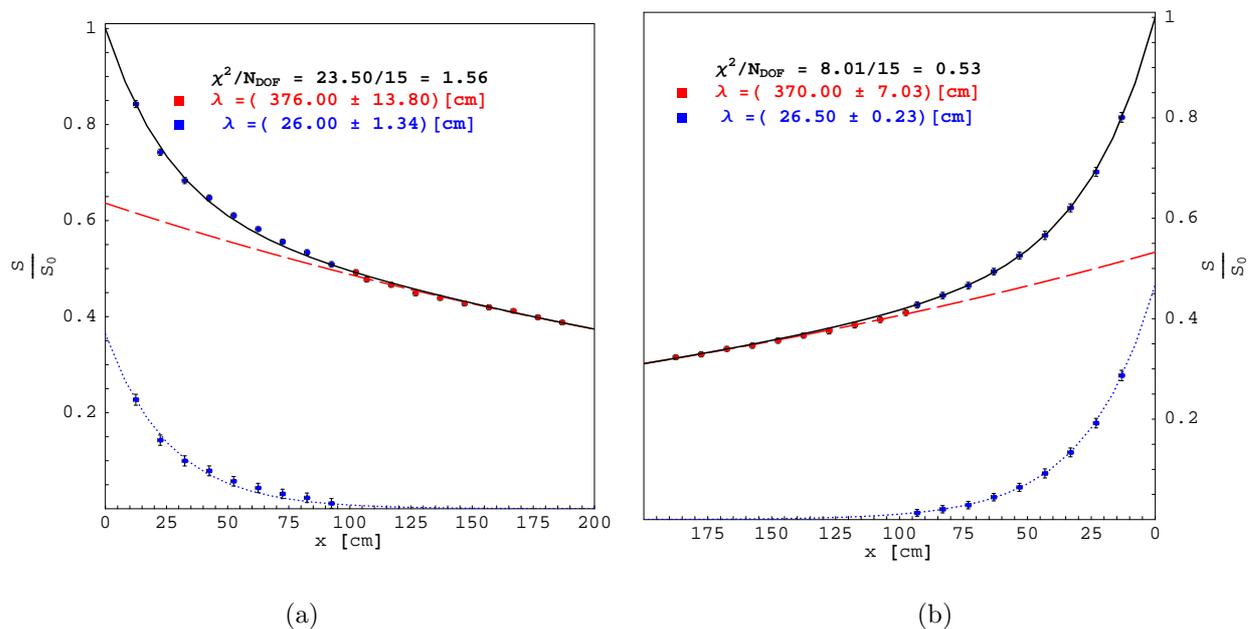


Abbildung 4.19: (a) Signal der PMT ZH 5783, die an eine WLS - Faser gekoppelt war, als Funktion des Abstandes von der PMT. (b) Signal der PMT ZH 5787, die an dieselbe WLS - Faser gekoppelt war, als Funktion des Abstandes von der PMT. (Kernlicht: rote/gestrichelte Kurve; Mantellicht: blaue/gepunktete Kurve; Gesamtsignal: schwarze/durchgezogene Kurve).

die Summe der aus den Regressionen erhaltenen Achsenabschnitte normiert. Der Vergleich der beiden Graphen zeigt deutlich, dass bei der Messreihe der PMT 5787 (Abb. 4.19 (b)) die in den Mantel der Faser eingekoppelten Moden deutlich stärker zum Signal beitragen. Dies wird nicht nur durch den prozentualen Anteil von $S_{0_{Mantel}}$ deutlich. Der Vergleich der prozentualen Anteile der Messpunkte in den beiden Graphen bei Abständen, bei denen das Mantellicht ausgestorben ist, zeigt deutlich den geringeren Anteil des Kernlichts am Signal. Dies lässt auf eine nicht identische Qualität der Faserenden schließen. Da die Faserenden nur mit einem Skalpell präpariert wurden, sind solche Inhomogenitäten nicht ausgeschlossen. Wie Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit der Messungen zeigten, lag die Reproduzierbarkeit der Qualität der Faserenden nur im Bereich von 10 %. Für diese Untersuchungen wurde das Ende eine WLS - Faser, die an einer festen Position von der LED beschienen wurde, immer wieder mit dem Skalpell gekürzt, wobei die abgeschnittene Länge höchstens 1 mm - 2 mm betrug, und das Signal wurde nach jeder Kürzung neu gemessen.

Insgesamt wurden 15 Fasern zur Bestimmung der Absorptionslängen vermessen. Die Verteilungen der Absorptionslänge des Kernlichts ist in Abb. 4.20 (a) dargestellt, Abb. 4.20 (b) zeigt die Verteilung der Absorptionslänge des Mantellichts.

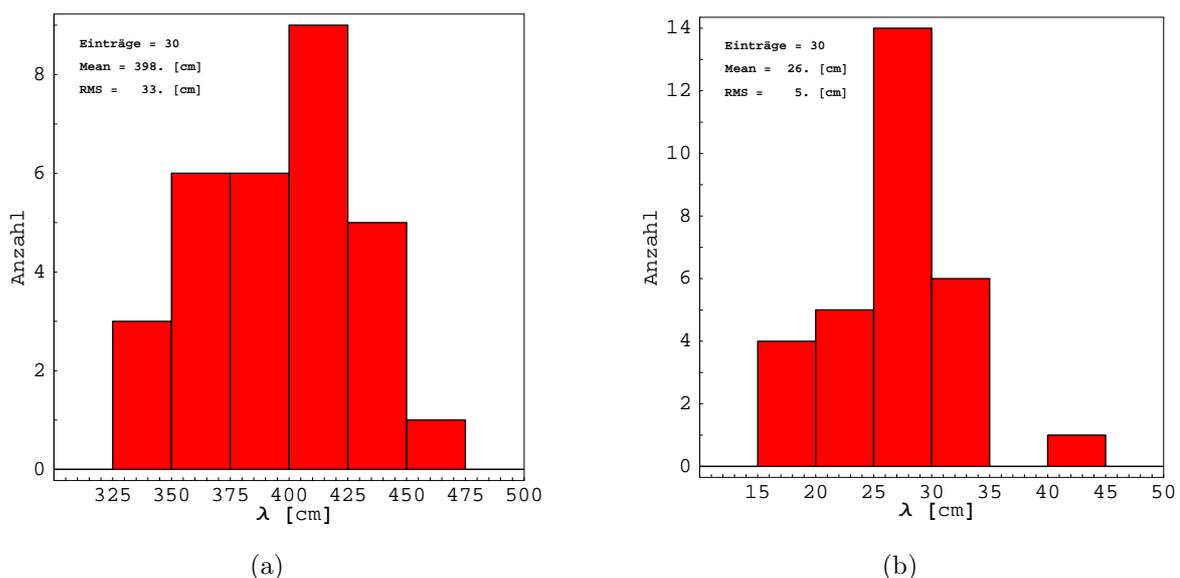


Abbildung 4.20: (a) Absorptionslänge des Kernlichts für die 15 vermessenen Fasern .

(b) Absorptionslänge des Mantellichts für die 15 vermessenen Fasern.

Ein Vergleich der für den ACC des AMS02 Experimentes verwendeten WLS - Fasern (J-Typ), mit den WLS - Fasern, die für den ACC des AMS01 verwendet wurden, zeigt einen deutlichen Anstieg der Absorptionslänge des Kernlichts aufgrund eines verbesserten Produktionsprozesses beim Hersteller Kuraray. In Abb. 4.21 ist die Messung einer neuen Faser (a) der einer alten Faser (b) gegenübergestellt. Beide Messungen wurden mit derselben PMT durchgeführt.

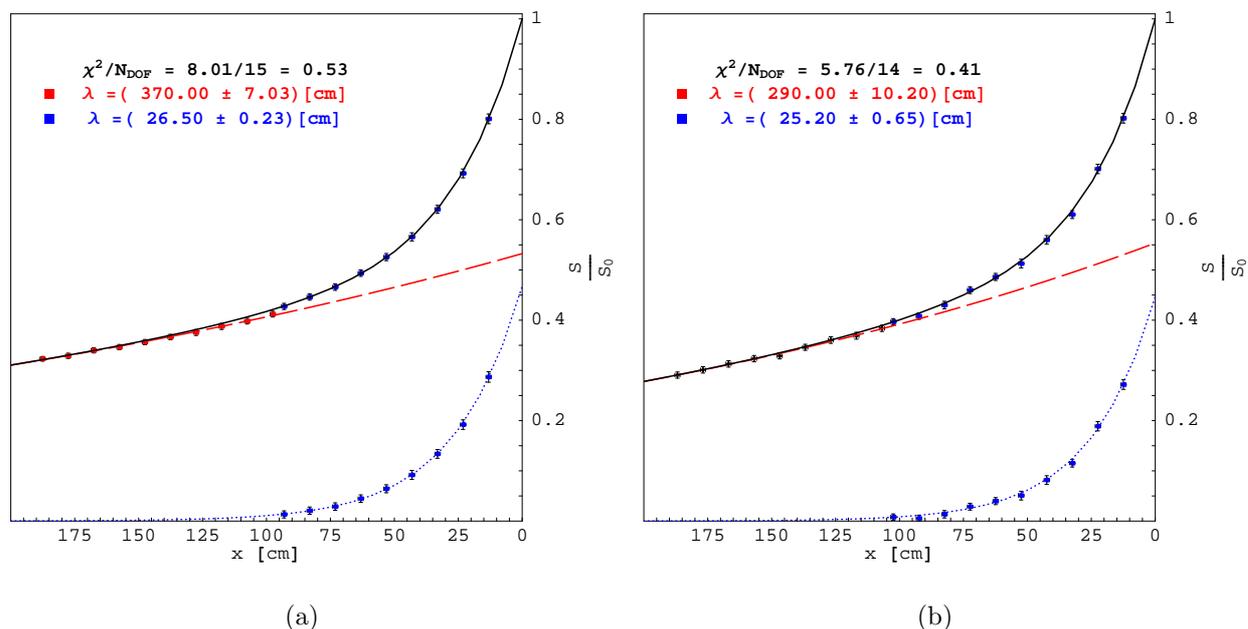


Abbildung 4.21: (a) Signal der PMT ZH 5787, die an eine neue (AMS02) WLS - Faser (J-Typ) gekoppelt war. (b) Signal der PMT ZH 5787, die an eine alte (AMS01) WLS - Faser gekoppelt war. (Kernlicht: rote/gestrichelte Kurve; Mantellicht: blaue/gepunktete Kurve; Gesamtsignal: schwarze/durchgezogene Kurve).

Zur Untersuchung des Unterschiedes in der Absorptionslänge wurden fünf alte Fasern auf dieselbe Weise vermessen. Der aus diesen Messungen erhaltene Mittelwert für die Absorptionslänge λ_1 und λ_2 ist in Tabelle 4.7 dem Mittelwert der neuen Fasern gegenübergestellt. Bei dem Vergleich der J - Typ Fasern mit den Non J - Typ Fasern zeigt

	λ_1 [cm]	λ_2 [cm]
J - Typ	26 ± 5	398 ± 33
Non J - Typ	32 ± 5	299 ± 32

Tabelle 4.7: Vergleich der Absorptionslänge der alten und neuen WLS - Fasern . Die Fehler der Absorptionslängen sind dabei durch die Streuung der unterschiedlichen WLS - Fasern gegeben.

sich, dass die J - Typ Fasern im Mittel eine um 1 m größere Absorptionslänge des Kernlichts aufweisen, die zu einer Reduzierung der Photonverluste führt. Aufgrund dieser Reduktion der Verluste sollten für eine optimale Funktion der ACC Zähler die J - Typ WLS - Fasern verwendet werden.

4.3.2 Krümmungsverluste der WLS - Fasern

Neben dem Signalverlust durch Absorption oder Streuung, der in dem vorherigen Abschnitt diskutiert wurde, kann auch die Krümmung der Faser zu einem Signalverlust führen. Dieser Verlust kann sowohl durch mikroskopische als auch makroskopische Beschädigungen des Fasermantels auftreten. Neben diesen mechanischen Beschädigungen der Faser gibt es auch intrinsische Verluste durch die Krümmung der Faser aufgrund der Änderung des Winkels der Totalreflexion im Bereich der Krümmung. In Abb. 4.22 ist die Propagation eines Lichtstrahls in einer gekrümmten Faser skizziert. Durch die Geometrie der Faser

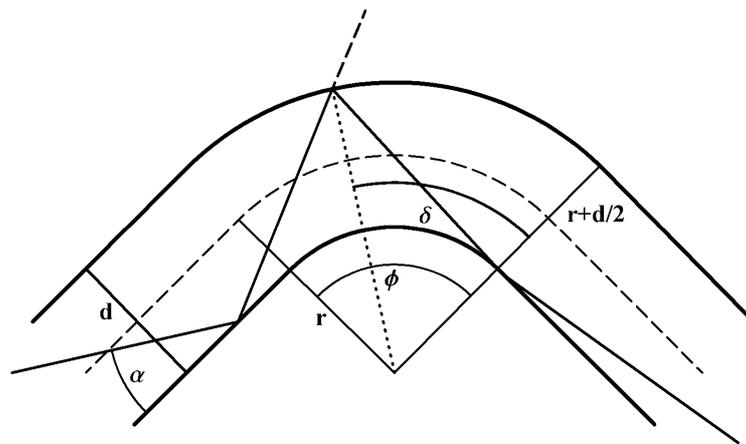


Abbildung 4.22: Skizze zu den Verlusten an Photonen durch die Krümmung der Faser.

lässt sich zeigen, dass der Winkel zur Faserachse, unter dem der Lichtstrahl in den Bereich der Krümmung eintritt ($90^\circ - \alpha$), aufgrund der Krümmung verkleinert wird. Diese Reduktion des Eintrittswinkels kann durch eine veränderte Numerische Apertur (NA) beschrieben werden. Für Lichtstrahlen, die parallel zur Krümmungsebene in den Bereich der Krümmung eintreten, gilt dabei [68]:

$$NA_{bend} = \sqrt{n_4^2 - n_2^2 \cdot \frac{(1 + \rho)^2}{(1 - \rho)^2}} \quad (4.25)$$

In der Formel wurde der Notation der Brechungsindizes aus Abschnitt 3.1.2 gefolgt, und ρ beschreibt das Verhältnis des Faserradius zum Krümmungsradius:

$$\rho = \frac{d}{2 \cdot r} \quad (4.26)$$

Neben den Verlusten aufgrund der Numerischen Apertur existieren ebenfalls Verluste aufgrund der Anzahl an Reflexionen, die der Lichtstrahl im Bereich der Krümmung erfährt. Diese Verluste sind dabei proportional zum Winkelabstand δ zwischen zwei Reflexionen. Eine analytische Form für diese Krümmungsverluste lässt sich lediglich für die einzelnen

transmittierten Moden aufstellen [69]. So gilt für die i -te Mode in Abhängigkeit vom Biegewinkel ϕ :

$$P_i(\phi) = P_i(0) \cdot e^{-\zeta_i \cdot \phi} \quad \text{mit} \quad \zeta_i = \frac{T_i}{\delta} = \zeta_i(r, (90^\circ - \alpha)) \quad (4.27)$$

Wobei T_i den Transmissionsverlust pro Reflexion angibt. Zur Bestimmung des gesamten Verlustes muss nun über alle möglichen Moden, die sich in der Faser ausbreiten können, aufsummiert werden, wobei für jede Mode $P_i(0)$ und ζ_i bekannt sein müssten. Aufgrund des erheblichen numerischen Rechenaufwands, den die Berechnung dieser Krümmungsverluste mit sich bringt [71, 70], und aufgrund der Tatsache, dass Gleichung 4.25 nur für zur Krümmungsebene parallele Lichtstrahlen gilt, wurden die Krümmungsverluste in dieser Arbeit experimentell bestimmt.

Aufbau des Teststandes

Um die Verluste infolge der Krümmung der Faser sowohl in Abhängigkeit vom Krümmungsradius als auch Winkel ϕ (vgl. dazu Abb. 4.22) messen zu können, wurden die Fasern in eine Matrix mit definiertem Krümmungsradius und Winkel eingelegt. Dabei wurden Matrizen für die Winkel $\frac{\pi}{4}$, $\frac{\pi}{2}$, π und $\frac{3\pi}{2}$ gefertigt. Die Krümmungsradien wurden in einem Intervall von 2.5 mm verkleinert. Damit waren Messungen bei Krümmungsradien von 25 mm, 22.5 mm, 20 mm, 17.5 mm, 15 mm, 12.5 mm, 10 mm, 7.5 mm, und 5 mm möglich. Die in die Matrix eingefrästeten Nuten hatten eine Breite von 1 mm und eine Tiefe von 2 mm, so dass die Fasern, deren Durchmesser ebenfalls 1 mm betrug, in den Nuten gehalten wurden. Die zuvor angegebenen Krümmungsradien entsprachen dem Radius der Nutmitte, die auf einer CNC Maschine gefräst wurden und deren Fehler, sowie der Fehler des Winkels, der ebenfalls maschinell eingestellt war, in der weiteren Betrachtung vernachlässigt werden. Zur Bestimmung des Signalverlustes wurde in eines der beiden Enden der Faser mit einer LED (vgl. dazu Anhang B) Licht eingekoppelt, das am anderen Ende mit einer PMT gemessen wurde. In einer ersten Messung wurde als Referenz das Signal S_0 der nicht gekrümmten Faser gemessen. Nachdem die Faser in die jeweilige Matrix eingelegt wurde, konnte das Signal S der gekrümmten Faser gemessen werden. Aus dem Verhältnis des Signals bei gekrümmter Faser S zum Referenzsignal S_0 lässt sich der Signalverlust aufgrund der Krümmung der Faser berechnen. Der schematische Aufbau der Messanordnung ist in Abb. 4.23 zu sehen. Um systematische Fehler aufgrund einer Positionsverschiebung der Faser auf der Photokathode oder unter der LED zu vermeiden, wurden die Fasern zu Beginn der Referenzmessung sowohl an der PMT als auch an der Koppelbox der LED festgeklemmt und während der Messung nicht mehr gelöst. Die Aufzeichnung der Signale der PMT und des die LED betreibenden Pulses erfolgte mit dem LeCroy WaveRunner 5060, somit konnten eventuelle Schwankungen des die LED betreibenden Pulses aufgezeichnet und registriert werden. Eine Schwankung des LED betreibenden Pulses würde die Messreihe beeinflussen, falls Schwankungen während der einzelnen Messungen auftreten würden. Durch die Überwachung des Pulses war es möglich, die Stabilität des Pulses über die Messreihe zu verfolgen. Bei keiner der Messreihen zeigte sich eine signifikante Schwankung des LED Pulses, wie dies in Abb.

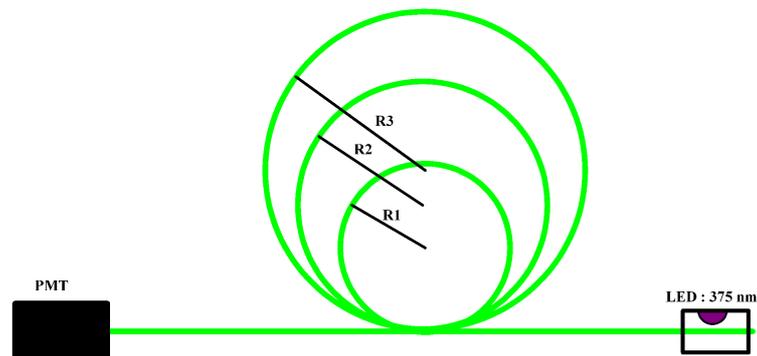


Abbildung 4.23: Aufbau zur Messung der Krümmungsverluste. (Der Übersicht halber wurde in der Darstellung ein Winkel von 2π gewählt).

4.24 exemplarisch für eine Messreihe zu sehen ist. Damit konnte die Lichtleistung der LED als konstant angenommen werden.

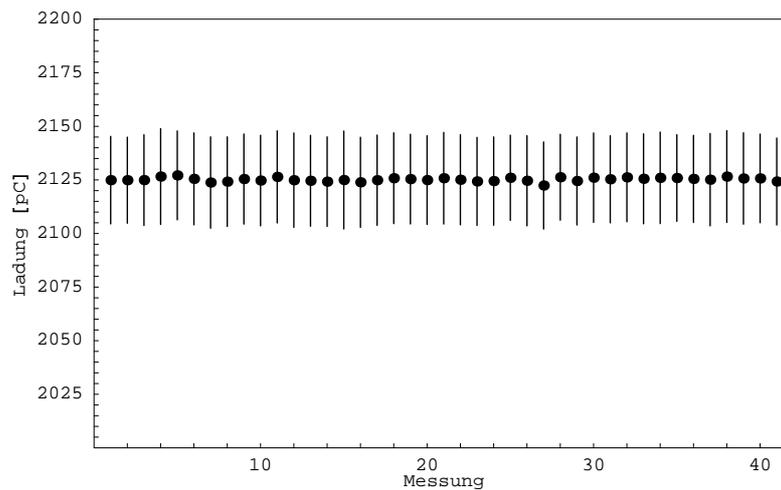


Abbildung 4.24: Integrierte Ladung des die LED betreibenden Pulses. Die Fehler entsprechen dabei der Breite der Verteilung der integrierten Puls Ladung.

Betriebsparameter			
Kuraray WLS Fasern	Y-11 200 MSJ (Neu)		
PMT	ZH 5783 @ 1060V		
LED (375 nm)	Amplitude: + 5V	Breite: 20 ns	Periode 50 μ s
Aufzeichnung	LeCroy WaveRunner 50 Ω Eingang	V/div: 200 mV	
		t/div: 20 ns	

Tabelle 4.8: Betriebsparameter zur Untersuchung der Krümmungsverluste der WLS - Fasern.

Bestimmung der Krümmungsverluste

Unbehandelte Fasern

Die ersten Messungen erfolgten mit einem Sample von 5 unbehandelten Fasern. Dabei wurden die Fasern nur mit mechanischer Kraft in die Nuten der Matrix gedrückt. Für jeden Messpunkt wurden 800 Pulse der LED aufgezeichnet und die von der Anode der PMT aufgesammelte Ladung in ein Histogramm eingetragen. In dem Histogramm wurde die negative Ladung der PMT positiv eingetragen. Das Signal S entsprach dem Mittelwert der resultierenden Gaussverteilung. In Abb. 4.25 ist dies exemplarisch für einen der Messpunkte gezeigt. Die Fasern wurden nun sukzessiv, beginnend mit dem größten Krümmungsradius,

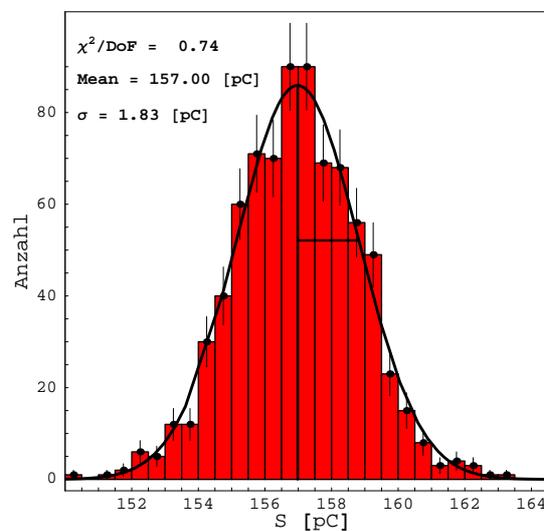


Abbildung 4.25: *Histogramm der integrierten Ladung der PMT ZH 5783.*

in die einzelnen Matrizen der unterschiedlichen Winkel eingelegt. Damit erfolgte als erstes die Messung für alle Winkel für einen Krümmungsradius von 25 mm, danach für 22.5 mm, bis letztendlich der Krümmungsradius von 5 mm erreicht war. Dieses Vorgehen wurde gewählt, um eine Beeinflussung der einzelnen Messung durch die vorhergehende zu minimieren.

In Abb. 4.27 ist der Signalverlust einer vermessenen Faser als Funktion des Winkels und Radius zu sehen, es zeigt sich dabei insbesondere, dass bei kleinen Krümmungsradien (< 10 mm) und großen Winkeln ($> \frac{\pi}{2}$) ein erheblicher Signalverlust auftritt, der sich im Bereich von 10 - 40 % bewegt. Ein weiteres Problem entstand durch mechanische Beschädigungen des Mantels der Fasern. Diese Beschädigungen traten bei der Krümmung der Fasern aufgrund der mechanischen Spannung zwischen dem Kern und dem Mantel auf. Die Spannungen führten dabei zu einem Abplatzen oder Aufreißen des Mantels. Insbesondere bei kleinem Krümmungsradius (< 15 mm), bei denen die Spannungen zwischen Fasermantel und Kern groß werden, traten makroskopische Brüche des Fasermantels auf. Diese Brüche führten zu einem Signalverlust, der um einen Faktor 2 größer war als bei makroskopisch

intakten Fasern. Ein solcher Bruch des Fasermantels ist in Abb. 4.26 (a) zu sehen, der Bruch wird durch die dunkle Stelle auf der Faser sichtbar. Sehr gut ist der Bruch in Abb. 4.26 (b) zu erkennen, in der in dieselbe Faser Licht eingekoppelt wurde, das durch den Bruch austritt. In Abb. 4.28 ist eine Messreihe dargestellt, bei der, bei einem Winkel von $\frac{3\pi}{2}$ und einem Radius von 12.5 mm, ein solcher Bruch auftrat. Der Vergleich mit Abb. 4.27 zeigt ganz deutlich den Signalverlust aufgrund dieses Bruch.

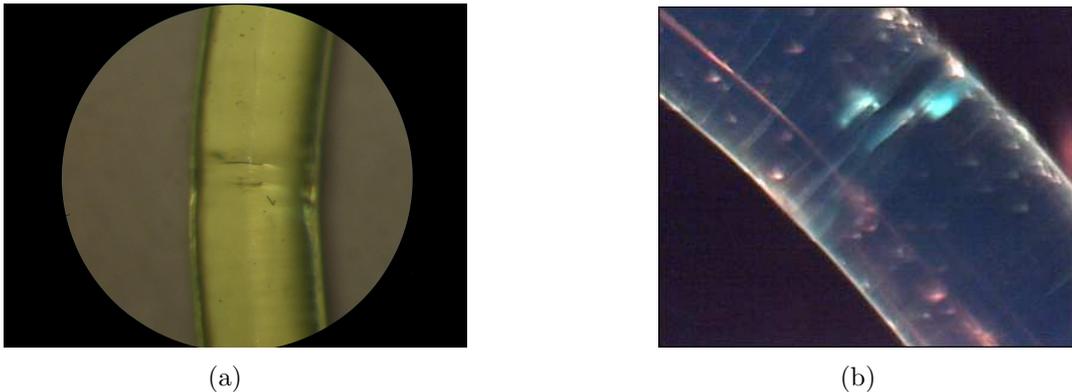


Abbildung 4.26: *Bruch des Mantels aufgrund von mechanischen Spannungen.*

(a) Photo der Beschädigung im Aufsicht durch ein Mikroskop.

(b) Photo der Beschädigung durch ein Mikroskop, wobei Licht in die Faser eingekoppelt wurde.

Vorbehandelte Fasern

In der zweiten Testreihe wurde ein Sample von 5 Fasern vermessen, das im Gegensatz zum ersten Sample während des Einlegens in die Matrix mit einer Heißluftpistole erwärmt wurde. Die Erwärmung der Fasern diente dabei zur Minimierung der mechanischen Beschädigungen, die durch Spannungen beim Einlegen der Faser in die Matrix auftreten können. Bei einer Temperatur von 100 °C konnten die Fasern sehr leicht und ohne großen Kraftaufwand in die Nuten geführt werden. Durch dieses Verfahren wurden mögliche mechanische Spannungen in der Faser vermieden, und das Auftreten von mikroskopischen als auch makroskopischen Brüchen reduziert. Wie der Vergleich von Abb. 4.29 mit Abb. 4.30 zeigt, wird durch die Vorbehandlung der Fasern eine deutliche Reduktion des Signalverlustes erzielt.

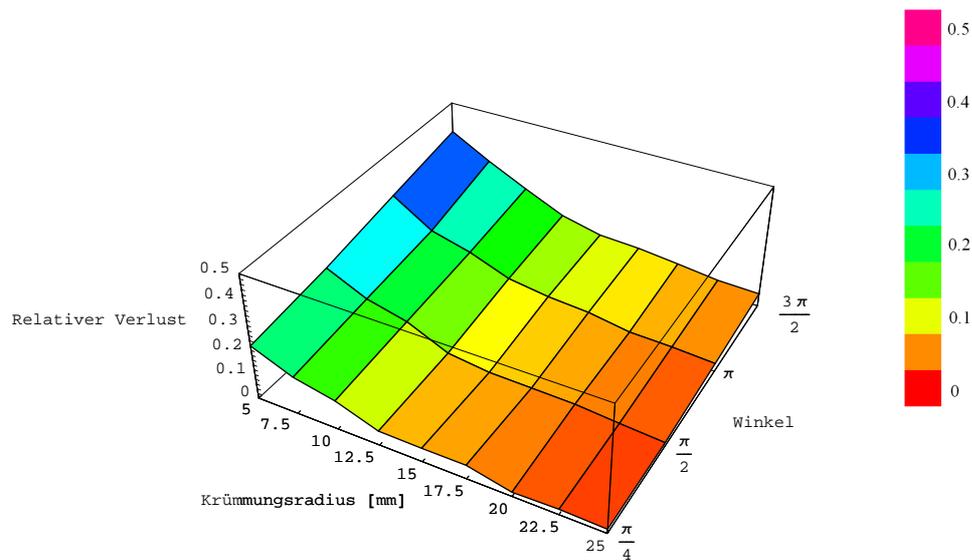


Abbildung 4.27: Messreihe, bei der kein Bruch des Mantels auftrat.

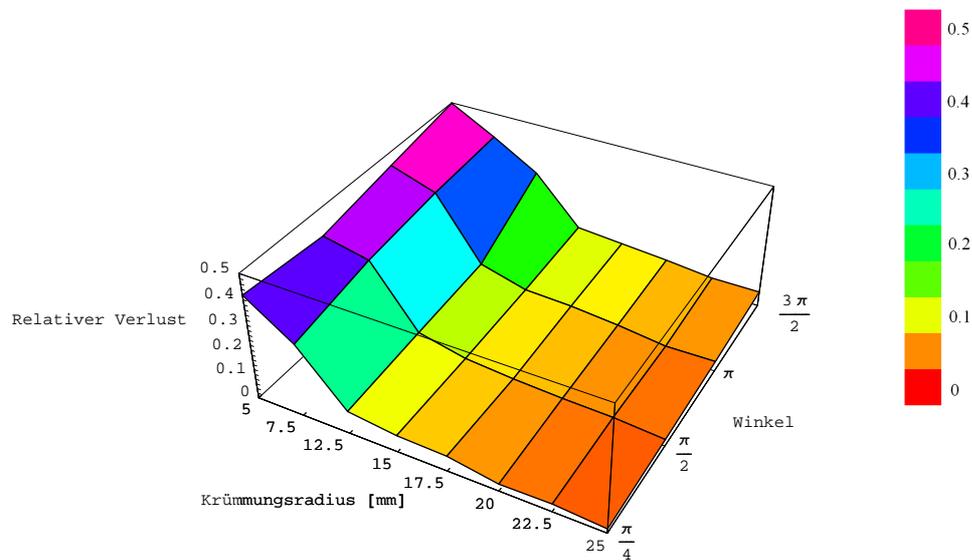


Abbildung 4.28: Messreihe, bei der bei einem Radius von 12.5 mm und einem Winkel von $\frac{3\pi}{2}$ der Mantel der Faser gebrochen ist.

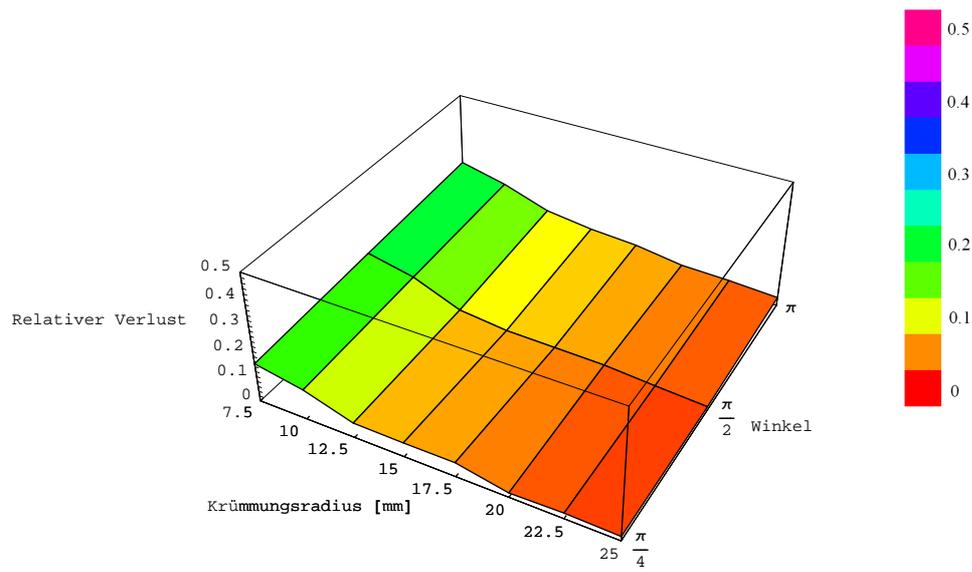


Abbildung 4.29: Ausschnitt einer Messreihe einer unbehandelten Faser.

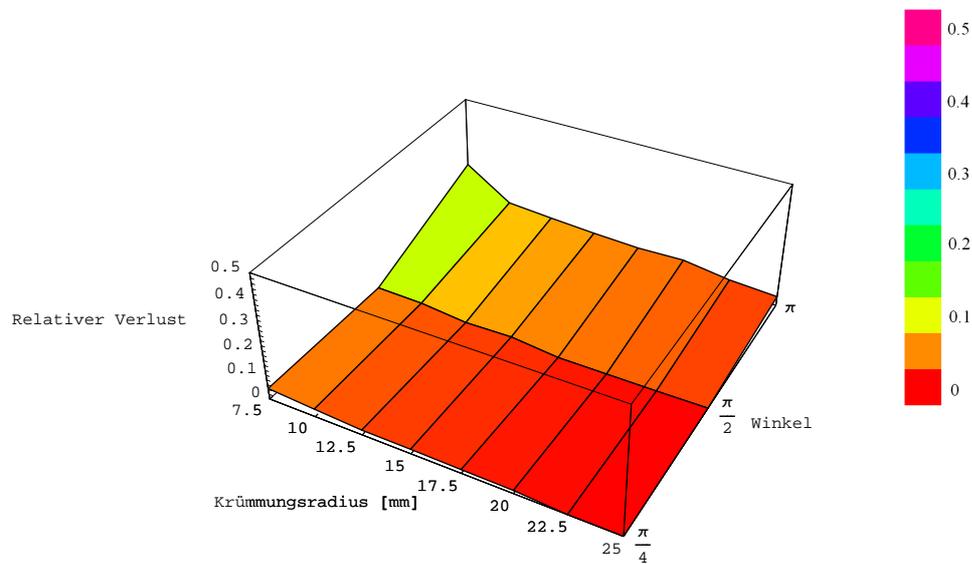


Abbildung 4.30: Ausschnitt einer Messreihe einer zuvor erwärmten Faser.

Krümmungsradius und Winkel der Fasern in den ACC Zählern

Von besonderem Interesse sind die Krümmungsverluste der WLS - Fasern bei einem Krümmungsradius von 10 mm und 15 mm, da die Fasern der Zähler in der oberen Ebene diese Radien durchlaufen. Zur genaueren Untersuchung dieser Radien wurden zusätzlich jeweils 10 Fasern (behandelt und nicht behandelt) im Winkelbereich von $\frac{\pi}{4}$ bis π vermessen. Die Abb. 4.31 und 4.32 zeigen die für jeden Messpunkt über 15 Fasern gemittelten Verluste. Die signifikant größeren Fehler bei den Messungen mit den unbehandelten Fasern (blaue Kreise in den Abbildungen) resultieren dabei aus der großen Streuung der einzelnen Messungen. Bei den unbehandelten Fasern kam es bei diesen Krümmungsradien häufig zur Beschädigung des Mantels. Dies ist deutlich in Abb. 4.31 zu erkennen, da der Messpunkt bei einem Winkel von $\frac{\pi}{4}$ einen mit den Messpunkten der vorbehandelten Fasern vergleichbaren Fehler besitzt und mit zunehmendem Winkel, bei dem die Wahrscheinlichkeit für eine Beschädigung steigt, die Fehler größer werden. An den Graphen ist klar ersichtlich, dass durch die Vorbehandlung der Fasern eine Reduktion des Signalverlust im Mittel um einen Faktor 3 sowohl für einen Krümmungsradius von 10 mm als auch von 15 mm resultiert. Zum Vergleich sind in den Tabellen 4.9 und 4.10 die Messpunkte für die beiden Krümmungsradien aufgeführt. Da die gekrümmten Fasern sowohl einen Krümmungsradius

Unbehandelt			
Krümmungsradius	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	π
10	15 ± 4	21 ± 5	28 ± 4
15	7 ± 0.5	14 ± 1	18 ± 2

Tabelle 4.9: Verlust an Signal durch die Krümmung der Faser, angegeben in Prozent .

Vorbehandelt			
Krümmungsradius	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	π
10	4.5 ± 0.5	6.2 ± 0.7	12.2 ± 0.7
15	2 ± 0.3	2.8 ± 0.5	9 ± 0.5

Tabelle 4.10: Verlust an Signal durch die Krümmung der Faser, angegeben in Prozent .

von 10 mm als auch 15 mm durchlaufen, wird bei den Winkeln α der WLS - Fasern in den Zählern ($\frac{\pi}{4} < \alpha < \frac{\pi}{2}$) ein Signalverlust im Bereich von:

$$(21 \pm 4\%) - (32 \pm 4\%) \quad (4.28)$$

für die unbehandelten Fasern erwartet. Für die vorbehandelten Fasern wird ein Signalverlust im Bereich von:

$$(6.4 \pm 0.6\%) - (8.8 \pm 0.8\%) \quad (4.29)$$

erwartet. Aufgrund der Vorbehandlung wird eine Reduktion der Verluste durch die Krümmung der Fasern um einen Faktor:

$$(3.3 \pm 0.7) - (3.6 \pm 0.6) \quad (4.30)$$

erreicht.

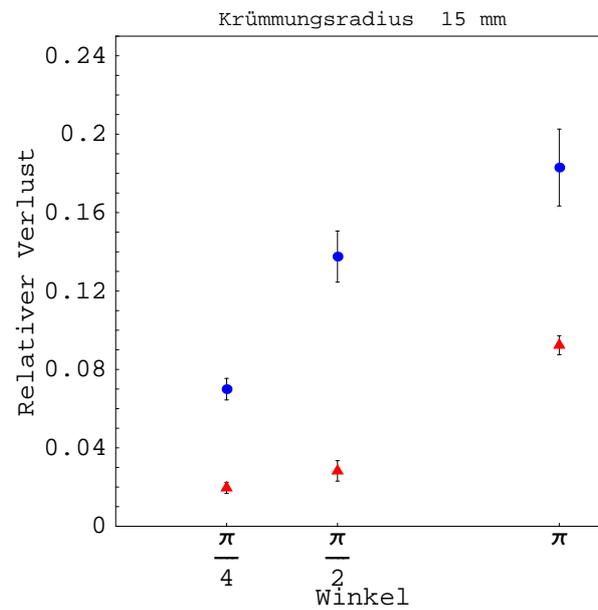


Abbildung 4.31: Vergleich der Krümmungsverluste für unbehandelte Fasern (blaue Kreise) und vorbehandelte Fasern (rote Dreiecke) für einen Krümmungsradius von 15 mm.

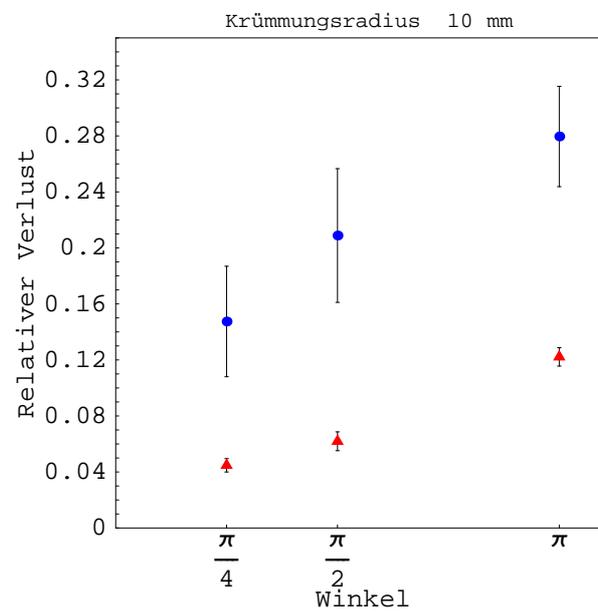


Abbildung 4.32: Vergleich der Krümmungsverluste für unbehandelte Fasern (blaue Kreise) und vorbehandelte Fasern (rote Dreiecke) für einen Krümmungsradius von 10 mm.

Aufgrund dieser Erkenntnisse wurde eine Matrix angefertigt, die in Abb. 4.33 zu sehen ist, in der die Fasern der oberen Ebene bei der Produktion der Zähler vorgebogen werden können. Dieser Arbeitsschritt ist nötig um einen möglichst homogenen Zähler zu fertigen und den Verlust von Licht aufgrund von mechanischen Beschädigungen zu reduzieren.

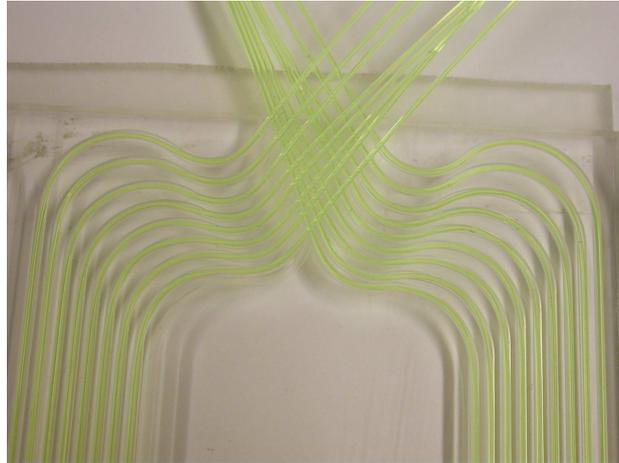


Abbildung 4.33: *Matrix in der die Fasern der oberen Ebene vor dem Einkleben in die Zähler vorgebogen werden.*

4.4 Lichtleiter

4.4.1 Aufbau zur Vermessung der Lichtleiter

Zum Studium der Lichtleiter und der Verluste an dem Übergang von den WLS - Fasern auf die Lichtleiter wurden zwei Kabel mit 37 Fasern des jeweiligen Typs gefertigt, die über die Flugversion der Kupplung miteinander verbunden werden konnten. Das WLS - Faser Kabel hatte eine Länge von 1 m und das Kabel mit den Lichtleitern hatte eine Länge von ca. 230 cm. Wie Abb. 4.34 zeigt, lagen die WLS - Fasern am zweiten Ende des Kabels offen, so dass mit einer LED Licht in die Fasern eingekoppelt werden konnte. Das zweite Ende des Kabels, das mit Lichtleitern bestückt wurde, war mit einem Verbindungsstück versehen, mit dem das Kabel mit einer PMT verbunden werden konnte. Zur Untersuchung der Absorptionslänge der Lichtleiter wurde das Kabel in Intervallen von 30 cm gekürzt, so dass das Signal der PMT als Funktion der Länge der Lichtleiter gemessen werden konnte.

4.4.2 Absorptionslänge der Lichtleiter

Bei der Vermessung der Absorptionslänge der Lichtleiter wurde bei jedem Messpunkt dieselbe PMT und LED verwendet, um vergleichbare Messungen zu erhalten. Da die Messungen der jeweiligen Länge zeitlich auseinander lagen (ca. 1Woche) wurde eine 1 m lange WLS - Faser als Eichfaser benutzt, deren Signal vor jeder Messung gemessen wurde, um



Abbildung 4.34: (a) Photo des Kabels mit 37 WLS - Fasern
(b) Photo des Kabels mit 37 Lichtleitern

Betriebsparameter			
Kuraray WLS Fasern	Y-11 200 MSJ (Neu)		
Bicron Lichtleiter	BCF-98		
PMT	ZH 5787 @ 1200V		
LED (375 nm)	Amplitude: + 5V	Breite: 20 ns	Periode: 50 μ s
Aufzeichnung	LeCroy WaveRunner 50 Ω Eingang	V/div: 200 mV	
		t/div: 20 ns	

Tabelle 4.11: Betriebsparameter zur Untersuchung der Lichtleiter.

auf mögliche Schwankungen des die LED betreibenden Pulses korrigieren zu können. Die Streuung des Signals dieser Faser bei den einzelnen Messungen lag im Bereich von 10%.

Die Messungen des Signals erfolgte bei Längen von 228 cm, 199 cm, 170 cm, 140 cm, 113 cm und 84 cm der Lichtleiter. Die Signale der PMT wurden mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. In der Auswertung wurde die integrierte Ladung der 800 aufgezeichneten Pulse in ein Histogramm eingetragen, an das, wie Abb. 4.35 zeigt, eine Gaussverteilung angepasst wurde. In dem Histogramm ist die negative Ladung der PMT positiv eingetragen. Die Auswertung zur Bestimmung der integrierten Ladung erfolgte dabei nach der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Methode. Die Intensität des in die Faser eingekoppelten Lichts als Funktion der Länge der Faser wird durch ein exponentielles Gesetz beschrieben.

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4.31)$$

In der Formel bezeichnet x die Länge der Faser und λ die Absorptionslänge der Faser. Aufgrund dieses exponentiellen Zusammenhanges konnte die Absorptionslänge der Lichtleiter aus der Steigung einer Geraden bestimmt werden, die in einer logarithmischen Auftragung

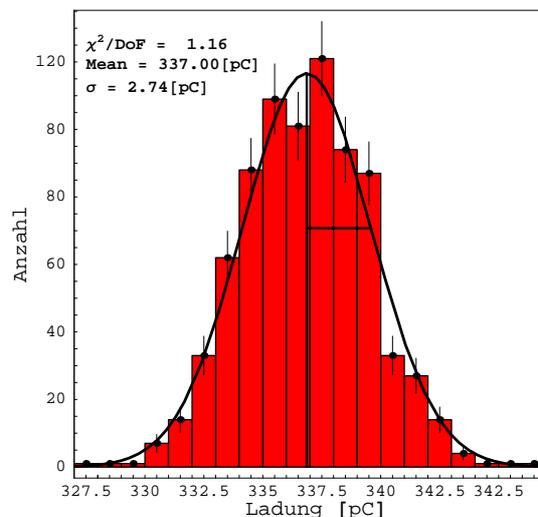


Abbildung 4.35: *Histogramm der integrierten Ladung der PMT nach einem Lichtleiter der Länge 199 cm.*

der Signale an die Messpunkte angepasst wurde. Abb. 4.36 zeigt diese Regressionsgerade für eine Faser. Die aus der Anpassung extrahierte Steigung entspricht dem negativen reziproken Wert der Absorptionslänge. Die aus den Messungen aller 36 Fasern (eine Faser konnte aufgrund eines Produktionsfehlers bei dem Kabel mit den WLS - Fasern nicht vermessen werden) bestimmten Absorptionslängen sind im Histogramm 4.37 gezeigt. Damit ergab sich eine mittlere Absorptionslänge von

$$\lambda = (659 \pm 103) \text{ cm} \quad (4.32)$$

Der vom Hersteller Bicon angegebene Wert der Absorptionslänge der Lichtleiter beträgt:

$$\lambda \geq 350 \text{ cm} \quad (4.33)$$

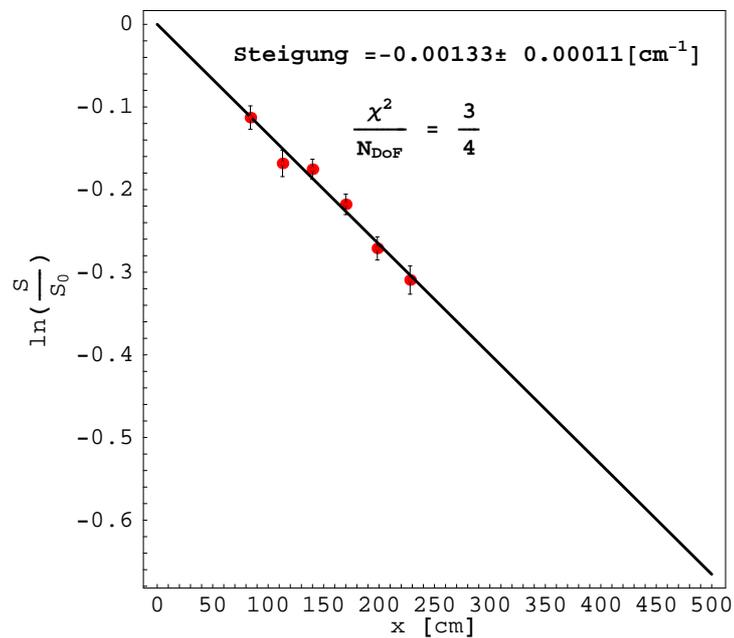


Abbildung 4.36: Bestimmung der Steigung der Geraden aus dem Logarithmus der Messpunkte als Funktion des Abstandes. Das Signal S_0 wurde dabei aus dem Achsenabschnitt der Regressionsgerade erhalten.

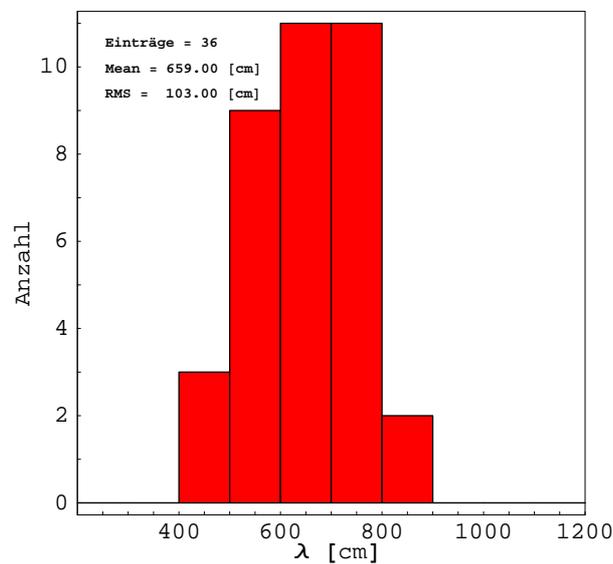


Abbildung 4.37: Histogramm aller 36 gemessenen Absorptionslängen.

4.5 Kopplungsverluste

Mit Kopplungsverlusten sind die Verluste an Photonen bezeichnet, die beim Übergang von den WLS - Fasern auf die Lichtleiter aufgrund von Reflexionen beim Austritt aus den WLS - Fasern und dem Eintritt in die Lichtleiter auftreten. Weiterhin kann eine nicht ideale Ausrichtung der beiden Fasern zueinander dazu führen, dass Photonen, die die WLS - Faser verlassen, nicht unter dem für den Transport in den Lichtleitern nötigen Winkel auf die Lichtleiter treffen, und somit verloren gehen. Zur Untersuchung dieser Verluste wurden die Signale S , die nach den Lichtleitern gemessen wurden, mit den Signalen S_0 ohne Lichtleiter verglichen. Das Verhältnis der auf die Absorptionslänge korrigierten Signale mit Lichtleiter zu den Signalen ohne Lichtleiter entspricht der Transmission der Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleitern. Bei der Messung der Signale S_0 zeigt sich, dass die QE der Photokathode zum Rand hin abfällt (vgl. dazu Abb. 4.38). Da die Lichtleiter zentrisch auf der Photokathode endeten, waren die Signale S der Lichtleiter deren WLS - Fasern auf den äußeren Bereichen saßen nicht verwendbar. Somit konnten für die Bestimmung der Transmission der Kupplung nur 19 Fasern verwendet werden. Da die Transmission der

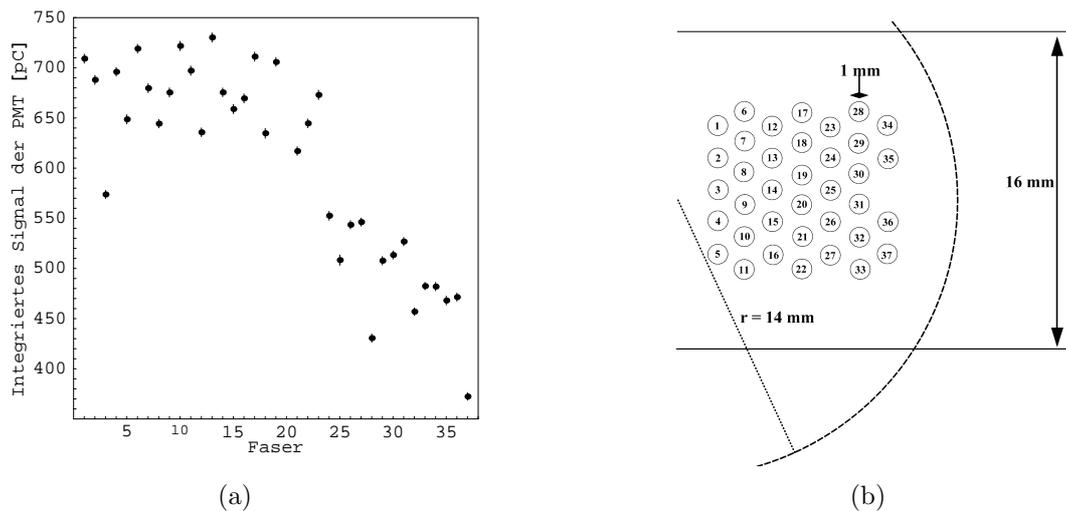


Abbildung 4.38: (a) Signale der PMT nach den WLS - Fasern. Ab der 22. Faser saßen die Fasern immer weiter außen auf der Photokathode. (b) Position der einzelnen WLS - Fasern in der Kupplung (vgl. dazu Abb. 3.11 (a)), mit der das WLS - Kabel an die PMT angekoppelt wurde. Die Position der Photokathode ist durch die gestrichelte Linie angegeben.

Kupplung jedoch unabhängig von der Länge der Lichtleiter ist, konnte die Transmission der Kupplung für diese 19 Fasern bei jeder Länge der Lichtleiter gemessen werden. Die Korrektur der Signale S auf die Absorptionslänge der Lichtleiter erfolgte dabei mit dem im vorherigen Abschnitt erhaltenen Mittelwert der Absorptionslänge. Im Histogramm 4.39 ist die so erhaltene Transmission der Kupplung gezeigt. Der durch die Reflexionsverluste an den Übergängen WLS - Faser - Luft, Luft - Lichtleiter erwartete Wert der Transmission

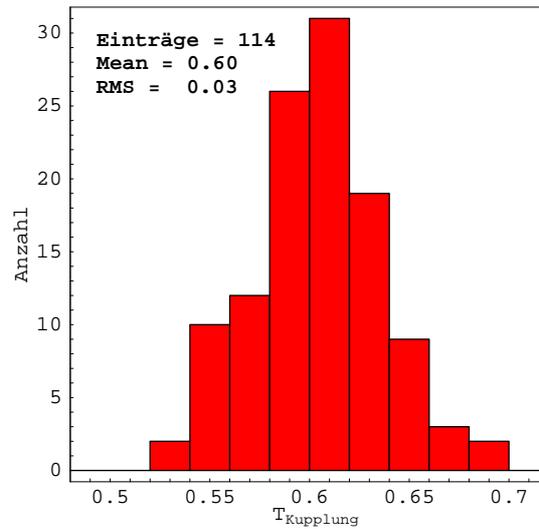


Abbildung 4.39: Transmission der Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleiter.

ergibt sich mit den in den Abschnitten 3.1.2 und 3.1.3 (Tabellen 3.2 und 3.4) angegebenen Brechungsindizes der Fasern zu

$$T_{Kupplung} = \left(1 - \left(\frac{1.59 - 1}{1.59 + 1}\right)^2\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{1.60 - 1}{1.60 + 1}\right)^2\right)^2 = 0.898 \quad (4.34)$$

Die große Diskrepanz zwischen dem gemessenen Wert und dem erwarteten Wert könnte auf die unebene Oberfläche der WLS - Faserenden zurückzuführen sein. In Abb. 4.40 (a) ist das Ende einer WLS - Faser, das durch ein Mikroskop fotografiert wurde, zu sehen. Ein Vergleich mit der ebenfalls durch ein Mikroskop gemachten Aufnahme 4.40 (b) eines Endes der Lichtleiter zeigt eine deutliche Unebenheit und grobe Struktur der Enden der WLS - Fasern. Diese Unebenheiten führen dazu, dass beim Austritt des Lichts aus den WLS - Fasern keine Brechung an einer planen Oberfläche vorliegt, so dass der durch die Numerische Apertur der WLS - Fasern vorgegebene Kegel stark aufgeweitet wird. Dadurch können nur Photonen die sich trotz der diffusen Brechung an der Oberfläche in einem Kegel befinden, der durch die Numerische Apertur der Lichtleiter vorgegeben ist, in die Lichtleiter eingekoppelt und zu der PMT transportiert werden. Die Numerische Apertur der Lichtleiter ergibt sich aus den in Abschnitt 3.1.3 angegebenen Brechungsindizes zu 0.737. Wird die Numerische Apertur berücksichtigt indem die gemessenen Werte der Transmission durch die Numerische Apertur der Lichtleiter geteilt werden, ergibt sich wie im Histogramm 4.41 dargestellt eine Transmission der Kupplung von

$$T_{Kupplung} = (0.82 \pm 0.04) \quad (4.35)$$

Der Vergleich dieser Transmission mit der in Gleichung (4.34) berechneten Transmission lässt auf Verluste, die aufgrund der Ausrichtung der Fasern zueinander resultieren, im

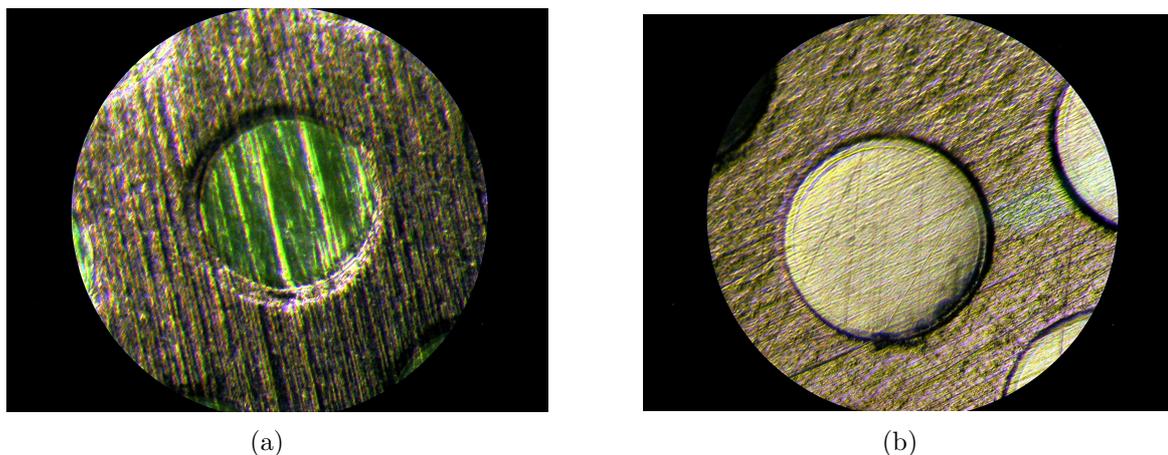


Abbildung 4.40: (a) Aufnahme des Endes einer WLS - Faser durch ein Mikroskop (Durchmesser 1mm). (b) Aufnahme des Endes eines Lichtleiters durch ein Mikroskop (Durchmesser 1.1 mm).

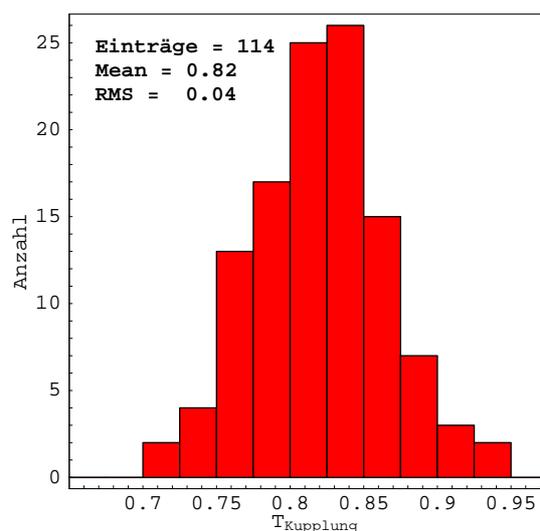


Abbildung 4.41: Auf die Numerische Apertur der Lichtleiter korrigierte Transmission der Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleiter.

Bereich von 5% schließen. Die Verluste aufgrund der Ausrichtung der Fasern zueinander beschreiben dabei horizontale oder vertikale Versätze der Fasern, so dass die Kernregionen der Fasern nicht konzentrisch ausgerichtet sind. Somit können nicht alle aus der WLS - Faser austretenden Photonen in den Kern der Lichtleiter einkoppeln und gehen verloren.

Die zuvor durchgeführte Korrektur auf die Numerische Apertur der Lichtleiter lässt darauf schließen, dass bei einer sorgfältigen Bearbeitung der Oberfläche der WLS - Fasern und Lichtleiter eine Transmission der Kupplung von $\approx 85\%$ erreicht werden kann. Bei Experimenten, die ebenfalls Kopplungen zwischen WLS - Fasern und Lichtleitern nutzen,

werden Transmissionen von $\geq 90\%$ durch das sogenannte „splicing“ der Fasern erreicht. Beim „splicing“ der Fasern werden die Fasernenden miteinander verschmolzen [72, 73]. Für den ACC des AMS02 Experimentes würde die Verwendung dieser Methode die Aufgabe der Modularität der einzelnen Zähler bedeuten. Durch einen optimierten Schneide- und Polierprozess können aber auch bei einer losen Kopplung Transmission von $\approx 90\%$ erreicht werden [74, 75]. Da die Kopplungen ein kritisches Bestandteil des ACCs sind, sollte die Oberflächenqualität der WLS - Fasern und Lichtleiter optimiert werden.

Bei vier der sechs Längen der Lichtleiter wurden Messungen zur Transmission der Kopplung durchgeführt, bei denen „optisches Fett“⁵ auf die Enden der Fasern aufgetragen wurde. Dieses optische Fett sollte, da es einen Brechungsindex aufweist, der näher an den Brechungsindizes der Fasern liegt als der der Luft, die Verluste aufgrund der Reflexionen reduzieren. Das Histogramm 4.42 zeigt diese ebenfalls auf die Numerische Apertur der Lichtleiter korrigierte Messungen der Transmission. Die Reproduzierbarkeit einer einzelnen Messung lag dabei im Mittel bei $\approx 6\%$.

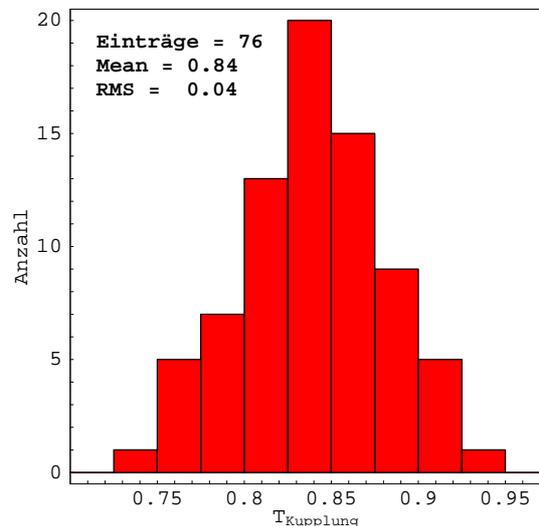


Abbildung 4.42: Auf die Numerische Apertur der Lichtleiter korrigierte Transmission der Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleitern, wobei der Spalt zwischen den Fasern mit optischem Fett aufgefüllt war .

Der Vergleich der Transmission der Kupplung bei der Verwendung von optischem Fett mit der Transmission der Kupplung ohne diese Fett zeigt, dass die Transmission der Kupplung aufgrund der Reduktion der Reflexionsverluste um 2% angestiegen ist. Dieser Anstieg der Transmission kann durch eine geeignete Wahl des Materials, das zwischen die Fasern gebracht wird, gesteigert werden. Das optimale Material sollte dabei einen Brechungsindex aufweisen, der durch folgende Relation mit den Brechungsindizes der Fasern verknüpft ist:

$$n_{\text{opt}}^2 = n_{\text{WLS}_{\text{Kern}}} \cdot n_{\text{Lichtleiter}_{\text{Kern}}} \quad (4.36)$$

⁵GE Bayer Silicones, Baysilone-Paste

4.6 Photomultiplier

Wie in Abschnitt 3 diskutiert wurde, werden zur Auslese des ACC 16 PMTs benötigt. Zur optimalen Funktion des ACC sollten diese PMTs sowohl eine gute Verstärkung als auch eine gute Quanteneffizienz aufweisen. In diesem Abschnitt wird die Charakterisierung der PMTs vorgestellt. Es werden Methoden zur Bestimmung der Verstärkung der PMTs sowie zur Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen, die die PMTs unter kontrollierten Bedingungen detektieren, vorgestellt. In den einzelnen Unterabschnitten werden die Ergebnisse der 20 PMTs, die im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert wurden, vorgestellt. Zum Abschluss des Abschnittes werden Kriterien definiert, nach denen eine Auswahl der PMTs erfolgen kann.

4.6.1 Aufbau des Teststandes

Zur Charakterisierung der PMTs wurde ein Teststand mit atmosphärischen Myonen verwendet. Die Verwendung von Myonen ermöglichte es, einen guten Trigger aufzubauen. Zudem konnte die Anzahl an Photoelektronen, die von den PMTs registriert wurden (siehe dazu Abschnitt 4.6.3), bestimmt werden. Zwischen der zu testenden PMT und einer Referenz - PMT, die bei allen vermessenen PMTs dieselbe war, wurde eine Scheibe mit einem Durchmesser von 28 mm und einer Dicke von 8mm, bestehend aus BC - 414 Szintillator, platziert. Unter den beiden PMTs wurden zwei weitere Szintillationszähler positioniert, die als Trigger fungierten. Eine schematische Skizze dieses Aufbaus ist in Abb. 4.43 zu sehen. Da nur Licht, das beim Durchgang eines Myons durch die Scheibe erzeugt wurde,

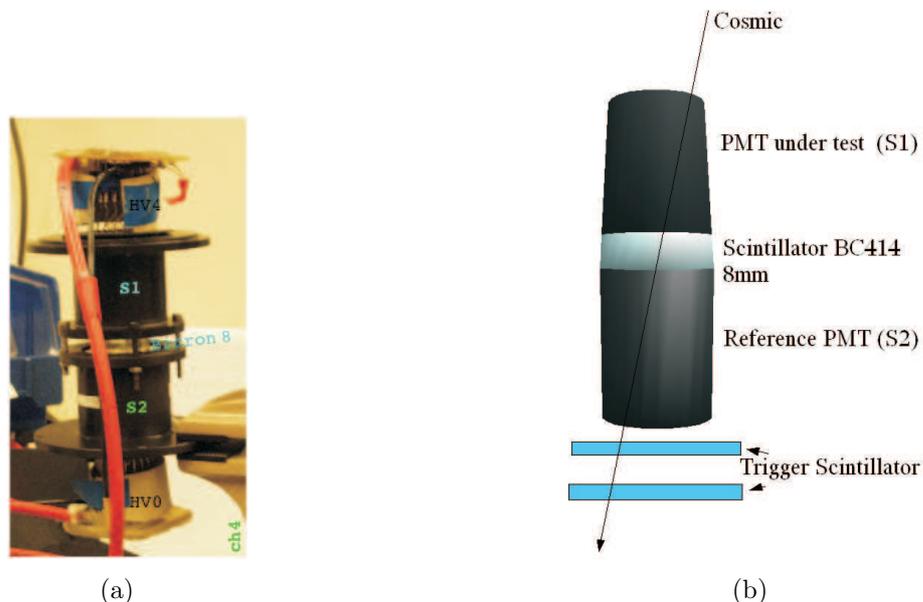


Abbildung 4.43: (a) Photo des Setup zur Charakterisierung der PMTs.
(b) Skizze des Setup mit den Trigger - Szintillatoren.

detektiert werden sollte, war es nötig den Aufbau im Dunkeln zu betreiben. Dazu wurden die beiden PMTs mit der dazwischen befindlichen Scheibe in eine lichtdichte Box gestellt.

Die Signale der beiden PMTs wurden durch eine Standard LeCroy bzw. C.A.E.N. Elektronik in NIM - Signale konvertiert, mit denen die Logik der weiteren Signalverarbeitung und die Triggerbedingung aufgebaut wurden. Das Schaltbild dieser Signalverarbeitung ist in Abb. 4.44 gezeigt. Die Signale der Test - PMT (S1) und Referenz - PMT (S2) wurden in einen Linear Fan In/Out (Modell LeCroy 428F) eingespeist. Dazu war es jedoch nötig die Signale mit einem 10db Dämpfungsglied abzuschwächen, da der lineare Bereich des Fan In/Out laut Hersteller durch eine maximale Amplitude von -2 V begrenzt ist. Ein Ausgang des Fan In/Out wurde über ein Delay direkt auf den zur Aufzeichnung verwendeten LeCroy WaveRunner gegeben, und ein zweiter Ausgang wurde in einen Diskriminator (Modell LeCroy 821) eingespeist, der aus den PMT - Signalen genormte NIM - Pulse machte. Diese Norm Pulse wurden in eine UND Koinzidenz (Modell LeCroy 622) eingespeist. Die Signale der Trigger Zähler (P4 und P3) wurden ebenfalls in einen Fan In/Out eingespeist und über ein Delay auf den WaveRunner gegeben. Ein weiterer Ausgang wurde ebenfalls in einen Diskriminator eingespeist und nach einem Delay auf die UND - Koinzidenz mit den beiden PMTs S1 und S2 gegeben. Die Triggerbedingung wurde auf das ODER von zwei der vier UND - Koinzidenzen gesetzt. Damit wurde der Trigger ausgelöst, falls die Koinzidenz von S1 und P3; oder S1 und P4; oder S2 und P3; oder S2 und P4 ein logisches Wahr ergaben. Damit wurde sichergestellt, dass ein Teilchen den Teststand und damit die Szintillator - Scheibe durchquert hatte. Der Ausgang der letzten ODER - Stufe wurde auf den externen Trigger - Eingang des WaveRunners gelegt. Zur Kontrolle der vom WaveRunner aufgezeichneten Ereignisse wurden die Koinzidenz von S1 und S2 mit einem der beiden Trigger - Szintillatoren, die Trigger - Koinzidenz und die UND Koinzidenz der beiden Trigger - Zähler auf einen Zähler gegeben. Die Betriebsparameter für die Charakterisierung der PMTs sind in Tabelle 4.12 angegeben.

Betriebsparameter		
Szintillator Scheibe	Material: BC-414	Dicke: 8.15mm, ϕ 28 mm
PMT	S1: Getestete PMT	S2: ZH 5854
Aufzeichnung	LeCroy WaveRunner 50 Ω Eingang	V/div: variiert t/div: 20 ns

Tabelle 4.12: Betriebsparameter zur Charakterisierung der PMTs.

Vermessung der Dämpfungsglieder

Um die Spannung per Photoelektron der PMTs bestimmen zu können, war es nötig, die Abschwächung der Signale durch die 10 dB Dämpfungsglieder zu kennen. Die Vermessung der Dämpfungsglieder erfolgte mit einem Pulsgenerator. Einer der beiden verfügbaren Ausgänge wurde direkt auf das Oszilloskop gegeben. Der zweite Ausgang wurde über das zu vermessende Dämpfungsglied mit dem Fan In/Out verbunden und danach ebenfalls auf das Oszilloskop gegeben. Bevor das Signal des zweiten Ausganges über das Dämpfungsglied in

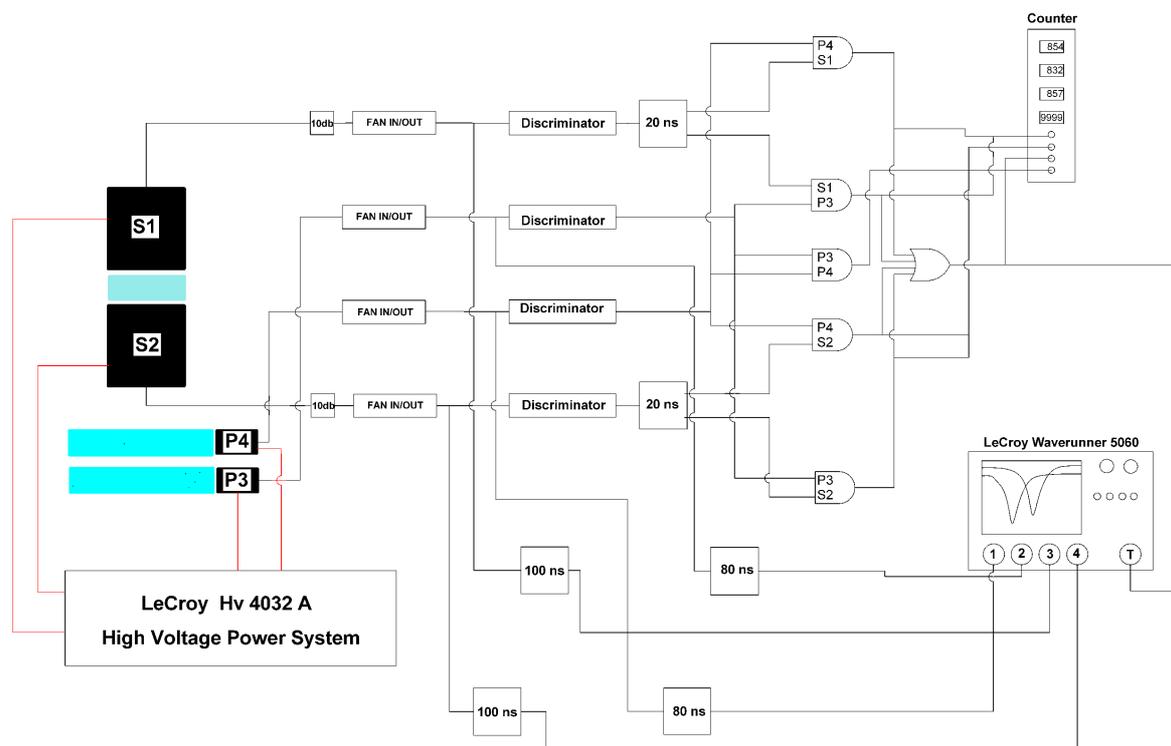


Abbildung 4.44: Schaltbild der PMT Signalverarbeitung und Trigger - Kondition

den Fan In/Out gegeben wurde, wurden beide Ausgänge des Pulsgenerators auf das Oszilloskop gegeben, um die beiden Ausgänge aufeinander zu kalibrieren. Der Dämpfungsfaktor des Dämpfungsglieds ergab sich damit aus dem Verhältnis der Amplituden der beiden Pulse. Für jede Amplitude wurden 300 Pulse aufgezeichnet, so dass aus der Verteilung der Verhältnisse der Pulse mit und ohne Dämpfungsglied der zur Amplitude gehörige Dämpfungsfaktor mit seinem Fehler bestimmt werden konnte. In Abb. 4.45 sind die Dämpfungsfaktoren als Funktion der Amplitude für die Eingänge der PMTs S1 und S2 gezeigt. Wie den Abbildungen zu entnehmen ist, verhalten sich beide Dämpfungsglieder in einem Bereich von -500 mV bis -3 V linear. Oberhalb von -3 V beginnt der nicht lineare Bereich des Fan In/Out. Aus den Dämpfungsfaktoren in diesem Bereich wurde das gewichtete Mittel gebildet, um den für den jeweiligen Eingang relevanten Dämpfungsfaktor zu erhalten. Damit dieser Dämpfungsfaktor auch in der späteren Auswertung verwendet werden konnte, wurde bei der Vermessung der PMT darauf geachtet, dass sich die Signale der PMT nicht aus diesem linearen Bereich herausbewegten. Die erhaltenen Dämpfungsfaktoren für die Eingänge von S1 und S2 sind in Tabelle 4.13 angegeben.

	S1	S2
Dämpfungsfaktor	3.79 ± 0.01	3.43 ± 0.02

Tabelle 4.13: Dämpfungsfaktoren für die Signale der PMTs S1 und S2.

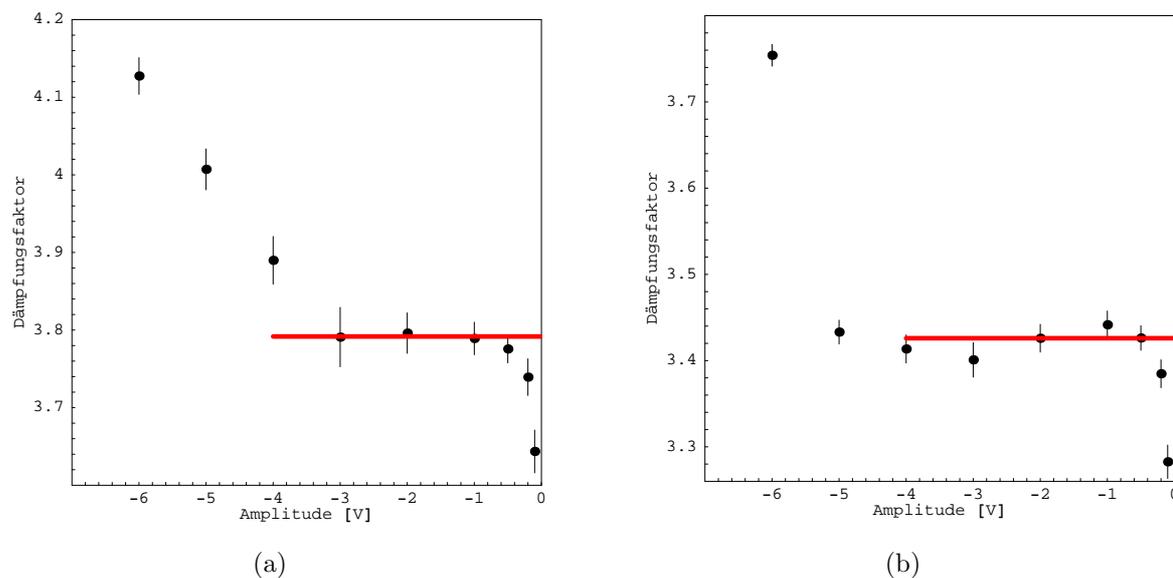


Abbildung 4.45: (a) Dämpfungsfaktor für den Eingang von S1 als Funktion der Amplitude
(b) Dämpfungsfaktor für den Eingang von S2 als Funktion der Amplitude

4.6.2 Bestimmung der Verstärkung der PMTs

Nach Gleichung (3.7) ist die Verstärkung G einer PMT über ein Potenzgesetz mit der an der PMT angelegten Hochspannung verknüpft. Damit wird auch das Signal S der PMT für ein Myon, das die Szintillator - Scheibe durchquert (vgl. dazu Abschnitt 4.6.1), über diese Potenz mit der angelegten Hochspannung V zusammenhängen.

$$G \propto V^\delta \rightarrow S \propto V^\delta \quad (4.37)$$

Die Potenz δ ist damit eine die PMT charakterisierende Größe. Da die Anzahl an Photoelektronen, die die späteren Zähler liefern, relativ klein sein wird, ist eine gute Verstärkung der PMTs nötig, damit auch die Signale von 3 - 5 Photoelektronen eine signifikante Amplitude aufweisen. Auf die genauen Kriterien zur Auswahl der PMTs wird in Abschnitt 4.6.4 eingegangen. Eine große Verstärkung der PMTs ist dabei hauptsächlich durch einen großen Wert von δ gekennzeichnet. Zur Bestimmung von δ wurde jede der zu testenden PMTs bei 5 Spannungen betrieben, so dass das Signal als Funktion der angelegten Hochspannung gemessen werden konnte. Da die zu Testzwecken verwendeten Spannungsteiler ein elektrisches Überschwingen zeigten, wie es in Abb. 4.46 (a) zu sehen ist, wurde zur Auswertung der Signale der Peak des Signals anstelle der gesamten Ladung gewählt. Bei der Verwendung der Ladung würden die Eigenschaften der Spannungsteiler zu einer Verfälschung des Signals führen. Da der Peak des Signals direkt proportional zur gesamten Ladung ist, konnte dieser zur Auswertung verwendet werden. An Abb. 4.46 ist ersichtlich, dass das elektrische Überschwingen eine Eigenschaft der verwendeten Spannungsteiler ist, da die Flugversionen der Spannungsteiler diese Eigenschaft nicht aufwiesen. Zur Korrektur auf das Pedestal

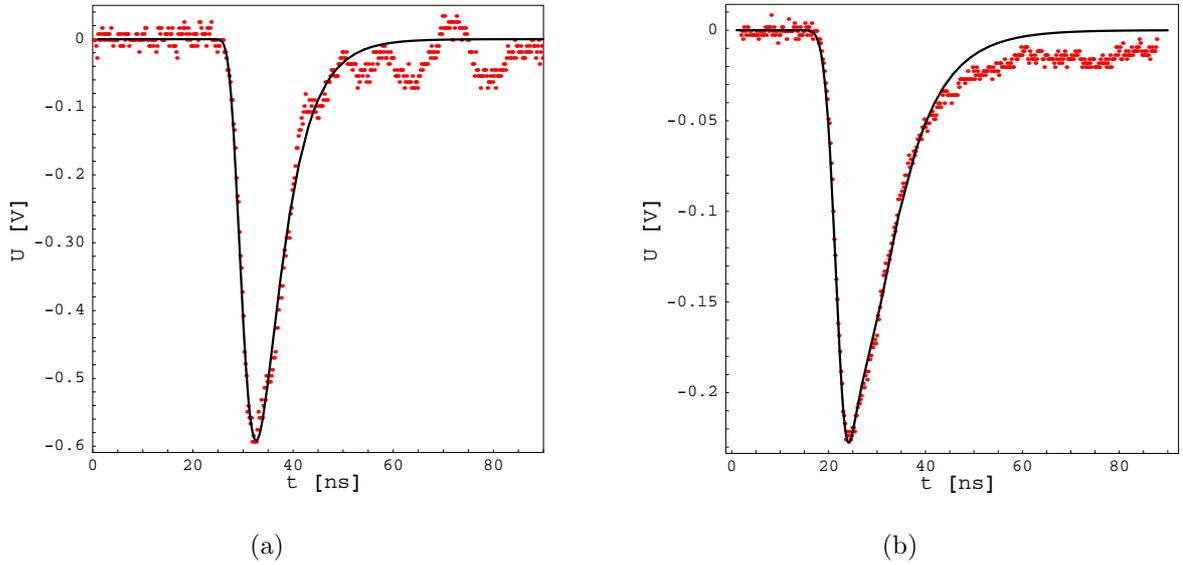


Abbildung 4.46: Myon - Signal (rote Punkte) zweier getesteter PMTs mit der an das Signal angepassten analytischen Form (in schwarz dargestellte Funktion) .

(a) PMT 7110 bei einer Betriebsspannung von 1800 V und einem in Aachen zu Testzwecken gefertigten Spannungsteiler.

(b) PMT 6009 bei einer Betriebsspannung von 1730 V und der Flugversion der Spannungsteiler.

der Elektronik wurde der Mittelwert der ersten 16 ns der vom Oszilloskop aufgezeichneten Signale von den einzelnen Punkten subtrahiert. Zur Bestimmung des Maximums des Signals der PMTs wurden an das Signal die Summe einer Gaussfunktion und der Moyal-Parametrisierung (Gleichung (4.10)) der Landauverteilung angepasst:

$$U(t) = a_1 \cdot \left(e^{\frac{(\mu-t)^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{1}{2} \cdot (a_2 \cdot (t-a_3) + e^{-a_2 \cdot (t-a_3)})} \right) \quad (4.38)$$

Diese Anpassung diente nur dem Zweck, eine analytische Form des Signals zu erhalten, aus der der Peak des Signals bestimmt werden konnte. Die Summe dieser beiden Funktionen wurde gewählt, da sich die beste Übereinstimmung zwischen analytischer Form und aufgezeichnetem Signal ergab.

Jeder Messpunkt, der für die Bestimmung von δ genutzt wurde, bestand dabei aus mindestens 800 Ereignissen. Die für jedes Ereignis ermittelten Peaks der Signale wurden in ein Histogramm eingetragen, wobei die Peaks aufgrund der Anschaulichkeit positiv eingetragen wurden, obwohl die PMTs ein negatives Spannungssignal lieferten. Zur Bestimmung des MOP - Signals wurde an dieses Histogramm die Faltung einer Gaussverteilung mit einer Landauverteilung angepasst.

$$A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{1}{2}(-e^{-a_2 \cdot (x-a_3)} - a_2 \cdot (x-a_3))} \cdot e^{\frac{(\mu-(x-\tau))^2}{2\sigma^2}} \cdot d\tau \quad (4.39)$$

Die in der Formel auftretenden Parameter beschreiben dabei die im folgenden aufgeführten Größen:

- A : Normierungskonstante (*Area* in den Abbildungen).
- a_2 : Parameter der invers proportional zur Breite ω der Landauverteilung ist. Die Breite ω ist in den Abbildungen mit *Landau Width* bezeichnet.
- a_3 : MOP der Landauverteilung (*Landau MOP* in den Abbildungen).
- σ : Breite der Gaussverteilung (*Gaus Sigma* in den Abbildungen).

Die Landauverteilung resultiert dabei aus dem Energieverlust der Myonen in der Szintillator - Scheibe. Die Gaussverteilung beschreibt aufgrund der relativ hohen Zahl an Photoelektronen (typischerweise 250) die Näherung in Gleichung C.4 für die Antwort der PMTs. Da das Faltungsintegral keine analytische Lösung besitzt, wurde es numerisch berechnet, und an das PHS angepasst. Bei der Anpassung der Faltung musste darauf geachtet werden, dass die Einträge bei niedrigen Amplituden nicht berücksichtigt werden durften. Diese Ereignisse resultieren aus Myonen, die die Szintillator - Scheibe nicht zentrisch durchquert haben. Aufgrund der Geometrie des Aufbaus und der Winkelverteilung der Myonen, ist es möglich, dass ein Myon nur die Randregion der Szintillator - Scheibe durchquert und die Triggerbedingung auslöst (vgl. dazu Abb. 4.9). Solche Ereignisse sind nicht mit Ereignissen zu vergleichen, bei denen die Myonen die Szintillator - Scheibe zentrisch durchquert haben. Aufgrund diese Umstandes wurde bei der Analyse der PHS ein Pulshöhenschnitt durchgeführt, ab dem die Einträge in den Histogrammen in die Analyse einbezogen wurden. In Abb 4.47 ist das PHS einer PMT mit der angepassten Faltung gezeigt.

Zur Bestimmung des Exponenten δ wurde nun der aus der angepassten Faltung gewonnene Peak der Verteilung verwendet, der dem wahrscheinlichsten Signal entspricht. Da das Signal der PMT nach Gleichung (4.37) proportional zur angelegten Hochspannung ist, ergibt sich der Exponent aus der Steigung einer Geraden, die in einer doppelt logarithmischen Auftragung an die Messpunkte angepasst wurde (vgl. dazu auch Gleichung 4.40).

$$\text{Log}_{10} \left(\frac{S}{\Delta S} \right) = a_0 + \delta \cdot \text{Log}_{10} \left(\frac{V}{\Delta V} \right) \quad (4.40)$$

In Abb. 4.48 sind die an den 20 vermessen PMTs durchgeführten Regressionen graphisch dargestellt. Die Fehler der einzelnen Messpunkte, die sich aus dem Fit an das PHS ergaben, sind aufgrund ihrer verschwindenden Größe in der doppelt logarithmischen Auftragung nicht gezeigt, wurden aber in die Regression einbezogen. In Tabelle 4.14 sind die aus der Regression extrahierten Parameter der einzelnen PMTs aufgeführt.

Die aus der Anpassung der Regressionsgeraden erhaltenen Werte für a_0 und δ waren stark korreliert. Die Matrix (4.41) zeigt die Korrelationsmatrix der Regressionen, wobei die Streuung der Korrelationen der beiden Parameter am Korrelationskoeffizient angegeben ist.

$$\begin{pmatrix} 1 & -0.999994 \pm 0.000002 \\ -0.999994 \pm 0.000002 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.41)$$

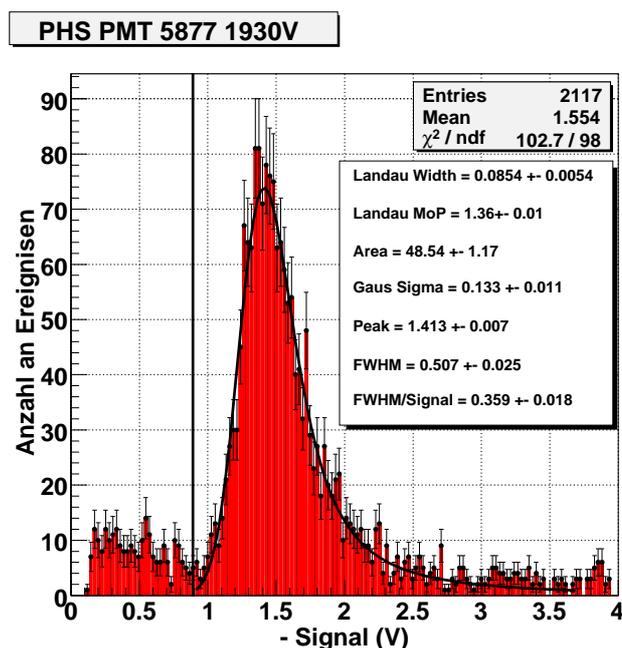


Abbildung 4.47: PHS des PMT 5877 bei einer Betriebsspannung von 1930 V. Der Pulshöhenschnitt ist in dem Histogramm durch die schwarze Linie markiert.

Aufgrund dieser starken Korrelation musste bei der Extrapolation der Regression darauf geachtet werden, dass bei der Berechnung des Fehlers des extrapolierten Wertes die Kovarianzen mit in die Fehlerrechnung einbezogen wurden.

Da für alle Messungen die Referenz - PMT S2 dieselbe war, konnte durch die Bestimmung des Exponenten dieser PMT überprüft werden, ob die Messreihe verlässliche Ergebnisse lieferte. In Abb. 4.49 ist die Abweichung der einzelnen Messreihen vom Mittelwert aller Messreihen, normiert auf den Fehler der jeweiligen Messreihe:

$$\sigma = \sqrt{\frac{(\delta_i - \langle \delta \rangle)^2}{\sigma_{\delta_i}^2}} \quad (4.42)$$

dargestellt. Da alle ermittelten Exponenten für die einzelnen Messreihen im 2σ Bereich um den Mittelwert liegen, kann die hier vorgestellte Methode zur verlässlichen Bestimmung des Exponenten verwendet werden.

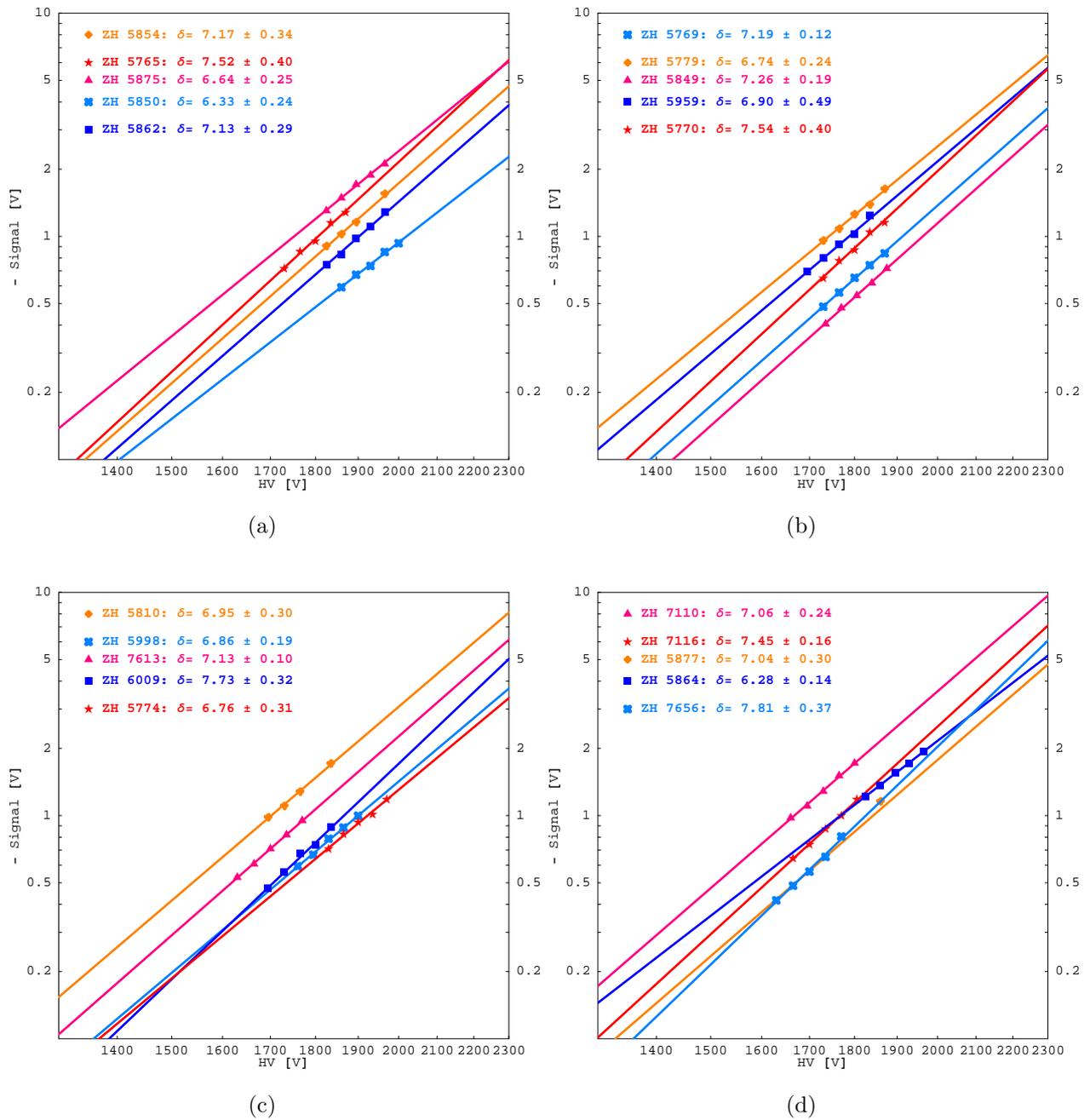


Abbildung 4.48: *Regressionen der einzelnen PMTs, aus denen der Exponent bestimmt wurde.*

Die Signale entsprechen dabei im Mittel ≈ 250 Photoelektronen, die bei der direkten Aufsicht auf eine 8 mm dicke Szintillator - Scheibe (BICRON BC - 414) detektiert wurden.

PMT	a_0	δ
ZH 5854 (1)	-24.3 ± 1.0	7.44 ± 0.32
ZH 5765 (2)	-24.5 ± 1.3	7.52 ± 0.40
ZH 5769 (3)	-23.58 ± 0.40	7.19 ± 0.12
ZH 5779 (4)	-21.83 ± 0.77	6.74 ± 0.24
ZH 5849 (5)	-23.92 ± 0.61	7.26 ± 0.19
ZH 5864 (6)	-20.39 ± 0.45	6.28 ± 0.14
ZH 5875 (7)	-21.52 ± 0.82	6.64 ± 0.25
ZH 7110 (8)	-22.75 ± 0.76	7.06 ± 0.24
ZH 7116 (9)	-24.19 ± 0.51	7.45 ± 0.16
ZH 7613 (10)	-23.19 ± 0.33	7.13 ± 0.10
ZH 5998 (11)	-22.50 ± 0.62	6.86 ± 0.19
ZH 5810 (12)	-22.45 ± 0.98	6.95 ± 0.30
ZH 5877 (13)	-22.99 ± 0.97	7.04 ± 0.30
ZH 7656 (14)	-25.5 ± 1.2	7.81 ± 0.37
ZH 5770 (15)	-24.6 ± 1.3	7.54 ± 0.40
ZH 5862 (16)	-23.37 ± 0.94	7.12 ± 0.29
ZH 5959 (17)	-22.4 ± 1.6	6.90 ± 0.49
ZH 6009 (18)	-25.3 ± 1.0	7.73 ± 0.32
ZH 5774 (19)	-22.2 ± 1.0	6.76 ± 0.31
ZH 5850 (20)	-20.91 ± 0.80	6.33 ± 0.24

Tabelle 4.14: Aus den Regressionen extrahierte Parameter der einzelnen PMT.

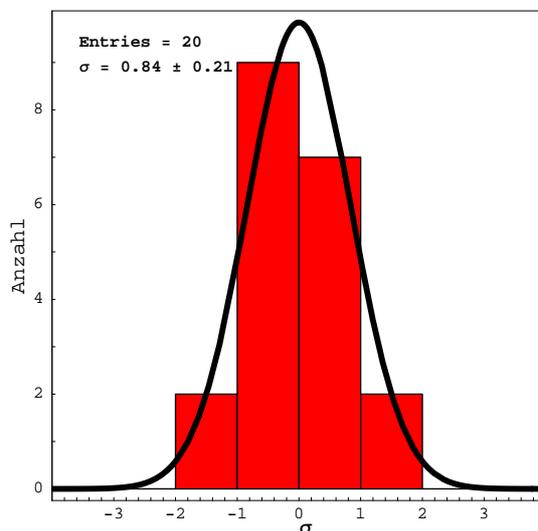


Abbildung 4.49: Auf den Fehler normierte Abweichung der aus den einzelnen Messreihen bestimmten Exponenten vom Mittelwert des Exponenten aller Messreihen.

4.6.3 Anzahl an Photoelektronen

Um auf das Signal der PMTs bei der geringeren Anzahl an Photoelektronen, die die Zähler liefern, extrapolieren zu können, war es nötig, die von den PMTs detektierte Anzahl an Photoelektronen zu bestimmen. Die Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen, die von beiden PMT detektiert wurde, erfolgte nach der Formel:

$$N_{p.e} = \left(\frac{a \cdot S_{S1} + S_{S2}}{\sigma_{a \cdot S_{S1} - S_{S2}}} \right) \quad (4.43)$$

Dabei bezeichnet $a \cdot S_{S1} + S_{S2}$ den MOP - Wert des PHS der Summe der Signale beider PMTs und $\sigma_{a \cdot S_{S1} - S_{S2}}$ die Breite der Verteilung der Differenz der beiden PMT - Signale. Der MOP - Wert des PHS wurde gewählt, da er stabiler ist als der Mittelwert des PHS. Aufgrund der Asymmetrie der Landauverteilung ändert sich das PHS im Bereich des Mittelwertes stärker als im Bereich des MOP. Zudem können Zweiteilchenerignisse den Mittelwert des PHS verfälschen, während der MOP immer einem Einteilchensignal entspricht. Die Normierungskonstante a wurde eingeführt, um die Voraussetzung für Gleichung (A.16) zu schaffen. Dabei wurden bei der Messung die Betriebsspannungen so eingestellt, dass bei einer optischen Inspektion die Pulshöhen der getesteten PMT und der PMT ZH 5854 möglichst gleich waren, um die Normierungskonstante möglichst klein zu halten. Die Analyse zur Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen wird im folgenden exemplarisch an der Messreihe einer PMT vorgestellt.

In Abb. 4.50 ist das PHS der Summe der Signale der PMT ZH 5877 und ZH 5854 dargestellt. An dieses Summenspektrum wurde zur Bestimmung des MOP ebenfalls die schon in Abschnitt 4.6.2 diskutierte Faltung angepasst. In Abb. 4.51 (a) ist die Korrelation der Signale der beiden PMTs und in dem Histogramm 4.51 (b) die Differenz der Signale der beiden PMTs gezeigt. Aus dem Fit einer Gaussverteilung an das Histogramm der Differenzverteilung wurde $\sigma_{a \cdot S_{S1} - S_{S2}}$ bestimmt. Bei der Anpassung der Gaussverteilung an das Histogramm wurden alle Einträge > 0 benutzt, deren Betrag des Differenzsignals unterhalb von 0.26 V lag. Dieser Schnitt wurde gesetzt, da die linke Seite des Histogramms einen asymmetrischen Ausläufer aufweist. Dieser Ausläufer ist eine Folge des nichtlinearen Verhaltens des Linear Fan In/Out, das im folgenden Absatz diskutiert wird.

Die erste rote Linie mit Negativer Steigung in Abb. 4.51 (a) gibt den Schnitt an (vgl. dazu Abb. 4.50), der die Randereignisse (vgl. dazu Abb. 4.9 (a)) selektiert. Das asymmetrische Verhalten der Einträge hinter der zweiten roten Geraden mit negativer Steigung, die einer Summe der beiden PMT Signale von -3.5 V entspricht, zeigt den Einfluss des nichtlinearen Bereichs des Linear Fan In/Out. Die Signale der PMT ZH 5877 liegen ohne den nachträglich eingeführten Eichfaktor von 0.47 oberhalb einer Spannung von -3 V, die im nichtlinearen Bereich des Linear Fan In/Out liegen (vgl. dazu Abb. 4.45 (a)). In Abb.4.52 ist die nach dieser Methode bestimmte Gesamtzahl an Photoelektronen, die beide PMTs detektiert haben, für die fünf Messungen der Messreihe dargestellt. Da beide PMTs dieselbe Scheibe mit derselben optischen Kopplung betrachten, muss die aus den PHS der einzelnen PMTs extrahierte Breite der Landauverteilung ω für beide PMTs identisch sein. Da die PMTs jedoch keine identische Quanteneffizienz und Verstärkung aufweisen, sollte

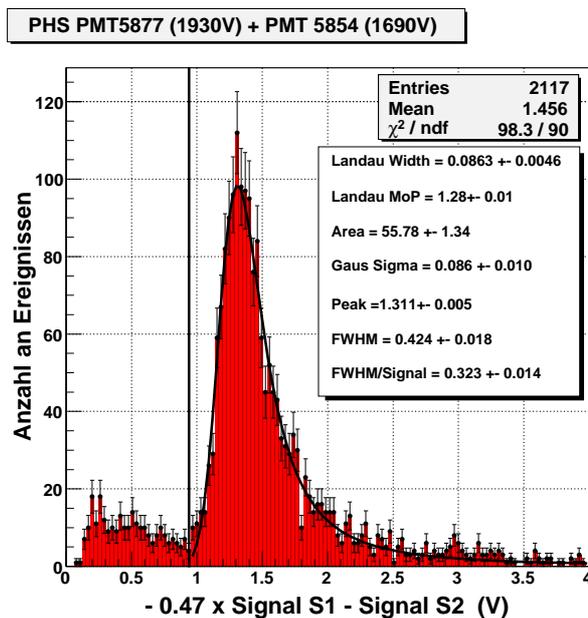


Abbildung 4.50: PHS der normierten Summe der Signale der PMT ZH 5877 (S_1) und PMT ZH 5854 (S_2). Der Pulshöhenschnitt ist in dem Histogramm durch die schwarze Linie markiert.

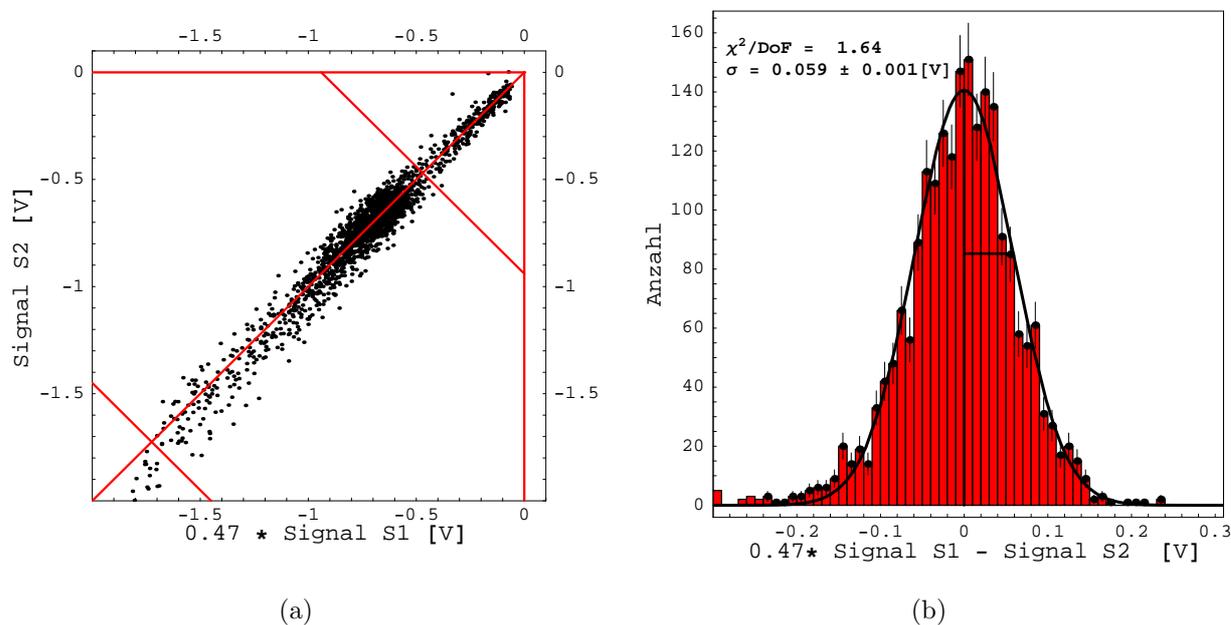


Abbildung 4.51: Korrelation der Signale der PMT ZH 5877 (S_1) und ZH 5854 (S_2). (a) Scatterplot der Korrelation und (b) Histogramm der Differenz der Signale der PMTs, aus dem die Breite $\sigma_{a \cdot S_{S1} - S_{S2}}$ bestimmt wurde.

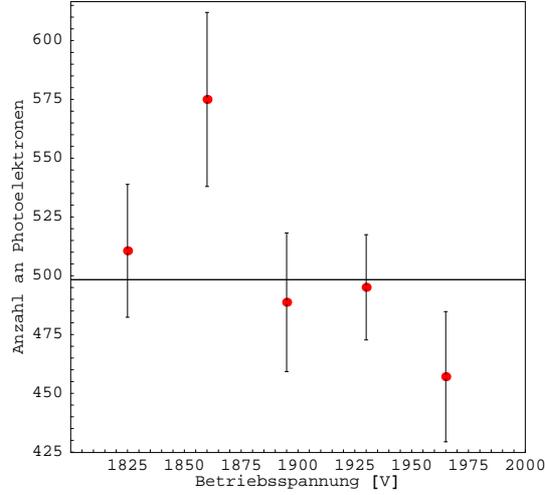


Abbildung 4.52: Gesamtzahl an Photoelektronen, die die PMT ZH 5877 und ZH 5854 detektiert haben. Die Linie gibt den Mittelwert an.

die eingeführte Normierungskonstante a dem Verhältnis der Breiten der beiden Landauverteilungen entsprechen. Diese Relation kann durch eine Rechnung verdeutlicht werden. Die aus dem Fit extrahierte Breite ω entspricht einer festen Anzahl an primären Photonen n , die in dem Szintillator erzeugt werden. Durch die Quanteneffizienz η und die Verstärkung G der PMT gilt für die aus der Anpassung bestimmten Breite der Landauverteilung:

$$\omega_i = n \cdot \eta_i \cdot G_i \quad (4.44)$$

Da der Aufbau symmetrisch ist, sollte die Anzahl an primären Photonen n für beide PMT dieselbe sein. Damit ergibt sich das Verhältnis der Breiten der Landauverteilungen zu :

$$\frac{\omega_{S2}}{\omega_{S1}} = \frac{n \cdot \eta_{S2} \cdot G_{S2}}{n \cdot \eta_{S1} \cdot G_{S1}} = \frac{\eta_{S2} \cdot G_{S2}}{\eta_{S1} \cdot G_{S1}} \quad (4.45)$$

Damit entspricht das Verhältnis der Breiten der Landauverteilungen dem eingeführten Normierungsfaktor, der eine Eichung der unterschiedlichen Verstärkung und Quanteneffizienz der beiden PMT aufeinander beschreibt.

In Abb. 4.54 (a) ist das Verhältnis der Breiten der Landauverteilungen beider PMTs, die aus dem Fit an die PHS (vgl. dazu Abb. 4.53) extrahiert wurden, für die fünf Messpunkte der Messreihe gezeigt, wobei die Breite der Landauverteilung der PMT S1 mit der Normierungskonstante multipliziert wurde. Die Abbildung zeigt im Rahmen der Fehler eine eindeutige Übereinstimmung zwischen der Normierungskonstanten und dem Verhältnis der Breiten der Landauverteilung. Das auf die Fehler normierte Verhältnis

$$\sigma = \sqrt{\frac{\left(\frac{\omega_{S1}}{a \cdot \omega_{S2}} - 1\right)^2}{\sigma_{Norm}^2}} \quad (4.46)$$

wobei sich die Größe σ_{Norm}^2 aus der Fehlerfortpflanzung der Fehler auf die einzelnen Breiten ω_{S1} und ω_{S2} ergab, ist für alle 19 durchgeführten Messreihen in dem Histogramm 4.54 (b) eingetragen. Das Histogramm zeigt, dass das Verhältnis für alle Messungen in einem 2σ Bereich um Null liegt. Somit konnte gezeigt werden, dass die Normierungskonstante kein willkürlich eingeführter Faktor ist, sondern die unterschiedlichen Verstärkung und Quanteneffizienz der beiden PMT tatsächlich beschreibt. Zur Bestimmung der Anzahl

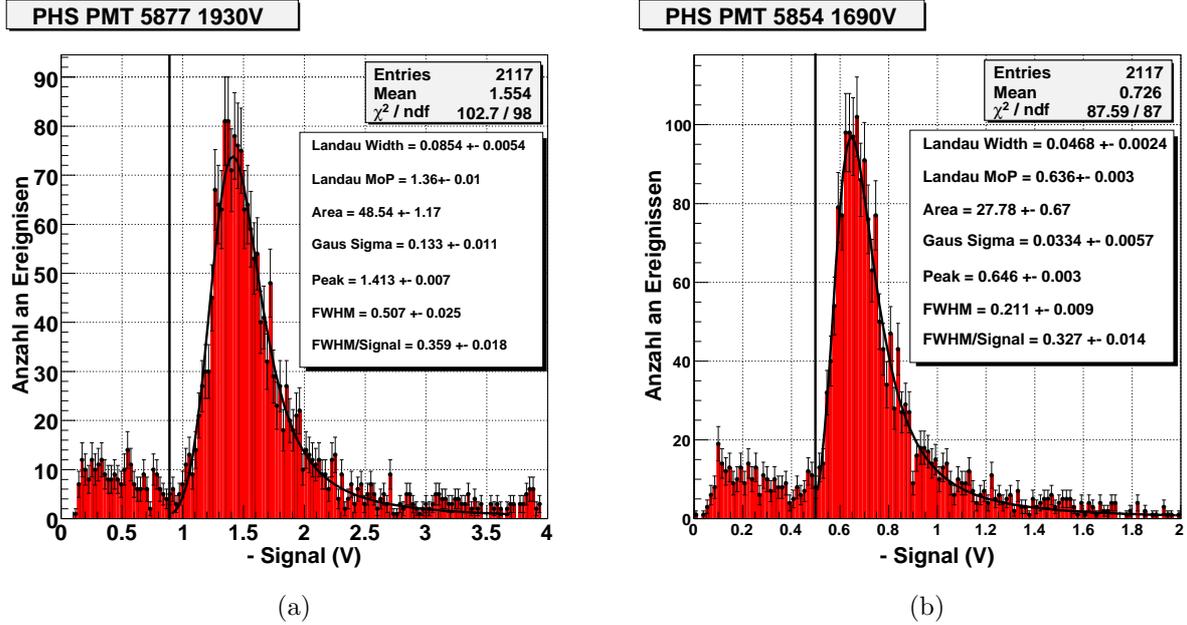


Abbildung 4.53: PHS der PMT ZH 5877 (a) und ZH 5854 (b) mit der angepassten Faltung und dem Pulshöhenschnitt (schwarze Linie).

an Photoelektronen, die eine einzelne PMT detektiert hatte, wurde die Messreihe, die zur Bestimmung des Exponenten durchgeführt wurde, nochmals wiederholt. Bei dieser Wiederholung der Messreihe befand sich jedoch ein Neutralsichtfilter vor der Photokathode des Referenz - PMT S2 (bzw. bei den Referenzmessungen vor der Photokathode des PMT S1). Der Aufbau für diese Messungen ist in Abb. 4.55 schematisch gezeigt. Der Neutralsichtfilter führte zu einer künstlichen Reduktion der Quanteneffizienz der PMT. Für die Messung wurde ein Neutralsichtfilter der Firma Kodak verwendet [76]. Damit erhielt man zwei Werte für die Gesamtzahl an detektierten Photoelektronen, bei der Messung ohne Neutralsichtfilter gilt:

$$N_{p.e.o} = N_{p.e.s1} + N_{p.e.s2} \quad (4.47)$$

Bei der Messung mit Neutralsichtfilter gilt hingegen:

$$N_{p.e.m} = N_{p.e.s1} + \frac{1}{\alpha} \cdot N_{p.e.s2} \quad (4.48)$$

wobei α dem Dämpfungsfaktor entspricht. Aus der Verbindung beider Formeln liess sich

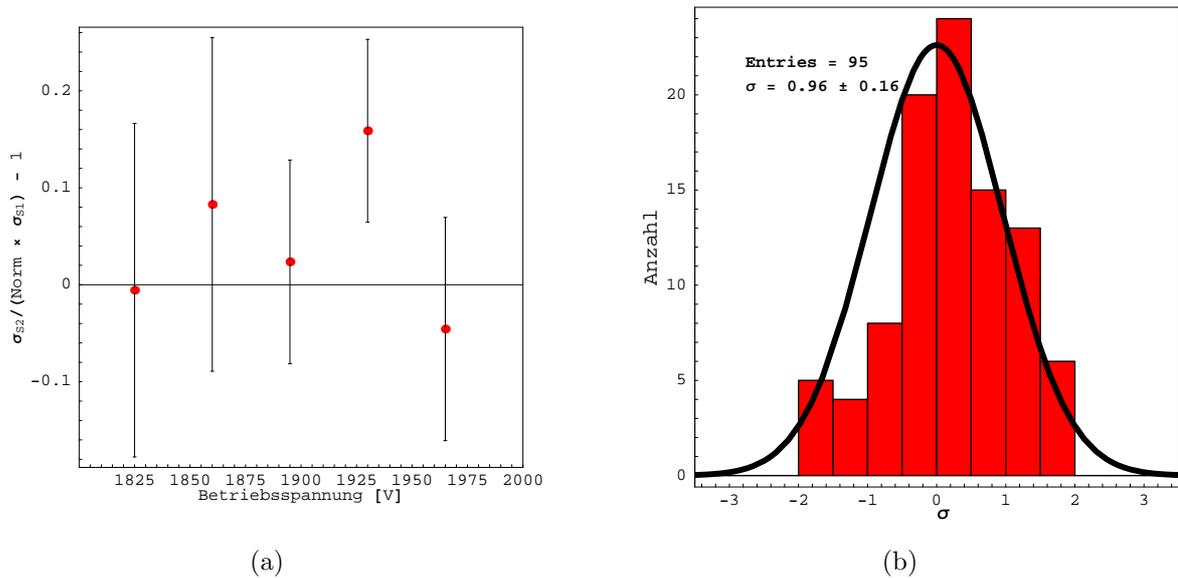


Abbildung 4.54: *Verhältnis der aufeinander normierten aus der Faltung extrahierten Breiten der Landauverteilung.* (a) Für die fünf Messpunkte der Messreihe des PMT 5877. (b) Auf die jeweiligen Fehler normierte Abweichung der Verhältnisse von Eins für alle 19 durchgeführten Messreihen.

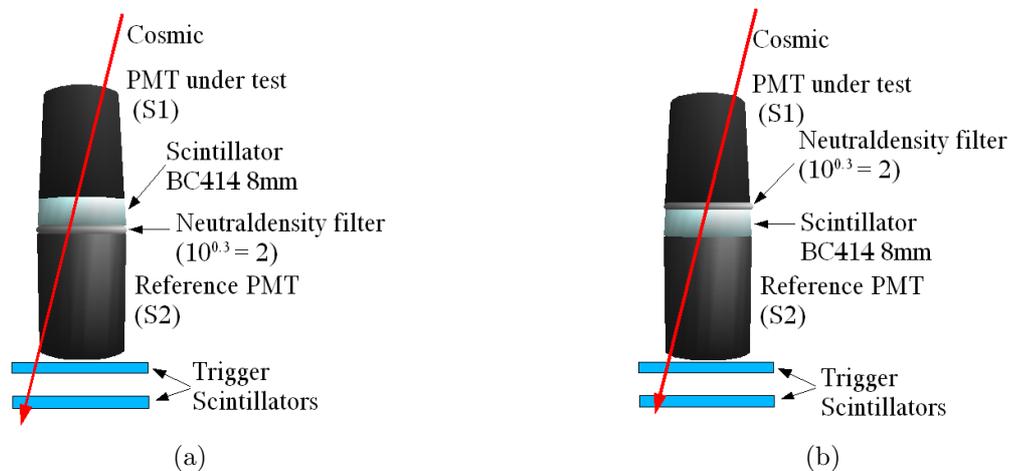


Abbildung 4.55: *Aufbau zur Messung der Anzahl an Photoelektronen, die eine einzelne PMT detektiert hatte.* (a) Neutraldichtefilter vor S2. (b) Neutraldichtefilter vor S1.

die Anzahl der Photoelektronen die von S2 detektiert wurden nach der Formel:

$$N_{p.e.S2} = \frac{N_{p.e.o} - N_{p.e.m}}{1 - \frac{1}{\alpha}} \quad (4.49)$$

berechnen.

Bei den Messungen wurde ein Neutraldichtefilter der Stärke 0.3 (der einem Dämpfungsfaktor von 2 entspricht) verwendet. Die Klassifizierung der Stärke des Neutraldichtefilters wurde vom Hersteller mit einer Standardlichtquelle durchgeführt. Da das Emissionsspektrum der Standardlichtquelle nicht mit dem Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators übereinstimmt, muss der vom Hersteller angegebene Dämpfungsfaktor nicht unbedingt mit dem Dämpfungsfaktor für die Wellenlänge des Szintillationslichts übereinstimmen. Zusätzlich treten Reflexionen an der Oberfläche des Neutraldichtefilters auf, die zu einer weiteren Abschwächung des Lichts beitragen. Zur Bestimmung des Dämpfungsfaktors konnten die aus den an die PHS der PMT angepassten Faltungen extrahierten Breiten der Landauverteilung verwendet werden. In Abb. 4.54 (a) konnte gezeigt werden, dass das Verhältnis der Breiten der Landauverteilungen der beiden PMTs dem Unterschied der beiden PMTs in ihrer Quanteneffizienz und Verstärkung entspricht. Da die Messungen mit dem Neutraldichtefilter bei denselben Spannungen durchgeführt wurden wie die Messungen ohne Neutraldichtefilter, konnte davon ausgegangen werden, dass die Verstärkung der PMT dieselbe war. Das Verhältnis der Breiten der Landauverteilungen beider Messreihen der betrachteten PMT gibt damit den Dämpfungsfaktor bei der vorliegenden Wellenlänge (392 nm) an. Aufgrund dieser Erkenntnis wurde der Dämpfungsfaktor α aus dem Verhältnis der Landaubreiten mit und ohne Filter bestimmt. In Abb. 4.56 sind die PHS der PMT ZH 5877 für einen Messpunkt mit und ohne Neutraldichtefilter gezeigt. Dabei ergab sich für die vom Szintillator emittierte Wellenlänge von $\lambda = 392$ nm aus dem gewichteten Mittel der in Abb. 4.57 dargestellten Dämpfungsfaktoren für die einzelnen, bei unterschiedlichen Betriebsspannungen bestimmten Dämpfungsfaktoren, ein Dämpfungsfaktor von 2.4. Aus den vier Messreihen, die mit dem Neutraldichtefilter durchgeführt wurden, ergab sich im Mittel ein Dämpfungsfaktor von:

$$(2.48 \pm 0.08) \tag{4.50}$$

Die Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen, die bei der Messung mit dem Neutraldichtefilter detektiert wurden, ergab sich dabei wie bei den Messungen ohne Neutraldichtefilter aus dem Peak der Summenverteilung und der Breite der Differenzen der Signale. In Abb. 4.58 ist die nach Gleichung (4.49) bestimmte Gesamtzahl an Photoelektronen, die die PMT ZH 5877 detektiert hat, dargestellt. Da für alle Messungen die PMT ZH 5854 als Referenz - PMT verwendet wurde, konnte die Anzahl an Photoelektronen, die die getesteten PMTs (S1) detektiert haben, aus der Differenz der Gesamtzahl an detektierten Photoelektronen und dem Mittelwert der von der PMT ZH 5854 detektierten Anzahl an Photoelektronen bestimmt werden. Zur Überprüfung der nach diesem Vorgehen erhaltenen Anzahl an Photoelektronen für die getesteten PMT wurden drei Messungen durchgeführt, bei denen der Neutraldichtefilter nicht vor der Photokathode der PMT S2 sondern vor der Photokathode der PMT S1 lag, so dass die von S1 detektierte Anzahl an Photoelektronen direkt bestimmt werden konnte. In Tabelle 4.15 ist die von den einzelnen PMTs detektierte Gesamtzahl an Photoelektronen für den Durchgang eines Myons durch die Szintillator - Scheibe aufgelistet. Die nach den beiden Methoden bestimmte Anzahl an Photoelektronen zeigt eine eindeutige Übereinstimmung. Somit liefert die hier vorgestellte Methode verlässliche und reproduzierbare Ergebnisse zur Bestimmung der Anzahl an

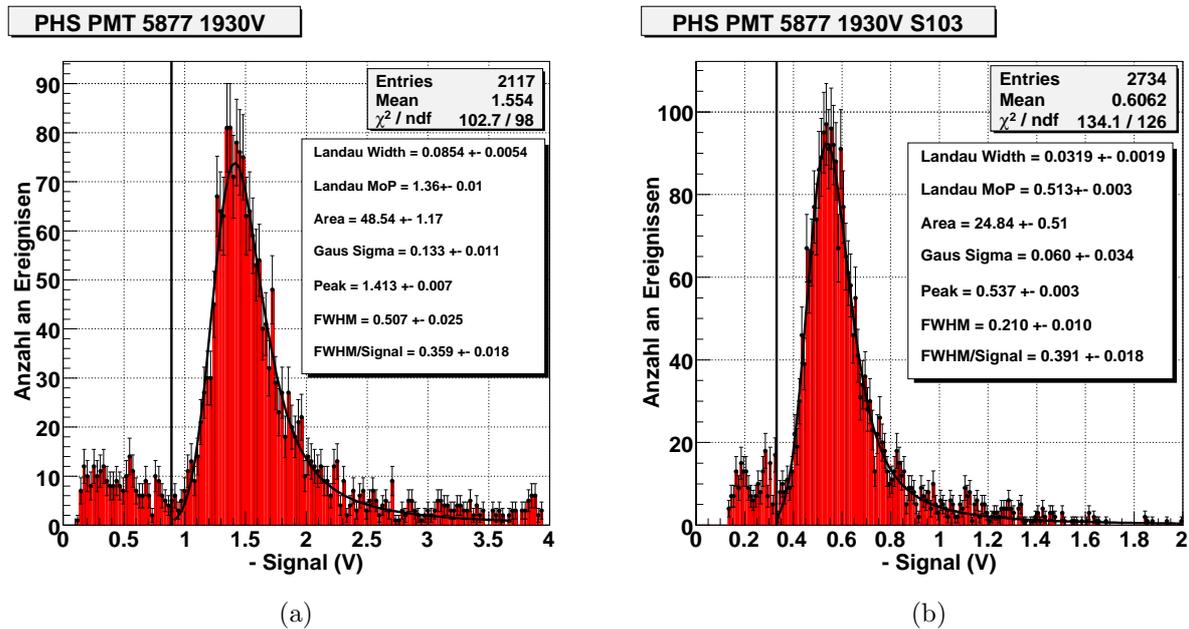


Abbildung 4.56: PHS der PMT ZH 5877 (a) ohne und (b) mit Neutralfilter vor der Photokathode.

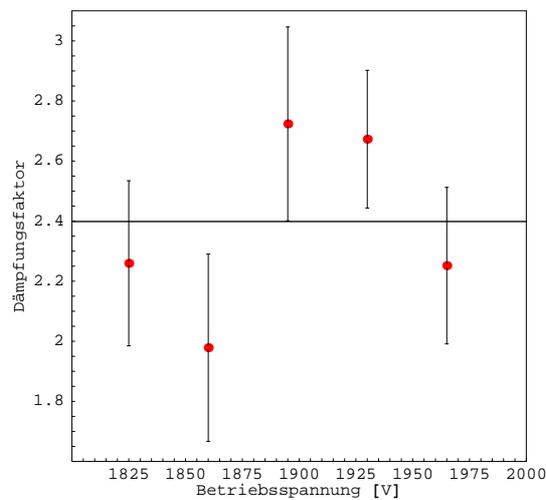


Abbildung 4.57: Aus den Breiten der Landauverteilung bestimmte Dämpfungsfaktoren für die fünf Messungen der hier diskutierten Messreihe. Die Linie entspricht dem Mittelwert der Dämpfungsfaktoren

Photoelektronen, die die einzelne PMT detektiert hat.

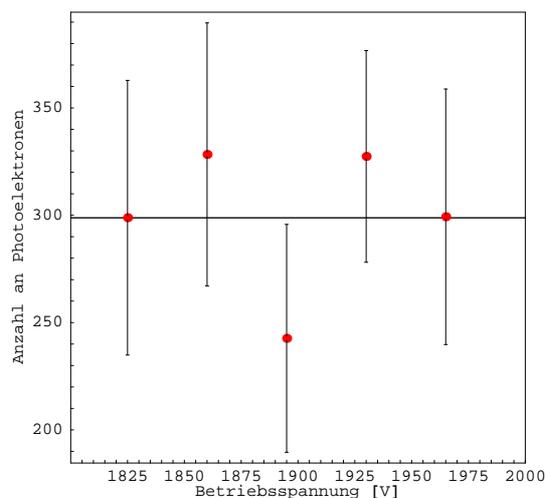


Abbildung 4.58: Anzahl an Photoelektronen, die die PMT 5877 detektiert hat. Der Mittelwert ist durch die Linie eingezeichnet.

PMT	Anzahl an Photoelektronen	Referenzmessung	Referenzmessung (5854)
ZH 5854 (1)	205 ± 20		
ZH 5765 (2)	285 ± 16	284 ± 34	218 ± 27
ZH 5769 (3)	205 ± 43		
ZH 5779 (4)	302 ± 43		
ZH 5849 (5)	157 ± 20		
ZH 5864 (6)	256 ± 57		
ZH 5875 (7)	380 ± 30		
ZH 7110 (8)	229 ± 31		
ZH 7116 (9)	216 ± 37		
ZH 7613 (10)	178 ± 20	163 ± 15	225 ± 10
ZH 5998 (11)	136 ± 53		
ZH 5810 (12)	146 ± 14		
ZH 5877 (13)	286 ± 20	299 ± 16	196 ± 14
ZH 7656 (14)	106 ± 20		
ZH 5770 (15)	90 ± 28		
ZH 5862 (16)	299 ± 37		
ZH 5959 (17)	491 ± 37		
ZH 6009 (18)	83 ± 25		
ZH 5774 (19)	446 ± 30		
ZH 5850 (20)	319 ± 23		

Tabelle 4.15: Anzahl an Photoelektronen, die von den einzelnen Röhren beim Durchgang eines Myons durch die 8 mm Szintillator Scheibe (BC - 414) registriert wurden.

4.6.4 Auswahl der PMT für die Zähler des ACC

Um die besten PMTs aus den 20 getesteten auszuwählen, wurden zwei Kriterien definiert:

- Die PMT sollte bei einer Betriebsspannung von 2300 V und einer MOP Anzahl von 15 Photoelektronen ein Signal liefern, dass über 200 mV liegt.
- Die Anzahl an Photoelektronen sollte über 100 liegen.

Als akzeptable PMTs wurden PMTs eingestuft, die dem folgenden Kriterium entsprachen:

- Die PMT sollte bei einer Betriebsspannung von 2300V und einer MOP Anzahl von 15 Photoelektronen ein Signal über 150 mV liefern.

PMTs, die bei einer Betriebsspannung von 2300 V und einer MOP Anzahl von 15 Photoelektronen ein Signal unter 150 mV liefern, wurden als nicht brauchbar eingestuft. Die Kriterien ergaben sich dabei aus der mittleren Anzahl an Photoelektronen, die nach den Lichtleitern erwartet wird (vgl. dazu Abschnitt 4.7) und der Schwelle der Frontend Elektronik, die die ACC Signale verarbeitet. Die niedrige Schwelle der Frontend Elektronik liegt dabei bei 20 mV [77]. Somit würde ein zwei Photoelektronen Signal bei den als gut, und den als brauchbar klassifizierten PMTs bei einer Betriebsspannung von 2300 V diese Schwelle erreichen. Die Bestimmung des Signals der PMT für 15 Photoelektronen bei einer Betriebsspannung von 2300 V ergab sich dabei aus dem Wert der zu 2300V extrapolierten Regressionsgeraden (siehe Abb. 4.48) und der in Tabelle 4.15 aufgeführten Anzahl an Photoelektronen. In den Histogrammen 4.59 sind die charakterisierten PMTs in Abhängigkeit ihres 15 Photoelektronen - Signals (a) bzw. ihrer Gesamtzahl an Photoelektronen (b) eingetragen. Die den Kriterien entsprechenden Schnitte sind ebenfalls eingezeichnet. In Abb. 4.60 sind die 20 PMTs in Abhängigkeit ihres 15 Photoelektronen Signals und der Gesamtzahl an Photoelektronen sowie die zuvor diskutierten Schnitte dargestellt. An dieser Abbildung (4.60) ist ersichtlich, dass 13 PMTs zur Verfügung stehen, die beide Kriterien für eine gute PMT erfüllen. In Tabelle 4.16 sind die einzelnen PMTs mit dem 15 Photoelektronen - Signal für Betriebsspannungen von 2300 V und 2000 V aufgelistet. Die 13 ersten PMTs in dieser Tabelle entsprechen dabei den 13 PMTs, die beide Kriterien erfüllen und als gut klassifiziert wurden; die sechs mittleren PMTs sind akzeptabel und die letzten beiden PMTs sind nicht zu gebrauchen. Von den 20 in dieser Arbeit charakterisierten PMTs wurden 13 als gut klassifiziert. Mit fünf weiteren PMTs, die nicht im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden [44], stehen 18 PMTs, die als gut klassifiziert wurden, zur Ausrüstung des ACC zur Verfügung. Neben diesen 18 guten PMTs stehen mindestens die in dieser Arbeit als akzeptabel klassifizierten fünf PMTs als Rücklage zur Verfügung.

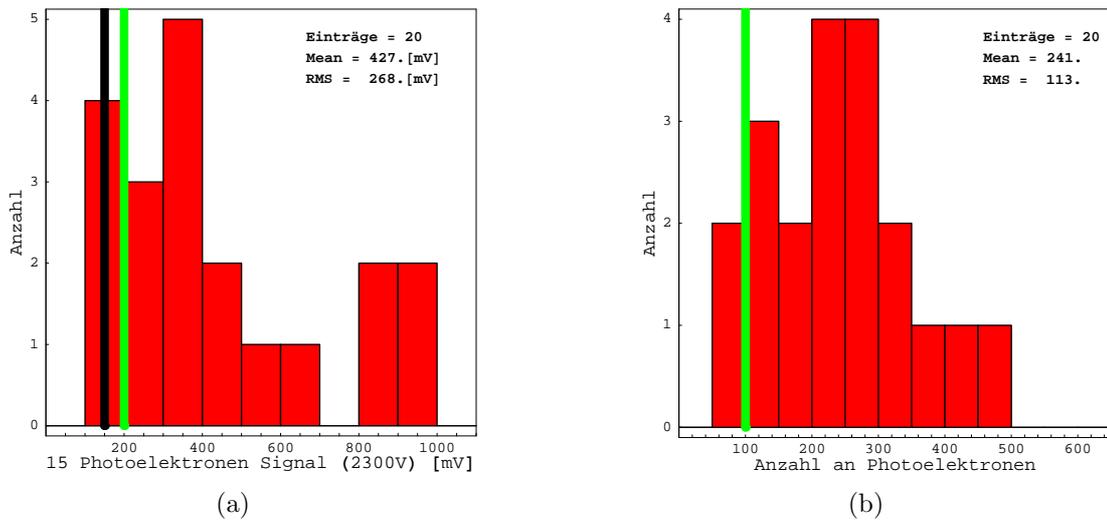


Abbildung 4.59: *Histogramme der charakterisierten PMTs.*

(a) 15 Photoelektronen - Signal bei einer Betriebsspannung von 2300 V mit den Schnitten von 200 mV (grüne/helle Linie) und 150 mV (schwarze/dunkle Linie).

(b) Gesamtzahl an Photoelektronen mit dem Schnitt bei 100 Photoelektronen (grüne/helle Linie).

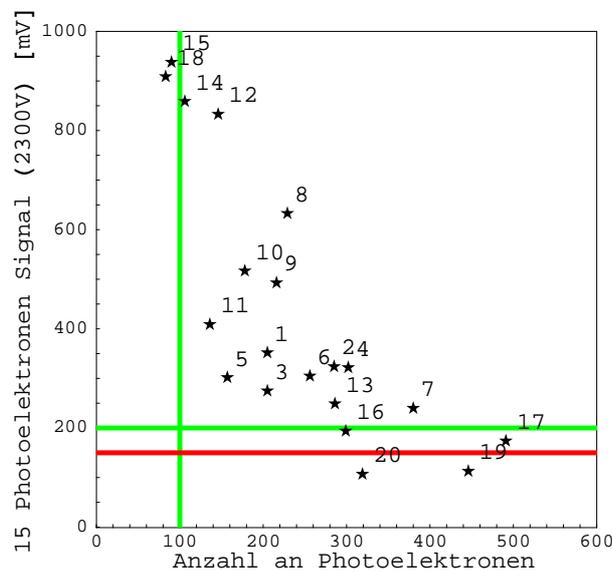


Abbildung 4.60: *Darstellung der 20 getesteten PMTs in der Signal - Photoelektronen Ebene. Die Schnitte, die gute PMTs selektieren, sind durch die grünen/hellen Linien eingezeichnet, und der Schnitt, der die schlechten PMTs selektiert, durch die rote/dunkle Linie.*

PMT	2000 V		2300 V	
	Signal [V]	15 p.e. Signal [V]	Signal [V]	15 p.e. Signal [V]
ZH 5854 (1)	1.70 ± 0.07	0.124 ± 0.013	4.81 ± 0.41	0.352 ± 0.046
ZH 5765 (2)	2.15 ± 0.10	0.113 ± 0.008	6.16 ± 0.63	0.324 ± 0.038
ZH 5769 (3)	1.38 ± 0.02	0.101 ± 0.021	3.76 ± 0.12	0.275 ± 0.058
ZH 5779 (4)	2.53 ± 0.07	0.126 ± 0.018	6.49 ± 0.39	0.322 ± 0.050
ZH 5849 (5)	1.15 ± 0.02	0.110 ± 0.014	3.16 ± 0.15	0.302 ± 0.041
ZH 5864 (6)	2.16 ± 0.02	0.127 ± 0.028	5.20 ± 0.14	0.305 ± 0.068
ZH 5875 (7)	2.41 ± 0.04	0.095 ± 0.008	6.09 ± 0.31	0.240 ± 0.023
ZH 7110 (8)	3.61 ± 0.14	0.236 ± 0.033	9.67 ± 0.68	0.633 ± 0.097
ZH 7116 (9)	2.51 ± 0.06	0.174 ± 0.030	7.10 ± 0.34	0.493 ± 0.088
ZH 7613 (10)	2.26 ± 0.04	0.190 ± 0.022	6.13 ± 0.20	0.517 ± 0.060
ZH 5998 (11)	1.42 ± 0.03	0.157 ± 0.061	3.71 ± 0.18	0.409 ± 0.161
ZH 5810 (12)	3.07 ± 0.13	0.315 ± 0.033	8.11 ± 0.69	0.833 ± 0.107
ZH 5877 (13)	1.78 ± 0.04	0.093 ± 0.007	4.75 ± 0.29	0.249 ± 0.023
ZH 7656 (14)	2.04 ± 0.13	0.289 ± 0.057	6.07 ± 0.69	0.859 ± 0.189
ZH 5770 (15)	1.96 ± 0.10	0.327 ± 0.103	5.63 ± 0.59	0.938 ± 0.308
ZH 5862 (16)	1.43 ± 0.03	0.072 ± 0.009	3.87 ± 0.23	0.194 ± 0.027
ZH 5959 (17)	2.17 ± 0.13	0.066 ± 0.006	5.69 ± 0.73	0.174 ± 0.026
ZH 6009 (18)	1.71 ± 0.08	0.309 ± 0.094	5.03 ± 0.46	0.909 ± 0.286
ZH 5774 (19)	1.30 ± 0.03	0.044 ± 0.003	3.36 ± 0.21	0.113 ± 0.010
ZH 5850 (20)	0.94 ± 0.01	0.044 ± 0.003	2.27 ± 0.01	0.107 ± 0.009

Tabelle 4.16: Signal der PMTs für die Anzahl an Photoelektronen aus Tabelle 4.15 und für 15 Photoelektronen für Betriebsspannungen der PMTs von 2000 V und 2300 V.

4.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde zur Bestimmung der Ankopplung der WLS - Fasern an den Szintillator die Messungen an einem Modell der Zähler diskutiert. Dabei wurde ein Modell für die Ankopplung entwickelt und vorgestellt und die nach diesem Modell erwartete Anzahl an Photoelektronen mit der gemessenen Anzahl verglichen. Der Vergleich der gemessenen Anzahl an Photoelektronen mit der erwarteten Anzahl an Photoelektronen, die in Tabelle 4.17 aufgeführt sind, zeigt, dass im Rahmen der Messfehler das Modell die Kopplung von Szintillator und WLS Fasern beschreibt.

Anzahl an Fasern	Gesamtzahl an Photoelektronen Messung	Gesamtzahl an Photoelektronen Modell
2	6.7 ± 0.9	7.32 ± 0.77
4	9.5 ± 0.9	9.34 ± 0.98
6	11.8 ± 0.4	11.6 ± 1.2

Tabelle 4.17: Vergleich der erwarteten Gesamtzahl an Photoelektronen mit der gemessenen Gesamtzahl an Photoelektronen für die unterschiedlichen Anzahlen an WLS - Fasern.

Bei dem Vergleich der Absorptionslänge der J - Typ Fasern mit der Absorptionslänge der Non J - Typ Fasern zeigt sich, dass die J - Typ Fasern im Mittel eine um 1 m größere Absorptionslänge des Kernlichtes aufweisen, die zu einer Reduzierung der Photonverluste führt. Für die für die ACC Zähler verwendeten WLS - Fasern ergab sich die Absorptionslänge zu:

$$\lambda = (398 \pm 33)cm \quad (4.51)$$

Durch das Vorbiegen der WLS - Fasern konnten die Verluste aufgrund von Beschädigungen des Fasermantels deutlich reduziert werden. Im Vergleich zu den nicht vorbehandelten Fasern wird eine Reduktion des Signalverlustes um den Faktor:

$$(3.3 \pm 0.7\%) - (3.6 \pm 0.6\%) \quad (4.52)$$

erreicht.

Die Absorptionslänge der Lichtleiter bestimmte sich zu:

$$\lambda = (659 \pm 103)cm \quad (4.53)$$

Die Transmission der Kupplung zwischen den WLS - Fasern und den Lichtleitern ergab sich unter der Berücksichtigung der Numerischen Apertur der Lichtleiter zu:

$$T_{Kupplung} = (0.82 \pm 0.04) \quad (4.54)$$

Diese Transmission der Kupplung lässt auf Verluste aufgrund der Ausrichtung der Fasern zueinander im Bereich von 5% schließen. Dabei entspricht dieser Wert der Transmission dem bei einer optimierten Oberfläche der WLS - Fasern und Lichtleiter.

Mit den in diesem Kapitel gemessenen Eigenschaften des Szintillators, der WLS - Fasern, der Kupplung und der Lichtleiter lässt sich mit dem entwickelten Modell die erwartete Anzahl an Photoelektronen bestimmen, die die ACC Zähler des AMS02 Experimentes liefern werden. Die Tabelle 4.18 gibt eine detaillierte Auflistung der Photonpropagation bis zur Einkopplung der Photonen in die Lichtleiter. Bei der Berechnung der primären Photonen werden Photonen einbezogen, die die WLS - Fasern direkt, nach einer Reflexion und nach zwei Reflexionen treffen. Die Absorptionslänge des Szintillators wurde bei dieser Betrachtung vernachlässigt. Aufgrund der Vernachlässigung der Absorptionslänge und den abgeschätzten Reflexionsverlusten bei dem Übergang Szintillator - Luft - Reflektierende Folie - Luft - Szintillator von 10 % wird ein Fehler von 10 % auf die Anzahl der primären Photonen angenommen. In den Tabellen wurden alle Fehler und Zahlen gerundet. Auf die

	Gesamtzahl an Photonen
Primäre Photonen	$2340 + 1918 + 998 = 5256 \pm 526$
Reflexionsverluste Einkopplung	$(5256 \pm 526) \cdot 0.9966 = 5238 \pm 524$
Trapping Effizienz WLS - Fasern	$(5238 \pm 524) \cdot 0.054 = 283 \pm 28$
Absorptionsverluste WLS - Fasern (60 cm)	$(283 \pm 28) \cdot (0.86 \pm 0.01) = 243 \pm 24$
Transmission Kupplung	$(243 \pm 24) \cdot (0.82 \pm 0.04) = 199 \pm 22$

Tabelle 4.18: Berechnung der Photonpropagation bis zur Einkopplung der Photonen in die Lichtleiter .

von der Firma ISATEC [78], die die Integration des ACC in das AMS02 Experiment in einem 3D - Modell simuliert hat, angegebenen Längen der Lichtleiter wurde aufgrund von möglichen konstruktiv bedingten Änderungen der Längen ebenfalls eine Unsicherheit von 10 % angenommen. Die Tabellen 4.19 führt die erwartete Anzahl an Photoelektronen für eine PMT und die Summe beider PMTs bei einer Quanteneffizienz der PMTs von (0.1 ± 0.01) auf.

Im Mittel über alle Lichtleiter erwartet man damit etwa 15 Photoelektronen pro PMT.

Die Charakterisierung der PMTs des ACCs erlaubte es, Kriterien zu definieren, nach denen die PMT ausgewählt werden können. Von den 20 in dieser Arbeit charakterisierten PMTs wurden 13 als gut klassifiziert. Neben diesen 13 guten PMTs stehen mindestens die in dieser Arbeit als akzeptabel klassifizierten fünf PMTs als Rücklage zur Verfügung. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die in dieser Arbeit definierten Kriterien um ein weiteres Kriterium erweitert werden sollten. Wie Abb. 4.38 in Abschnitt 4.5 zeigt, nimmt die Quanteneffizienz einzelner PMTs zum Rand der Photokathode hin ab. Da bei der endgültigen Konfiguration des ACC näherungsweise die gesamte Photokathode von den Lichtleitern zweier ACC Zähler ausgeleuchtet ist, sollten diese Inhomogenitäten der Photokathode für die Flugversionen der PMTs möglichst gering sein.

Länge der Lichtleiter	(36 ± 4) cm	(91 ± 9) cm
Absorptionsverluste Lichtleiter	$(199 \pm 22) \cdot (0.94 \pm 0.01) = 187 \pm 21$	$(199 \pm 22) \cdot (0.87 \pm 0.02) = 173 \pm 20$
Reflexionsverluste (Lichtleiter - PMT)	$(187 \pm 21) \cdot 0.9 = (168 \pm 19)$	$(173 \pm 20) \cdot 0.9 = (156 \pm 18)$
Quanteneffizienz der PMT	$(168 \pm 19) \cdot (0.1 \pm 0.01) = 17 \pm 3$	$(156 \pm 18) \cdot (0.1 \pm 0.01) = 16 \pm 2$
Anzahl an Photoelektronen	17 ± 3	16 ± 2
Summe beider PMT	34 ± 6	32 ± 4
Länge der Lichtleiter	(130 ± 13) cm	(183 ± 18) cm
Absorptionsverluste Lichtleiter	$(199 \pm 22) \cdot (0.82 \pm 0.03) = 163 \pm 19$	$(199 \pm 22) \cdot (0.76 \pm 0.04) = 151 \pm 19$
Reflexionsverluste (Lichtleiter - PMT)	$(163 \pm 19) \cdot 0.9 = (147 \pm 17)$	$(151 \pm 19) \cdot 0.9 = (136 \pm 17)$
Quanteneffizienz der PMT	$(147 \pm 17) \cdot (0.1 \pm 0.01) = 15 \pm 2$	$(136 \pm 17) \cdot (0.1 \pm 0.01) = 14 \pm 2$
Anzahl an Photoelektronen	15 ± 2	14 ± 2
Summe beider PMT	30 ± 4	28 ± 4

Tabelle 4.19: Berechnung der Anzahl an erwarteten Photoelektronen für die von ISATEC[78] angegebenen Längen der Lichtleiter.

Kapitel 5

Homogenität und Ineffizienz der ACC Zähler

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zur Homogenität, die an einem Prototypen der AMS02 Zähler und einem flugtauglichen Zähler durchgeführt wurden, vorgestellt. Die in Abschnitt 5.1 diskutierte Homogenität der Zähler ist für eine einwandfreie Funktion der ACC Zähler bedeutsam, da die Anzahl der Photoelektronen nur wenig von der Position des Durchgangs des geladenen Teilchens durch den Szintillator abhängen sollte. Abschnitt 5.2 widmet sich den Untersuchungen zur Ineffizienz der Zähler mit einer LED. In diesem Abschnitt werden die Untersuchungen zum erwarteten Verlauf der Ineffizienz als Funktion der mittleren Anzahl an Photoelektronen, die zwei an den Zähler angeschlossene PMTs detektieren diskutiert. Um Aussagen über die Ineffizienz der Zähler treffen zu können, muss die Anzahl der Photoelektronen, die die Zähler bei dem Durchgang eines geladenen Teilchens liefern, bestimmt werden. In Abschnitt 5.3 werden die durchgeführten Messungen zur Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen, die durch den Durchgang eines atmosphärischen Myons erzeugt werden, anhand eines ACC Zählers des AMS01 Experimentes und dem ersten flugtauglichen Zähler für den ACC des AMS02 Experimentes vorgestellt. Die in diesem Abschnitt erhaltenen Anzahlen an Photoelektronen lassen sich mit dem in Kapitel 4 entworfenen Modell der Zähler vergleichen. Der letzte Unterabschnitt dieses Abschnittes widmet sich der bei den Messungen zur Anzahl an Photoelektronen erhaltenen Ineffizienz der Zähler. Die Diskussion der Ineffizienz der Zähler beinhaltet die Behandlung der Ineffizienz, die aufgrund der Fluktuationen des Energieverlustes der Myonen in dem Szintillator auftritt.

5.1 Untersuchung der Homogenität der ACC Zähler mit einer LED

5.1.1 Aufbau des Teststandes

Zur Untersuchung der Homogenität der ACC Zähler wurde ein Teststand aufgebaut, mit dem mittels einer LED (vgl. dazu Anhang B) der Szintillator transversal angeregt werden konnte. Somit konnte die Anzahl der Photoelektronen die von zwei PMTs, die an die Enden der in die Zähler eingeklebten Fasern angeschlossen waren, gemessen werden. Abb. 5.1 (a) zeigt diesen Teststand. Die LED befand sich dabei unterhalb des Zählers, wobei die Position der LED auf dem Zähler entlang der Länge des Zählers geändert werden konnte. Durch die Führungsschiene des mit der LED versehen Reiters war es möglich, unterschiedliche Winkelpositionen der LED einzustellen. Um sicherzustellen, dass die LED

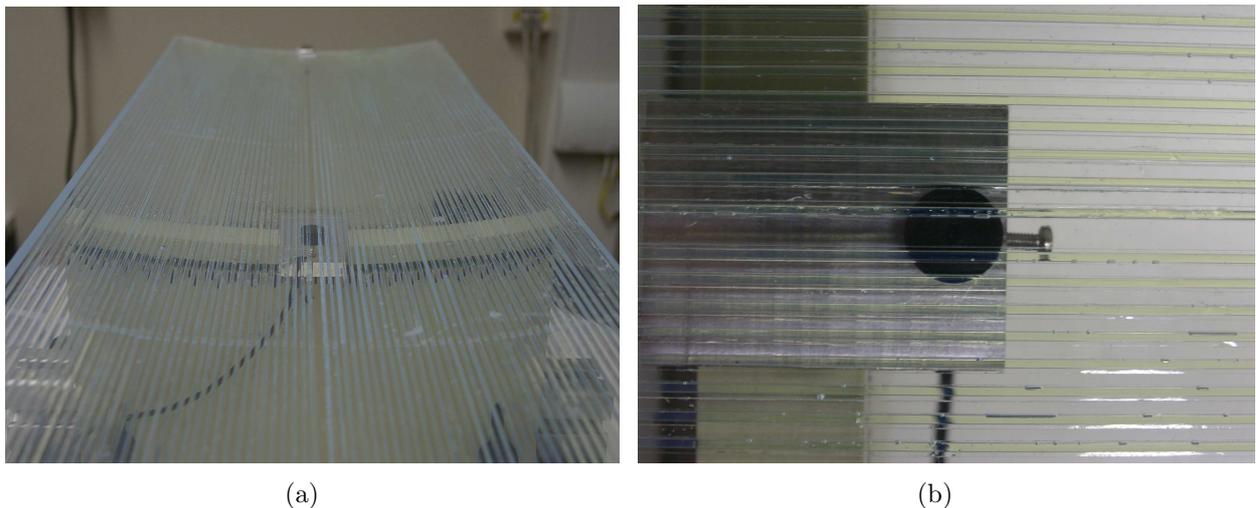


Abbildung 5.1: (a) Teststand zur Untersuchung der Homogenität mit ACC Zähler.
(b) Messposition der LED mit aufgesetzter Kappe (Blende).

nur den Szintillator anregt und die im Szintillator erzeugten Photonen in die WLS - Fasern eingekoppelt werden, wurde über die LED, die laut Hersteller eine Abstrahl Charakteristik von ≈ 0.2 rad aufweist, eine Kappe gestülpt, die eine zentrische Bohrung von 0.4 mm aufwies. Diese Kappe diente dabei als Lochblende zur Begrenzung des Strahls der LED. Damit war es möglich den Szintillator lokal zwischen zwei WLS - Fasern anzuregen. Zur Aufnahme der Signale der PMTs wurde mit dem Oszilloskop (Le Croy WaveRunner 5060) auf den LED Puls getriggert und die Signale der PMTs ausgelesen. In Abb. 5.2 ist dieser Aufbau schematisch skizziert. Die zur Untersuchung verwendeten Betriebsparameter sind in Tabelle 5.1 angegeben.

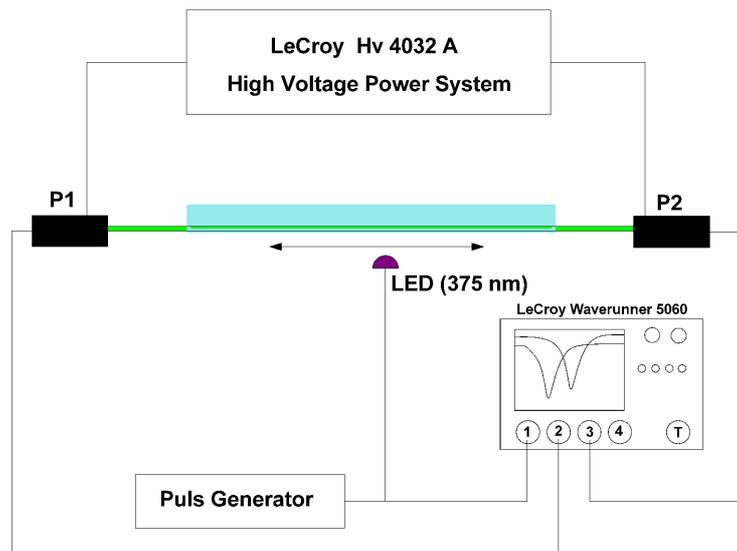


Abbildung 5.2: Schaltbild der Signalverarbeitung bei den Messungen zur Homogenität der Zähler.

Betriebsparameter			
PMT LED (375 nm) Aufzeichnung	P1: ZH 5765 @ 1950V Amplitude: + 5.5 V LeCroy WaveRunner 50 Ω Eingang	P2: ZH 5779 @ 2000V Breite: 20 ns V/div: 50 mV t/div: 20 ns	Periode 80 μ s

Tabelle 5.1: Betriebsparameter zur Untersuchung der Lichtleiter.

5.1.2 Homogenität der Zähler

In einer ersten Messung wurden die Homogenität der WLS - Fasern, die in die Zähler eingeklebt wurden, getestet. Dazu wurde an einem Ende der Faser mit einer LED Licht in die Faser eingekoppelt, und das Signal einer Photodiode gemessen, die am anderen Ende der Faser befestigt war. Zur Überprüfung der Sensitivität dieses Tests wurden zehn Fasern mutwillig beschädigt und das Signal S nach der Beschädigung der Fasern mit dem Signal S_0 der Faser vor der Beschädigung verglichen. Dabei wurde ein einzelner Knick (K) der Fasern bei dem kein optisch sichtbarer Bruch des Fasermantels auftrat, ein einzelner optisch sichtbarer Bruch des Fasermantels (MB), zwei Knicke, ein Knick und ein Bruch des Fasermantels sowie ein zweifacher Bruch des Fasermantels untersucht. Der Knick der Faser war dabei deutlich ausgeprägter als die Krümmungen, die die Fasern in den Zählern durchlaufen. Die bei diesen Messungen erhaltenen mittleren relativen Signale sind in Tabelle 5.2 angegeben. An der Tabelle ist ersichtlich das mit diesem Testverfahren ein einzelner Bruch des Fasermantels durch ein Signalabfall von $\approx 19\%$ detektiert werden kann. Dabei ist zu beachten, dass aufgrund der Krümmung der Fasern in den Zählern, die stärker gekrümmten Fasern

	K	2 x K	MB	K + MB	2 x MB
$\langle \frac{s}{s_0} \rangle$	$\approx 91\%$	$\approx 74\%$	$\approx 81\%$	$\approx 63\%$	$\approx 38\%$

Tabelle 5.2: Relatives Signal der Photodiode für unterschiedliche Beschädigungen der Fasern. Zur Erklärung der Abkürzungen siehe Text.

der oberen Ebenen im intakten Zustand ein geringeres Signal liefern (vgl. dazu Abschnitt 4.3.2). Ein Bruch des Fasermantels kann somit über einen Signalverlust von $\approx 19\%$ des Mittelwerts der Fasern in der jeweiligen Ebene detektiert werden. Bei dem Test der in die Zähler eingelegten Fasern wurde für alle Fasern dieselbe LED und Photodiode verwendet. Der Test wurde vor dem Verkleben der Fasern durchgeführt, so dass beschädigte Fasern ausgetauscht werden konnten. Bei jeder Faser wurde die Photodiode mindestens zweimal abgenommen und wieder montiert, so dass jede Faser mindestens dreimal gemessen wurde. Die Streuung zwischen den einzelnen Messungen der Fasern lag bei $\approx 2\%$. In Abb. 5.3 (a) sind die Messungen einer Hälfte des gefertigten Prototypen gezeigt. Die blauen Kreise kennzeichnen die leicht gekrümmten Fasern der unteren Ebene und die roten Dreiecke die stärker gekrümmten Fasern der oberen Ebene. Bei der Fertigung des Prototypen wurden die WLS - Fasern nicht vorgebogen. Unter Vernachlässigung der Fasern, die optisch deutlich sichtbare Brüche des Mantels aufwiesen (Fasern in der obere Ebene: 1, 3, 5, 15; Fasern in der untere Ebene: 1, 3, 4, 18), liefern die stärker gekrümmten Fasern der oberen Ebene (vgl. dazu Abb. 3.2) im Mittel ein um:

$$23\% \tag{5.1}$$

geringeres Signal. Die Streuung der Fasern ist für die obere Hälfte mit 18% und für die untere Hälfte mit 13% vergleichbar. In Abbildung 5.3 (b) sind die Messungen der Fasern einer Hälfte des ersten flugtauglichen Zählers gezeigt. Die Farbkodierung ist dieselbe, wie in Abbildung 5.3 (a). Bei der Fertigung dieses Zählers wurden die Fasern vor dem Einkleben vorgebogen. Das Vorbiegen steigert eindeutig das Signal der stärker gekrümmten Fasern, so dass im Mittel das Signal nur um:

$$7\% \tag{5.2}$$

geringer ist, als das Signal der Fasern in der unteren Ebene. Zudem hat sich durch einen verbesserten Fertigungsprozess die Streuung der Fasern auf 2 % für die untere und obere Ebene reduziert.

Neben dem Test der einzelnen Fasern konnte mit dem zuvor beschriebenen Aufbau (Abschnitt 5.1.1) die Homogenität des gesamten Zählers studiert werden. Dazu wurde die LED an 126 Positionen unter dem Zähler platziert, und die Gesamtzahl an Photoelektronen bestimmt, die zwei an die WLS - Fasern des Zählers angeschlossene PMTs detektieren. Die Positionen bewegten sich dabei in Abständen von 10 cm entlang der Länge des Zählers. Bei jeder Längenposition wurden 19 Winkel eingestellt, so dass beide Hälften des Zählers vermessen wurden. In Abb. 5.4 ist die Vermessung des Prototypen der Zähler gezeigt,

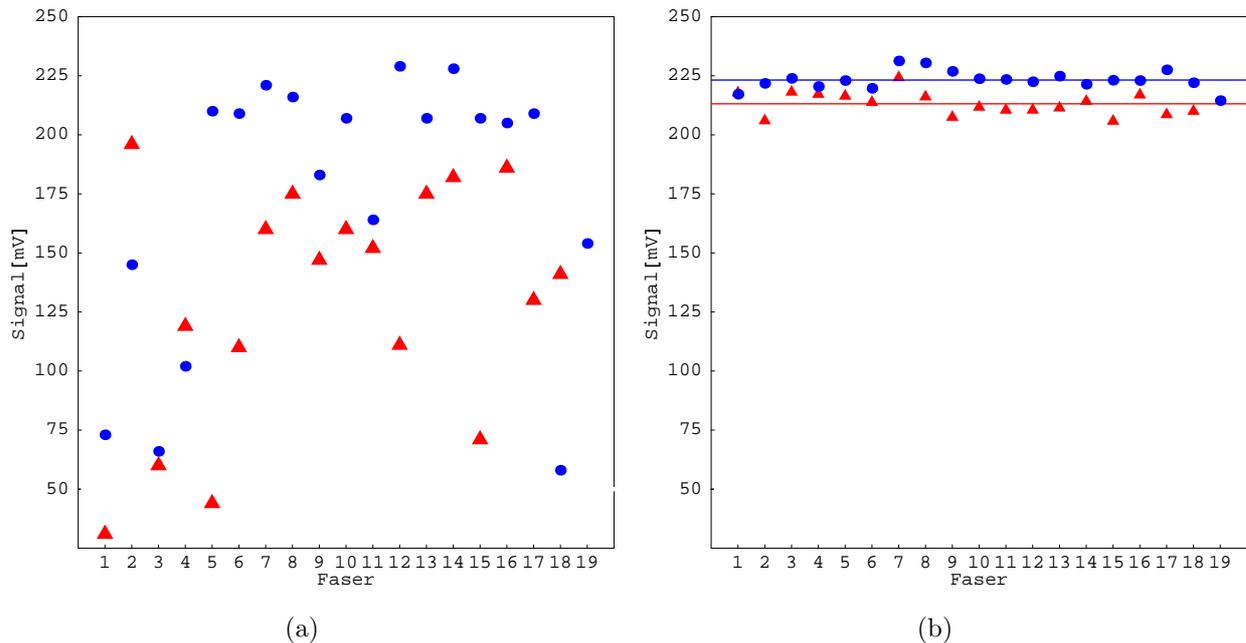


Abbildung 5.3: *Homogenität der in die Zähler eingeklebten Fasern. Die blauen Punkte repräsentieren die Fasern der unteren Ebene, die kaum gekrümmt sind, und die roten Dreiecke repräsentieren die stark gekrümmten Fasern der oberen Ebene. Die Nullpunkte der y- Achse sind in den Abbildungen unterdrückt. (a) Fasern des ACC Prototypen, die unbehandelt in den Zähler eingeklebt wurden. (b) Fasern des ersten flugtauglichen Zählers, die vor dem Einkleben in der Matrix vorgebogen wurden (vgl. dazu Abschnitt 4.3.2).*

der mit unbehandelten Fasern gefertigt wurde. Die zentralen, nicht so stark gekrümmten Fasern heben sich deutlich von den stärker gekrümmten Fasern an den Rändern und in der Mitte des Zählers ab. Der Vergleich dieser Messung mit der Vermessung des ersten flugtauglichen Zählers, die in Abb. 5.5 zu sehen ist, zeigt eine deutliche Verbesserung der Homogenität des Zählers insbesondere in den Randregionen und dem Zentrum des Zählers aufgrund des Vorbiegens der WLS - Fasern und des optimierten Produktionsprozesses. Die Streuung der einzelnen Messpunkte reduzierte sich von 21% bei dem Prototypen der ACC Zähler auf 10 % beim ersten flugtauglichen Zähler.

Die Homogenität des AMS02 Zählers zeigt, dass die Anzahl an Photoelektronen nur wenig von der Position des Durchgangs des geladenen Teilchens abhängt. Zudem sind, unter Berücksichtigung der Ergebnisse die bei dem Test der einzelnen Fasern erhalten wurden, bei der Produktion dieses Zählers keine gravierenden Beschädigungen der in den Zähler eingeklebten Fasern aufgetreten. Aufgrund dieser Ergebnisse, sollte der für diesen Zähler gewählte Produktionsprozess für die weiteren 15 zu produzierenden Zähler des ACCs beibehalten werden.

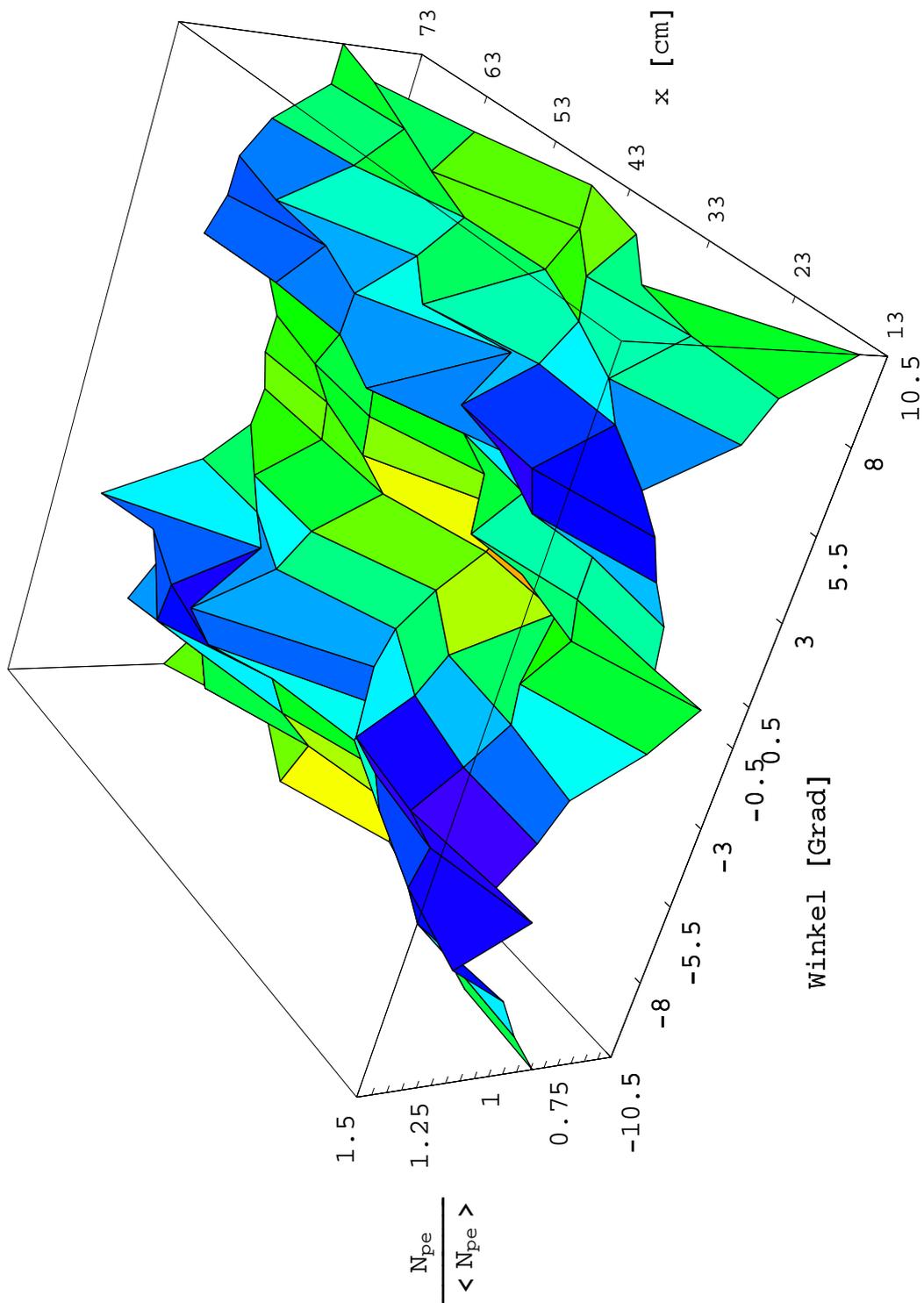


Abbildung 5.4: Homogenität des Prototypen für die ACC Zähler, der mit unbehandelten Fasern gefertigt wurde.

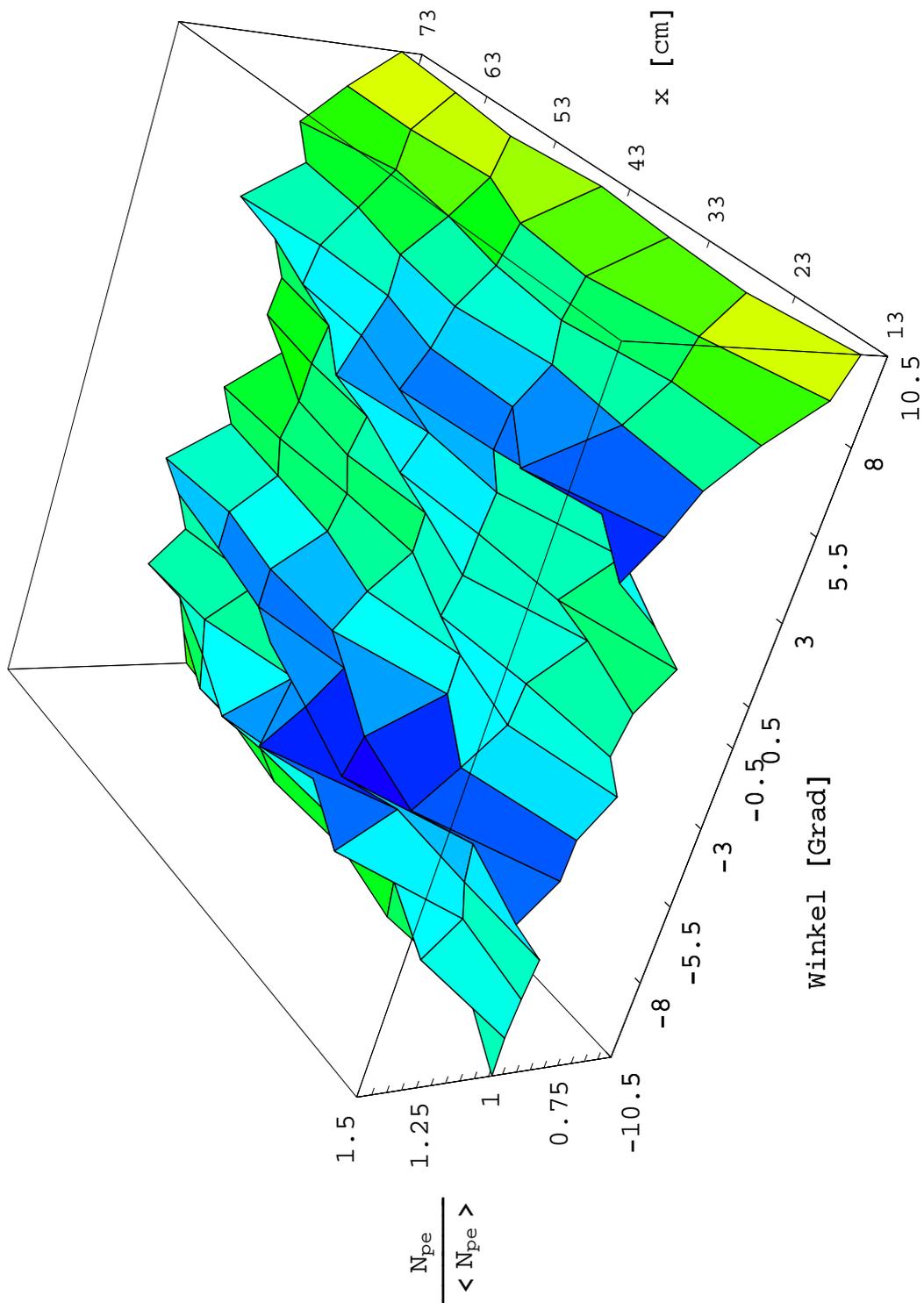


Abbildung 5.5: Homogenität des ersten flugtauglichen ACC Zählers, der mit vorbehandelten Fasern gefertigt wurde.

5.2 Untersuchung der Ineffizienz der ACC Zähler mit einer LED

Nach Abschnitt 3.1 sollte die Ineffizienz der Zähler durch die Poisson - Wahrscheinlichkeit bei einem Mittelwert von n Photoelektronen keines dieser Photoelektronen zu sehen, gegeben sein. Die Ineffizienz $\bar{\eta}$ sollte somit als Funktion der mittleren Anzahl an Photoelektronen n einem exponentiellen Verlauf folgen:

$$\bar{\eta}(n) = e^{-n} \quad (5.3)$$

5.2.1 Aufbau des Teststandes

Zur Untersuchung des Verlauf der Ineffizienz als Funktion der mittleren Anzahl an detektierten Photoelektronen, ist es nötig die mittlere Anzahl an Photoelektronen zu variieren. Mit dem zur Untersuchung der Homogenität verwendeten Aufbau war es möglich, durch die LED den Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Szintillator zu simulieren, wobei die von den beiden PMTs detektierte Gesamtzahl an Photoelektronen durch die Lichtintensität der LED variiert werden konnte. Für diese Untersuchungen wurde die LED zentrisch auf dem Zähler platziert und durch Variation der die LED betreibenden Spannung konnte die Lichtintensität der LED variiert werden. Die LED war bei diesen Untersuchungen mit der Kappe versehen, die eine 0.2 mm große Bohrung aufwies. Zur Bestimmung der Ineffizienz war es nötig die Anzahl an Ereignissen (d.h. LED Trigger) zu bestimmen, bei denen keine der beiden PMTs ein Signal lieferte. Dazu wurde die in Abb. 5.6 dargestellte Schaltung aufgebaut, mit der die Anzahl der LED Trigger und die Anzahl der Ereignisse, bei denen keine der beiden PMTs ein Signal lieferte, gezählt werden konnte. Die Signale der PMT ZH 5779 und ZH 5765, die direkt an die WLS - Fasern des AMS02 Prototypen gekoppelt waren, wurden in einen Linear Fan In/Out eingespeist. Aufgrund der Schwelle der Diskriminatoren (Le Croy Model 821) von -30 mV wurden die Signale der PMT mit einem PMT Verstärkermodul (Le Croy Model 612AM) um einen Faktor 10 verstärkt. Ein zweiter Ausgang des Linear Fan In/Out wurde direkt auf die Eingänge des LeCroy Oszilloskops gelegt. Die Pulse des Pulsgenerators der die LED betrieb, wurden ebenfalls in einen Diskriminator eingespeist, so dass mit den NIM Pulsen der Diskriminatoren der PMTs und des LED Pulses die signalverarbeitende Logik aufgebaut werden konnte. Die Diskriminator Pulse des LED Pulses wurden auf einen Eingang des Oszilloskops, einen Zähler und zwei UND Koinzidenzen mit den Pulsen der Diskriminatoren der PMT Signale gegeben. Die ODER Stufe der beiden UND Koinzidenzen des LED Pulses mit den PMT Pulsen wurde ebenfalls auf den Zähler gegeben. Diese Stufe zählte damit die Ereignisse bei denen sowohl die LED gepulst wurde und mindestens eine der beiden PMTs ein Signal lieferte. Aus der Differenz dieser Anzahl zu der Anzahl an LED Triggern, die durch die gezählten LED Pulse gegeben war, wurde die Ineffizienz berechnet. Der invertierte Ausgang der ODER Stufe wurde auf eine UND Koinzidenz mit dem Puls der LED gegeben, deren Ausgang auf den externen Trigger des Oszilloskops gegeben wurde, so dass die Ereignisse bei denen keine der beiden PMTs ein Signal lieferte aufgezeichnet wurden. Bei der Analyse

der Messreihe war es damit möglich die Anzahl der Ereignisse bei denen keine der beiden PMTs ein Signal lieferte auf mögliche Fehltrigger zu korrigieren. Zudem wurde die UND Koinzidenz der einzelnen PMTs mit dem LED Trigger ebenfalls auf den Zähler gelegt. Die Betriebsparameter dieses Aufbaus sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die Messung

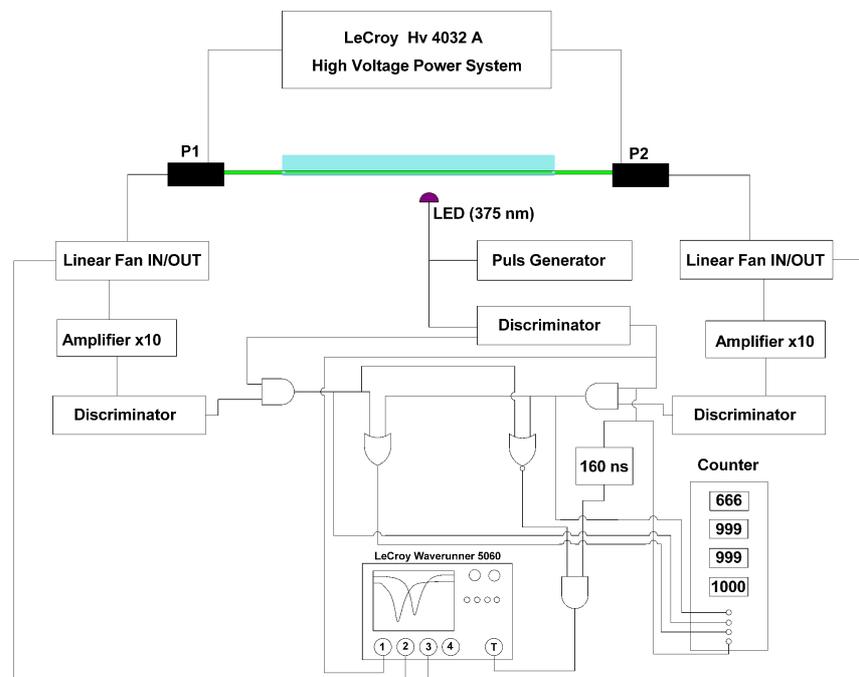


Abbildung 5.6: Schaltbild der Elektronik die zur Bestimmung der Ineffizienz der Zähler aufgebaut wurde.

Betriebsparameter		
PMT	P1: ZH 5765 @ 2300V	P2: ZH 5779 @ 2300V
LED (375 nm)	Amplitude: + 4.1 V - + 5.2 V	Breite: 20 ns Periode 50 μ s
Blende	Kappe mit 0.2 mm Bohrung	
Aufzeichnung	LeCroy WaveRunner 50 Ω Eingang	V/div: 10 mV - 50 mV t/div: 20 ns

Tabelle 5.3: Betriebsparameter zur Untersuchung der Ineffizienz der ACC Zähler.

der Ineffizienz der ACC Zähler mit der LED ist bedeutend schneller als die Messung mit atmosphärischen Myonen (Triggerrate: 20 kHz) so dass auch für relative hohe Anzahlen an Photoelektronen die Ineffizienz schnell gemessen werden kann. Jedoch beachtet diese Methode nicht die Schwankungen der Anzahl an primären Photonen aufgrund der Landauverteilung, so dass durch den Test mit der LED die Ineffizienz der ACC Zähler unter realen Betriebsbedingungen unterschätzt wird. Zur Bestimmung der realen Ineffizienz der

ACC Zähler ist es somit unerlässlich die Ineffizienz mit geladenen Teilchen zu bestimmen (vgl. dazu Abschnitt 5.3.3).

5.2.2 Bestimmung der Ineffizienz als Funktion der mittleren Anzahl an Photoelektronen

Bevor die Messung zur Ineffizienz gestartet wurde, wurde die zu der jeweiligen Spannung gehörige Anzahl an Photoelektronen bestimmt. Dazu wurde der Trigger des Oszilloskops nicht auf den externen Trigger, sondern auf den LED Puls gesetzt und die nicht verstärkten Signale der PMTs wurden, in zwei Messungen mit jeweils 2000 Pulsen aufgezeichnet. Die Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen erfolgte dabei durch die schon bekannte Formel:

$$N_{p.e} = \left(\frac{\langle Q_{P1} + a \cdot Q_{P2} \rangle}{\sigma_{Q_{P1} - a \cdot Q_{P2}}} \right) \quad (5.4)$$

In der Q_{P1} der integrierten Ladung des Signals der PMT ZH 5779 und Q_{P2} der integrierten Ladung des Signals der PMT ZH 5765 entspricht. Zur Bestimmung der Größen $\langle Q_{P1} + a \cdot Q_{P2} \rangle$ und $\sigma_{Q_{P1} - a \cdot Q_{P2}}$ wurden die Signale der PMTs numerisch integriert und auf das Pedestal der Elektronik korrigiert, wie es in Abb. 5.7 zu sehen ist. Die Bestimmung des Eichfaktors und der Breite $\sigma_{Q_{P1} - a \cdot Q_{P2}}$ erfolgte aus der Korrelation der Signale beider PMTs. Der Eichfaktor a wurde dabei so gewählt, dass die Verteilung der Differenzwerte (siehe Abb. 5.8 (b)) einen Mittelwert von Null besaß. Die Größe $\langle Q_{P1} + a \cdot Q_{P2} \rangle$ entsprach dem Mittelwert des PHS der Summe der aufeinander geeichten Signale. In Abb. 5.9 sind diese PHS für die hier diskutierte Messreihe (a) und eine zweite Messreihe (b) gezeigt. Die Asymmetrie der Verteilung resultiert dabei aus der Photonstatistik, die einer Poissonverteilung unterliegt. Der Vergleich der Abbildungen 5.9 (a) und (b) zeigt, dass die Asymmetrie mit zunehmender Anzahl an Photoelektronen kleiner wird. Dieses Verhalten entspricht der Poissonstatistik, da die Poissonverteilung sich bei steigendem Mittelwert der Verteilung immer mehr einer symmetrischen Gaussverteilung annähert. Bei den aufgezeichneten Ereignissen, bei denen die Triggerbedingung für ein Null Ereignis (Koinzidenz des LED Pulses mit keinem Signal der beiden PMTs) erfüllt war, musste ein Kriterium definiert werden, ab dem das Ereignis als tatsächliches Null Ereignis gewertet wurde. Dazu wurde wie in Abschnitt 4.2 das Rauschen der Signale der PMTs auf dem Oszilloskop betrachtet. Die Verteilung des Rauschen ist in den Histogrammen 5.10 (a) und (b) dargestellt. Aufgrund der Mittelwerte wurde gefordert, dass ein Signal mindestens doppelt so groß sein musste wie der Mittelwert des Rauschen. Dies bedeutet für die PMT ZH 5779 eine Schwelle von -6 mV und für die PMT ZH 5765 eine Schwelle von -8 mV. Die so definierte Schwelle entsprach dabei $\approx 30\%$ des einzel Photoelektronsignals. Die Bestimmung des Rauschen erfolge dabei bei den Messungen zur Gesamtzahl an Photoelektronen. Die gemessene Anzahl an Photoelektronen und die zugehörige gemessene Ineffizienz sind in Tabelle 5.4 angegeben.

In Abb. 5.11 sind die Ineffizienzen als Funktion der Anzahl an Photoelektronen in einer logarithmischen Auftragung dargestellt. Die Gerade in der Abbildung gibt dabei den Ver-

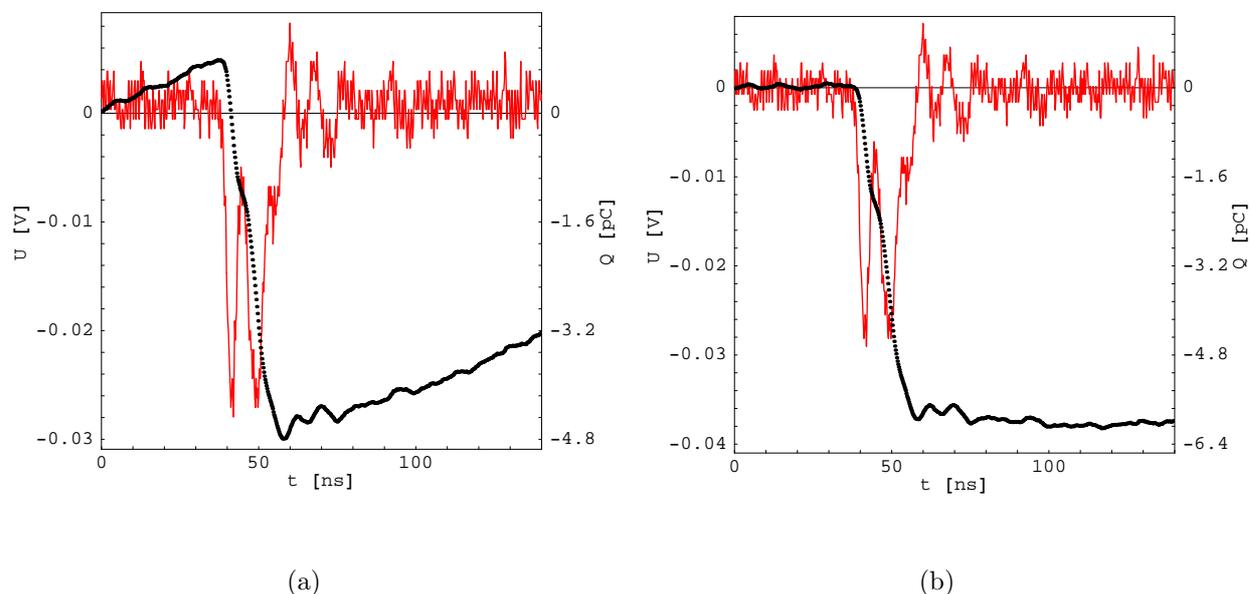


Abbildung 5.7: Zeitlicher Verlauf eines 2 Photoelektronen Signals der PMT ZH 5779, und die numerisch durchgeführte Integration dieses Signals.

(a) ohne Korrektur auf das Pedestal der Elektronik.

(b) mit Korrektur auf das Pedestal der Elektronik.

N_{pe}	$\bar{\eta}$	$\bar{\eta}$
6.4 ± 0.3	121.398/60.763.914	$\approx 2 \cdot 10^{-3}$
8.1 ± 0.5	21.086/72.911.607	$\approx 2.9 \cdot 10^{-4}$
9.6 ± 0.3	4.785/76.414.196	$\approx 6.3 \cdot 10^{-5}$
11.8 ± 0.4	615/155.098.681	$\approx 4 \cdot 10^{-6}$
14.3 ± 0.5	69/181.155.874	$\approx 3.8 \cdot 10^{-7}$
16.8 ± 0.5	11/403.433.834	$\approx 2.7 \cdot 10^{-8}$
20.1 ± 0.5	2/1.167.888.087	$\approx 1.7 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 5.4: Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen und die zugehörige gemessene Ineffizienz.

lauf der Funktion e^{-x} an. Die Übereinstimmung zwischen der Messung und dem erwarteten Verlauf bestätigen hervorragend die Ineffizienz der Zähler aufgrund der Photonstatistik.

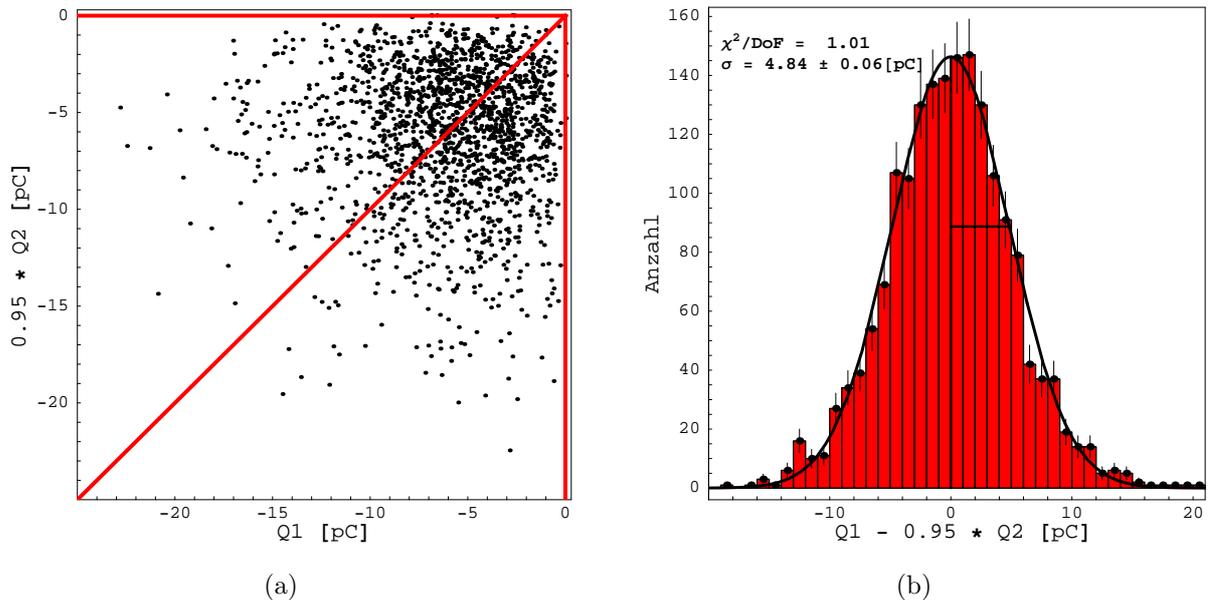


Abbildung 5.8: Korrelation der Signale der beiden PMTs, für die Messung bei der im Mittel 6.4 Photoelektronen detektiert wurden, im Scatterplot (a) aus dem der Eichfaktor a bestimmt wurde. (b) Histogramm der Differenzen der aufeinander geeichteten Signale aus dem die Breite der Verteilung bestimmt wurde.

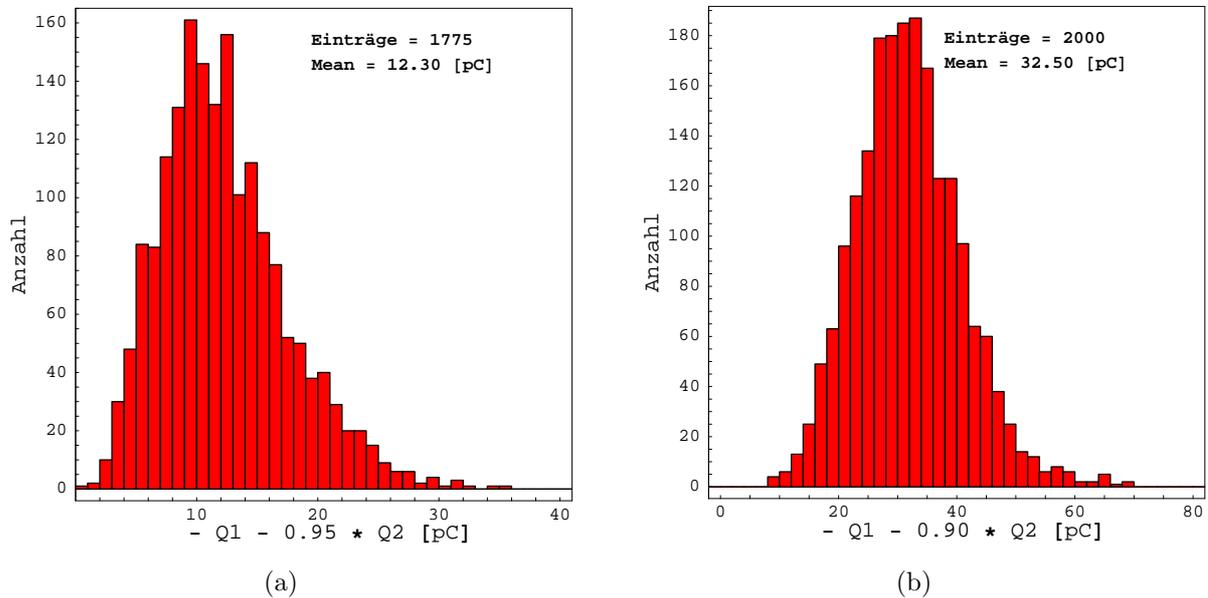


Abbildung 5.9: PHS der Summe der beiden PMT Signale.

- (a) Für die Messung bei der im Mittel 6.4 Photoelektronen detektiert wurden .
 (b) Für die Messung bei der im Mittel 16.8 Photoelektronen detektiert wurden.

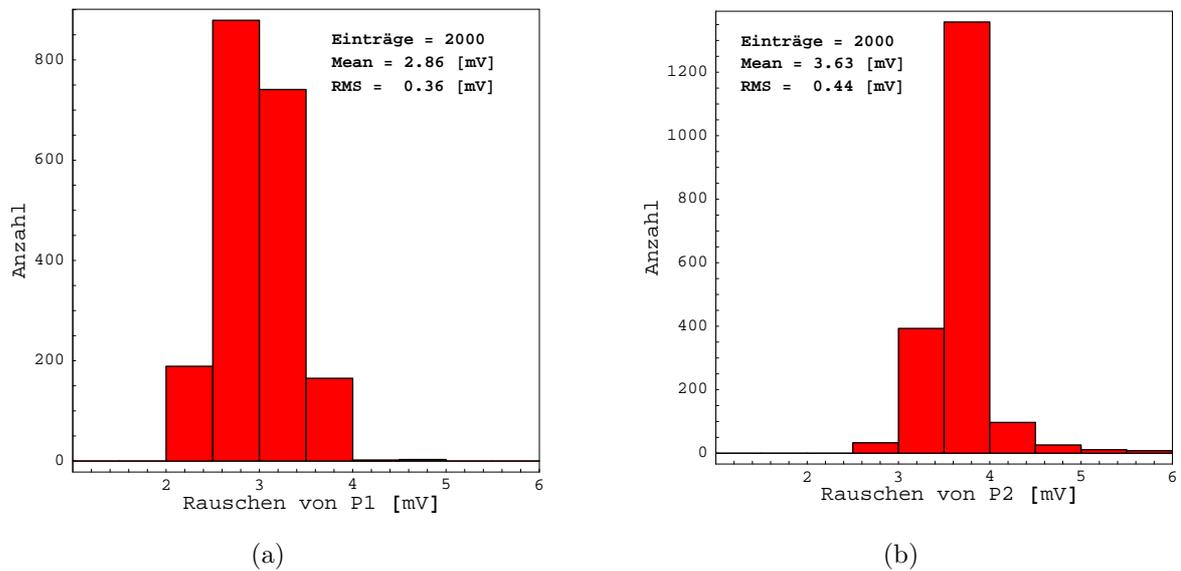


Abbildung 5.10: Rauschen der Signale der beiden PMTs. (a) PMT 5779. (b) PMT 5765 .

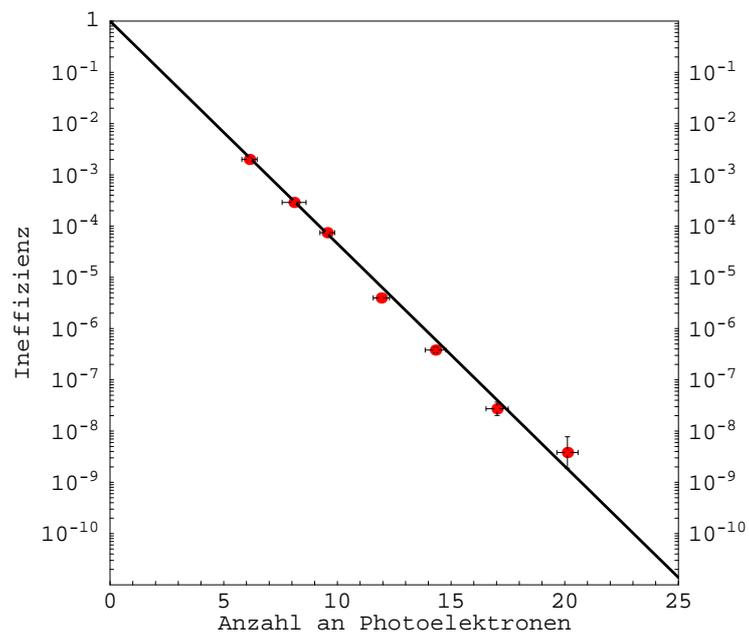


Abbildung 5.11: Gemessene Ineffizienz als Funktion der Gesamtzahl an Photoelektronen. Die Gerade in der Abbildung gibt den Verlauf der Funktion e^{-x} an, wobei x der Anzahl an detektierten Photoelektronen entspricht.

5.3 Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen und Ineffizienz der ACC Zähler mit atmosphärischen Myonen

5.3.1 Aufbau des Teststandes

Zur Untersuchung der Anzahl an Photoelektronen, die die Zähler beim Durchgang eines geladen Teilchens liefern, wurde ein Teststand aufgebaut, bei dem atmosphärischen Myonen als Sonden dienten. Der Trigger bestand dabei aus einem Szintillator, der sich oberhalb des Zählers befand und zwei Szintillatoren, die sich unterhalb des Zählers befanden. Der oberste Trigger - Szintillator (T1) hatte eine aktive Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$, der mittlere (T2) eine aktive Fläche von $10 \times 20 \text{ cm}^2$ und der unterste (T3) eine aktive Fläche von $15 \times 10 \text{ cm}^2$. Die Trigger waren zentrisch auf und unter dem Zähler positioniert. In Abb. 5.12 ist diese Konfiguration gezeigt. Der Zähler, der mit einem lichtdichten Tuch abgedeckt war befand sich zwischen den Szintillatoren T1 und T2. Bei den Messungen wurde der gesamte Aufbau verdunkelt. Die Signalverarbeitung ist im Schaltbild 5.13 gezeigt. Die Signale der



Abbildung 5.12: Aufbau des Trigger zur Untersuchung der ACC Zähler mit Myonen.

Trigger Szintillatoren wurden in einen Linear Fan In/Out eingespeist, von dem ein Ausgang, zur Aufzeichnung der Signale, direkt auf das LeCroy Oszilloskop gelegt wurde. Ein zweiter Ausgang wurde in einen Diskriminator eingespeist, der aus den Signalen NIM Pulse machte, mit denen die Trigger Logik aufgebaut wurde. Die Schwelle des Diskriminators betrug die geringste Einstellung von -30 mV . Die NIM Pulse der Trigger - Szintillatoren hatten eine

Breite von 20 ns. In einer ersten Stufe wurde die UND Koinzidenz des mittleren Szintillator mit dem unteren oder oberen Szintillator verlangt. Die zweite Bedingung war eine UND Koinzidenz des mittleren Szintillator mit dem zweiten verbliebenen Szintillator. Die Breiten dieser beiden UND Koinzidenzen betragen 40 ns. Ein Ausgang der Koinzidenzen wurde zur Kontrolle der Koinzidenzraten auf einen Zähler gegeben. Der Trigger bestand aus einer weiteren UND Koinzidenz der vorherigen Koinzidenzen, so dass der Trigger nur ausgelöst wurde, falls alle drei Szintillatoren ein Signal lieferten. Der Ausgang dieser UND Stufe wurde auf den externen Trigger - Eingang des Oszilloskops gelegt. Ein weiterer Ausgang dieser UND Koinzidenz wurde zur Kontrolle der Messung auf einen Zähler gegeben. Die Signale der beiden PMTs, die an den beiden Enden des Zählers montiert waren, wurden direkt auf das Oszilloskop gelegt.

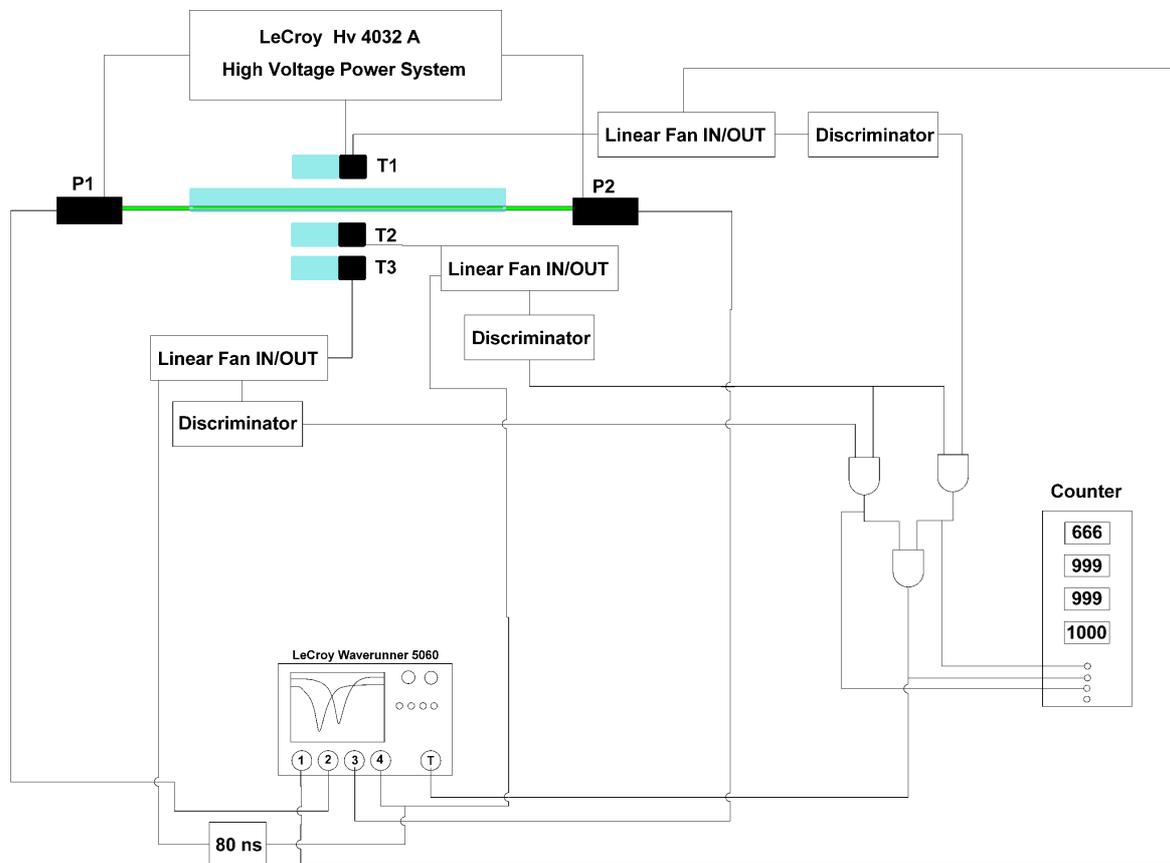


Abbildung 5.13: Schaltbild der Elektronik zur Signalverarbeitung bei den Untersuchungen der ACC Zähler mit Myonen.

In Tabelle 5.5 sind die im Rahmen dieser Arbeit getesteten Zähler aufgeführt. In den folgenden Abschnitten wird nur auf die Untersuchungen des AMS01 Zählers und des AMS02 Zählers eingegangen.

Zähler	Dicke & Material	Herstellungs Datum	PMTs
AMS01	10 mm Bicron BC-414	-	ZH 5765 + ZH 5779
AMS02 Studie	8 mm Kuraray SCSN-81	-	ZH 5773 + ZH 5879
AMS02 Prototyp	8 mm Bicron BC-414	4/7/06	ZH 5810 + ZH 5998
AMS02	8 mm Bicron BC-414	4/8/06	ZH 5810 + ZH 5998

Tabelle 5.5: Auflistung der untersuchten Zähler.

5.3.2 Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen

Damit ein Vergleich zwischen den AMS02 Zählern und AMS01 Zählern möglich ist, wurde neben dem ersten Zähler für den ACC des AMS02 Experimentes ein Zähler des AMS01 Experimentes mit den für das AMS02 Experiment vorgesehenen PMTs ausgerüstet, und die Anzahl an Photoelektronen bestimmt. Die an die Zähler angeschlossenen PMTs und deren Betriebsspannungen können Tabelle 5.6 entnommen werden. Die typische Zählrate für diesen Aufbau betrug ≈ 0.3 Hz. Zur Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen, die

	AMS02 Zähler		AMS01 Zähler	
PMT	ZH 5810	ZH 5998	ZH 5765	ZH 5779
Spannung	2000 V	2300 V	2020 V	2100 V

Tabelle 5.6: PMT die an die Zähler angeschlossen waren und bei den angegebenen Spannungen betrieben wurden.

die an die Zähler montierten PMTs detektiert hatten, wurden die Signale der einzelnen PMTs wie in Abschnitt 4.2 beschrieben numerisch integriert, wobei auch bei dieser Analyse die Korrektur auf das Pedestal der Elektronik berücksichtigt wurde. In Abb. 5.14 ist diese Integration für zwei Signal der PMT ZH 5998 gezeigt. In Abb. 5.14 (a) ist ein Ereignis gezeigt, dass in der Nähe des Mittelwertes des PHS (Abb. 5.15 (a)) der PMT liegt. In Abb. 5.14 (b) ist ein Ereignis gezeigt, dass am unteren Ende des PHS (Abb. 5.15 (a)) der PMT liegt. Zur Umrechnung der integrierten Ladung in Photoelektronen musste die Eichladung Q_{pe} der PMT bestimmt werden. Diese Eichladung gibt die Ladung an, die einem einzelnen Photoelektron entspricht. Da die Eichladung unter Vernachlässigung des Fano Faktors (vgl. dazu Anhang A) nicht von der Anzahl an primären Photoelektronen abhängt, sollte die Eichladung konstant sein. Zur Bestimmung der Eichladung wurden die aufeinander geeichten, korrelierten Signale der PMTs in Intervalle eingeteilt, und zu jedem Intervall die Eichladung nach der Gleichung:

$$Q_{pe} = \frac{\sigma_{Q_1 - a \cdot Q_2}^2}{\langle -Q_1 - a \cdot Q_2 \rangle} \quad (5.5)$$

bestimmt. Die Größe $\sigma_{Q_1 - a \cdot Q_2}^2$ gibt die Breite der Differenzverteilung der Signale beider PMTs an, die durch die Photostatistik gegeben ist. Der Mittelwert der Summenverteilung der Signale beider PMTs entspricht der Größe $\langle -Q_1 - a \cdot Q_2 \rangle$. Um die Voraussetzungen

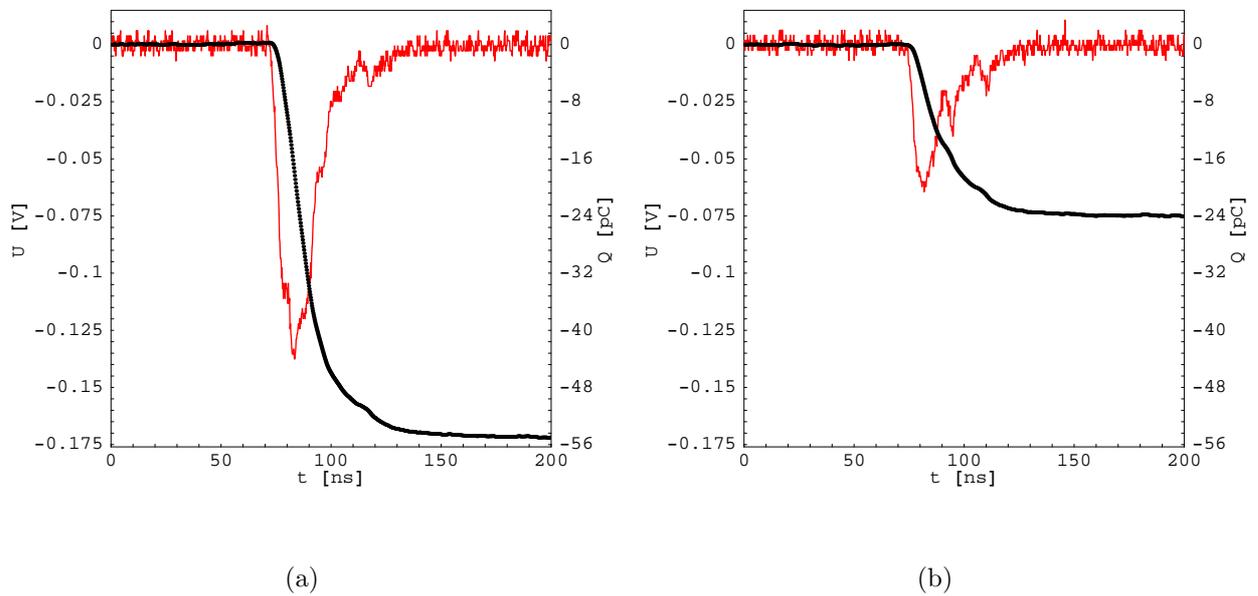


Abbildung 5.14: Signal und integrierte Ladung der PMT ZH 5998 (a) für ein Ereignis, dass in der Nähe des Mittelwertes des PHS liegt, und (b) für ein Ereignis, dass am unteren Ende des PHS liegt.

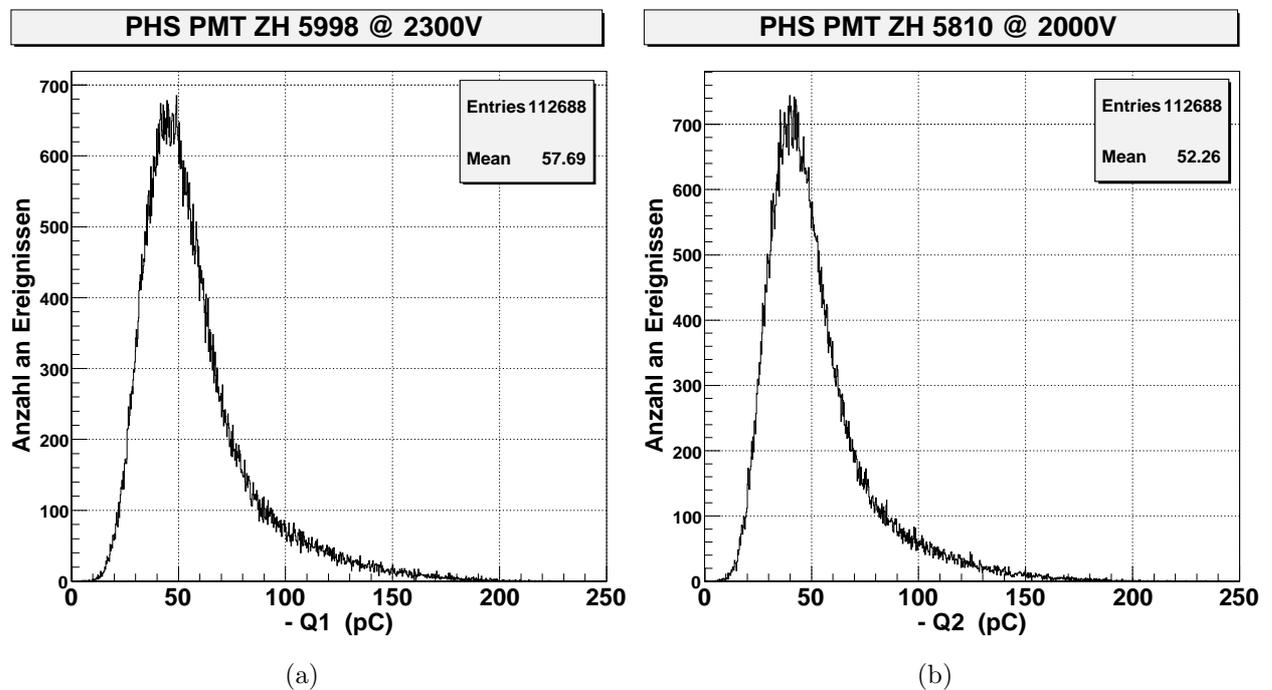


Abbildung 5.15: PHS der integrierten Ladung der PMT ZH 5998 (a) und ZH 5810 (b).

für Gleichung (A.17) zu schaffen wurde der Eichfaktor a aus der Korrelation der Signale bestimmt. Der Eichfaktor a wurde dabei so gewählt, dass die Differenzverteilung der Signale der beiden PMTs einen Mittelwert von Null besaß (vgl. dazu Abb. 5.16 (b)). In Abb. 5.16 (a) ist die Korrelation der Signale der PMT ZH 5810 und ZH 5998 gezeigt, die an den ersten ACC Zähler des AMS02 Experimentes angeschlossen waren. In der Abbildung sind ebenfalls die Intervalle gezeigt (Geraden mit negativer Steigung), die zur Bestimmung der Eichladung gewählt wurden. Die Intervallbreite wurde so gewählt, dass jedes Intervall

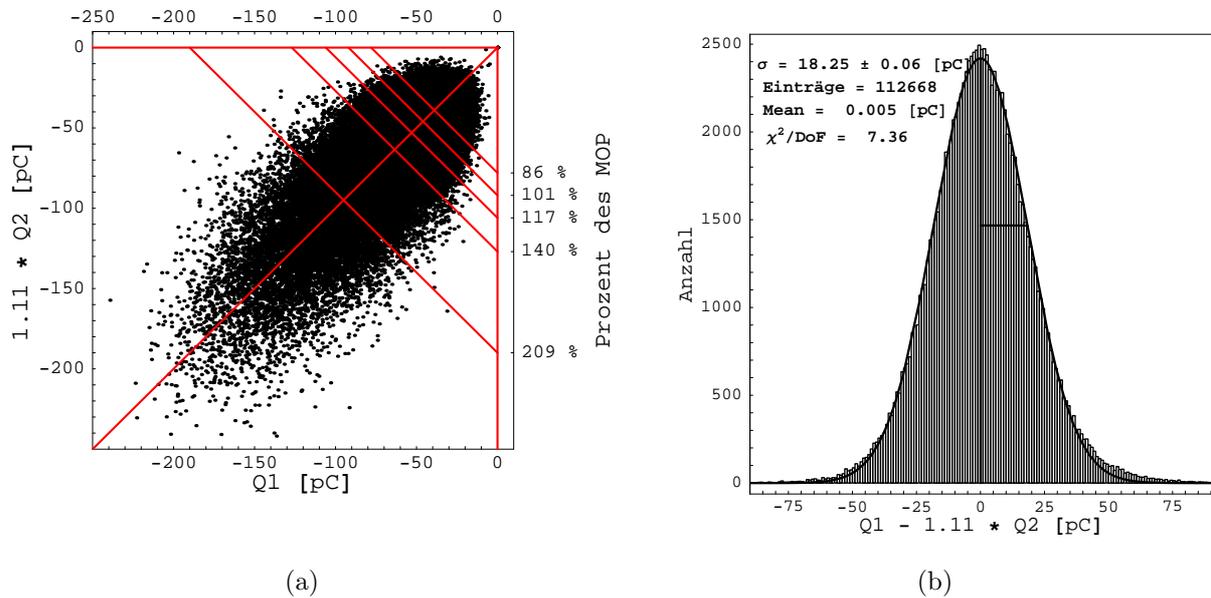


Abbildung 5.16: (a) Scatterplot der Korrelation der Signale der PMT ZH 5810 und ZH 5998. Die gewählten Intervalle zur Bestimmung der Eichladung sind durch die Geraden mit negativer Steigung eingezeichnet. (b) Differenzverteilung der Signale der PMT ZH 5810 und ZH 5998 aller Ereignisse.

in etwa die gleiche Anzahl an Ereignissen aufwies, so dass zur Bestimmung der Eichladung in jedem Intervall dieselbe Statistik benutzt wurde. Aufgrund der Asymmetrie der Landauverteilung besitzen die Intervalle nicht dieselbe Breite. In den Ausläufern der Landauverteilung mussten die Intervalle immer breiter gewählt werden, um dieselbe Statistik zu erhalten, die im Intervall um den MOP der Landauverteilung vorliegt. Die Histogramme auf der linken Seite der Abb. 5.17, 5.18 und 5.19 zeigen die den Intervallen entsprechenden Schnitte durch das Summenspektrum (vgl. dazu Abb. 5.20 (b)). Auf der rechten Seite der Abb. 5.17, 5.18 und 5.19 ist die dem Histogramm entsprechende Differenzverteilung der Signale gezeigt.

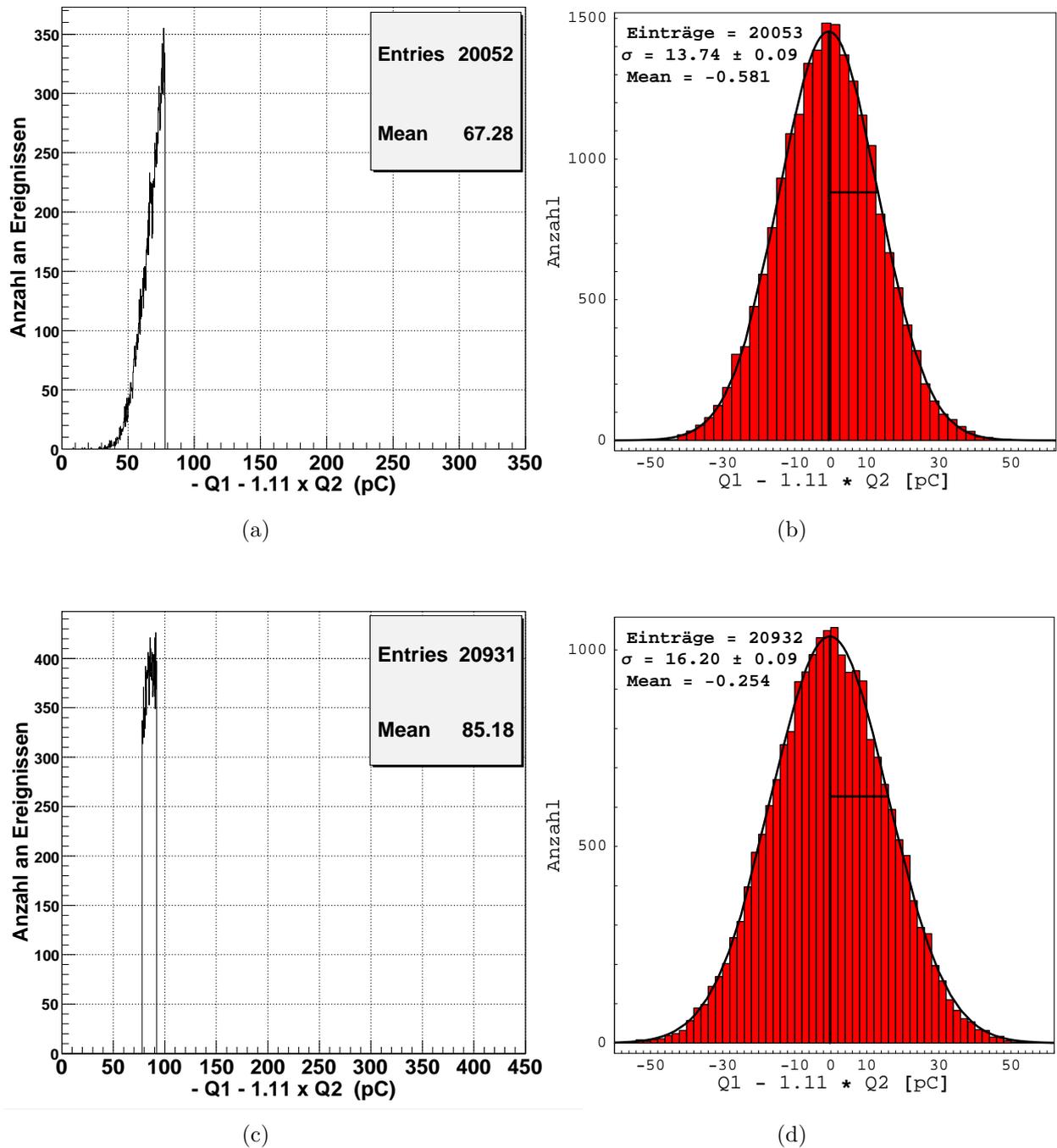


Abbildung 5.17: Linke Seite: Schnitte durch das Summenspektrum, die den gewählten Intervallen entsprechen
Rechte Seite: Differenzverteilung der Signale in den Intervallen.

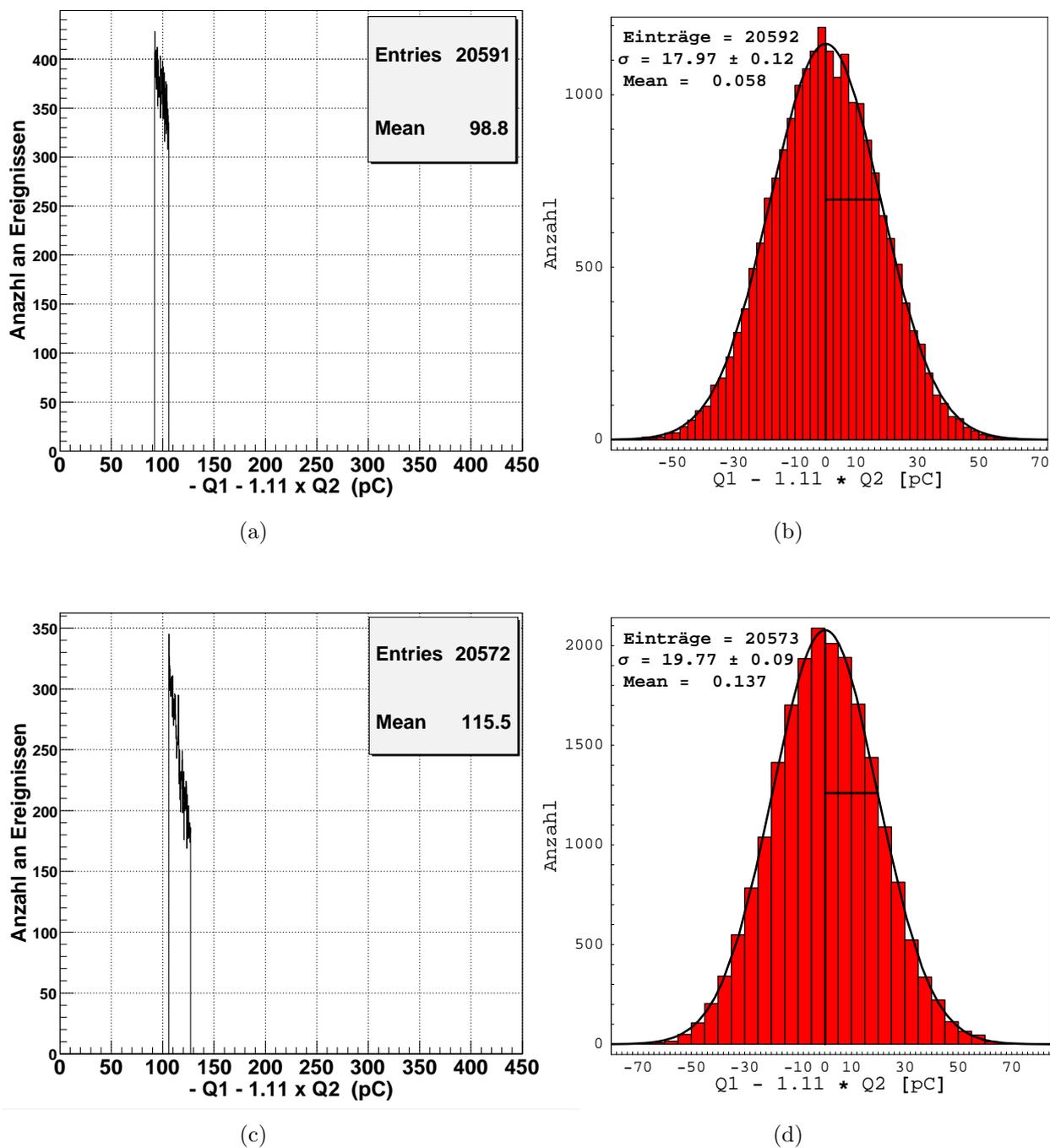


Abbildung 5.18: Linke Seite: Schnitte durch das Summenspektrum, die den gewählten Intervallen entsprechen
 Rechte Seite: Differenzverteilung der Signale in den Intervallen.

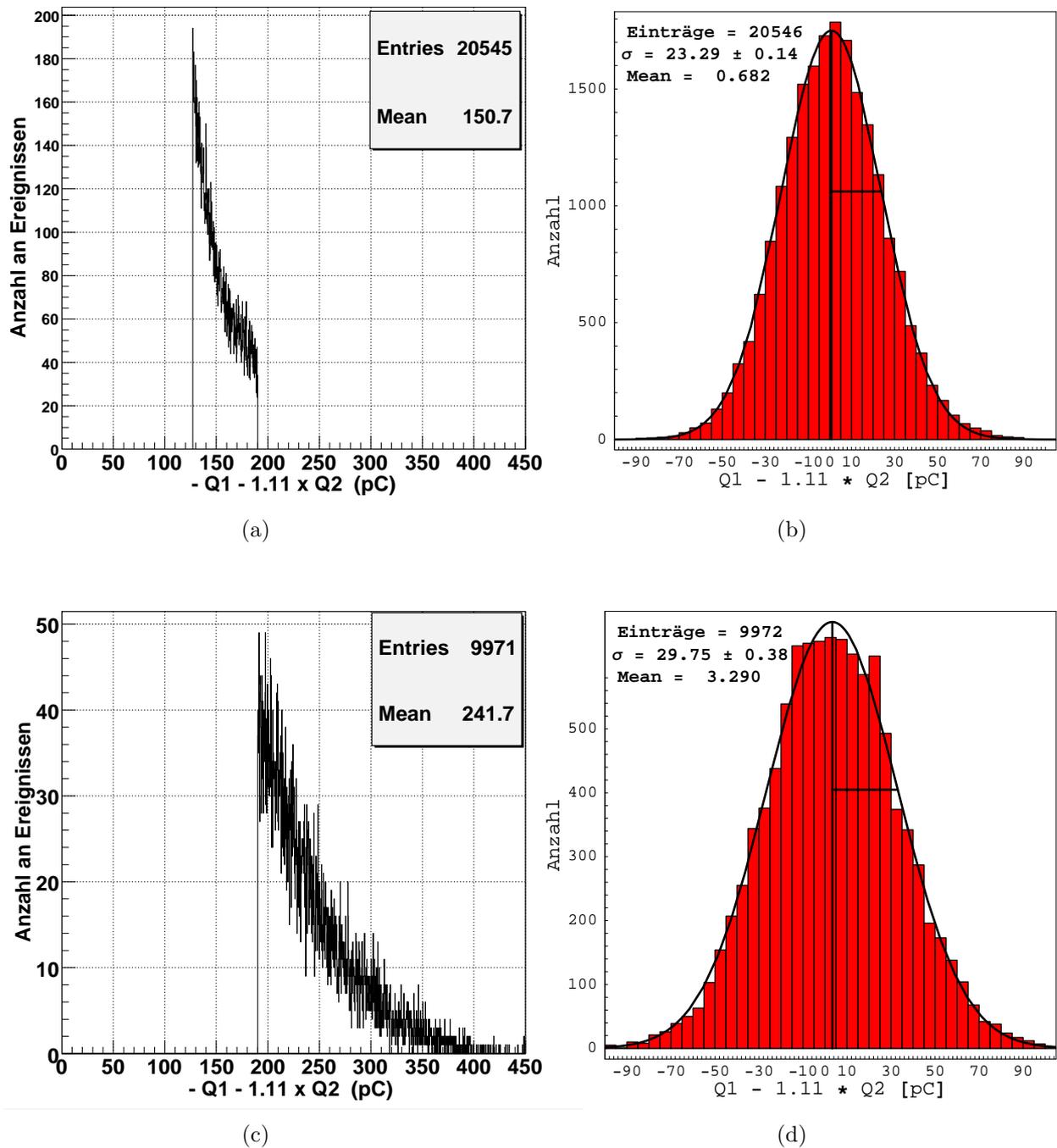


Abbildung 5.19: Linke Seite: Schnitte durch das Summenspektrum, die den gewählten Intervallen entsprechen
 Rechte Seite: Differenzverteilung der Signale in den Intervallen.

Da die Differenzverteilung durch die Photonstatistik dominiert ist, wird eine Zunahme der absoluten Breite der Differenzverteilung mit zunehmender Anzahl an Photoelektronen erwartet, während die relative Breite der Differenzverteilungen abnimmt. Da bei größeren Anzahlen an Photoelektronen die Schwankungen um den Mittelwert einer höheren Anzahl an Photoelektronen entsprechen, als bei einer geringen Anzahl an Photoelektronen resultiert eine Verbreiterung der Differenzverteilung der Signale. Da die Schwankungen um den Mittelwert bei einer kleinen Anzahl an Photoelektronen einen größeren Einfluss haben, als bei einer hohen Anzahl an Photoelektronen, nimmt die relative Breite der Differenzverteilung mit steigender Anzahl an Photoelektronen ab. Die Abb. 5.20 zeigt die logarithmische Darstellung der aufeinander normierten Histogramme der Differenzverteilungen. An dieser Darstellung ist deutlich zu erkennen, dass die Breite der Differenzverteilung der Intervalle mit zunehmender mittleren Anzahl an Photoelektronen größer wird (vgl. dazu Abb. 5.22 (b), 5.24 (a) und 5.24 (b)). In Abb. 5.21 (a) sind die den Intervallen entsprechenden re-

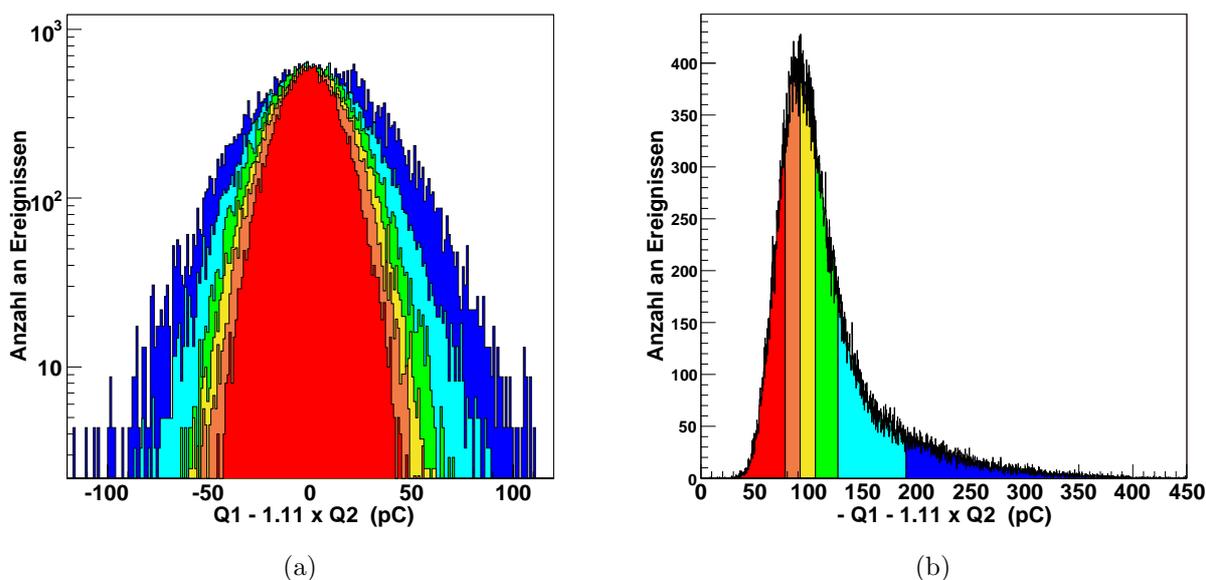


Abbildung 5.20: (a) Logarithmische Darstellung der aufeinander normierten Differenzverteilungen der Intervalle, die den Schnitten durch das PHS entsprechen (b).

lativen Breiten der Differenzverteilung zeigt, die die erwartete Senkung mit steigender Anzahl an Photoelektronen zeigen. Die aus den Intervallen bestimmte Eichladung ist in Abb. 5.21 (b) zu sehen. Die Eichladung zeigt eine systematische Zunahme mit steigender Anzahl an Photoelektronen. Die Streuung der Eichladungen betrug $\approx 10\%$ des Mittelwertes der Eichladung. Die Ursache dieses Effektes ist ungewiss. Zum Verständniss dieses Effektes wären detailliertere Studien nötig, die im Rahmen dieser Arbeit leider nicht durchgeführt werden konnten. Zur Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen wurde der Mittelwert der Eichladungen die in den einzelnen Intervallen bestimmt wurden verwendet. Aufgrund der ungeklärten Systematik der Eichladungen wurden der unterste und oberste Wert der

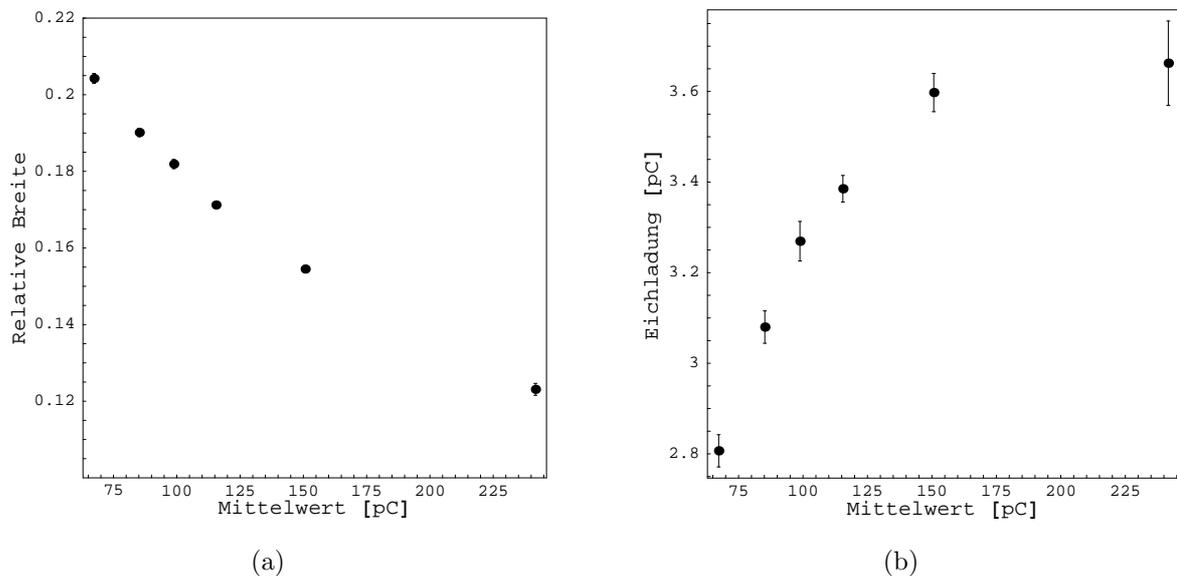


Abbildung 5.21: (a) Relative Breiten der Differenzverteilungen der einzelnen Intervalle. (b) Aus den einzelnen Intervallen bestimmte Eichladung. Die Nullpunkte beider Achsen sind in den beiden Abbildungen unterdrückt.

Eichladung als Fehler der mittleren Eichladung gewählt. Für den ACC Zähler des AMS02 Experimentes ergab sich die nach dieser Methode bestimmte Eichladung zu dem in Tabelle 5.7 angegebenen Wert. In der Tabelle ist ebenfalls die Eichladung angegeben, die sich ergibt, falls das Summenspektrum nicht in Intervalle unterteilt wird, sondern die Breite der Differenzverteilung aller Ereignisse (vgl. dazu Abb. 5.16 (b)), sowie der Mittelwert aller Ereignisse (vgl. dazu Abb. 5.22 (b)) verwendet wird. Diese Eichladung ist um ca. 14% kleiner als die aus den Intervallen bestimmte. Somit würde die Anzahl an Photoelektronen überschätzt. Die Diskrepanz der beiden Methoden ist dabei höchstwahrscheinlich durch die Statistik zu erklären. Wenn das Summenspektrum nicht in Intervalle unterteilt wird, wird die Breite der Differenzverteilung durch die kleinen Schwankungen in der Anzahl an Photoelektronen dominiert, deren Anteil bei einer geringen Anzahl an Photoelektronen größer ist, als bei einer hohen Zahl an Photoelektronen. Somit ist die Breite der Differenzverteilung kleiner als die Breite der Differenzverteilung beim Mittelwert des Summenspektrums, so dass die Eichladung unterschätzt wird. Aufgrund dieser Erkenntnis wurde die Anzahl an Photoelektronen mit der aus den Schnitten erhaltenen Eichladung berechnet. In Tabelle 5.8 ist die Anzahl an Photoelektronen, die der ACC Zähler des AMS02 Experimentes vor den Lichtleitern liefert angegeben, und mit der Anzahl an Photoelektronen des AMS01 Zählers verglichen. Neben der gemessenen Anzahl an Photoelektronen ist ebenfalls die nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell erwartete Anzahl an Photoelektronen angegeben. Bei der Berechnung der Anzahl an Photoelektronen nach dem Modell wurde der in Tabelle 4.18 angegebene Wert für die Zahl an Photonen nach den WLS - Fasern verwendet. Dieser Wert reduziert sich aufgrund der Transmission des Überganges WLS - Fasern - PMT von

	AMS02 (8 mm)	AMS01 (10 mm)
Intervalle	$3.3^{+0.36}_{-0.5}$ [pC]	$1.77^{+0.23}_{-0.17}$ [pC]
Gesamtes Summenspektrum	2.88 ± 0.02 [pC]	1.5 [pC] ± 0.01

Tabelle 5.7: Vergleich der Eichladungen für den AMS02 und AMS01 Zähler, die nach der Intervall Methode und aus dem gesamten Summenspektrum erhalten wurden.

0.9 und der QE der PMT von (0.1 ± 0.01) auf den in der Tabelle angegebenen Wert. Da das Modell den Energieverlust des Myons nach der Bethe - Bloch Formel benutzt, kann durch das Modell nur eine Aussage über die mittlere Anzahl an Photoelektronen getroffen werden, da die Bethe - Bloch Formel den mittleren Energieverlust angibt. Im Rahmen der Fehler des Modells, als auch der Messung, stimmen die gemessenen und erwarteten Werte gut überein.

	AMS02 (8 mm)		AMS01(10 mm)	
	MOP	Mittelwert	MOP	Mittelwert
Messung	28^{+5}_{-3}	35^{+6}_{-3}	34^{+4}_{-3}	45^{+4}_{-5}
Modell		44 ± 6		52 ± 8

Tabelle 5.8: Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen für die Zähler, sowie die nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen für den AMS02 Zähler (vgl. dazu Tabelle 4.18) und den AMS01 Zähler.

Aufgrund der geringen Anzahl an Photoelektronen wird das PHS durch die Faltung einer Landauverteilung mit einer Poissonverteilung beschrieben.

$$A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{1}{2} \left(-e^{-\frac{1}{Q_{pe}} \cdot a_2 \cdot (x-a_3)} - \frac{1}{Q_{pe}} \cdot a_2 \cdot (x-a_3) \right)} \cdot e^{-\frac{x}{Q_{pe}}} \frac{\left(\frac{x}{Q_{pe}} \right)^{x-\tau}}{(x-\tau)!} \cdot d\tau \quad (5.6)$$

Die in der Formel auftretenden Parameter beschreiben dabei die im folgenden aufgeführten Größen:

- A : Normierungskonstante (*Area* in den Abbildungen).
- a_2 : Parameter der invers proportional zur Breite ω der Landauverteilung ist. Die Breite ω ist in den Abbildungen mit *LWIDTH* bezeichnet.
- a_3 : MOP der Landauverteilung (*LMOP* in den Abbildungen).
- Q_{pe} : Eichladung.

Aufgrund dieser Form sind die Parameter in den Abbildungen noch in der Einheit [pC] angegeben. Zur Umrechnung in eine Anzahl an Photoelektronen müssen die Parameter durch die jeweilige Eichladung Q_{pe} geteilt werden. Die Landauverteilung resultiert aus dem Energieverlust der Myonen in dem Szintillator, und die Poissonverteilung beschreibt die Konversion der Photonen an der Photokathode der PMT. Das Faltungintegral wurde numerisch an das PHS der Summe der Signale beider PMTs angepasst. In Abb. 5.22 ist die Anpassung dieser Faltung für den Mittelwert der Eichladung gezeigt. In Abb. 5.22 (a) wurde der komplette Datensatz für die Anpassung verwendet. Dabei ist ersichtlich, dass die Daten im Bereich von ca. 170 - 250 pC eine Überhöhung zeigen, die durch die Faltung nicht beschrieben wird (Pfeil in Abb. 5.22 (a)). Sehr deutlich ist diese Überhöhung in der logarithmischen Darstellung des PHS (Abb. 5.23) zu sehen. Da diese Überhöhung etwa bei der zweifachen Ladung des Peaks des PHS auftritt, wurde die Überhöhung als Zweiteilchensignal interpretiert. Diese Zweiteilchenereignisse führen zu einer künstlichen Verbreiterung der Landauverteilung der Einteilchenereignisse. Deshalb wurde zur Beschreibung des Einteilchensignals ein Schnitt bei 150 pC gewählt (schwarze Linie in Abb. 5.22 (a)), und das Faltungintegral nur an die unter dem Schnitt liegenden Daten angepasst. In Abb. 5.22 (b) ist diese Anpassung gezeigt. Der Vergleich mit Abb. 5.22 (a) zeigt, dass die Breite der Landauverteilung reduziert wird, und das Faltungintegral die Daten besser beschreibt. In den Abb. 5.22 (b), und 5.24 (a) und (b), sind die angepassten Faltungintegrale für die verschiedenen Eichladungen gezeigt. Dabei wurde der Mittelwert (Abb. 5.22 (b)) und die untere und obere Grenze der Eichladung (Abb. 5.24 (a) und (b)) gewählt. Die zweite, untere Achse in den Graphen gibt die nach der Eichladung berechnete Anzahl an Photoelektronen an. Das Faltungintegral, dass mit der geringsten Eichladung berechnet wurde, erzielt die beste Übereinstimmung zwischen den Daten und dem durch das Faltungintegral beschriebenen Modell. Ein Vergleich der aus den Faltungintegralen bestimmten Parameter der Landauverteilung für den AMS02 Zähler (Abb. 5.24 (a)) mit dem AMS01 Zähler (Abb. 5.25) zeigt, dass das Verhältnis der Verhältnisse der Breite der Landauverteilung (LWIDTH) zum MOP der Landauverteilung (LMOP):

$$\frac{\frac{LWIDTH_{AMS02}}{LMOP_{AMS02}}}{\frac{LWIDTH_{AMS01}}{LMOP_{AMS01}}} = 0.82 \pm 0.01 \quad (5.7)$$

mit dem erwarteten Wert von 0.8 Übereinstimmt. Der erwartete Faktor 0.8 resultiert aus den unterschiedlichen Dicken des AMS02 und AMS01 Zählers. Der Zähler des AMS02 Experimentes weist eine Dicke von 8 mm auf, während der Zähler des AMS01 Experimentes eine Dicke von 10 mm aufweist. Das Verhältnis dieser Materialstärken entspricht dem Faktor 0.8. Ein Vergleich der detektierten Anzahl an Photoelektronen die in Tabelle 5.8 aufgeführt ist, zeigt, dass die Anzahl an Photoelektronen des AMS02 Zählers 80% der Anzahl an Photoelektronen die der AMS01 Zähler liefert, entspricht.

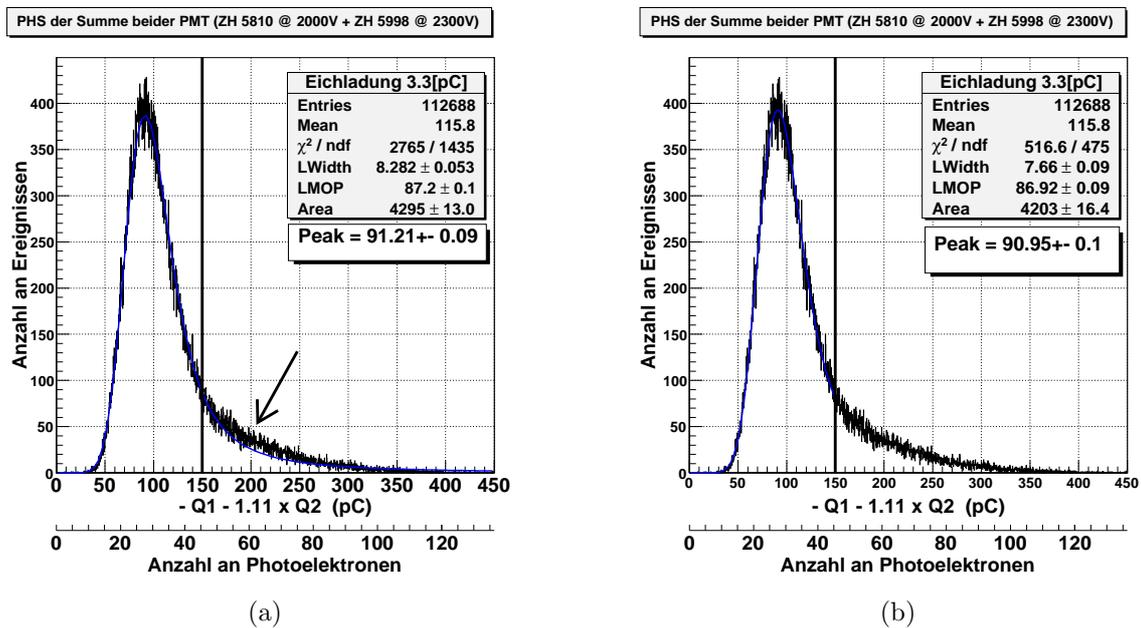


Abbildung 5.22: (a) Anpassung des Faltungintegrals an den kompletten mit dem AMS02 Zähler aufgenommenen Datensatz. Der Schnitt der die Zweiteilchensignale (Pfeil) ausschliesst ist durch die schwarze Linie eingezeichnet. (b) Anpassung des Faltungintegrals an die Daten, die unterhalb des Schnittes (schwarze Linie) liegen. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben.

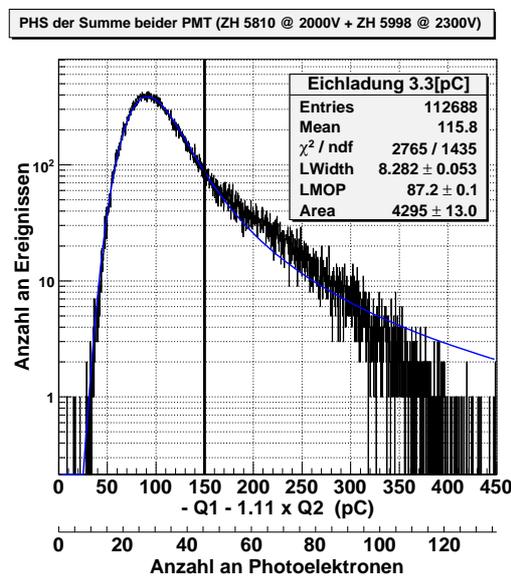


Abbildung 5.23: Logarithmische Darstellung des in Abb. 5.22 (a) gezeigten PHS. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben.

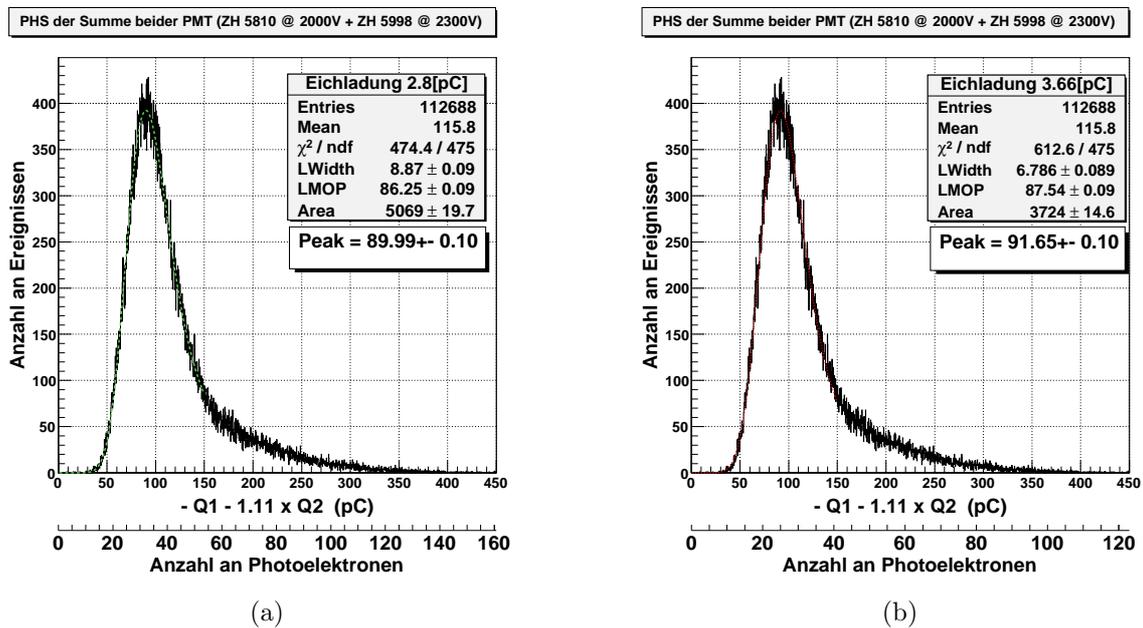


Abbildung 5.24: (a) Anpassung des Faltungsintegrals an die Daten des AMS02 Zählers, für die untere Eichladung von 2.8 pC . (b) Anpassung des Faltungsintegrals an die Daten des AMS02 Zählers, für die obere Eichladung von 3.66 pC. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben.

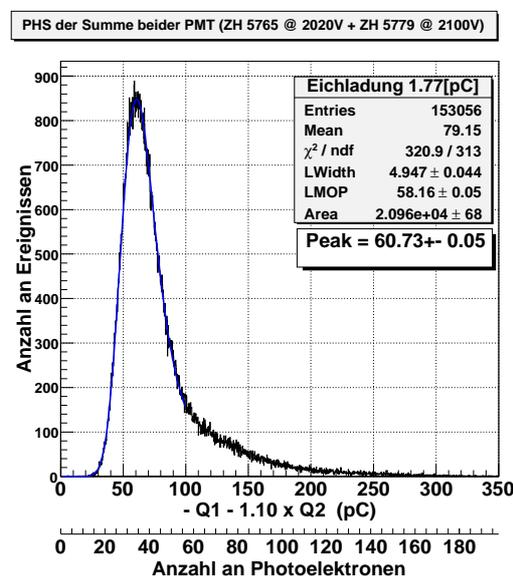


Abbildung 5.25: Anpassung des Faltungsintegrals an die Daten des AMS01 Zählers für die mittlere Eichladung von 1.77 pC, die den Datensatz am besten beschreibt. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben.

5.3.3 Messung der Ineffizienz der AMS02 Zähler mit Myonen

Als Ineffizienz $\bar{\eta}$ der Zähler wird das Verhältnis der Anzahl an Ereignissen, bei denen keiner der beiden an den Zähler angeschlossenen PMTs ein Signal lieferte, zur Gesamtzahl an aufgezeichneten Ereignissen, bei denen alle drei Trigger Szintillatoren ein Signal lieferten definiert. Die Ineffizienz lässt sich somit durch abzählen der Ereignisse, bei denen keiner der beiden PMTs die an den Zähler angeschlossen waren ein Signal lieferte, bestimmen.

In Abschnitt 5.3.2 wurde die Beschreibung des PHS der Zähler durch eine Faltung der Landauverteilung mit einer Poissonverteilung diskutiert. Aufgrund der Landauverteilung variiert die Anzahl der durch den Durchgang eines Myons im Szintillator erzeugten Photonen. Aufgrund dieser Tatsache ist die Ineffizienz der Zähler nicht mehr wie in Abschnitt 5.2 durch den Faktor :

$$\bar{\eta} = e^{-n} \quad (5.8)$$

gegeben, wobei n die mittlere Anzahl an Photoelektronen angibt. Zur korrekten Beschreibung der Ineffizienz der ACC Zähler muss die Faltung einer Landauverteilung mit einer Poissonverteilung verwendet werden, um die Schwankungen der primären Anzahl an Photonen aufgrund des Energieverlustes der Myonen zu berücksichtigen. In Abb. 5.27 (a) ist der untere Teil des Summenspektrums der PMT ZH 5810 und ZH 5998, die an den AMS02 Zähler angeschlossen waren in einer logarithmischen Auftragung gezeigt. Die an die Daten angepassten Faltungsintegrale für die Eichladung und deren Fehlergrenzen (Eichladung 3.3 pC: blaue/dunkle durchgezogene Kurve; Eichladung 2.8 pC: grüne/helle gestrichelte Kurve; Eichladung 3.66 pC: rote/helle gepunktete Kurve) sind ebenfalls eingezeichnet. Die drei unter der Abbildung dargestellten Achsen geben die der integrierten Ladung entsprechenden Anzahl an Photoelektronen für die jeweilige Eichladung an. Bei dieser Messreihe ergab sich die Ineffizienz des ACC Zählers zu:

$$\bar{\eta} = 21/112688 \approx 1.9 \cdot 10^{-4} \quad (5.9)$$

An der Abbildung ist ebenfalls ersichtlich, dass diese Ineffizienz nicht durch die statistische Ineffizienz der Faltung einer Landauverteilung mit einer Poissonverteilung beschrieben werden kann. Zudem wurden vier Ereignisse (unterhalb von ca. 25 pC) detektiert, bei denen die beiden PMTs ein Signal lieferten, die ebenfalls nicht durch die angepasste Faltung beschrieben werden. Diese Ereignisse liegen jedoch noch oberhalb von 2 Photoelektronen, und würden somit einen Teilchendurchgang durch den ACC registrieren. Die Herkunft dieser Ereignisse ist ungewiss und bedarf weiterer Untersuchungen. Eine mögliche Erklärung der 21 verpassten Ereignisse wäre die Wechselwirkung eines geladenen Teilchens in dem ersten Triggerszintillator. Die Wechselwirkung im obersten Trigger könnte ein neutrales Teilchen erzeugen, das den ACC Zähler passiert ohne ein Signal zu erzeugen, und im zweiten Triggerszintillator wiederum in geladene Teilchen konvertiert, so dass alle drei Trigger Szintillatoren ein Signal liefern, während der ACC Zähler aufgrund der Neutralität des Teilchens kein Signal liefert. Zur Überprüfung dieser Hypothese wurde eine 5 cm dicke Bleischicht zwischen dem zweiten und dritten Trigger - Szintillator platziert. Falls nun das Neutrale Teilchen in dem zweiten Trigger Szintillator konvertiert (z.B ein Photon in ein

$e^+ - e^-$ Paar), sollten die dabei entstehenden niederenergetischen geladenen Teilchen in der Bleischicht absorbiert werden. Damit würde der dritte Trigger bei solch einem Ereignis kein Signal liefern und die Triggerbedingung, dass alle drei Triggerzähler ein Signal liefern, wäre nicht erfüllt. Der Aufbau dieser Messreihe ist in Abb 5.26 dargestellt. In Abb. 5.27

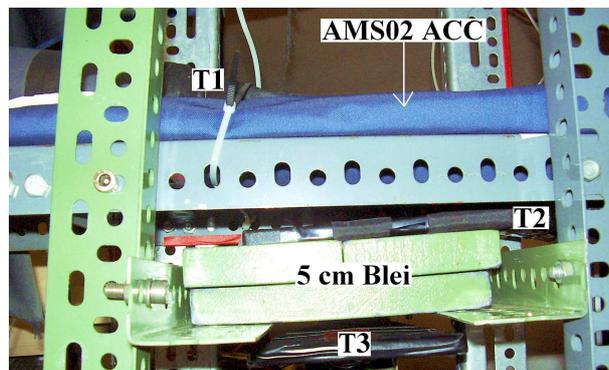


Abbildung 5.26: Aufbau des Trigger zur Untersuchung der ACC Zähler mit Myonen, bei dem sich eine 5 cm dicke Bleischicht zwischen den Trigger - Szintillatoren T2 und T3 befand. Zusätzlich wurde bei dieser Messreihe die Spannung der PMT ZH 5810 um 50 V erhöht.

(b) ist der untere Teil des Summenspektrums der PMTs ZH 5810 und ZH 5998, die an den AMS02 Zähler angeschlossen waren für den zuvor diskutierten Aufbau in einer logarithmischen Auftragung gezeigt. Die den Eichladungen entsprechenden Faltungsintegrale, sowie die auf die Anzahl an Photoelektronen umgerechneten Achsen sind ebenfalls gezeigt. Bei dieser Messreihe ergab sich eine Ineffizienz des ACC Zählers von:

$$\bar{\eta} = 5/63334 \approx 8 \cdot 10^{-5} \quad (5.10)$$

Durch die Bleischicht die als Energiefilter wirkt (Teilchen benötigen eine Energie von mindestens ≈ 114 MeV um die Bleischicht zu durchdringen), konnte die gemessene Ineffizienz des ACC Zählers um einen Faktor 2 verbessert werden. Jedoch kann auch diese Ineffizienz nicht durch das Faltungsintegral beschrieben werden. Zudem scheint durch die Bleischicht die Anzahl der Ereignisse bei denen die PMTs ein geringes Signal liefern (unterhalb von ca. 25 pC) deutlich angestiegen zu sein.

Zur weiteren Optimierung des Teststandes wurde der Energiefilter durch den Granittisch auf dem sich der Messaufbau befand zusätzlich erhöht. Der Granittisch hatte eine Dicke von 35 cm. Zudem wurde in diesem Aufbau der $10 \times 20 \text{ cm}^2$ mit dem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Trigger ausgetauscht, so dass sich T2, der die kleinste aktive Fläche aufwies, direkt unter dem ACC Zähler befand. Diese Konfiguration der Trigger wurde gewählt um durch die Geometrie der Trigger sicherzustellen, dass ein Teilchen den ACC - Zähler durchquert hatte. Der Trigger T3 befand sich unterhalb des Granittisches und wurde durch einen $227 \times 24 \text{ cm}^2$ großen Triggerszintillator ersetzt um eine vertretbare Triggerrate zu erhalten, die typischerweise bei ≈ 0.05 Hz lag. Der Messaufbau ist in Abb 5.28 gezeigt. Um sicherzustellen, dass nur Teilchen vermessen wurden, die den Granittisch durchquert hatten, wurde die

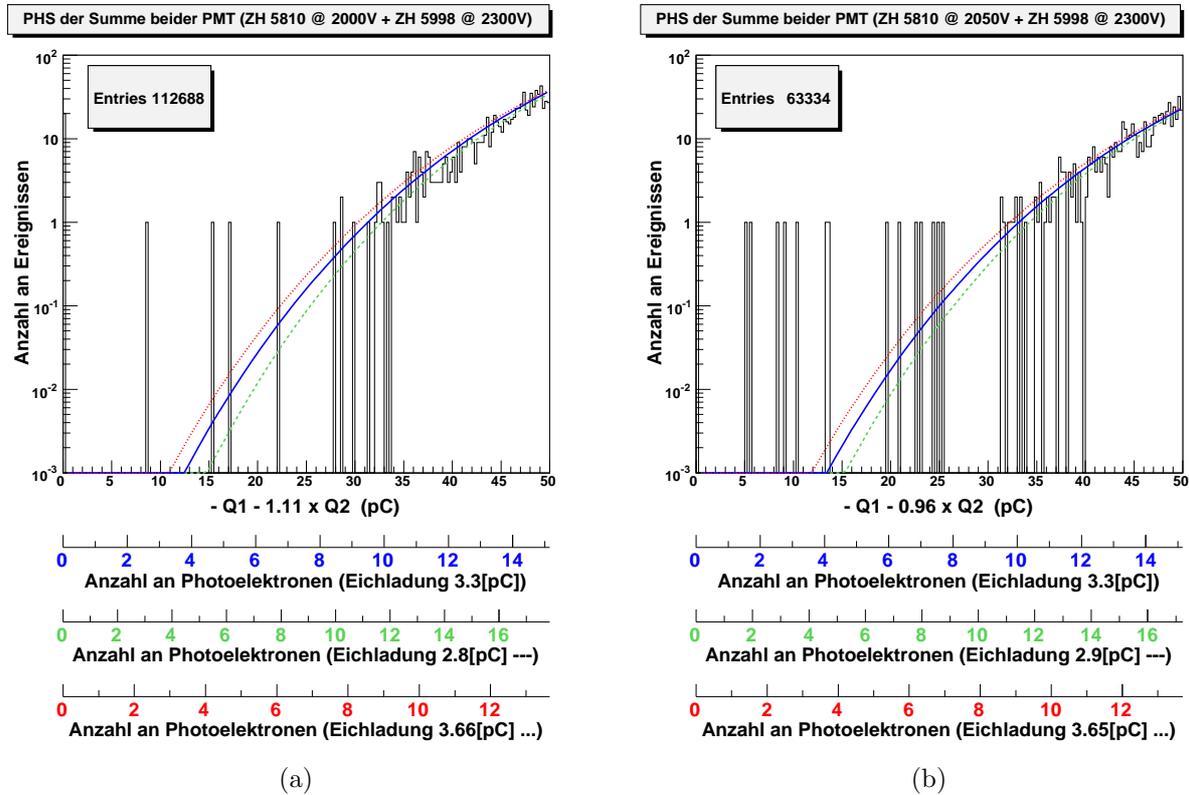


Abbildung 5.27: Logarithmische Darstellung des unteren Endes des Summen - PHS der beiden PMT ZH 5810 und ZH 5998, die an den AMS02 - Zähler angeschlossen waren. Das an die Daten angepasste Faltungsintegral ist zur jeweiligen Eichladung (Mittelwert: blaue/dunkle durchgezogene Kurve; untere Grenze: grüne/helle gestrichelte Kurve; obere Grenze: rote/helle gepunktete Kurve) ebenfalls dargestellt. Die drei Achsen unterhalb der Abbildungen geben die nach der jeweiligen Eichladung berechnete Anzahl an Photoelektronen an. (a) Messung bei der sich kein Blei zwischen den Trigger - Szintillatoren T2 und T3 befand. (b) Messung bei der sich eine 5 cm dicke Bleischicht zwischen den Trigger - Szintillatoren T2 und T3 befand.

Triggerbedingung bei dieser Messung auf die Koinzidenz aller drei Trigger - Szintillatoren gesetzt. Bei dieser Messreihe ergab sich eine Ineffizienz des ACC Zählers von:

$$\bar{\eta} = 1/65928 \quad (5.11)$$

Durch die Hinzunahme des Granittisches zum Energiefilter, (Teilchen benötigen eine Energie von mindestens ≈ 300 MeV um die Bleischicht und den Granittisch zu durchdringen) konnte die gemessene Ineffizienz des ACC Zählers um einen weiteren Faktor 5 verbessert werden. Zudem wurden bei dieser Messung die zuvor beobachteten Ereignisse bei niedrigen (unterhalb von ca. 25 pC) Signalen auf zwei Ereignisse reduziert, von denen eins das beobachtete Null Ereignis ist (vgl. dazu Abb. 5.29). Zum Verständnis des Ereignisses, bei dem

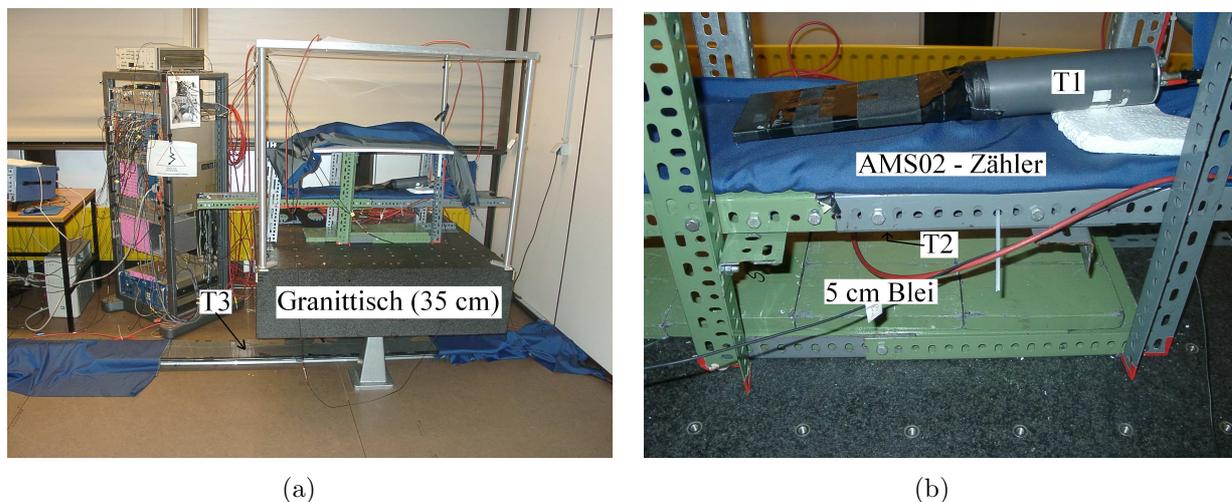


Abbildung 5.28: Aufbau zur Messung der Ineffizienz der ACC Zähler, bei dem sich der Trigger - Szintillator T3 unter dem 35 cm dicken Granittisch befand (a). In der Abbildung (b) ist eine Nahaufnahme des Zählers mit dem auf dem Zähler befindlichen Trigger - Szintillator T1 gezeigt, der Trigger - Szintillator T2 befand sich direkt unter dem ACC Zähler.

die beiden PMTs ein Signal lieferten, wird die Wahrscheinlichkeit betrachtet, dass solch ein Ereignis bei der aufgenommenen Anzahl an Ereignissen auftritt. Dazu wurde mit den an den Datensatz angepassten Faltungsgleichungen die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass ein Signal im Intervall von 3 - 25 pC liegt (dies entspricht je nach Eichladung einer Anzahl von ≈ 1 - ≈ 8 Photoelektronen). Diese Wahrscheinlichkeit ergibt sich zu:

$$(1.68_{-0.82}^{+1.4}) \cdot 10^{-5} \quad (5.12)$$

Multipliziert man diese Wahrscheinlichkeit mit der Anzahl an Ereignissen ergibt sich:

$$1.1_{-0.5}^{+0.9} \quad (5.13)$$

Somit kann dieses Ereignis durch die Statistik der ACC Zähler beschrieben werden. Wendet man dasselbe Verfahren auf das Ereignis bei dem keine der beiden PMTs ein Signal lieferten an, ergibt sich für das Intervall von 0 - ≈ 3 pC eine Wahrscheinlichkeit von:

$$(1.4_{-1.25}^{+8.1}) \cdot 10^{-10} \quad (5.14)$$

Diese geringe Wahrscheinlichkeit ergibt sich dabei aus dem starken Abfall des Faltungsgleichung bei kleinen Signalen (vgl. dazu Abb. 5.30 (a)). Somit kann dieses Nullereignis nicht durch die Statistik der Zähler beschrieben werden. Ein weiteres Argument dafür, dass dieses Nullereignis nicht durch die Statistik des Zählers zustande kommt, ist der Bereich von 20 pC bis 1 pC in Abb. 5.29, in dem sich kein einziges Ereignis befindet. Wäre das Nullereignis durch die Statistik des Zählers gegeben, sollten sich in diesem Bereich mehrere Ereignisse ansammeln, da die Wahrscheinlichkeit zwei oder mehr Photoelektronen zu detektieren größer ist, als kein Photoelektron zu detektieren.

Eine mögliche Erklärung des Nullereignis wäre eine Zufallskoinzidenz des Trigger - Szintillators T3 mit der Koinzidenz der beiden oberen Trigger - Szintillatoren T1 und T2. Die Breite des Koinzidenzimpulses der Trigger - Szintillatoren T1 und T2 betrug 40 ns. Die Koinzidenzrate der beiden an den Szintillator T3 angeschlossenen PMTs betrug ≈ 80 Hz. Damit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für eine Zufallskoinzidenz zu:

$$40ns \cdot 80Hz = 3.2 \cdot 10^{-6} \quad (5.15)$$

Wird diese Wahrscheinlichkeit mit der Anzahl an aufgezeichneten Ereignissen multipliziert, werden in diesem Datensatz 0.21 Nullereignisse aufgrund einer Zufallskoinzidenz erwartet. In Abb. 5.30 (b) ist eine Poissonverteilung mit einem Mittelwert von 0.21 gezeigt. Nach der Poissonstatistik ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von 81%, dass in diesem Datensatz keine Zufallskoinzidenz detektiert wird. Die Wahrscheinlichkeit das eine oder mehrere Zufallskoinzidenzen auftreten beträgt somit 29%, wobei die Wahrscheinlichkeit für genau eine Zufallskoinzidenz bei 17% liegt. Aufgrund dieser statistischen Betrachtung ist es sehr viel wahrscheinlicher, dass das detektierte Nullereignis das Resultat einer Zufallskoinzidenz ist. Unter Ausschluss dieser Zufallskoinzidenz ergibt sich die, durch die aufgenommene Statistik begrenzte, Ineffizienz des ACC Zählers zu:

$$\bar{\eta} = 0/65927 \quad (5.16)$$

Die Messreihen zeigen, dass die Messungen der Ineffizienz der ACC Zähler mit der aufgenommenen Statistik im Bereich unterhalb von 10^{-5} nicht möglich war. Der letzte Messaufbau mit dem größten Energiefilter zeigt jedoch, dass eine saubere Messung der Ineffizienz möglich ist. Zur Optimierung dieses Teststandes sollte die Akzeptanz des Teststandes vergrößert werden. Dazu könnte sowohl die aktive Fläche des Triggers T1 als auch des Triggers T3 vergrößert werden, wobei der Trigger T2 klein gegenüber den Abmessungen der ACC Zähler bleibt, und unter den Zählern positioniert wird. Bei der Vergrößerung der Trigger T1 und T3 sollte darauf geachtet werden, dass die Einzelraten der Zähler nicht so groß werden, dass eine hohe Anzahl an Zufallskoinzidenzen detektiert wird. Dazu sollten die Koinzidenzimpulse der signalverarbeitenden Elektronik möglichst kurz sein, und durch eine optimierte Diskriminatorschwelle könnten nur die Ereignisse selektiert werden, die einem eindeutigen Teilchendurchgang entsprechen. Ein zweiter Schritt wäre eine Positionsmessung des Teilchens, das den ACC durchquert. Diese Information könnte dazu dienen Randereignisse in den Trigger - Szintillatoren auszuschliessen. Die Ortsmessung könnte dabei z. B. durch Siliziumstreifendetektoren realisiert werden. Ein weiteres Problem bei dem Test der ACC Zähler mit atmosphärischen Myonen ist die Identität der Teilchen. Da nicht nur Myonen in den in Abschnitt 4.1 diskutierten Luftschauern entstehen, ist es nicht gesichert, dass nur Myonen als Sonden verwendet werden. Zudem können die Myonen in den Decken des Gebäudes in dem sich der Teststand befindet Schauern, so dass relativ niederenergetische Teilchen, und nicht 4 GeV Myonen, als Sonden verwendet werden. Dieses Problem konnte teilweise durch den Energiefilter behoben werden. Kontrollierte Testbedingungen, bei denen die Teilchen die als Sonden verwendete werden klarer definiert sind, würde ein Strahl - Test der ACC Zähler liefern. Ein weiterer Vorteil des Strahl - Test wäre

die hohe Ereignisrate, so dass die ACC Zähler in relativ kurzer Zeit mit hoher Statistik auf die Ineffizienz untersucht werden können. Ein Strahl - Test der ACC Zähler ist Ende Oktober 2006 geplant.

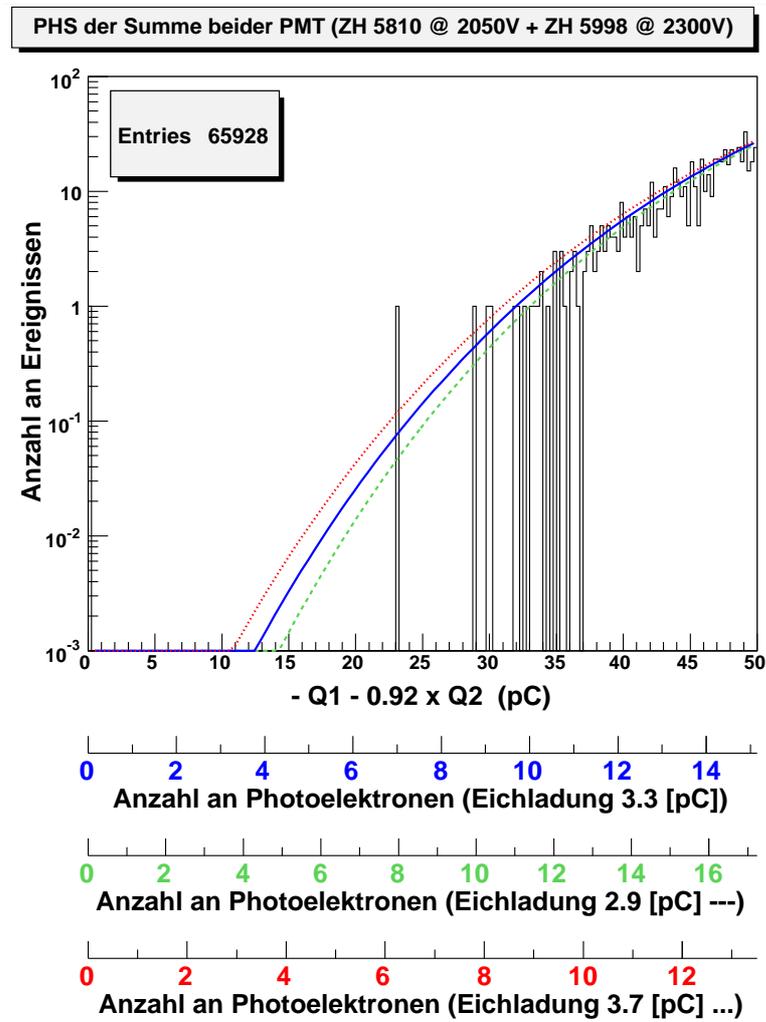
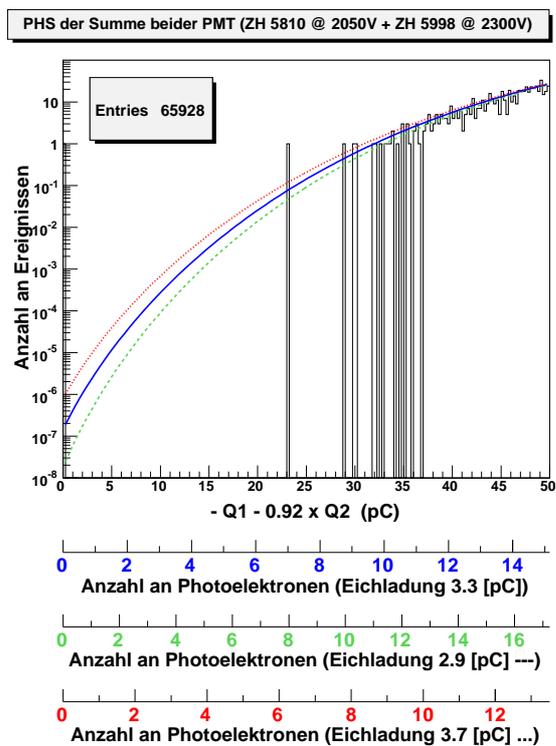
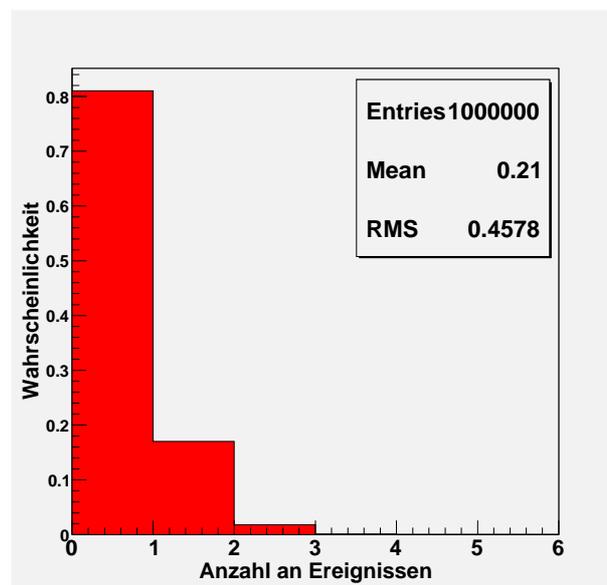


Abbildung 5.29: Logarithmische Darstellung des unteren Endes des Summen - PHS der beiden PMT ZH 5810 und ZH 5998 die an den AMS02 Zähler angeschlossen waren, für die Messung bei der sich T3 unterhalb des Granittisches befand. Das an die Daten angepasste Faltungintegral ist zur jeweiligen Eichladung (Mittelwert: blaue/dunkle durchgezogene Kurve; untere Grenze: grüne/helle gestrichelte Kurve; obere Grenze: rote/helle gepunktete Kurve) ebenfalls Dargestellt. Die drei Achsen unterhalb der Abbildungen geben die nach der jeweiligen Eichladung berechnete Anzahl an Photoelektronen an.



(a)



(b)

Abbildung 5.30: (a) Logarithmische Auftragung des in Abb. 5.29 gezeigten Endes des PHS, wobei in dieser Abbildung die y - Achse soweit ausgedehnt wurde, dass der gesamte Verlauf der Faltungsintegrale bei niedrigen Pulshöhen zu sehen ist.

(b) Poissonverteilung mit einem Mittelwert von 0.21. Die Poissonwahrscheinlichkeit eine einzelne Zufallskoinzidenz zu detektieren liegt bei 17%.

5.4 Zusammenfassung

Durch das Vorbiegen der WLS - Fasern konnte die Homogenität der ACC Zähler eindeutig gesteigert werden. Damit hängt die Anzahl an Photoelektronen nur noch wenig von der Position des Teilchendurchganges ab. Weiterhin wird die Gesamtzahl an Photoelektronen, durch die Reduktion der Photonverluste aufgrund der Krümmungen der Fasern, die bei einem Durchgang geliefert wird erhöht.

Durch die Simulation eines Teilchendurchganges durch einen Zähler mit einer LED, konnte die Ineffizienz der Zähler als Funktion der mittleren detektierten Anzahl an Photoelektronen untersucht werden. Diese Untersuchungen bestätigen die Erwartung, dass die Ineffizienz der Zähler durch die Photonstatistik gegeben ist.

Mit der entwickelten Prozedur zur Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen, die die Zähler liefern, konnte die in Tabelle 5.9 angegebene Gesamtzahl an Photoelektronen bestimmt werden, die die Zähler beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Zähler liefern. Die gemessene Anzahl stimmt dabei mit der nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell berechneten Anzahl überein. Zudem liefert der AMS02 Zähler im Rahmen der Messfehler wie erwartet nur ca. 80% der Gesamtzahl an Photoelektronen des AMS01 Zählers. Diese Reduktion ist dabei auf die Dicke des Szintillators zurückzuführen, die bei den AMS01 Zählern 10 mm betrug, und bei den AMS02 Zählern 8 mm beträgt.

	AMS02 (8 mm)		AMS01(10 mm)	
	MOP	Mittelwert	MOP	Mittelwert
Messung	28_{-3}^{+5}	35_{-3}^{+6}	34_{-3}^{+4}	45_{-5}^{+4}
Modell		44 ± 6		52 ± 8

Tabelle 5.9: Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen für die Zähler, sowie die nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen für den AMS02 Zähler und den AMS01 Zähler.

Die in Abschnitt 5.3 diskutierte Methode zur Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen lieferte bei allen drei Messaufbauten (Messaufbau I: Abb. 5.12 ; Messaufbau II: Abb. 5.26 und Messaufbau III: Abb. 5.28) die in Tabelle 5.10 aufgeführten konsistenten Eichladungen und Anzahlen an Photoelektronen. Damit kann diese Methode zur verlässlichen Bestimmung der Gesamtzahl an Photoelektronen verwendet werden.

Mit dem Messaufbau III war es mit der aufgenommenen Statistik möglich, die Ineffizienz der AMS02 Zähler ohne angeschlossene Lichtleiter und bei zentrischem Teilchendurchgang zu :

$$\bar{\eta} < 3.5 \cdot 10^{-5} \quad @ \quad 90\%CL \quad (5.17)$$

$$\bar{\eta} < 4.6 \cdot 10^{-5} \quad @ \quad 95\%CL \quad (5.18)$$

zu bestimmen. Zur genauen Messung der Ineffizienz der Zähler mit hoher Statistik, sowie der Untersuchung der Ineffizienz in Abhängigkeit von der Position des Teilchendurchganges

	Messaufbau I	Messaufbau II	Messaufbau III
Eichladung	$3.3^{+0.36}_{-0.5}$ [pC]	$3.3^{+0.35}_{-0.4}$ [pC]	$3.3^{+0.4}_{-0.4}$ [pC]
Photoelektronen MOP	28^{+5}_{-3}	27^{+4}_{-2}	27^{+3}_{-3}
Photoelektronen Mittelwert	35^{+6}_{-3}	34^{+5}_{-3}	34^{+5}_{-3}

Tabelle 5.10: Eichladungen und die damit berechnete Anzahl an Photoelektronen, die bei den verschiedenen Messaufbauten bestimmt wurden.

durch die ACC Zähler wird man den Test der Zähler in einem Proton - Strahl abwarten müssen, der voraussichtlich Ende Oktober 2006 am CERN stattfinden wird.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das AMS02 Experiment wird das erste im Weltraum stationierte Experiment sein, das im großen Rahmen das Zusammenspiel einzelner, aus der Hochenergiephysik bewährten, Detektoren zur Vermessung der kosmischen Strahlung einsetzen wird. Die wesentlichen Aufgaben des Experimentes werden die Suche nach Antimaterie und die Suche nach Dunkler Materie sein. Die Detektoren des AMS02 Experimentes wurden speziell für diese Ziele konzipiert und konstruiert. Nach der dreijährigen Messzeit des Experimentes, die im Jahre 2009 mit der Stationierung des AMS02 Detektors auf der ISS beginnen soll, wird die kosmische Strahlung mit unerreichter Präzision vermessen sein. Die vom AMS02 Experiment in dieser Zeit gesammelten Daten werden einen wichtigen Beitrag zu den Fragen des Verbleibens der Antimaterie, und der Existenz der Dunklen Materie liefern.

Der ACC des AMS02 Experimentes dient als Vetocounter für geladene Teilchen, die seitlich in den zentralen Tracker eintreten. Der ACC besteht dabei aus 16, 8 mm dicken Zählern, die den Tracker zylindrisch umschließen. Die einzelnen Zähler des ACCs bestehen dabei aus einem Plastiksintillator, dessen Licht über WLS - Fasern ausgelesen wird. Dieses Licht wird über Lichtleiter an die magnetfeldresistenten PMTs weitergeleitet. Bei der Konstruktion der ACC Zähler wird eine Ineffizienz der Zähler von unterhalb 10^{-5} angestrebt.

Für eine geringe Ineffizienz der ACC ist eine hohe Anzahl an Photoelektronen maßgeblich. Zum Verständnis der Anzahl an Photoelektronen, die die einzelnen PMT detektieren ist es nötig, die Photonpropagation von der Entstehung im Szintillator bis zur Konversion an der Photokathode des PMT zu verstehen. Das in Kapitel 4 entwickelte Modell, sowie die Charakterisierung der einzelnen Komponenten aus denen die Zähler des ACCs aufgebaut sind, ermöglicht eine Modellierung der Photonpropagation. Dieses Modell ermöglicht es, die erwartete Anzahl an Photoelektronen, die die Zähler liefern zu berechnen. Die durch das Modell berechneten Anzahlen stimmen dabei im Rahmen der Fehler gut mit der gemessenen Anzahl überein. In Tabelle 6.1 sind die nach dem Modell erwartete Anzahl und die gemessene Anzahl an Photoelektronen, aufgeführt. Für den AMS02 Zähler wurde die Anzahl an Photoelektronen aus dem Mittel der drei Messaufbauten angegeben, so dass sich die Fehler aufgrund der dreifachen Messung im Vergleich zur Messung des AMS01 Zählers reduzierte. Das Modell vernachlässigt dabei die Verluste an Photonen, die

durch die Krümmung der Fasern auftreten. Durch die Verbesserung des Produktionsprozesses der Zähler und dem Vorbiegen der WLS - Fasern konnten die Verluste aufgrund der Krümmung der WLS - Fasern reduziert, und die Homogenität der Zähler eindeutig gesteigert werden. Die gute Homogenität der ACC Zähler stellt dabei sicher, dass das Signal eines Teilchendurchganges nicht von der Position des Teilchendurchganges durch den ACC Zähler abhängt.

	AMS02 (8 mm)		AMS01(10 mm)	
	MOP	Mittelwert	MOP	Mittelwert
Messung	27^{+2}_{-2}	34^{+3}_{-2}	34^{+4}_{-3}	45^{+4}_{-5}
Modell		44 ± 6		52 ± 8

Tabelle 6.1: Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen für die Zähler, sowie die nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen.

Die verwendete Methode zur Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen über die Bestimmung der Eichladung erwies sich als reproduzierbar und stabil. Damit ist diese Verfahren zur verlässlichen Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen, die die ACC Zähler liefern gut geeignet.

Nach den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird nach den Lichtleitern die Gesamtzahl an Photoelektronen, die von den beiden an einen Zähler angeschlossenen PMTs bei dem Durchgang eines geladenen Teilchens detektiert wird, im Mittel über alle Zähler bei 25^{+2}_{-2} Photoelektronen (Mittelwert) liegen. Die wahrscheinlichste Gesamtzahl an Photoelektronen (MOP) wird im Mittel über alle Zähler bei 20^{+2}_{-1} Photoelektronen liegen.

Bei den Untersuchungen zur Ineffizienz der ACC Zähler mit einer LED konnte gezeigt werden, dass die Ineffizienz wie erwartet durch die Photonstatistik gegeben ist. Bei der Untersuchung der Ineffizienz der ACC Zähler mit atmosphärischen Myonen konnte gezeigt werden, dass die Ineffizienz bei einem zentralen Teilchendurchgang durch den ACC Zähler, und ohne die Lichtleiter kleiner ist als:

$$\bar{\eta} < 3.5 \cdot 10^{-5} \quad @ \quad 90\%CL \quad (6.1)$$

$$\bar{\eta} < 4.6 \cdot 10^{-5} \quad @ \quad 95\%CL \quad (6.2)$$

Weiterhin konnte das PHS der Summe der Signale der beiden an den ACC Zähler angeschlossenen PMTs durch die Faltung einer Landauverteilung mit einer Poissonverteilung beschrieben werden, die das PHS auch im unteren Bereich gut beschreibt. Dieses Faltungsintegral beschreibt somit auch die Ineffizienz der Zähler aufgrund der statistischen Prozesse des Energieverlustes der Myonen im Szintillator und der Konversion der Photonen an der Photokathode. Für eine eindeutigere Untersuchung der Ineffizienz der Zähler die nicht auf den Zentralbereich des Zählers beschränkt ist, sondern auch die Randbereiche der ACC Zähler einschließt ist ein Teststand nötig, der eine Positionsbestimmung des

Teilchendurchganges auf dem cm Niveau ermöglicht. Die Positionsbestimmung könnte dabei durch Silizium - Mikrostreifen Detektoren erfolgen. Neben solch einem Teststand wird voraussichtlich Ende Oktober 2006 ein Strahltest der ACC Zähler erfolgen. Der Strahltest ermöglicht es, in relativ kurzer Zeit, die Ineffizienz der ACC Zähler unter kontrollierten Bedingungen, mit hoher Statistik und in Abhängigkeit der Position des Teilchendurchganges zu bestimmen.

Anhang A

Herleitung der Gleichung zur Bestimmung der Photoelektronenanzahl

In Abschnitt 3.1.4 wurden die die PMTs charakterisierenden Größe G eingeführt, die Größe σ_G beschreibt die statistische Schwankungen des Verstärkungsprozess. Diese Größen werden im folgenden verwendet, um die Gesamtzahl an Photoelektronen zu bestimmen, die von zwei PMTs detektiert werden, die dieselbe Quelle auslesen. Dazu wird die in [79] durchgeführte Rechnung auf ein System mit zwei PMTs verallgemeinert. Weiterhin wird gezeigt, wie die benötigten Größen aus der Messung der Signale der beiden PMTs gewonnen werden können.

Für eine einzelne PMT ist die Anzahl der Photoelektronen nach der Konversion an der Photokathode gegeben durch:

$$N_{p.e.} = \eta \cdot N_\gamma \quad (\text{A.1})$$

wobei η die Quanteneffizienz und N_γ die Anzahl der auf die Photokathode treffenden Photonen bezeichnet. Die Varianz der Photoelektronen ist durch folgenden Zusammenhang gegeben:

$$\sigma_{N_{p.e.}}^2 = \eta \cdot \sigma_{N_\gamma}^2 \quad (\text{A.2})$$

Die Anzahl der Elektronen, die an der Anode gesammelt werden, kann in Abhängigkeit der Verstärkung G folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$N_A = \eta \cdot N_\gamma \cdot G \quad (\text{A.3})$$

wobei G durch Formel 3.7 gegeben ist. Die Multiplikation der Photoelektronen in dem Dynodensystem geschieht durch einen stochastischen Kaskaden Prozess. Nach [80] ist die Varianz der resultierenden Verteilung der Elektronen an der Anode aufgrund des Kaskaden Prozess gegeben durch:

$$\sigma_{N_A}^2 = G^2 \cdot \sigma_{N_{p.e.}}^2 + N_{p.e.} \cdot \sigma_G^2 \quad (\text{A.4})$$

Diese Gleichung kann durch einsetzen von Gleichungen A.1 und A.2 in die folgende Form gebracht werden:

$$\sigma_{N_A}^2 = G^2 \cdot \eta \cdot \sigma_{N_\gamma}^2 + \eta \cdot N_\gamma \cdot \sigma_G^2 \quad (\text{A.5})$$

Betrachten wir nun ein System von zwei PMTs (1 und 2) so gelten für jede der beiden PMTs die Gleichungen A.4 und A.5. Für die Gesamtzahl der an beiden Anoden aufgesammelten Elektronen und deren Varianz gilt:

$$N_{A_{ges}} = N_{A_1} + N_{A_2} \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{N_{A_{ges}}}^2 = \sigma_{N_{A_1}}^2 + \sigma_{N_{A_2}}^2 \quad (\text{A.7})$$

Dabei wurde die Eigenschaft, dass die quadratische Breite der Summen - und Differenzverteilung zweier gaussverteilter Größen, der Summe der quadratischen Breiten der einzelnen Verteilungen entspricht, benutzt. Unter der Annahme das $\sigma_{N_{\gamma_i}}^2$ mit $i = 1, 2$ gegeben ist durch:

$$\sigma_{N_{\gamma_i}}^2 = N_{\gamma_i} \quad (\text{A.8})$$

ergibt sich die Varianz der an beiden Anoden gesammelten Elektronen zu:

$$\sigma_{N_{A_{ges}}}^2 = G_1^2 \cdot \eta_1 \cdot \sigma_{N_{\gamma_1}}^2 + \eta_1 \cdot N_{\gamma_1} \cdot \sigma_{G_1}^2 + G_2^2 \cdot \eta_2 \cdot \sigma_{N_{\gamma_2}}^2 + \eta_2 \cdot N_{\gamma_2} \cdot \sigma_{G_2}^2 \quad (\text{A.9})$$

$$\rightarrow \sigma_{N_{A_{ges}}}^2 = N_{p.e.1} \cdot (G_1^2 \cdot \sigma_{G_1}^2) + N_{p.e.2} \cdot (G_2^2 \cdot \sigma_{G_2}^2) \quad (\text{A.10})$$

Die Gesamtzahl ist gegeben durch:

$$N_{A_{ges}} = N_{p.e.1} \cdot G_1 + N_{p.e.2} \cdot G_2 \quad (\text{A.11})$$

Somit ergibt sich das quadrierte Verhältnis der Varianz zur Gesamtzahl zu:

$$\left(\frac{\sigma_{N_{A_{ges}}}}{N_{A_{ges}}} \right)^2 = \frac{N_{p.e.1} \cdot (G_1^2 + \sigma_{G_1}^2) + N_{p.e.2} \cdot (G_2^2 + \sigma_{G_2}^2)}{(N_{p.e.1} \cdot G_1 + N_{p.e.2} \cdot G_2)^2} \quad (\text{A.12})$$

Unter der Annahme das beide PMTs eine identische Verstärkung haben:

$$G_1 = G_2 = G \quad \sigma_{G_1} = \sigma_{G_2} = \sigma_G \quad (\text{A.13})$$

lässt sich Gleichung A.12 folgendermaßen schreiben:

$$\left(\frac{\sigma_{N_{A_{ges}}}}{N_{A_{ges}}} \right)^2 = \frac{(N_{p.e.1} + N_{p.e.2}) \cdot (G^2 + \sigma_G^2)}{(N_{p.e.1} + N_{p.e.2})^2 \cdot G^2} = \frac{(1 + F)}{N_{p.e.}} \quad (\text{A.14})$$

wobei $N_{p.e.}$ der Gesamtzahl an detektierten Photoelektronen entspricht:

$$N_{p.e.} = N_{p.e.1} + N_{p.e.2} \quad (\text{A.15})$$

und F den so genannten Fano Faktor beschreibt. Der Fano Faktor beschreibt den Anstieg der Anzahl an Photoelektronen, aufgrund der statistischen Natur des Verstärkungsprozess.

Unter der Annahme eines Idealen PMT, also einer Idealen Verstärkung mit $\sigma_G^2 = 0$ ergibt sich der Fano Faktor zu 1. Für die Gesamtzahl an detektierten Photoelektronen gilt dann:

$$N_{p.e.} = \left(\frac{N_{Ages}}{\sigma_{N_{Ages}}} \right)^2 \quad (\text{A.16})$$

Aus den Gleichungen A.10 und A.11 ergibt sich unter den in A.13 angenommenen Bedingungen der Verstärkungsfaktor G zu :

$$G = \frac{\sigma_{N_{Ages}}^2}{N_{Ages}} \equiv Q_{pe} \quad (\text{A.17})$$

Die Größe N_{Ages} wird aus dem Mittelwert der Verteilung der Summe der Signale beider PMTs bestimmt. Die Größe $\sigma_{N_{Ages}}$ kann aus der Differenz der Signale bestimmt werden, denn es gilt:

$$N_{diff} = N_{A_1} - N_{A_2} \quad (\text{A.18})$$

$$\rightarrow \sigma_{N_{diff}}^2 = \sigma_{N_{A_1}}^2 + \sigma_{N_{A_2}}^2 = \sigma_{N_{Ages}}^2 \quad (\text{A.19})$$

Die Größe $\sigma_{N_{Ages}}$ ergibt sich damit aus der Breite der Verteilung der Differenzen der Signale der beiden PMTs.

Anhang B

Eigenschaften der verwendeten LED

Das Emissionsspektrum der bei den Untersuchungen eingesetzten LED der Firma Toyoda Gosei (Typ: E1L5M-4P0A2) [82] liegt sehr nahe an dem Emissionsspektrum des für die Zähler des ACCs verwendeten Szintillators.

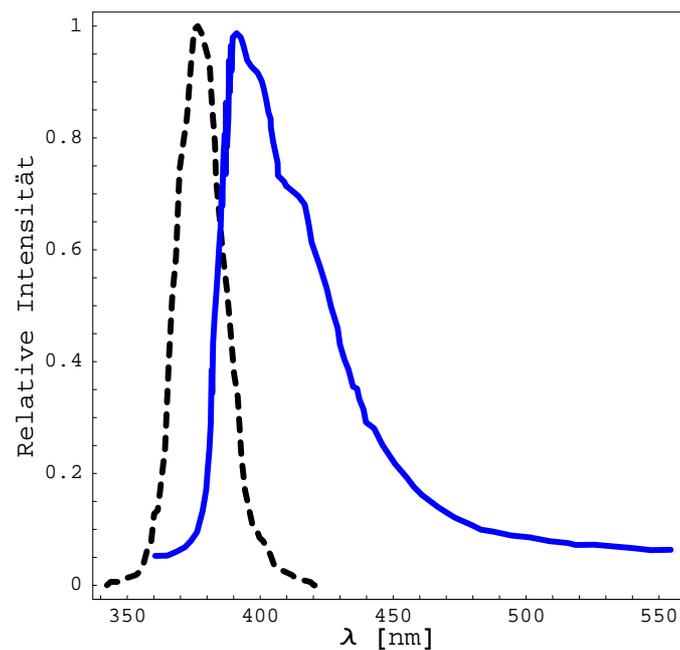


Abbildung B.1: *Vergleich des Emissionsspektrums des verwendeten Szintillators (blaue Linie) mit dem Emissionsspektrum der zur Untersuchung verwendeten LED (schwarze/gestrichelte Linie).*

Mit der LED war es möglich, den Szintillator gezielt anzuregen, und die Einkopplung des Lichts des Szintillators in die WLS - Fasern zu simulieren.

Anhang C

Eigenschaften der verwendeten PMT

In Abb. C.1 ist die Quanteneffizienz der verwendeten R5946 PMT als Funktion der Wellenlänge gezeigt. Aus der Abbildung lässt sich für die Wellenlänge des Lichts der WLS - Fasern (475 nm) eine Quanteneffizienz von 10 % ablesen (senkrechte Linie in Abb. C.1).

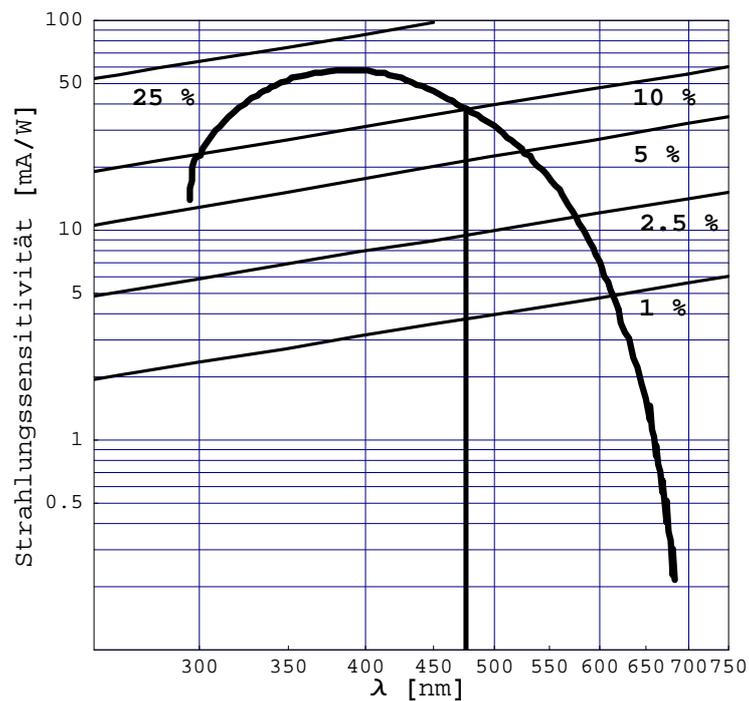


Abbildung C.1: Aus [62] extrahierter Graph der Quanteneffizienz der PMT als Funktion der Wellenlänge.

In Abb. C.2 ist die Transmission des Fensters der PMT als Funktion der Wellenlänge gezeigt. Aus der Abbildung lässt sich eine Transmission von 95 % für Licht der Wellenlänge 475 nm ablesen (senkrechte Linie in Abb. C.2).

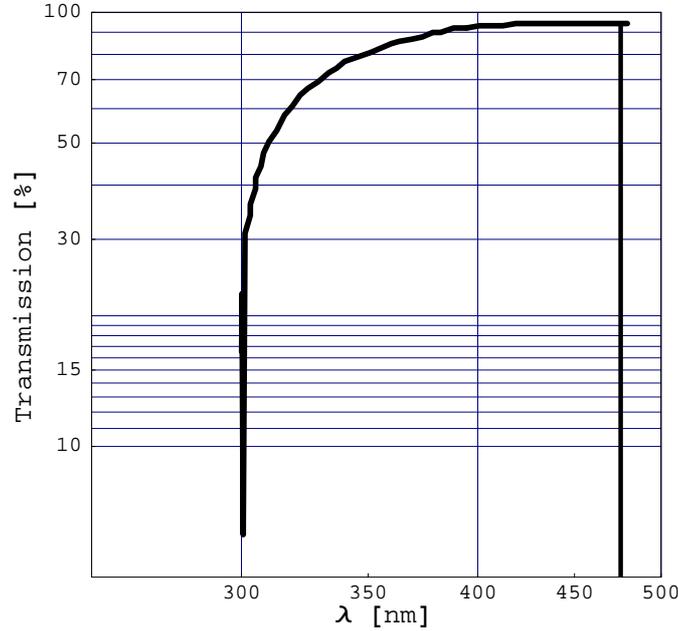


Abbildung C.2: Aus [62] extrahierter Graph der Transmission des Fensters der PMT als Funktion der Wellenlänge.

Responsefunktion der Finemesh PMT

Wie in [81] gezeigt ist, wird die Response eines Finemesh PMT durch folgende Formel beschrieben:

$$S_{real(x)} = \sum_{n,k=0}^{\infty} \frac{\mu_{pc}^n \cdot e^{-\mu_{pc}}}{n!} \cdot \frac{\mu_1^k \cdot e^{-\mu_1}}{k!} \cdot \sum_{i=0}^n \binom{n}{i} \omega_2^i (1 - \omega_2)^{n-i} \cdot \int dx' \tilde{S}_{n-i,k}(x') \cdot \tilde{S}_i^{(2)}(x - x') \quad (C.1)$$

Die Faltung der Response der PMT für Elektronen, die an der Photokathode entstehen S_n , mit der Response der PMT für Elektronen, die an der ersten Dynode entstehen S_k

$$\tilde{S}_{nk}(x) = \int dx' S_n(x') \cdot S_k^{(2)}(x - x') \quad (C.2)$$

kann dabei wie folgt dargestellt werden:

$$\tilde{S}_{nk} = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{K_1^m e^{-K_1}}{m!} \cdot G(x, Q_0 + (m+k) \cdot Q_2, \sigma_0^2 + (m+k) \cdot \sigma_2^2) & n = 1 \\ \sum_{m=0}^{\infty} K_1^m e^{-K_1} \sum_{l=0}^m \frac{1}{(m-l)!!} \cdot G(x, Q_0 + (m+k) \cdot Q_2, \sigma_0^2 + (m+k) \cdot \sigma_2^2) & n = 2 \\ G(x, Q_0 + n \cdot Q_1 + k \cdot Q_2, \sigma_0^2 + n \cdot \sigma_1^2 + k \cdot \sigma_2^2) & n = 0, n \geq 3 \end{cases} \quad (C.3)$$

In den Gleichungen C.1 und C.3 bezeichnet

- n : Anzahl an Photoelektronen, die an der Photokathode entstehen, Mittelwert μ_{pc} .
- k : Anzahl an Photoelektronen, die an der ersten Dynode entstehen, Mittelwert μ_1 .
- ω_2 : Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoelektron, das an der Photokathode entsteht aufgrund der Transparenz der ersten Dynode den Multiplikationsprozess an der zweiten Dynode beginnt.
- Q_0, σ_0 : Pedestal und dessen Breite.
- Q_1, σ_1 : Mittelwert und Breite der Einzel Photoelektronen Response der PMT für Photoelektronen die an der Photokathode entstehen.
- Q_2, σ_2 : Mittelwert und Breite der Einzel Photoelektron Response der PMT für Photoelektronen die an der ersten Dynode entstehen.
- K_1 : Sekundäremmissions Koeffizient der ersten Dynode.
- $G(x, Q, \sigma^2)$: Gaus
- $\tilde{S}_{n-i,k}$: Response der PMT für Photoelektronen, die an der Photokathode erzeugt werden und den Multiplikationsprozess an der ersten Dynode beginnen.
- $\tilde{S}_i^{(2)}$: Response der PMT für Photoelektronen, die an der Photokathode erzeugt werden und den Multiplikationsprozess an der zweiten Dynode beginnen.

Bei einer großen Anzahl von Photoelektronen ($\mu_{pc} \rightarrow \infty$) gehen die Poissonverteilungen und die Binomialverteilung in Gleichung C.1 in Gaussverteilungen über, so dass gilt:

$$\lim_{\mu_{pc} \rightarrow \infty} S_{real}(x) = S_{\infty}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\infty}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - Q_{\infty})^2}{2\sigma_{\infty}^2}\right) \quad (C.4)$$

wobei die Größen Q_{∞} und σ_{∞} durch folgende Beziehungen gegeben sind:

$$Q_{\infty} = \mu_{pc}Q_1 + \mu_1Q_2 \quad (C.5)$$

$$\sigma_{\infty} = \sqrt{\sigma_0^2 + \mu_{pc}(\sigma_1^2 + Q_1^2) + \mu_1(\sigma_2^2 + Q_2^2)} \quad (C.6)$$

In Abb. C.3 ist der Schaltplan des, für die PMTs der ACC Zähler entwickelten, Spannungsteilers gezeigt.

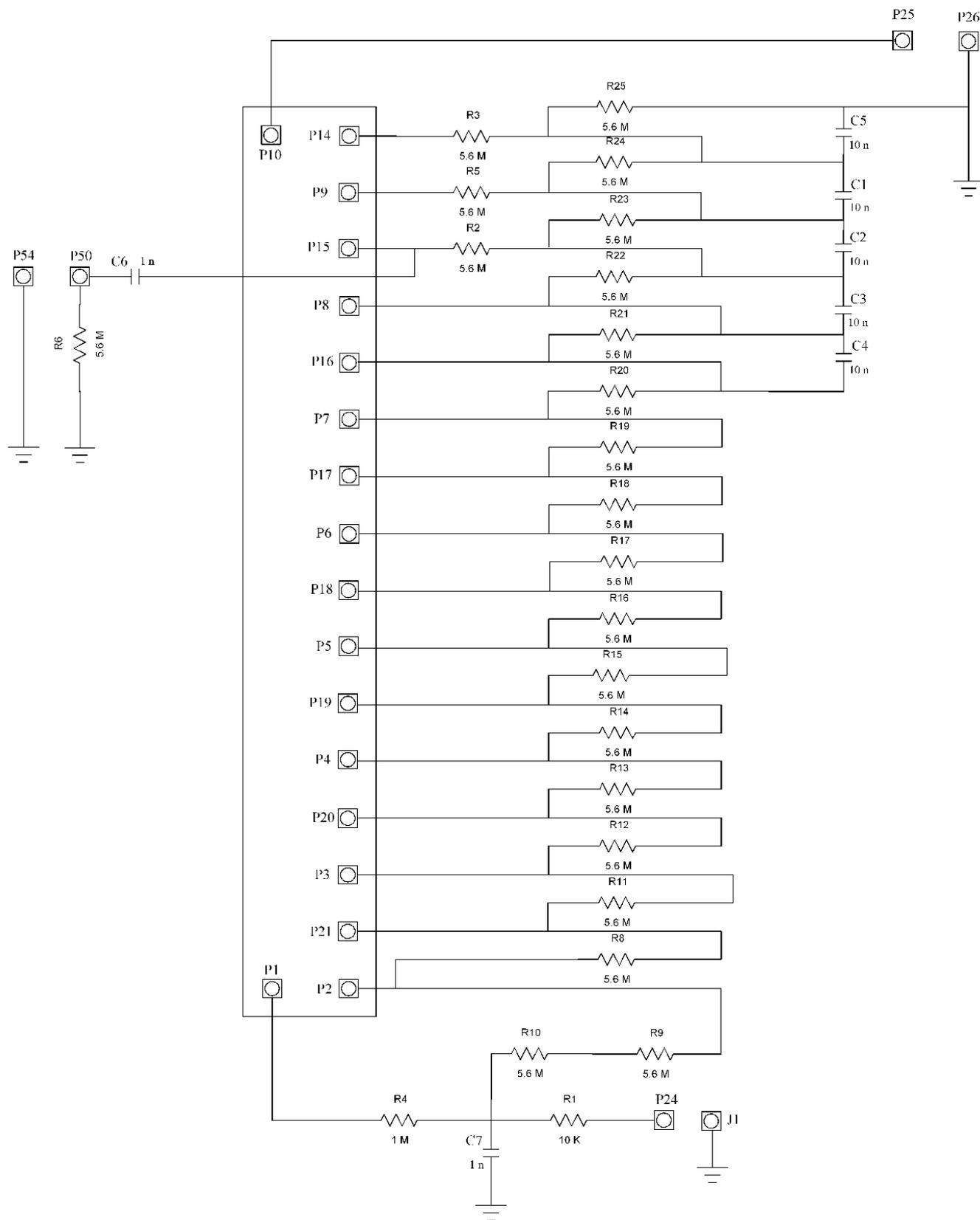


Abbildung C.3: Schaltplan des für die PMTs der ACC Zähler entwickelten Spannungsteilers.

Anhang D

Elektronik

Auf dem Photo D.1 ist der Arbeitsplatz gezeigt, an dem alle in dieser Arbeit diskutierten Messungen durchgeführt wurden. Das Photo zeigt ein Rack mit der Elektronik zum Aufbau der Logiken mit NIM Pulsen, dem Pulsgenerator (ganz oben auf dem Rack) und dem Hochspannungsmodul (ganz unten im Rack). Auf der linken Seite des Photos ist das LeCroy WaveRunner 6050 Oszilloskop [83] zu sehen, mit dem die Signale aufgezeichnet wurden. Im Hintergrund ist der Granittisch zu sehen, auf dem die Messaufbauten zu den Messungen mit atmosphärischen Myonen platziert wurden.

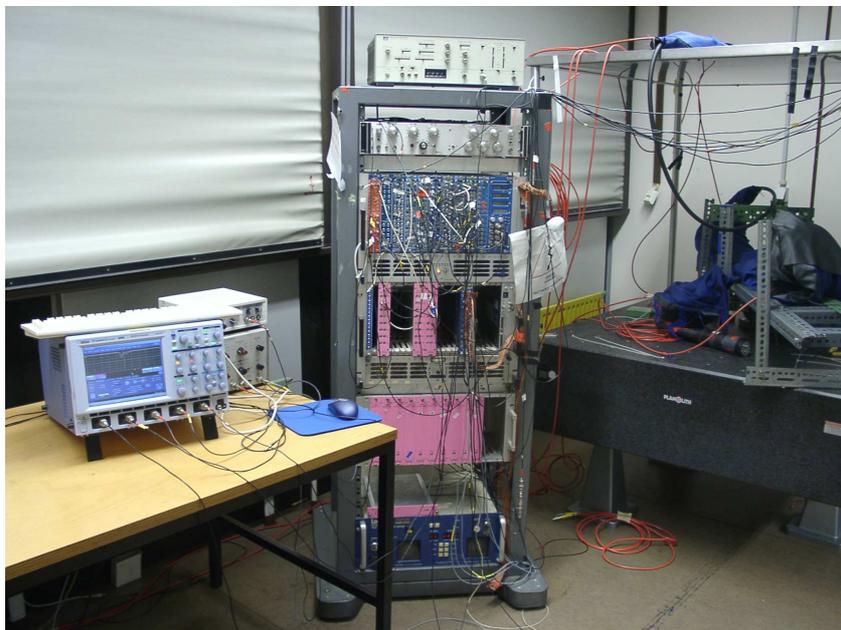


Abbildung D.1: *Photo des Messplatzes mit dem Le Croy WaveRunner, dem Rack mit der Elektronik zur Signalverarbeitung, einem Pulsgenerator (oben auf dem Rack) und dem Hochspannungsmodul (ganz unten im Rack).*

Auf den Photos D.2 ist eine Nahaufnahme der Elektronik (a) und des Oszilloskop (b)

gezeigt.

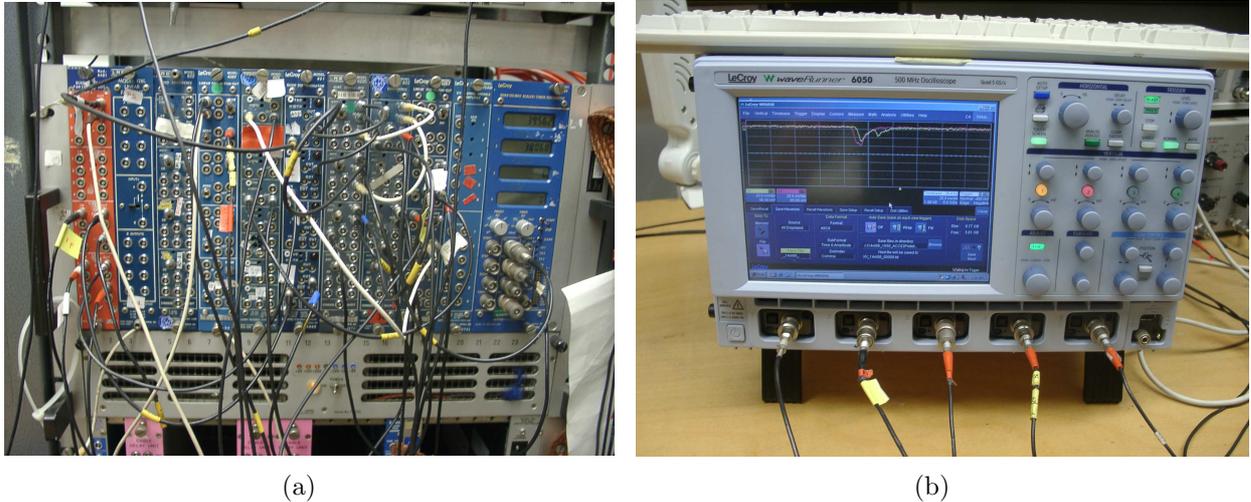


Abbildung D.2: (a) Nahaufnahme der Elektronik mit der die Logik für die einzelnen Signalverarbeitungen aufgebaut wurde.
(b) Nahaufnahme des Le Croy WaveRunner 5060 Oszilloskop, mit dem die Aufzeichnung der Signale erfolgte.

Das digitale 4 Kanal Oszilloskop hatte eine Bandbreite von 500 MHz und eine maximale kontinuierliche Abtastrate von 200 GS/s. Für die Eingangskopplung der einzelnen Kanäle konnten entweder 50Ω oder $1 M\Omega$ gewählt werden. Zur Aufzeichnung der Signal wurde nur die DC Eingangskopplung von 50Ω verwendet. Die Vertikale Auflösung des Oszilloskop betrug 8 bits, und die horizontale Auflösung 10 bits. Die Signale konnten mit dem Oszilloskop im ASCII Format zur weiteren Auswertung abgespeichert werden.

Tabellenverzeichnis

3.1	Eigenschaften des für den ACC verwendeten Szintillators [58].	34
3.2	Eigenschaften der für den ACC verwendeten WLS - Fasern [59].	38
3.3	Eigenschaften des optischen Zements BC-600, mit dem die WLS - Fasern in die Nuten der Szintillatoren eingeklebt werden.	38
3.4	Eigenschaften der für den ACC verwendeten Lichtleiter [60].	38
3.5	Eigenschaften der für den ACC verwendeten Finemesh PMTs [61]. Zur Bestim- mung der QE und der Transmission des Fensters bei der Wellenlänge des von den WLS - Fasern emittierten Lichts siehe Anhang C.	42
4.1	In der Bethe - Bloch Formel auftretende Parameter.	47
4.2	Betriebsparameter zur Untersuchung der Kopplung zwischen Szintillator und WLS - Fasern.	49
4.3	Prozentualer Flächenanteil am Detektorvolumen und Anzahl an primären Photo- nen, die die WLS - Fasern treffen.	52
4.4	Erwarte Gesamtzahl an Photoelektronen für beide PMTs und die in der Messreihe verwendete Anzahl an WLS - Fasern.	53
4.5	Vergleich der erwarteten Gesamtzahl an Photoelektronen mit der gemessenen Ge- samtzahl an Photoelektronen für die unterschiedlichen Anzahlen an WLS - Fasern.	59
4.6	Betriebsparameter zur Bestimmung der Absorptionslänge der WLS - Fasern.	62
4.7	Vergleich der Absorptionslänge der alten und neuen WLS - Fasern . Die Fehler der Absorptionslängen sind dabei durch die Streuung der unterschiedlichen WLS - Fasern gegeben.	66
4.8	Betriebsparameter zur Untersuchung der Krümmungsverluste der WLS - Fasern.	69
4.9	Verlust an Signal durch die Krümmung der Faser, angegeben in Prozent	74
4.10	Verlust an Signal durch die Krümmung der Faser, angegeben in Prozent	74
4.11	Betriebsparameter zur Untersuchung der Lichtleiter.	77
4.12	Betriebsparameter zur Charakterisierung der PMTs.	85
4.13	Dämpfungsfaktoren für die Signale der PMTs S1 und S2.	86
4.14	Aus den Regressionen extrahierte Parameter der einzelnen PMT.	92
4.15	Anzahl an Photoelektronen, die von den einzelnen Röhren beim Durchgang eines Myons durch die 8 mm Szintillator Scheibe (BC - 414) registriert wurden.	100
4.16	Signal der PMTs für die Anzahl an Photoelektronen aus Tabelle 4.15 und für 15 Photoelektronen für Betriebsspannungen der PMTs von 2000 V und 2300 V.	103

4.17	Vergleich der erwarteten Gesamtzahl an Photoelektronen mit der gemessenen Gesamtzahl an Photoelektronen für die unterschiedlichen Anzahlen an WLS - Fasern.	104
4.18	Berechnung der Photonpropagation bis zur Einkopplung der Photonen in die Lichtleiter	105
4.19	Berechnung der Anzahl an erwarteten Photoelektronen für die von ISATEC[78] angegebenen Längen der Lichtleiter.	106
5.1	Betriebsparameter zur Untersuchung der Lichtleiter.	109
5.2	Relatives Signal der Photodiode für unterschiedliche Beschädigungen der Fasern. Zur Erklärung der Abkürzungen siehe Text.	110
5.3	Betriebsparameter zur Untersuchung der Ineffizienz der ACC Zähler.	115
5.4	Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen und die zugehörige gemessene Ineffizienz.	117
5.5	Auflistung der untersuchten Zähler.	122
5.6	PMT die an die Zähler angeschlossen waren und bei den angegebenen Spannungen betrieben wurden.	122
5.7	Vergleich der Eichladungen für den AMS02 und AMS01 Zähler, die nach der Intervall Methode und aus dem gesamten Summenspektrum erhalten wurden.	130
5.8	Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen für die Zähler, sowie die nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen für den AMS02 Zähler (vgl. dazu Tabelle 4.18) und den AMS01 Zähler.	130
5.9	Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen für die Zähler, sowie die nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen für den AMS02 Zähler und den AMS01 Zähler.	141
5.10	Eichladungen und die damit berechnete Anzahl an Photoelektronen, die bei den verschiedenen Messaufbauten bestimmt wurden.	142
6.1	Gemessene Gesamtzahl an Photoelektronen für die Zähler, sowie die nach dem in Abschnitt 4.2 entwickelten Modell erwartete Gesamtzahl an Photoelektronen.	144

Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Das AMS02 Experiment an Bord der ISS (künstlerische Darstellung) [20].</i>	7
2.2	<i>Spektrum der Hauptkomponenten der kosmischen Strahlung. Die rechte Achse des Graphen zeigt die für das AMS02 Experiment erwartete Rate an Ereignissen [21].</i>	8
2.3	<i>(a) Monte Carlo Simulation der Vermessung des Verhältnisses von $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ in einem Modell (schwarze Linie) der galaktischen Propagation. (b) Monte Carlo Simulation der Vermessung des Verhältnisses von B/C in einem Modell (schwarze Linie) der galaktischen Propagation [24].</i>	9
2.4	<i>Die von E. Hubble durchgeführten Messungen, die die Geschwindigkeit - Abstands Relation zeigen und damit ein Beweis für die Expansion des Universums liefern [25].</i>	10
2.5	<i>(a) Monte Carlo Simulation des Energiespektrums des Heliums für das AMS02 Experiment im Vergleich mit dem durch AMS01 zugänglichen Bereich [26]. (b) Erwartete Senkung des Limit auf das Verhältnis $\bar{H}e/He$ durch das AMS02 Experiment im Vergleich zu anderen Experimenten und dem mit AMS01 erhaltenen Limit (Kurve (d) [12]) [27].</i>	12
2.6	<i>(a) Rotations Kurve der Galaxie NGC6503 [33]. (b) Gravitationslinsen - Effekt des Galaxienhaufens 0024+1654 [34].</i>	13
2.7	<i>Feynman - Diagramme zur Annihilation von Neutralinos in verschiedenen Kanälen.</i>	16
2.8	<i>(a) Vergleich der Messungen des Antiprotonen Flusses in der kosmischen Strahlung von bisherigen Experimenten mit der Monte Carlo Simulation für das AMS02 Experiment ohne einen Beitrag durch Dunkle Materie Annihilationen [37]. (b) Monte Carlo Simulation der präzisen Vermessung des Positron Anteils der kosmischen Strahlung. Die HEAT - Messungen sind die kombinierten Daten der Jahre 94 und 95. Das Dunkle Materie Signal entspricht einem Neutralino der Masse 336 GeV [38].</i>	17
2.9	<i>Aufbau und Abmessungen des AMS02 Detektors.</i>	18
2.10	<i>Foto eines Straw-Module [41].</i>	19
2.11	<i>Prinzip der Detektion der Übergangsstrahlung [11].</i>	20
2.12	<i>Computeranimation des Magneten des AMS02 Experimentes [44].</i>	21
2.13	<i>Schematische Zeichnung der Funktionsweise der Silizium Mikrostreifen Detektoren [40].</i>	22

2.14	<i>Skizze der Schauerentwicklung in Materie [46].</i>	24
2.15	<i>Trigger System des AMS Experimentes.</i>	26
2.16	<i>Zusammenspiel der einzelnen Detektoren des AMS02 Experimentes zur Identifizierung unterschiedlicher Teilchen [50].</i>	27
3.1	<i>Der ACC des AMS02 Experimentes.</i>	29
3.2	<i>Photo eines ACC Zählers mit eingeklebten Fasern.</i>	30
3.3	<i>Skizze der Konfiguration der PMT, die die ACC - Zähler auslesen. (a) Asymmetrische Konfiguration. (b) Symmetrische Konfiguration.</i>	31
3.4	<i>Position des ACC im AMS02 Experiment.</i>	31
3.5	<i>Skizze der Funktionsweise des ACC.</i>	32
3.6	<i>Diagramm der Singlet - und Triplet - Energieniveaus eines organischen Szintillator - Moleküls [55].</i>	34
3.7	<i>Aus dem Datenblatt [58] extrahiertes Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators.</i>	35
3.8	<i>Überschneidung des Emissionsspektrums des verwendeten Szintillators (blaue Kurve) mit dem Absorptionsspektrum der verwendeten WLS - Fasern (schwarze/gestrichelte Kurve) [59].</i>	36
3.9	<i>Aus dem Datenblatt der WLS - Fasern [59] extrahiertes Absorptionsspektrum (blaue/dunkle Kurve) und Emissionsspektrum (grüne/helle Kurve) der verwendeten WLS - Fasern</i>	36
3.10	<i>Skizze des Prinzips des Lichttransports in MC Fasern.</i>	37
3.11	<i>(a) Photo der Kupplungshälfte, in die die 74 WLS - Fasern des Zählers eingeklebt sind. (b) Photo der Kupplungshälfte in die 74 Lichtleiter eingeklebt sind, die das Licht der WLS - Fasern zu den PMTs leiten.</i>	39
3.12	<i>Schematische Skizze einer PMT.</i>	40
3.13	<i>Dynodensystem der Finemesh PMT.</i>	41
3.14	<i>Schema der Elektronik des ACCs</i>	43
4.1	<i>Das von verschiedenen Experimenten gemessene Spektrum der (μ^+ und μ^-) auf Meeresniveau. Der Fluss der Myonen wurde mit p^2 multipliziert, wobei p der Impuls der Myonen in GeV/c ist [64].</i>	47
4.2	<i>Abmessungen der Szintillator - Scheibe, die als Modell für die Zähler verwendet wurde.</i>	49
4.3	<i>(a) Photo der aus Szintillator bestehenden Scheibe mit 6 eingelegten WLS - Fasern, die auf der unteren PMT liegt. (b) Photo der beiden Trigger PMTs zwischen die die Scheibe eingelegt ist. Das WLS - Faser - Kabel mit der Viton - Ummantelung, das zu den beiden PMTs, die die 6 WLS - Fasern auslesen, führt, ist ebenfalls zu erkennen.</i>	50
4.4	<i>Schaltbild der PMTs P1 und P2 Signalverarbeitung, die die WLS - Fasern auslesen, und der Trigger Kondition der PMTs S1 und S2, die direkt auf die Scheibe schauen, mit dem dritten Triggerszintillator P4</i>	50

4.5	<i>Das aktive Detektorvolumen ist für 6 in die Szintillator - Scheibe eingelegte WLS - Fasern durch den rot schraffierten Bereich gekennzeichnet.</i>	51
4.6	<i>Pedestal der PMT ZH 5783 (P1) (a) und PMT ZH 5787 (P2) (b).</i>	54
4.7	<i>Zeitlicher Verlauf des Signals der PMT ZH 5783, und die numerisch durchgeführte Integration dieses Signals. Das Signal eines einzelnen Photoelektrons beträgt ≈ 20 mV.</i>	
	(a) ohne Korrektur auf das Pedestal der Elektronik	
	(b) mit Korrektur auf das Pedestal der Elektronik	55
4.8	<i>Rauschen der Elektronik für die PMT ZH 5783 (P1) (a) und die PMT ZH 5787 (P2) (b).</i>	56
4.9	(a) Mögliche Durchgänge der Myonen durch die Szintillator - Scheibe	
	(b) PHS der PMT ZH 5854 mit dem eingezeichneten Pulshöhenschnitt (schwarze Linie).	57
4.10	<i>PHS der beiden PMTs die an die WLS - Fasern gekoppelt waren. (a) PMT ZH 5783 (b) PMT ZH 5787.</i>	57
4.11	<i>Korrelation der Signale der beiden PMTs ZH 5787 und ZH 5783 im Scatterplot (a) aus der die Eichkonstante a bestimmt wurde. (b) Histogramm der Differenzen der aufeinander geeichten Signale aus dem die Breite der Verteilung bestimmt wurde.</i>	58
4.12	<i>Geeichtes Spektrum der Summe der beiden PMT Signale.</i>	59
4.13	<i>Vergleich der gemessenen Gesamtzahl an Photoelektronen (rote Sterne) mit der nach dem in Abschnitt 4.2.2 diskutierten Modell erwarteten Gesamtzahl (Stufenfunktion). Die gestrichelten Linien geben die Fehler des Modells an. Der Nullpunkt beider Achsen ist in der Abbildung unterdrückt.</i>	59
4.14	<i>Photo der für die Messungen der Absorptionslänge verwendeten Koppelbox, mit der in die durchgeführte Faser mittels einer LED (Kabel auf der Abbildung, LED verdeckt) Licht eingekoppelt werden konnte</i>	61
4.15	<i>Aufbau zur Messung der Absorptionslänge der WLS Fasern.</i>	61
4.16	<i>Signal der PMT ZH 5787, die an eine WLS - Faser gekoppelt war, als Funktion des Abstandes von der PMT.</i>	
	(a) Auf das Signal S_1 des zur PMT nächsten Messpunktes normierte Darstellung. (b) Logarithmische Darstellung der Messpunkte aus Abbildung (a). Der Nullpunkt der y - Achse ist in Abbildungen (a) unterdrückt.	62
4.17	(a) Zur Bestimmung der Absorptionslänge des Kernlichts an den Messpunkten, deren Abstände größer als 90 cm waren, durchgeführte Regression. Dabei sind die Messpunkte in diesem Graphen auf den aus der Regression erhaltenen Wert des Achsenabschnittes (der dem Signal S_0 des Kernlichts entspricht) normiert.	
	(b) Darstellung aller auf den aus der zuvor durchgeführten Regression erhaltenen Wert von S_0 normierten Messpunkte.	63
4.18	<i>Signal der PMT ZH 5787 die an die WLS Faser gekoppelt war, für die Messpunkte, aus denen die Absorptionslänge des Mantellichts bestimmt wurde.</i>	64

4.19	(a) Signal der PMT ZH 5783, die an eine WLS - Faser gekoppelt war, als Funktion des Abstandes von der PMT. (b) Signal der PMT ZH 5787, die an dieselbe WLS - Faser gekoppelt war, als Funktion des Abstandes von der PMT. (Kernlicht: rote/gestrichelte Kurve; Mantellicht: blaue/gedurchpunktete Kurve; Gesamtsignal: schwarze/durchgezogene Kurve).	64
4.20	(a) Absorptionslänge des Kernlichts für die 15 vermessenen Fasern . (b) Absorptionslänge des Mantellichts für die 15 vermessenen Fasern.	65
4.21	(a) Signal der PMT ZH 5787, die an eine neue (AMS02) WLS - Faser (J-Typ) gekoppelt war. (b) Signal der PMT ZH 5787, die an eine alte (AMS01) WLS - Faser gekoppelt war. (Kernlicht: rote/gestrichelte Kurve; Mantellicht: blaue/gedurchpunktete Kurve; Gesamtsignal: schwarze/durchgezogene Kurve).	66
4.22	<i>Skizze zu den Verlusten an Photonen durch die Krümmung der Faser.</i>	67
4.23	<i>Aufbau zur Messung der Krümmungsverluste. (Der Übersicht halber wurde in der Darstellung ein Winkel von 2π gewählt).</i>	69
4.24	<i>Integrierte Ladung des die LED betreibenden Pulses. Die Fehler entsprechen dabei der Breite der Verteilung der integrierten Puls Ladung.</i>	69
4.25	<i>Histogramm der integrierten Ladung der PMT ZH 5783.</i>	70
4.26	<i>Bruch des Mantels aufgrund von mechanischen Spannungen.</i> (a) Photo der Beschädigung im Aufsicht durch ein Mikroskop. (b) Photo der Beschädigung durch ein Mikroskop, wobei Licht in die Faser eingekoppelt wurde.	71
4.27	<i>Messreihe, bei der kein Bruch des Mantels auftrat.</i>	72
4.28	<i>Messreihe, bei der bei einem Radius von 12.5 mm und einem Winkel von $\frac{3\pi}{2}$ der Mantel der Faser gebrochen ist.</i>	72
4.29	<i>Ausschnitt einer Messreihe einer unbehandelten Faser.</i>	73
4.30	<i>Ausschnitt einer Messreihe einer zuvor erwärmten Faser.</i>	73
4.31	<i>Vergleich der Krümmungsverluste für unbehandelte Fasern (blaue Kreise) und vorbehandelte Fasern (rote Dreiecke) für einen Krümmungsradius von 15 mm.</i>	75
4.32	<i>Vergleich der Krümmungsverluste für unbehandelte Fasern (blaue Kreise) und vorbehandelte Fasern (rote Dreiecke) für einen Krümmungsradius von 10 mm.</i>	75
4.33	<i>Matrix in der die Fasern der oberen Ebene vor dem Einkleben in die Zähler vorgebogen werden.</i>	76
4.34	(a) Photo des Kabels mit 37 WLS - Fasern (b) Photo des Kabels mit 37 Lichtleitern	77
4.35	<i>Histogramm der integrierten Ladung der PMT nach einem Lichtleiter der Länge 199 cm.</i>	78
4.36	<i>Bestimmung der Steigung der Geraden aus dem Logarithmus der Messpunkte als Funktion des Abstandes. Das Signal S_0 wurde dabei aus dem Achsenabschnitt der Regressionsgerade erhalten.</i>	79
4.37	<i>Histogramm aller 36 gemessenen Absorptionslängen.</i>	79

4.38	(a) Signale der PMT nach den WLS - Fasern. Ab der 22. Faser saßen die Fasern immer weiter außen auf der Photokathode. (b) Position der einzelnen WLS - Fasern in der Kupplung (vgl. dazu Abb. 3.11 (a)), mit der das WLS - Kabel an die PMT angekoppelt wurde. Die Position der Photokathode ist durch die gestrichelte Linie angegeben.	80
4.39	<i>Transmission der Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleiter.</i>	81
4.40	(a) Aufnahme des Endes einer WLS - Faser durch ein Mikroskop (Durchmesser 1mm). (b) Aufnahme des Endes eines Lichtleiters durch ein Mikroskop (Durchmesser 1.1 mm).	82
4.41	<i>Auf die Numerische Apertur der Lichtleiter korrigierte Transmission der Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleiter.</i>	82
4.42	<i>Auf die Numerische Apertur der Lichtleiter korrigierte Transmission der Kupplung zwischen WLS - Fasern und Lichtleiter, wobei der Spalt zwischen den Fasern mit optischem Fett aufgefüllt war</i>	83
4.43	(a) Photo des Setup zur Charakterisierung der PMTs. (b) Skizze des Setup mit den Trigger - Szintillatoren.	84
4.44	<i>Schaltbild der PMT Signalverarbeitung und Trigger - Kondition</i>	86
4.45	(a) Dämpfungsfaktor für den Eingang von S1 als Funktion der Amplitude (b) Dämpfungsfaktor für den Eingang von S2 als Funktion der Amplitude	87
4.46	<i>Myon - Signal (rote Punkte) zweier getesteter PMTs mit der an das Signal angepassten analytischen Form (in schwarz dargestellte Funktion) .</i> (a) PMT 7110 bei einer Betriebsspannung von 1800 V und einem in Aachen zu Testzwecken gefertigten Spannungsteiler. (b) PMT 6009 bei einer Betriebsspannung von 1730 V und der Flugversion der Spannungsteiler.	88
4.47	<i>PHS des PMT 5877 bei einer Betriebsspannung von 1930 V. Der Pulshöhenschnitt ist in dem Histogramm durch die schwarze Linie markiert.</i>	90
4.48	<i>Regressionen der einzelnen PMTs, aus denen der Exponent bestimmt wurde. Die Signale entsprechen dabei im Mittel ≈ 250 Photoelektronen, die bei der direkten Aufsicht auf eine 8 mm dicke Szintillator - Scheibe (BICRON BC - 414) detektiert wurden.</i>	91
4.49	<i>Auf den Fehler normierte Abweichung der aus den einzelnen Messreihen bestimmten Exponenten vom Mittelwert des Exponenten aller Messreihen. .</i>	92
4.50	<i>PHS der normierten Summe der Signale der PMT ZH 5877 (S1) und PMT ZH 5854 (S2). Der Pulshöhenschnitt ist in dem Histogramm durch die schwarze Linie markiert.</i>	94
4.51	<i>Korrelation der Signale der PMT ZH 5877 (S1) und ZH 5854 (S2). (a) Scatterplot der Korrelation und (b) Histogramm der Differenz der Signale der PMTs, aus dem die Breite $\sigma_{a,S_{S1}-S_{S2}}$ bestimmt wurde.</i>	94
4.52	<i>Gesamtzahl an Photoelektronen, die die PMT ZH 5877 und ZH 5854 detektiert haben. Die Linie gibt den Mittelwert an.</i>	95
4.53	<i>PHS der PMT ZH 5877 (a) und ZH 5854 (b) mit der angepassten Faltung und dem Pulshöhenschnitt (schwarze Linie).</i>	96

4.54	<i>Verhältnis der aufeinander normierten aus der Faltung extrahierten Breiten der Landauverteilung. (a) Für die fünf Messpunkte der Messreihe des PMT 5877. (b) Auf die jeweiligen Fehler normierte Abweichung der Verhältnisse von Eins für alle 19 durchgeführten Messreihen.</i>	97
4.55	<i>Aufbau zur Messung der Anzahl an Photoelektronen, die eine einzelne PMT detektiert hatte. (a) Neutraldichtefilter vor S2. (b) Neutraldichtefilter vor S1. . .</i>	97
4.56	<i>PHS der PMT ZH 5877 (a) ohne und (b) mit Neutraldichtefilter vor der Photokathode.</i>	99
4.57	<i>Aus den Breiten der Landauverteilung bestimmte Dämpfungsfaktoren für die fünf Messungen der hier diskutierten Messreihe. Die Linie entspricht dem Mittelwert der Dämpfungsfaktoren</i>	99
4.58	<i>Anzahl an Photoelektronen, die die PMT 5877 detektiert hat. Der Mittelwert ist durch die Linie eingezeichnet.</i>	100
4.59	<i>Histogramme der charakterisierten PMTs. (a) 15 Photoelektronen - Signal bei einer Betriebsspannung von 2300 V mit den Schnitten von 200 mV (grüne/helle Linie) und 150 mV (schwarze/dunkle Linie). (b) Gesamtzahl an Photoelektronen mit dem Schnitt bei 100 Photoelektronen (grüne/helle Linie).</i>	102
4.60	<i>Darstellung der 20 getesteten PMTs in der Signal - Photoelektronen Ebene. Die Schnitte, die gute PMTs selektieren, sind durch die grünen/hellen Linien eingezeichnet, und der Schnitt, der die schlechten PMTs selektiert, durch die rote/dunkle Linie.</i>	102
5.1	<i>(a) Teststand zur Untersuchung der Homogenität mit ACC Zähler. (b) Messposition der LED mit aufgesetzter Kappe (Blende).</i>	108
5.2	<i>Schaltbild der Signalverarbeitung bei den Messungen zur Homogenität der Zähler.</i>	109
5.3	<i>Homogenität der in die Zähler eingeklebten Fasern. Die blauen Punkte repräsentieren die Fasern der unteren Ebene, die kaum gekrümmt sind, und die roten Dreiecke repräsentieren die stark gekrümmten Fasern der oberen Ebene. Die Nullpunkte der y- Achse sind in den Abbildungen unterdrückt. (a) Fasern des ACC Prototypen, die unbehandelt in den Zähler eingeklebt wurden. (b) Fasern des ersten flugtauglichen Zählers, die vor dem Einkleben in der Matrix vorgebogen wurden (vgl. dazu Abschnitt 4.3.2).</i>	111
5.4	<i>Homogenität des Prototypen für die ACC Zähler, der mit unbehandelten Fasern gefertigt wurde.</i>	112
5.5	<i>Homogenität des ersten flugtauglichen ACC Zählers, der mit vorbehandelten Fasern gefertigt wurde.</i>	113
5.6	<i>Schaltbild der Elektronik die zur Bestimmung der Ineffizienz der Zähler aufgebaut wurde.</i>	115

5.7	<i>Zeitlicher Verlauf eines 2 Photoelektronen Signals der PMT ZH 5779, und die numerisch durchgeführte Integration dieses Signals.</i>	
	(a) ohne Korrektur auf das Pedestal der Elektronik.	
	(b) mit Korrektur auf das Pedestal der Elektronik.	117
5.8	<i>Korrelation der Signale der beiden PMTs, für die Messung bei der im Mittel 6.4 Photoelektronen detektiert wurden, im Scatterplot (a) aus dem der Eichfaktor a bestimmt wurde. (b) Histogramm der Differenzen der aufeinander geeichten Signale aus dem die Breite der Verteilung bestimmt wurde. . . .</i>	118
5.9	<i>PHS der Summe der beiden PMT Signale.</i>	
	(a) Für die Messung bei der im Mittel 6.4 Photoelektronen detektiert wurden .	
	(b) Für die Messung bei der im Mittel 16.8 Photoelektronen detektiert wurden.	118
5.10	<i>Rauschen der Signale der beiden PMTs. (a) PMT 5779. (b)PMT 5765 . . .</i>	119
5.11	<i>Gemessene Ineffizienz als Funktion der Gesamtzahl an Photoelektronen. Die Gerade in der Abbildung gibt den Verlauf der Funktion e^{-x} an, wobei x der Anzahl an detektierten Photoelektronen entspricht.</i>	119
5.12	<i>Aufbau des Trigger zur Untersuchung der ACC Zähler mit Myonen.</i>	120
5.13	<i>Schaltbild der Elektronik zur Signalverarbeitung bei den Untersuchungen der ACC Zähler mit Myonen.</i>	121
5.14	<i>Signal und integrierte Ladung der PMT ZH 5998 (a) für ein Ereignis, dass in der Nähe des Mittelwertes des PHS liegt, und (b) für ein Ereignis, dass am unteren Ende des PHS liegt.</i>	123
5.15	<i>PHS der integrierten Ladung der PMT ZH 5998 (a) und ZH 5810 (b). . .</i>	123
5.16	(a) Scatterplot der Korrelation der Signale der PMT ZH 5810 un ZH 5998. Die gewählten Intervalle zur Bestimmung der Eichladung sind durch die Geraden mit negativer Steigung eingezeichnet.(b) Differenzverteilung der Signale der PMT ZH 5810 und ZH 5998 aller Ereignisse.	124
5.17	Linke Seite: Schnitte durch das Summenspektrum, die den gewählten Intervallen entsprechen	
	Rechte Seite: Differenzverteilung der Signale in den Intervallen.	125
5.18	Linke Seite: Schnitte durch das Summenspektrum, die den gewählten Intervallen entsprechen	
	Rechte Seite: Differenzverteilung der Signale in den Intervallen.	126
5.19	Linke Seite: Schnitte durch das Summenspektrum, die den gewählten Intervallen entsprechen	
	Rechte Seite: Differenzverteilung der Signale in den Intervallen.	127
5.20	(a) Logarithmische Darstellung der aufeinander normierten Differenzverteilungen der Intervalle, die den Schnitten durch das PHS entsprechen (b).	128
5.21	(a) Relative Breiten der Differenzverteilungen der einzelnen Intervalle.	
	(b) Aus den einzelnen Intervallen bestimmte Eichladung. Die Nullpunkte beider Achsen sind in den beiden Abbildungen unterdrückt.	129

- 5.22 (a) Anpassung des Faltungsintegrals an den kompletten mit dem AMS02 Zähler aufgenommenen Datensatz. Der Schnitt der die Zweiteilchensignale (Pfeil) ausschliesst ist durch die schwarze Linie eingezeichnet. (b) Anpassung des Faltungsintegrals an die Daten, die unterhalb des Schnittes (schwarze Linie) liegen. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben. 132
- 5.23 Logarithmische Darstellung des in Abb. 5.22 (a) gezeigten PHS. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben. 132
- 5.24 (a) Anpassung des Faltungsintegrals an die Daten des AMS02 Zählers, für die untere Eichladung von 2.8 pC. (b) Anpassung des Faltungsintegrals an die Daten des AMS02 Zählers, für die obere Eichladung von 3.66 pC. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben. 133
- 5.25 Anpassung des Faltungsintegrals an die Daten des AMS01 Zählers für die mittlere Eichladung von 1.77 pC, die den Datensatz am besten beschreibt. Die Fitparameter sind in der Einheit [pC] angegeben. 133
- 5.26 *Aufbau des Trigger zur Untersuchung der ACC Zähler mit Myonen, bei dem sich eine 5 cm dicke Bleischicht zwischen den Trigger - Szintillatoren T2 und T3 befand. Zusätzlich wurde bei dieser Messreihe die Spannung der PMT ZH 5810 um 50 V erhöht.* 135
- 5.27 Logarithmische Darstellung des unteren Endes des Summen - PHS der beiden PMT ZH 5810 und ZH 5998, die an den AMS02 - Zähler angeschlossen waren. Das an die Daten angepasste Faltungsintegral ist zur jeweiligen Eichladung (Mittelwert: blaue/dunkle durchgezogene Kurve; untere Grenze: grüne/helle gestrichelte Kurve; obere Grenze: rote/helle gepunktete Kurve) ebenfalls Dargestellt. Die drei Achsen unterhalb der Abbildungen geben die nach der jeweiligen Eichladung berechnete Anzahl an Photoelektronen an. (a) Messung bei der sich kein Blei zwischen den Trigger - Szintillatoren T2 und T3 befand. (b) Messung bei der sich eine 5 cm dicke Bleischicht zwischen den Trigger - Szintillatoren T2 und T3 befand. 136
- 5.28 Aufbau zur Messung der Ineffizienz der ACC Zähler, bei dem sich der Trigger - Szintillator T3 unter dem 35 cm dicken Granittisch befand (a). In der Abbildung (b) ist einen Nahaufnahme des Zählers mit dem auf dem Zähler befindlichen Trigger - Szintillator T1 gezeigt, der Trigger - Szintillator T2 befand sich direkt unter dem ACC Zähler. 137
- 5.29 Logarithmische Darstellung des unteren Endes des Summen - PHS der beiden PMT ZH 5810 und ZH 5998 die an den AMS02 Zähler angeschlossen waren, für die Messung bei der sich T3 unterhalb des Granittisches befand. Das an die Daten angepasste Faltungsintegral ist zur jeweiligen Eichladung (Mittelwert: blaue/dunkle durchgezogene Kurve; untere Grenze: grüne/helle gestrichelte Kurve; obere Grenze: rote/helle gepunktete Kurve) ebenfalls Dargestellt. Die drei Achsen unterhalb der Abbildungen geben die nach der jeweiligen Eichladung berechnete Anzahl an Photoelektronen an. 139

5.30	(a) <i>Logarithmische Auftragung des in Abb. 5.29 gezeigten Endes des PHS, wobei in dieser Abbildung die y - Achse soweit ausgedehnt wurde, das der gesamte Verlauf der Faltungsintegrale bei niedrigen Pulshöhen zu sehen ist.</i> (b) <i>Poissonverteilung mit einem Mittelwert von 0.21. Die Poissonwahrscheinlichkeit eine einzelne Zufallskoinzidenz zu detektieren liegt bei 17%.</i>	140
B.1	<i>Vergleich des Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators (blaue Linie) mit dem Emissionsspektrum der zur Untersuchung verwendeten LED (schwarze/gestrichelte Linie).</i>	IV
C.1	<i>Aus [62] extrahierter Graph der Quanteneffizienz der PMT als Funktion der Wellenlänge.</i>	V
C.2	<i>Aus [62] extrahierter Graph der Transmission des Fensters der PMT als Funktion der Wellenlänge.</i>	VI
C.3	<i>Schaltplan des für die PMTs der ACC Zähler entwickelten Spannungsteilers.</i>	VIII
D.1	<i>Photo des Messplatzes mit dem Le Croy WaveRunner, dem Rack mit der Elektronik zur Signalverarbeitung, einem Pulsgenerator (oben auf dem Rack) und dem Hochspannungsmodul (ganz unten im Rack).</i>	IX
D.2	(a) <i>Nahaufnahme der Elektronik mit der die Logik für die einzelnen Signalverarbeitungen aufgebaut wurde.</i> (b) <i>Nahaufnahme des Le Croy WaveRunner 5060 Oszilloskop, mit dem die Aufzeichnung der Signale erfolgte.</i>	X

Literaturverzeichnis

- [1] V.F. Hess, Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten, Physik.Zeitschrift 13 (1912), 1084.
- [2] C.D. Anderson, The Positive Electron, Phys. Rev. 43 (1933), 491.
- [3] C.D. Anderson und S.H. Neddermeyer, Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. 51 (1937), 884.
C.D.Anderson und S.H. Neddermeyer, Cosmic-Ray Particles of Intermediate Mass. Phys. Rev. 54 (1938), 88.
- [4] C. F. Powell et al., Processes involving charged Mesons. Nature 159 (1947), 694.
C. F. Powell et al., Observations on the tracks of slow Mesons in photographic emulsions. Nature 160 (1947), 453 und 486.
- [5] F.A. Aharonian et al., The potential of ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes: I. Determination of shower parameters, Astropart. Phys.,6 (1997) 343
- [6] C. Grupen, Astroteilchenphysik, Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung. Vieweg Verlag, 1. Auflage (2000).
- [7] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
- [8] C.D. Dermer, Maximum Particle energies by Fermi Acceleration and the Origin of Cosmic Rays above the Knee, arXiv:astro-ph/0012490 v3 11 Jul 2001
- [9] A. Unsöld und B. Baschek, Der neue Kosmos (7. Auflage) , Springer.
- [10] M. Aguilar et al., The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I - results from the test flight on the space shuttle, Phys. Rep. 366, 331 (2002).
- [11] The AMS Collaboration : AMS on ISS: Construction of a particle physics detector on the International Space Station, submitted to Nucl. Inst. and Meth. A. Ein Vordruck befindet sich unter: Internet: <http://ams.cern.ch/AMS/AMS.pdf>.

-
- [12] J.Alcaraz et al., Search for antihelium in cosmic rays, Physics Letters B 461 (1999) 387.
- [13] J.Alcaraz et al., Protons in near earth orbit, Physics Letters B 472 (2000) 215.
- [14] J.Alcaraz et al., Leptons in near earth orbit, Physics Letters B 484 (2000) 10.
- [15] J.Alcaraz et al., Cosmic Protons, Physics Letters B 490 (2000) 27.
- [16] J.Alcaraz et al., Helium in near earth orbit, Physics Letters B 494 (2000) 193.
- [17] J. J. Beatty et al., New Measurement of the Cosmic - Ray Positron Fraction from 5 to 15 GeV, Phys. Rev. Lett. 93, (2004) 241102.
- [18] H.Fuke et al., Search for Cosmic-Ray Antideuterons, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 081101.
- [19] P.S. Marrocchesi et al. Reconstruction of showers in the calorimeter during the first flight of the CREAM balloon experiment, Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2005), Pune, India, 101-106.
- [20] R. Becker, AMS02 Mechanical Integration Homepage.
Internet: <http://rbecker.home.cern.ch/rbecker/AMSII.html>.
- [21] C. Goy, Dark Matter Searches with AMS-02, Proceedings of TAUP 2005, Zaragoza, Spain.
- [22] J.J. Connell, Galactic Cosmic - Ray Confinement Time: ULYSSES High Energy telescope measurements of the secondary Radionuclide ^{10}Be , Astrophysical Journal, 501 (1998) L59.
- [23] T. Hams et al., Measurement of the abundance of radioactive ^{10}Be and other light Isotopes in cosmic radiation up to $2\text{ GeV Nucleon}^{-1}$ with the ballon - borne instrument ISOMAX, Astrophysical Journal, 611 (2004) 892.
- [24] S. Schael, Review on particle Astrophysics, Eur. Phys. J. C, 33 (2004) s149.
- [25] E. Hubble, A Relation between distance and radial velocity among extra-galactic Nebulae, Proceedings of the National Academy of Sciences , Volume 15 (1929) 3.
- [26] L. Derome, Exploring the Universe, Contents and Structures of the Universe, La Thuille, Aosta Valley, Italy, (2004).
- [27] C. Sbarra, Astroparticle Physics with AMS-02, Proceedings of the 12th Lomonosov Conference, Moskau, (2005).
- [28] A.D. Sakharov, Pis'ma Z. Eksp. Teor. Fiz. 5, 32 (1967). Englische Übersetzung: JETP Lett. 5, 24 (1967).

- [29] F. Zwicky, *Helv. physica acta* 6, 110 (1933). F. Zwicky, On the masses of nebulae and of clusters of nebulae, *Ap. J.* Vol.86, 3 ,217 (1937).
- [30] M. P. Worah, *Kaon Physics*, University of Chicago Press (ISBN 0226902285),37.
- [31] Y. V. Galaktionov, *Antimatter in Cosmic Rays*, *Rep. Prog. Phys.* 65, (2002) 1243.
- [32] C. L. Bennet et al., *First-Year Wilkinson Mikrowave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results*, *Astrophysical Journal Suppl.*, 148 (2003) 1.
- [33] K. G. Begemann et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* vol, 249, (1991), 409.
- [34] Hubble Space Telescope Galerie, Internet: <http://hubblesite.org/gallery/>.
- [35] Jonathan L. Feng , *Dark Matter Detection in Space*, arXiv:astro-ph/0405479.
- [36] D. Hooper, J. Silk, *Search for Dark Matter with Future Cosmic Positron Experiments*, arXiv:hep-ph/0409104.
- [37] V. Choutko, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 113, (2002).
- [38] C. H. Chung, *Talk at Beyond Einstein: Physics for the 21st century (EPS13)*, (2005), Bern, Schweiz.
- [39] A.W. Strong et al., *Secondary Antiprotons and Propagation of Cosmic Rays in the Galaxy and Heliosphere*, *Astrophys. J.* 565,(2002) 280.
- [40] Internet: <http://dpnc.unige.ch/ams/gallery/gallery.html>.
- [41] Th. Kirn, *AMS TIM and General Meeting, Status of AMS TRD*, Houston JSC , (2002).
- [42] St. Fopp, *Entwicklung und Bau eines auf Proportionalkammern basierenden Übergangsstrahlungsdetektor für das AMS -02-Weltraumexperiment*, Dissertation am I.Physikalischen Institut B der RWTH Aachen, 2004.
- [43] J. Orboeck, *The 20 Layer Prototype for the AMS Transition Radiation Detector: Beamtests, Data-Analysis. MC-Studies.*
Doktorarbeit am I.Physikalischen Institut B der RWTH Aachen, 2003.
- [44] Prof. W. Wallraff, private Mitteilung.
- [45] W.Wallraff, *The Si tracker for the AMS-02 experiment on the Space Station*, *Nucl. Instr. and Methods A*, 511 (2003) 76.
- [46] R. Kossakowski, *Electromagnetic Calorimeter for the AMS-02 Experiment. Talk at CALOR 2002 - Pasadena, CA, USA, March 25 - 29, 2002.*

-
- [47] J. Vandenhirtz, Ein Infrarot Laser Positions-Kontroll-System für das AMS Experiment, 2001, Doktorarbeit, RWTH-Aachen.
- [48] W. Wallraff et al., Proc 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics (ICATPP-7), I-Villa Olmo Como. M.Barone et al., World Scientific, Singapore, ISBN 981-238-180-5, (2002) 149.
- [49] F. Cervelli, A reduced scale e.m. calorimeter prototype for the AMS-02 experiment, Nucl. Instr. and Methods A, 490 (2002) 132.
- [50] A. Jochalkowska, Astroparticle Physics with AMS - 02 , Talk at 4th international Conference on „Where Cosmology and Fundamental physics meet“ , Marseille (2003).
- [51] C. P. Achenbach, Development of a compact scintillator hodoscope with wavelength-shifting fibre read-out, arXiv: nucl-ex/0403053 v1, (2004).
- [52] J. Proudfoot, Proc. 3rd Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Sep 29 - Oct 2, 1992, Corpus Christi, Texas, p.77.
- [53] R. Wojcik et al., Embedded waveshifting fibre readout of long scintillators, Nucl. Inst. and Meth. A 342, (1994) 416.
- [54] W. M. Yao et al., Review of Particle Physics, Journal of Physics G 33, 1 (2006).
- [55] W.R. Leo , Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Edition (1994). Springer-Verlag.
- [56] J.B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon London, 1964.
- [57] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, 3rd Edition, John Wiley & Sons New York, 1998.
- [58] SaintGobain crystals, Plastic Scintillators BC-414 Data Sheet, Internet: <http://www.detectors.saint-gobain.com>.
- [59] Kuraray Homepage: <http://www.kuraray.co.jp/en/index.html> .
- [60] SaintGobain crystals, Scintillation Optical Fibers Brochure Internet: <http://www.detectors.saint-gobain.com>.
- [61] Hamamatsu Photonics, Internet: <http://sales.hamamatsu.com/de/>.
- [62] Hamamatsu Photonics , Photomultiplier Tubes Basics and Applications , Third Edition, Internet: <http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt/>.
- [63] O.C. Allcover, Introduction to Cosmic Radiation, Verlag Karl Thiernig (1975).

- [64] J. Kremer et al. , Measurements of Ground-Level Muons at two Geomagnetic Locations, Phys. Rev. Lett. 83, 21 (1999) 4241.
- [65] L. D. Landau, On the energy loss of fast particles by ionisation, J. Exp. Phys. (USSR) 8, 201 (1944).
- [66] J. E. Moyal, Theory of Ionization Fluctuations, Phil. Mag. 46 (1955) 263.
- [67] D. Clark, Nuclear Instruments and Methods 117, 295(1974).
- [68] L. Levi, Applied Optics Volume 2, Wiley & Sons New York (1980).
- [69] C. Winkler et al., Loss calculations in bent multimode optical Waveguides, Optical and Quantum Electronics, 11 (1979) 173.
- [70] D. Gloge, Bending loss in multimode fibers with graded and ungraded core index, Applied Optics Vol.11 , 11 (1972) 2506.
- [71] D. Marcuse, Curvature loss formula for optical fibers, Jorurnal Opt. Soc. Am. Vol.66 , 3 (1976) 216.
- [72] H.S. Budd et al., Fiber R and D for the CMS HCAL, arxiv:hep-ex/0102031 v1.
- [73] V.M. Abazov et al., The Upgraded D0 Detector, arxiv:physics/0507191 v1.
- [74] W.J. McDonald et al., Thin scintillating tiles with high light yield for the OPAL endcaps, Nucl. Inst. and Meth. A 417, (1998) 266.
- [75] S. Aota et al., Development of fiber-to-fiber connectors for scintillating tile/fiber calorimeters, Nucl. Inst. and Meth. A 357, (1995) 71.
- [76] Kodak, Internet: <http://www.kodak.com/US/en/motion/products/wratten/neutralDensity.jhtml>.
- [77] D. Casadei et al., The AMS-02 scintillator front-end electronics, AMS Internal Note, ScintEle-02v0.9, Dezember(2005).
- [78] ISATEC GmbH, Rathausstraße 10 D-52072 Aachen, Internet: <http://www.isatec-aachen.de> .
- [79] G. Montaru et al., Characterization of the Hamamatsu 10-stages R5900 photomultipliers at Clermont for the TILE calorimeter, TILECAL-No-108, 28 Avril 1997.
- [80] M. C. Teich, R. A. Campos, B. E. A. Saleh, Statistical properties of cosmic-ray showers at ground level determined from photomultiplier-tube background registrations, Phys. Rev. D 36 No.9 ,(1987) 2649.
- [81] S. Tokar et al. , Single Photoelectron Spectra Analysis for the Metal Dynode Photomultiplier, ATL - TILECAL - 99 - 005.

[82] TOYODA GOSEI, Internet: <http://www.toyoda-gosei.com>

[83] LeCroy, Oscilloscopes and Protocol Analyzers, Internet:
<http://www.lecroy.com/homepage/default.aspx>

Danksagung

In erster Linie möchte ich meinen Eltern B. Bruch und A. Bruch danken, die mir das Studium der Physik, und damit die Entstehung dieser Arbeit ermöglicht haben.

Bei Herrn Prof. Dr. W. Wallraff möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, meine Diplomarbeit in dem interessanten Gebiet der Astroteilchenphysik, und Detektorentwicklung anfertigen zu können. Weiterhin möchte ich mich bei ihm für die tägliche Arbeit im Labor, sowie für die Diskussionen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Bei Herrn Prof. Dr. S. Schael möchte ich mich für die Vermittlung der Arbeit, und für das übernommenen Zweitgutachten bedanken.

Mein Dank für die Diskussionen, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen gilt den Herren Prof. Dr. K. Lübelmeyer, Dr. Thorsten Siedenburger, Dr. Martin Weber, Dr. Georg Schwering, Jan Olzem und Chan Hoon Chung.

Bei Dr. Thomas Kirn und Jan Olzem möchte ich mich für die Durchsicht des Skripts dieser Arbeit und die hilfreichen Verbesserungsvorschläge bedanken.

Mein Dank für die freundschaftliche Aufnahme gilt den Mitarbeitern des I. Physikalischen Instituts B der RWTH Aachen, Prof. Dr. K. Lübelmeyer, Prof. Dr. L. Feld, Prof. Dr. F. Raupach, Prof. Dr. W. Braunschweig, Roman Adolphi, Richard Brauer, Chan Hoon Chung, Henning Gast, Jan Hattenbach, Dr. Katja Klein, Dr. Thomas Kirn, Dr. D. Pandoulas, Jan Olzem, Dr. Georg Schwering, Dr. Thorsten Siedenburger, Philip von Doetinchem und Dr. Martin Weber.

Bei den Herren M. Wlochal, G. Kirchhoff, B. Debye, F. Gillessen, W. Karpinski und M. Dohmen, sowie der gesamten Belegschaft der elektronischen und mechanischen Werkstatt bedanke ich mich für die tatkräftige Unterstützung dieser Arbeit. Den Damen T. Boeven, A. Fischer und S. Funk möchte ich für ihre Unterstützung in organisatorischen Angelegenheiten danken.