

Design und Test von Szintillationszählern mit Luftlichtleitern für das Triggersystem des COMPASS Experiments

November 22, 2010

Diplomarbeit von Alice Zimmermann

Institut für Kernphysik,
Johannes Gutenberg Universität Mainz



Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht sind und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Physikalische Ziele des COMPASS-Experiments	7
2.1	Das COMPASS Myonprogramm	7
2.1.1	Flavourseparation und Bestimmung der Quarkverteilungen	12
2.1.2	Bestimmung der Gluonpolarisation im Nukleon	14
2.1.3	Messung transversaler Spin-Asymmetrien in semi-inklusive tiefinelastischer Lepton-Nukleon-Streuung	17
2.2	Zukünftige Messziele von COMPASS	18
2.2.1	Generalisierte Partonverteilungen	18
2.2.2	Semi-inklusive Messungen der tief-inelastischen Lepton-Nukleonstreuung	19
2.2.3	Das Drell-Yan-Programm	20
3	Das COMPASS Experiment	22
3.1	Aufbau des Spektrometers	22
3.2	Target	24
3.3	Prinzip des Triggersystems für den Myonstrahl	25
3.4	Triggerhodoskope	28
3.5	Veto-Trigger	30
3.6	Erweiterung des Hodoskopsystems für 2010	31
4	Planung und Konstruktion des Hodoskops H1	33
4.1	Aufbau von H1	33
4.2	Prinzip eines Szintillationsdetektors	36
4.3	Test der Funktion eines Luftlichtleiters	41

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	4
4.3.1 Konstruktion des Testaufbaus	41
4.3.2 Messung der Abschwächlänge	43
4.4 Bau des Luftlichtleiters für H1	47
4.5 Konstruktion und Inbetriebnahme von H1	49
4.5.1 Kleben und Verpacken der Szintillatoren	49
4.5.2 Bilden der Szintillatorgruppen	51
4.6 Auslese des Hodoskops	53
4.7 Einbau von H1 in das Spektrometer	55
5 Simulation des Luftlichtleiters	56
5.1 Physikalische Aspekte	56
5.1.1 Abschwächlänge des Szintillatormaterials	56
5.1.2 Snelliussches Brechungsgesetz	57
5.1.3 Fresnelsche Formeln	57
5.2 Beschreibung der Simulation	63
5.3 Die Programmstruktur	67
5.4 Ergebnisse der Simulationen	69
5.4.1 Lichtausbeute	69
5.4.2 Effektive Abschwächlänge	70
6 Testmessungen am MAMI-Strahl in Mainz	75
6.1 Messaufbau	76
6.2 Durchgeführte Messungen	78
6.3 Ausleseelektronik	78
6.4 Ergebnisse der MAMI-Testmessung	79
6.4.1 Bestimmung der Abschwächlänge aus den ADC-Spektren	79
6.5 Messung der effektiven Lichtgeschwindigkeit	83
7 Erste Daten von H1	87
7.1 Zeitauflösung der H1-Kanäle	87
7.2 Teilchendurchgänge entlang des Szintillatorstreifens	89
7.3 Teilchenraten der Szintillatorstreifen	91
7.4 Zeitlicher Abgleich der Signale	91
8 Zusammenfassung	94

Kapitel 1

Einleitung

Gegen Ende des 19. Jahrhunderts gelangen viele Entdeckungen im Bereich der Kern- und Teilchenphysik. Die Versuche zur Radioaktivität von Henry Bequerel, Pierre und Marie Curie kann man als erste Schritte in die moderne Kernforschung bezeichnen, die im Laufe des 20. Jahrhunderts viele Erfolge erzielen konnte. Dies beginnt mit der Entdeckung der Röntgenstrahlung 1895 durch Wilhelm K. Röntgen, der Radioaktivität im Jahre 1896 durch Henry Bequerel und den Forschungen an Radiumsalzen durch Pierre und Marie Curie und wurde durch zahlreiche weitere Entdeckungen vorgeführt. Durch den Nachweis der elementaren Bestandteile eines Atoms und des Atomkerns, ebenso wie die Erforschung vieler Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen bildete sich ein Standardmodell der Kern- und Teilchenphysik, dass alle bislang bekannten Teilchen sowie deren Wechselwirkungen untereinander beschreiben kann. Werkzeuge zur Untersuchung experimenteller Aspekte sind Strahlungs- und Teilchendetektoren, Teilchenbeschleuniger sowie spezielle technische Verfahren, die bei verschiedenen Detektoren und in der Targettechnik Anwendung finden.

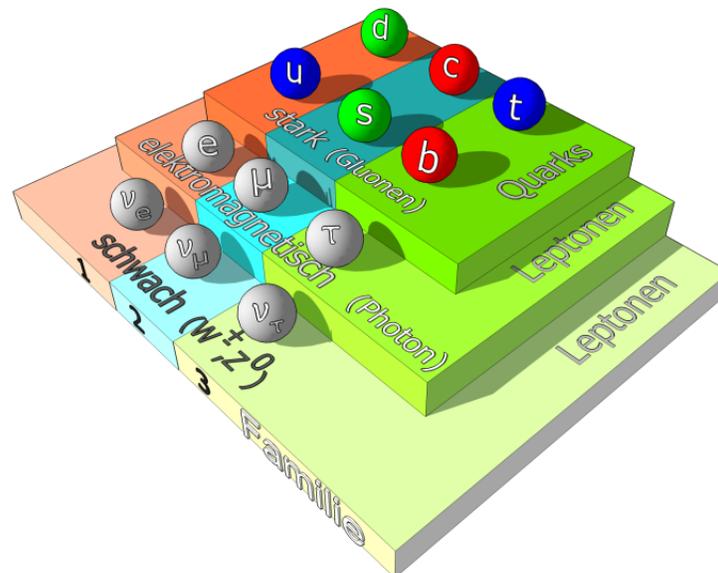


Abbildung 1.1: Die Teilchen des Standardmodells der Kern- und Teilchenphysik [20]

Nicht nur die Experimentalphysik wurde und wird in Forschungseinrichtungen, wie zum Beispiel am Europäischen Kernforschungszentrum in Genf (CERN), vorangetrieben, auch theoretische Modelle und Konzepte befinden sich ständig in Entwicklung, um die im Experiment zu beobachtenden Effekte voraussagen oder erklären zu können. Die grundlegende Theorie der Teilchenphysik ist die Quantenfeldtheorie, die das Gerüst zur Beschreibung der Quantenelektrodynamik für geladene Teilchen sowie die Quantenchromodynamik, die stark wechselwirkende Systeme und Teilchen beschreibt, liefert. Laufende experimentelle Bemühungen und die Entwicklung der theoretischen Grundlagen haben das Ziel immer tiefer in die Struktur der Materie und der Atomkerne einzudringen und weitere Hinweise auf die Beschreibung der physikalisch grundlegenden Gesetze zu liefern.

Eines der am CERN installierten Experimente, das seit 2002 fast durchgängig experimentelle Daten nimmt, ist das Fixed-Target Experiment COMPASS (**CO**mmon **MU**on and **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy). Sein primäres Ziel ist die Untersuchung der Streuung von geladenen Leptonen an Nukleonen. Da Leptonen als punktförmige Teilchen beschrieben werden, eignen sie sich zur Analyse der Nukleonstruktur mit hoher Auflösung. Die Auflösung der Messung hängt von der Projektilenergie in direktem Maße ab.

Bei einer Intensität von bis zu $3,8 \times 10^8$ Myonen pro Spill (Teilchenpaket, das vom SPS in die Strahlführung von COMPASS injiziert wird) lassen sich unmöglich alle Detektordaten der über 200 Detektorebenen aufzeichnen. Zur Selektion interessanter physikalischer Ereignisse dient ein Triggersystem (siehe Abschnitt 3.3), das in Zusammenarbeit mit dem Datennahmesystem (DAQ) alle wichtigen Messdaten ausliest.

Ziel dieser Diplomarbeit war die Erweiterung des COMPASS-Spektrometers durch ein zusätzliches Triggerhodoskop mit der Bezeichnung "H1", das bei aktuell laufenden und zukünftigen Messungen (siehe Kapitel 3.6) Ereignisse mit großen Impulsüberträgen besser selektieren soll.

In Kapitel 2 ist ein Überblick über bisherige und zukünftige experimentelle Ziele des COMPASS Experiments gegeben. Eine Beschreibung des COMPASS Spektrometers sowie des Triggersystems für Myonen erfolgt in Kapitel 3. Kapitel 4 erläutert die Planung und Konstruktion des neuen Hodoskops H1. Eine Simulation für die im Hodoskop verwendeten Luftlichtleiter findet sich in Kapitel 5. Anschließend wird die in Mainz durchgeführte MAMI-Testmessung für die in H1 verwendeten Szintillatorstreifen beschrieben und die damit erhaltenen Messergebnisse gezeigt. In Kapitel 7 finden sich während der Strahlzeit 2010 genommene erste Daten von H1 und Kapitel 8 gibt eine kurze Zusammenfassung.

Kapitel 2

Physikalische Ziele des COMPASS-Experiments

COMPASS verfolgt zwei Messprogramme zur Untersuchung der Nukleonstruktur und Spektroskopie. Zum einen das Myonprogramm, bei dem ein hochenergetischer polarisierter Myonstrahl auf ein polarisiertes Target trifft und ein Hadronprogramm, bei dem Messungen mit einem Hadronstrahl durchgeführt werden. Die Polarisationsrichtung des Targets wird immer relativ zur Strahlrichtung angegeben und kann parallel und transversal ausgerichtet werden (siehe auch Kapitel 3.2 über das COMPASS-Target).

2.1 Das COMPASS Myonprogramm

Die Untersuchung von Nukleonen mittels tiefinelastischer Streuung begann bereits gegen Ende der 60er Jahre. Zunächst vermutete man, dass alle Eigenschaften des Nukleons, wie Impuls und Spin, aus den drei enthaltenen Valenzquarks resultieren. Die Europäische Myon Kollaboration EMC zeigte jedoch, dass der Spin-Beitrag der Quarks zum Nukleonspin sehr viel kleiner als erwartet ist [10]. Der Beitrag der Quarks ist demnach auf einen Anteil von lediglich 20-30% am Gesamtspin des Nukleons beschränkt. Diese Beobachtung sollten nachfolgende Experimente wie SMC am CERN weiter untersuchen. Nach heutigem Verständnis sind Nukleonen aus drei Valenzquarks aufgebaut, die von einer Wolke aus Gluonen umgeben sind.

Ein Experiment in 3. Generation ist COMPASS, das vor allem die Untersuchung der semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung von Leptonen an Nukleonen als Zielsetzung hat.

Bei der Untersuchung der Hadronstruktur wurde durch Experimente bewiesen, dass die Quarks, Spin-1/2 Teilchen mit drittelzahliger Ladung als Konstituenten der Nukleonen aufgefasst werden können, nachdem sie zuvor schon als Bausteine der Baryonen und Mesonen postuliert worden waren. Der Protonspin setzt sich aus folgenden Beiträgen [11] zusammen:

$$S_p = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \quad (2.1)$$

Hier ist der Spin der Quarks $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$, der Spin der Gluonen ΔG , der Bahndrehimpuls L_q der Quarks sowie der Bahndrehimpuls L_g der Gluonen. Ein Ziel von COMPASS war es, unter anderem, den Gluonbeitrag zum Pro-

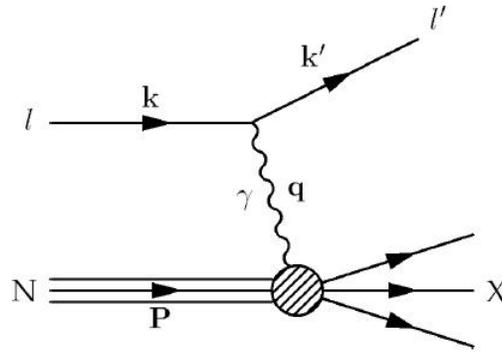


Abbildung 2.1: Feynmangraph zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuung

tonspin zu bestimmen. In den Jahren 2002 bis 2004, 2006 und 2007 wurden Messungen mit dem Myonstrahl durchgeführt. Die wichtigsten Aspekte dieser Messungen sind in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben.

Die Quantenchromodynamik (QCD) stellt eine theoretische Grundlage zum Verständnis der starken Wechselwirkung dar, die an die Farbladungen von Teilchen, wie die Quarks und die Gluonen, ankoppelt. Diese kann beispielsweise beschreiben, wie die Stärke der Wechselwirkung bei sich voneinander entfernenden Quarks in hohem Maße zunimmt und ab einem gewissen Abstand die Feldladung so hoch wird, dass neue Mesonen gebildet werden. Die QCD ist Teil des Standardmodells der Elementarteilchen, neben den anderen, relativ gesehen schwächeren Wechselwirkungen wie der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung. Um die innere Struktur der Nukleonen als Funktion des Impulsanteils eines speziellen Partons (Nukleonkonstituent) am Gesamtimpuls des Nukleons zu beschreiben, werden sogenannte Partonverteilungsfunktionen (Parton-Distribution-Functions-PDFs) verwendet [1]. Mittels der tiefinelastischen Streuung lassen sich Wirkungsquerschnitte für Lepton-Nukleon-Streuprozesse und sogenannte Strukturfunktionen für das Nukleon erhalten, aus denen die PDFs gewonnen werden können. Durch diese Messungen der tiefinelastischen Streuung lässt sich die Existenz der Quarks nachweisen und deren Eigenschaften präzise untersuchen.

Die überraschende Entdeckung der EMC Kollaboration für den Spinbeitrag der Quarks zum Nukleonspin gab Anlass zu weiteren Bemühungen die longitudinale Spinstruktur des Protons (an Wasserstoff-Targets) sowie des Neutrons (durch Verwendung eines Deuterium-Targets) zu erforschen. Diese Strukturfunktionen können unter anderem zur Bestimmung der Quark- sowie der Gluonpolarisation verwendet werden. Zudem dienen sie der genaueren Bestimmung der Quarkpolarisation verschiedener Flavours bei der Messung von Asymmetrien in semi-inklusiven Streuexperimenten.

Hochenergetische Lepton-Nukleon Streuung spielt eine entscheidende Rolle bei der Untersuchung der inneren Struktur des Nukleons. Dieser Streuprozess

$$l + N \rightarrow l' + X \quad (2.2)$$

ist in Abbildung 2.1 gezeigt.

Ein einlaufendes Lepton l mit dem Viererimpuls $k = (E, \vec{k})$ und der Masse m_l^2 streut an einem Nukleon N (der Masse M mit Impuls \vec{P}) und wechselwirkt mit einem der Nukleonkonstituenten, der einen Bruchteil x des Nukleonimpulses trägt. W ist die Masse des erzeugten (hadronischen) Endzustands X nach der Streuung. Das auslaufende Lepton l' hat den Viererimpuls $k' = (E', \vec{k}')$ und die Masse m_l^2 , der dabei übertragene Impuls $q = k -$

k' wird von dem Austauscheteilchen (virtuelles Photon γ^* , W^\pm oder Z -Boson) vermittelt. In der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung bei COMPASS-Energien ist das Austauscheteilchen ein virtuelles Photon γ^* , das den Impulsübertrag $q = (\nu, \vec{q})$ übermittelt. Nach der Streuung bilden sich Hadronen, dieser Vorgang wird als Fragmentation bezeichnet.

Wichtige kinematische Größen bei der Beschreibung der Streuprozesse sind [27]:

- $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = 2(EE' - \vec{k} \cdot \vec{k}') - m_l^2 - m_l'^2 \approx 4EE'(\sin^2\theta)$ ist der Impulsübertrag von Lepton auf das Nukleon und ein Maß für die Virtualität des Prozesses.
- θ ist der Leptonstreuungswinkel im Bezug zur Richtung des einfallenden Leptons im Laborsystem.
- Die auf das Lepton übertragene Energie ist $\nu = (k - k') \cdot P/M \stackrel{Lab}{=} E - E'$.
- Die invariante Masse des erzeugten hadronischen Zustands ist $W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$.
- Die Inelastizität $y = \frac{(k - k') \cdot P}{k \cdot P} \stackrel{Lab}{=} \nu/E$ ist der Bruchteil des Lepton-Energieverlusts bezüglich seiner anfänglichen Energie E , im Laborsystem. y ist eine Lorentzinvariante.
- $x = \frac{Q^2}{2qP} = \frac{Q^2}{2M\nu}$ trägt den Namen Bjorkensche SkalenvARIABLE, im Laborsystem ($\vec{P} = 0$) ist es als ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses zu sehen. Im Breit-System, in dem der Energieübertrag durch das virtuelle Photon Null ist ($\nu = 0$), kann man x als den Anteil am Nukleonimpuls interpretieren, den das Quark trägt, an dem die Streuung stattfindet.
- Für die tiefinelastische Streuung gilt ($Q^2 \gg M^2$) und ($W^2 \gg M^2$).

Bei einer inklusiven Messung der tiefinelastischen Streuung wird das auslaufende Lepton mit dem 4-Impuls k' nachgewiesen. Aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt lassen sich die unpolarisierten Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ bestimmen, die die innere Struktur des Protons beschreiben. Diese hängen mit dem Wirkungsquerschnitt folgendermaßen zusammen [12]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2 dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{2MQ^4} \cdot \frac{E'}{E} \cdot L^{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} \quad (2.3)$$

Zu diesem doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt nach der Energie E' und dem Raumwinkel Ω des gestreuten Leptons tragen der leptonische $L^{\mu\nu}$ und der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ bei. Dabei ist $\alpha_{em} \approx \frac{1}{137}$ ist die elektromagnetische Feinstrukturkonstante. Der Ausdruck $L^{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu}$ im Wirkungsquerschnitt beschreibt die Kopplung des virtuellen Photons an das streuende Lepton und an das Nukleon. In den leptonischen Tensor gehen die möglichen Spinzustände des einlaufenden Leptons ein, über die gemittelt wird. Der hadronische Tensor hat eine kompliziertere Form, da das Nukleon Konstituenten hat, und wird daher mit Hilfe sogenannter Strukturfunktionen W_i beschrieben wird:

$$W_{\mu\nu} = W_1(-g^{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) + \frac{W_2}{M^2}(p_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q^\mu) \cdot (p_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu) \quad (2.4)$$

$W_1(\nu, Q^2)$ und $W_2(\nu, Q^2)$ sind für große Q^2 und ν (im tiefinelastischen Fall also) durch zwei dimensionslose Strukturfunktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ darstellbar:

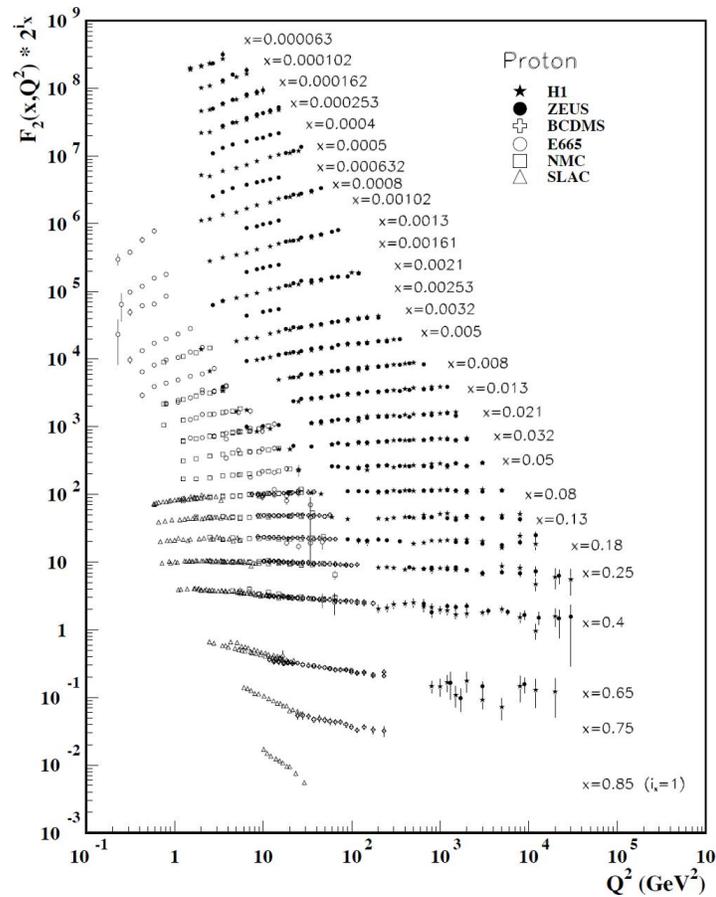


Abbildung 2.2: Vermessung der Strukturfunktion $F_2(x)$ für das Proton für verschiedene Werte von x gegen Q^2 aufgetragen, gemessen an verschiedenen Experimenten mit tiefinelastischer Elektron-, Positron- und Myon-Nukleonstreuung [32]

$$F_1(x) = M \cdot W_1(\nu, Q^2) \quad (2.5)$$

$$F_2(x) = \nu \cdot W_2(\nu, Q^2) \quad (2.6)$$

Für nicht zu große Q^2 entspricht $F_1(x)$ dem magnetischen Formfaktor und $F_2(x)$ dem elektrischen Formfaktor, beide Formfaktoren hängen über eine Fouriertransformation mit der Ladungsverteilung des untersuchten Objekts zusammen.

Diese Strukturfunktionen im unpolarisierten Fall wurden in mehreren Experimenten über einen weiten Bereich von Q^2 und x vermessen. Die Resultate für die Vermessung der Strukturfunktion $F_2(x)$ von ZEUS (Kollider-Experiment) und anderen Fixed-Target Experimente sind in Abbildung 2.2 gezeigt, diese Darstellung enthält auch eine QCD-Anpassung an die Daten.

Der Verlauf der Strukturfunktion $F_2(x)$ für verschiedene Werte von x weist eine nur schwache Abhängigkeit von Q^2 (Skalenverhalten) auf. Dies lässt darauf schließen, dass das Proton aus punktförmigen Konstituenten aufgebaut sein muss. Der Zusammenhang zwischen beiden Strukturfunktionen, der den Namen Callan-Gross-

Beziehung trägt [27]

$$F_2(x) = 2x \cdot F_1(x) \quad (2.7)$$

liefert das wichtige Ergebnis, dass die Nukleonkonstituenten jeweils den Spin 1/2 tragen.

In semi-inklusiven Messungen der tiefinelastischen Streuung (Abb. 2.3 zeigt ein Feynman Diagramm zu diesem Prozess) wird zusätzlich zum gestreuten Lepton ein produziertes Hadron h aus der Fragmentation des Nukleons nachgewiesen:

$$l + N \rightarrow l' + h + X \quad (2.8)$$

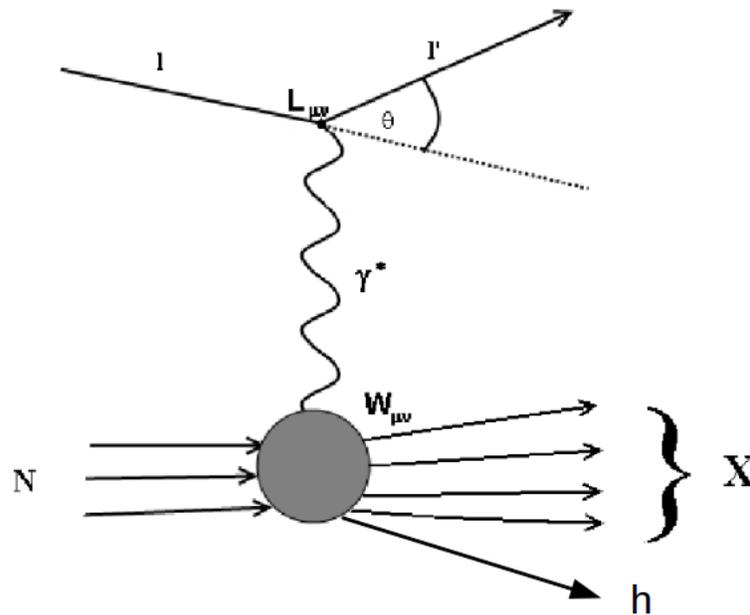


Abbildung 2.3: Feynman Diagramm SIDIS Prozess

Zusätzliche Messgrößen sind jetzt der Energieanteil $z = \frac{E_h}{\nu}$, den das Hadron nach der Fragmentation mit sich trägt, und der Hadronimpuls p^h . Im Experiment werden Impuls und Streuwinkel vermessen, ebenso ist es wichtig die Teilchen zu identifizieren. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Hadrons ist in LO der QCD gegeben durch [33]:

$$\frac{d\sigma^h}{dz} = \sigma_{inkl} \cdot \left[\frac{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2)}{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2)} \right] \quad (2.9)$$

Dieser Ausdruck stellt ein Zusammenhang zwischen den Partonverteilungen aus inklusiver Messung σ_{inkl} und den sogenannten Fragmentationsfunktionen $D_f^h(x, Q^2)$ her, die die Wahrscheinlichkeit angeben, ein Hadron h im Endzustand des tiefinelastischen Streuprozesses zu finden. Einen entsprechenden Zusammenhang gibt es auch für die polarisierten Quarkverteilungen $\Delta q_f(x, Q^2)$.

Analog zu den unpolarisierten Protonstrukturfunktionen lassen sich auch spinabhängige Strukturfunktionen $g_1^p(x, Q^2)$ für das Proton bestimmen [4]. Messungen dazu erfolgten bei COMPASS in den Jahren 2002-2004,

2006 und 2007 an einem longitudinal polarisierten (${}^6\text{LiD}$)-Target.

Zugang zu den polarisierten Strukturfunktionen erhält man über die Bestimmung von Streuquerschnittsasymmetrien [5]

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = D(A_1 + \eta A_2) \quad (2.10)$$

für parallele ($\uparrow\uparrow$) und antiparallele ($\uparrow\downarrow$) Spins des einlaufenden Myons und des Nukleons im (longitudinal polarisierten) Target, das an der Streuung teilnimmt. Der Depolarisationsfaktor D ist durch

$$D \cong \frac{y \cdot (2 - y)}{y^2 + 2(1 + R)(1 - y)} \quad (2.11)$$

definiert, der das Verhältnis $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ der Absorptionswirkungsquerschnitte für virtuelle Photonen enthält. Die Indizes L und T stehen für die longitudinale und die transversale Ausrichtung der Targetspins und η ist ein kinematischer Faktor, der bei COMPASS-Messungen nur einen kleinen Beitrag liefert. Die Streuquerschnittsasymmetrie lässt sich in einen longitudinalen und transversalen Anteil zerlegen. Die longitudinale Spinstrukturfunktion des Nukleons hängt mit der Asymmetrie A_1 über folgende Beziehung zusammen:

$$g_1 = \frac{F_2}{2x(1 + R)} A_1 \quad (2.12)$$

Bei COMPASS gilt $A_1 \approx \frac{A_{\parallel}}{D}$, andernfalls muss man zur Bestimmung von A_1 zusätzlich A_{\perp} , die transversale Asymmetrie messen.

Im Jahr 2007 wurde g_1^p , die polarisierte Strukturfunktion des Protons mit einem (NH_3)-Festkörpertarget gemessen [4]. Die nachfolgende Grafik zeigt die bei diesen Asymmetriemessungen erhaltenen Ergebnisse für die Messung am Proton:

2.1.1 Flavourseparation und Bestimmung der Quarkverteilungen

Die tiefinelastische Streuung bietet, wie schon in den vorangehenden Abschnitte diskutiert, Zugang zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons. Bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitts-Asymmetrien in semi-inklusiven Messungen der tiefinelastischen Streuung kann man zusätzlich zwischen Quarkflavours und der Quark- und Antiquarkverteilung differenzieren [6]. Es wurde bereits der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Hadrons bei tiefinelastischer Streuung angegeben. Genau wie in der inklusiven Messung lassen sich die polarisierten Wirkungsquerschnitte durch Messung der semi-inklusiven Asymmetrien $A_1^h(x, z)$ bestimmen

$$A_1^h(x, z) = \frac{\sum_f e_f^2 (\Delta q(x) D_f^h(z) + \Delta \bar{q}(x) D_{\bar{f}}^h(z))}{\sum_f e_f^2 (q(x) D_f^h(z) + \bar{q}(x) D_{\bar{f}}^h(z))} \quad (2.13)$$

und liefern bei Kenntnis der Fragmentationsfunktionen die entsprechenden polarisierten Quarkverteilungsfunktionen (siehe Abbildung 2.6).

Wie man in Abbildung 2.7 sehen kann, sind die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus früheren Messungen. Die Verteilungen für Δu und Δd sind dominierend für mittlere und große Werte von x . $\Delta \bar{u}$

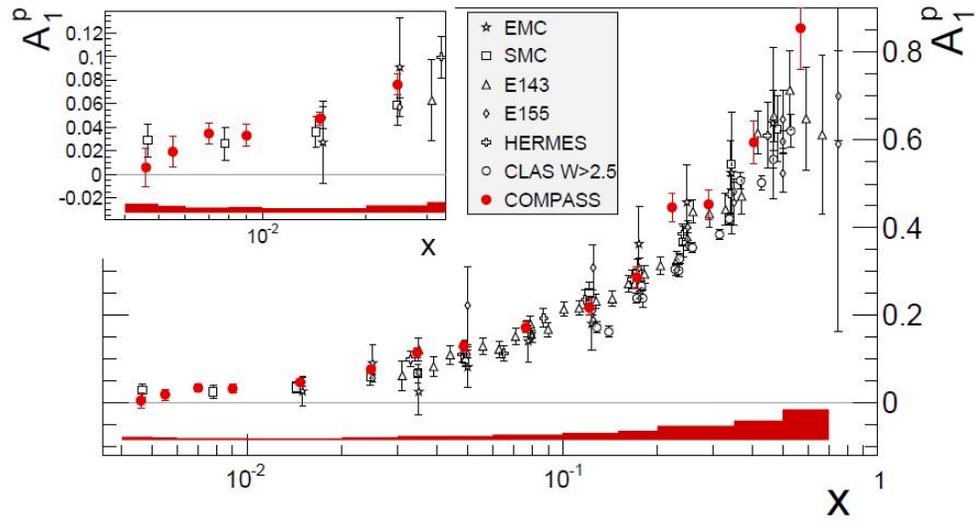


Abbildung 2.4: Gemessene Asymmetrien A_1^p am Protontarget bei COMPASS, eingezeichnet sind auch die Ergebnisse vorheriger Experimente [4]

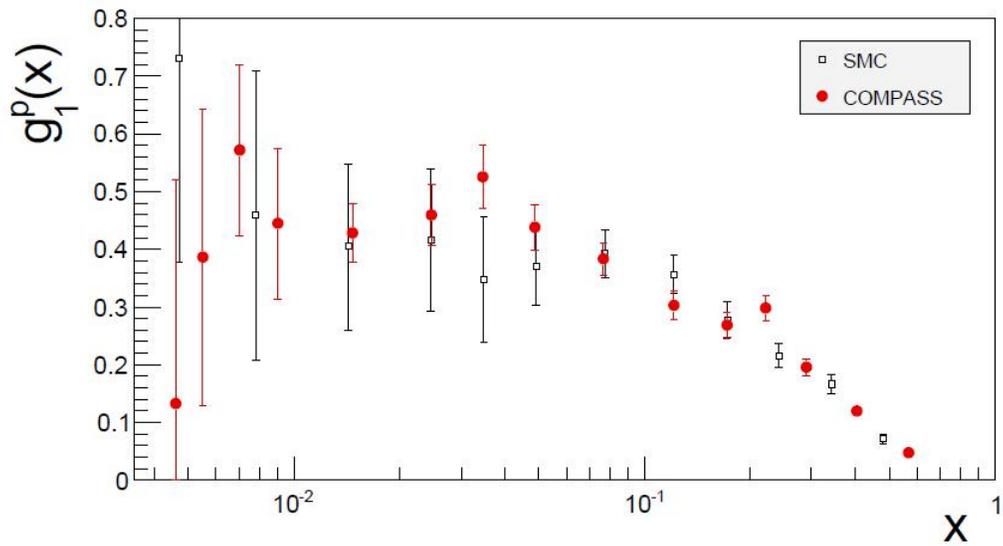


Abbildung 2.5: Die Spinstrukturfunktion $g_1^p(x, Q^2)$ für das Proton in Abhängigkeit von x bei einem Q^2 von $3(\text{GeV}/c)^2$ [4]

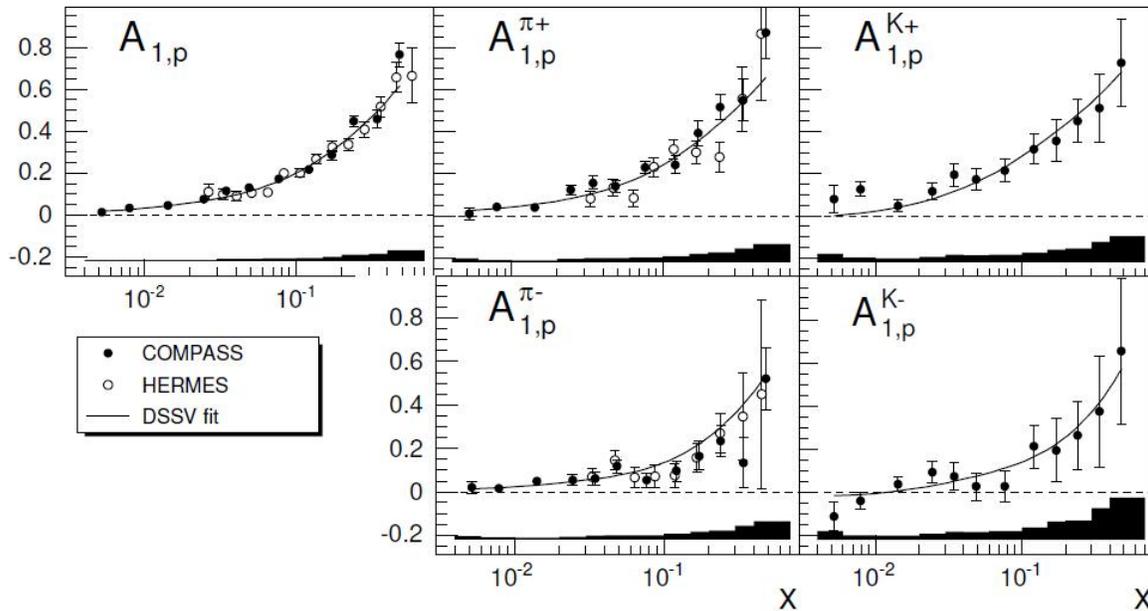


Abbildung 2.6: Gemessene inklusive $A_{1,p}$ und semi-inklusive $A_{1,p}^{\pi^+}$, $A_{1,p}^{\pi^-}$, $A_{1,p}^{K^+}$, $A_{1,p}^{K^-}$ Asymmetrien bei COMPASS als Funktion von x , zum Vergleich sind die Ergebnisse des HERMES Experiments eingezeichnet [6]

ist im Mittel positiv, $\Delta\bar{d}$ weist eine leicht negative Tendenz auf. Die Messwerte für Δs streuen um die Nulllinie. Als Resultat der bei COMPASS durchgeführten Messungen ergeben sich kleine Werte für die Seaquarkverteilungen (wie $\Delta\bar{u}$, $\Delta\bar{d}$, Δs und $\Delta\bar{s}$) im Messbereich von $0,004 < x < 0,7$. Es wurde kein signifikanter Unterschied zwischen den Δs und $\Delta\bar{s}$ Verteilungen gefunden, die um den Wert Null streuen.

2.1.2 Bestimmung der Gluonpolarisation im Nukleon

Wie schon in vorangegangenen Kapitel 2.1 erwähnt kommt der Nukleonspin durch die Beiträge der Nukleonkonstituenten zustande. Es tragen dabei der Spin und der Bahndrehimpuls der Quarks und der Gluonen zum Gesamtspin bei. Die Messung der Gluonpolarisation $\frac{\Delta G}{G}$ in semi-inklusive Messung und damit die Bestimmung des Gluonbeitrags ΔG zum Nukleonspin war eines der Hauptziele des bisherigen Messprogramms. Dazu lässt sich der Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF) nutzen. Die Produktion von Charm-Anticharm-Paaren und die Analyse von Teilchenpaaren mit hohen Transversalimpulsen geben Hinweis auf diesen PGF Prozess. Zur Analyse der Teilchenpaare mit hohem p_T verweise ich auf [11].

Open-Charm-Analyse

Bei dem Prozess der PGF wechselwirkt das abgestrahlte virtuelle Photon eines einlaufenden Leptons über ein Quark-Antiquark-Paar mit einem Gluon im Nukleon, an dem die Streuung stattfindet. Das gebildete Quark-Antiquark-Paar fragmentiert anschließend in Hadronen.

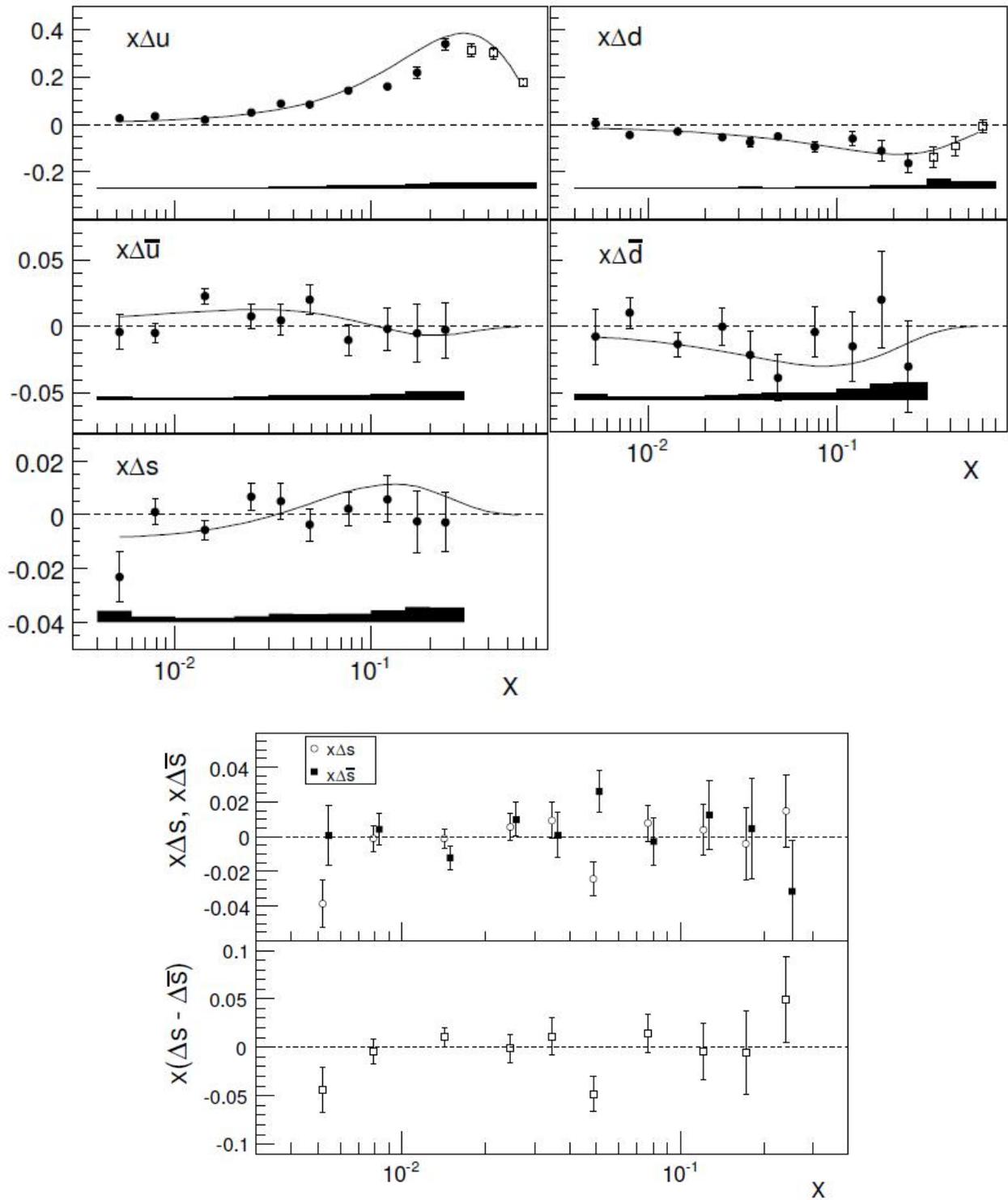


Abbildung 2.7: Polarisierte Quarkverteilungsfunktionen in Abhängigkeit von x , die Werte sind bei festem $Q^2 = 3(\text{GeV}/c)^2$ gemessen worden, eingezeichnet sind auch die mit Hilfe von früheren Messungen berechneten Vorhersagen (von de Florian, Sassot, Stratmann, Vogelsang), unten sind die Strangquarkverteilungen und die Differenz von $x \cdot \Delta s$ und $x \cdot \Delta \bar{s}$ gegen x aufgetragen [7]

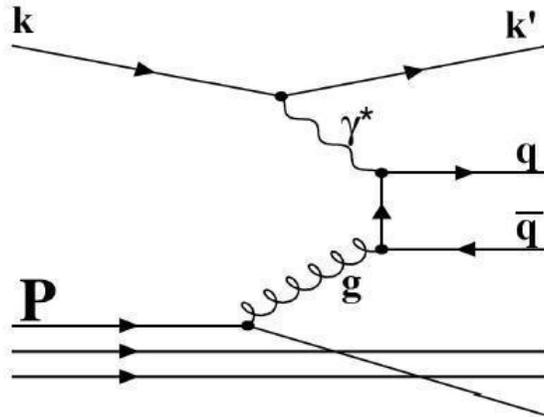


Abbildung 2.8: Feynmandiagramm der Photon-Gluon-Fusion [13]

Dieser PGF-Prozess ist in Abbildung 2.8 gezeigt. k und k' sind die Impulse des einlaufenden und auslaufenden Leptons, γ^* ist das erzeugte virtuelle Photon, q und \bar{q} ist das produzierte Quark-Antiquark-Paar, über das die Wechselwirkung mit dem Gluon g im Nukleon stattfindet. Das Quark trägt vor der Streuung einen bestimmten Bruchteil des Nukleonimpulses P . Um diesen Prozess aus den übrigen bei diesen Energien auftretenden Prozessen eindeutig isolieren zu können, wie zum Beispiel der LO-Prozess der tiefinelastischen Streuung und der QCD-Comptonstreuung, muss man Ereignissignaturen kennen, die sich an den PGF-Prozess anschließen um diesen eindeutig identifizieren zu können.

Dies kann die Erzeugung von schweren Quarks sein, wie zum Beispiel ein Charm-Anticharm-Quark-Paar [10], da Charm-Quarks bei den COMPASS-Energien in den Hadronisierungsprozessen unterdrückt und auch nicht Teil der Nukleonen im Target sind. Die zur Erzeugung eines solchen Paares notwendige Schwerpunktsenergie beträgt ca. 9 GeV. Experimentell lässt sich der Gluonbeitrag über Zählratenasymmetrien ermitteln, dabei werden charmhaltige Mesonen im Endzustand durch ihre Zerfallssignaturen nachgewiesen. Folgender Ausdruck gibt die Zählratenasymmetrie an:

$$A_{exp} = \frac{N_{\uparrow\uparrow}^{c\bar{c}X} - N_{\uparrow\downarrow}^{c\bar{c}X}}{N_{\uparrow\uparrow}^{c\bar{c}X} + N_{\uparrow\downarrow}^{c\bar{c}X}} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot a_{LL}^{PGF} \cdot R_{PGF} \cdot \frac{\Delta G}{G} \quad (2.14)$$

Hier gehen die Target (P_T)- und die Strahlpolarisation (P_B), der Verdünnungsfaktor f , der den Anteil der polarisierbaren Targetnukleonen beschreibt, sowie der Depolarisationsfaktor D ein. Er beschreibt den Polarisationstransfer vom einlaufenden Lepton auf das virtuelle Photon. $N_{\uparrow\uparrow}^{c\bar{c}X}$ ist die Zählrate der PGF-Ereignisse bei paralleler Stellung von Strahl- und Targetteilchenspin, $N_{\uparrow\downarrow}^{c\bar{c}X}$ die Zählrate bei antiparalleler Stellung. a_{LL}^{PGF} ist die Helizitätsasymmetrie des Wirkungsquerschnitts der harten Myon-Gluon Streuung $a_{LL}^{PGF} = \frac{d\sigma_{PGF}^{\mu g}}{\sigma_{PGF}^{\mu g}}$. G ist bereits in früheren Experiment vermessen worden und hinreichend gut bekannt. Die experimentelle Messung dieser Asymmetrie stellt also eine direkte Bestimmung der Gluonpolarisation $\frac{\Delta G}{G}$ dar.

Der Mittelwert aus der aktuellen Open-Charm-Analyse [28] beträgt:

$$\left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle_x = -0,49 \pm 0,27(stat) \pm 0,11(syst.)$$

2.2 Zukünftige Messziele von COMPASS

Die bei der tiefinelastischen Lepton-Nukleonstreuung bisher bestimmten Partonverteilungen beschreiben die longitudinale Spinstruktur des Nukleons. Ein anderer Aspekt des Nukleons wird mit den elektromagnetischen Formfaktoren beschrieben. Die Formfaktoren setzen die gemessenen Wirkungsquerschnitte elastischer Elektron-Nukleon-Streuung mit denen für ein strukturloses Nukleon ins Verhältnis. In den letzten Jahren wurde ein neues theoretisches Konzept [1] entwickelt, das sowohl Formfaktor wie auch die Partonverteilungsfunktionen enthält. Diese Generalisierten Partonverteilungsfunktionen (GPDs) können als impulszerlegte Formfaktoren aufgefasst werden, die eine Information über die transversale Verteilung der Partonen im Nukleon als Funktion deren Impulsbruchteils am Gesamtimpuls liefern. Dieses Verfahren kommt sozusagen einer "dreidimensionale" Untersuchung der Partonstruktur eines Nukleons gleich, wobei davon zwei Dimensionen im Ortsraum und eine Dimension im Impulsraum betrachtet werden.

Das Konzept der generalisierten Partonverteilungsfunktionen soll eine vollständige, phänomenologische Beschreibung des Nukleons liefern, welches an verschiedenen Experimenten wie auch bei COMPASS untersucht werden wird. Die Betrachtung der dabei auftretenden Photon- und Mesonproduktion im Prozess der tiefinelastischen-virtuellen Mesonproduktion (DVMP) und der tief-virtuellen Comptonstreuung (DVCS) (Erklärung dieser Prozesse im nachfolgenden Abschnitt 2.2.1) ermöglicht den Zugang zu einigen GPDs.

In naher Zukunft sind für COMPASS Messungen auf diesem Gebiet geplant, deren Ergebnisse der Entwicklung der beschreibenden Theorie dienen werden. Dies beinhaltet hauptsächlich experimentelle Studien zu den GPDs am unpolarisierten Target und transversalimpulsabhängige Partonverteilungen (TMDs). Um die "dreidimensionale" Nukleonstruktur zu erforschen sind die Messprogramme geplant, die im Folgenden etwas näher erläutert werden.

2.2.1 Generalisierte Partonverteilungen

Der Gesamtspin eines Nukleons ist gegeben durch den Drehimpulsbeitrag von Quarks und Gluonen [1]:

$$\sum_{f=u,d,s} = J^f(Q^2) + J^g(Q^2) = \frac{1}{2} \quad (2.15)$$

Zur Beschreibung des Nukleons werden jeweils zwei polarisierte (\bar{H}^f und \bar{E}^f) und zwei unpolarisierte GPD-Funktionen (H^f und E^f) benötigt, wobei f den Quarkflavour bezeichnet. H^f und \bar{H}^f beschreiben den Fall, dass die Nukleonhelizität bei der Streuung erhalten bleibt. E^f und \bar{E}^f gelten, wenn die Nukleonhelizität während des Streuprozesses einen Spinflip vollführt. Das Konzept der GPDs gewann großes Interesse als gezeigt wurde, dass zwischen dem Gesamtdrehimpuls J^f einer bestimmten Partonart f und den GPD-Funktionen über die sogenannte Summenregel nach Ji [1] eine einfache Relation besteht:

$$J^f(Q^2) = \frac{1}{2} \lim_{q \rightarrow 0} \int_{-1}^1 dx \cdot x \cdot [H^f(x, \xi, t, Q^2) + E^f(x, \xi, t, Q^2)] \quad (2.16)$$

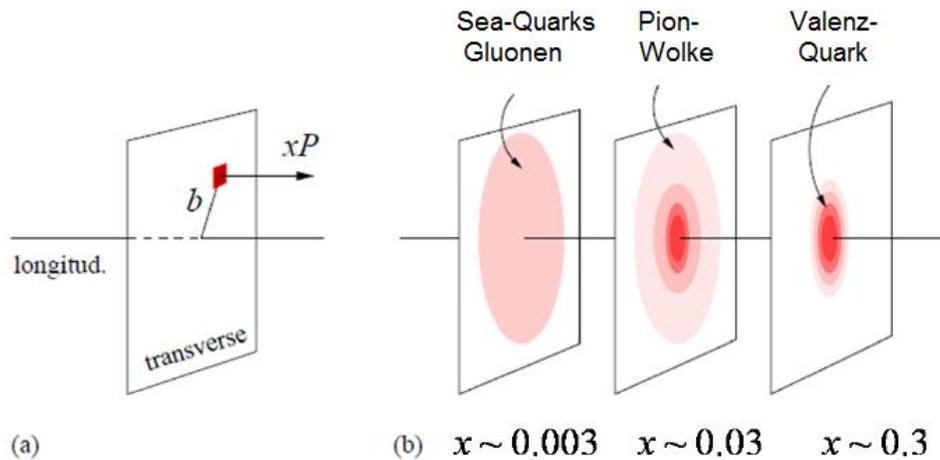


Abbildung 2.10: Skizze der "tomografischen" Sicht der transversalen räumlichen Partonverteilung bei verschiedenen Werten von x [1]

Damit der Anteil der Quark-GPDs bestimmt werden kann, werden DVCS sowie DVMP Prozesse verwendet [1].

$$\mu + p \rightarrow \mu + \gamma + p \quad (2.17)$$

$$\mu + p \rightarrow \mu + \mathfrak{M} + p \quad (2.18)$$

Es werden Myonen am Nukleon gestreut, wobei entweder Photonen γ emittiert (DVCS) oder Mesonen \mathfrak{M} (DVMP) produziert werden können.

Informationen über die Struktur der GPD-Funktion H , die durch die Separation von Real- und Imaginärteil der DVCS-Amplitude gewonnen werden soll, lässt sich durch Kombination der Daten von positivem und negativem Myonstrahl erreichen. Um den Beitrag von H^f zu ermitteln, wird die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Azimutwinkel untersucht. Der Beitrag von E^f wird mit einem transversal polarisierten Target gewonnen.

Eine anschauliche Bedeutung dieser Messungen für verschiedene Werte von x (vor dem Streuprozess) ist in Abbildung 2.10 zu sehen. In den einzelnen Bildern ist in eine Skizze der "tomografischen" Sicht der transversalen räumlichen Partonverteilung bei verschiedenen Werten von x gezeigt. Bei kleineren Werten von x kann man zunächst Valenzquarkverteilungen sehen, bei sehr kleinen Werten auch schließlich Gluonen und Sea-Quarks.

2.2.2 Semi-inklusive Messungen der tief-inelastischen Lepton-Nukleonstreuung

Zusammen mit den DVCS und DVMP Messungen werden weitere Messungen in semi-inklusive tiefinelastischer Streuung [1] vorgenommen.

$$\mu + p \rightarrow \mu' + h + X \quad (2.19)$$

Die produzierten Hadronen teilen sich den Impuls des fragmentierenden Quarks im Targetnukleon, die Trans-

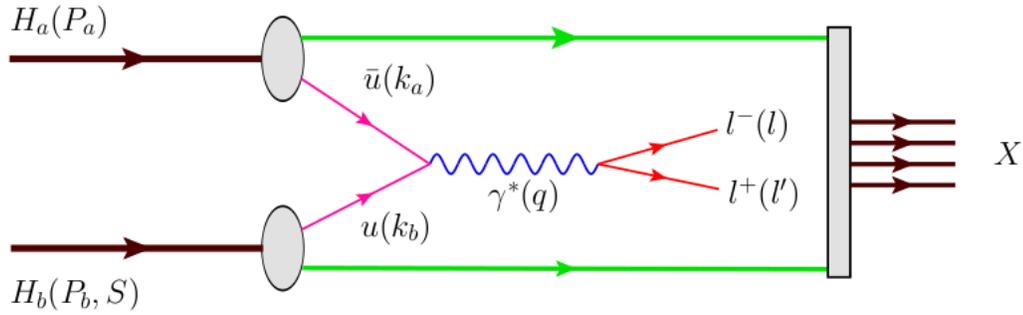


Abbildung 2.11: Feynman-Diagramm des Drell-Yan-Prozesses [1]

versalimpulse entstehen durch die endliche Größe der Hadronen (≈ 300 MeV). Die neuen SIDIS-Daten sollen es ermöglichen zwischen den vorhandenen Quarkflavours unterscheiden zu können und dafür verwendet werden, Partonverteilungen und Fragmentationsfunktionen zu bestimmen. Ein Beispiel ist die Strange-Quark-Verteilungsfunktion $s(x)$ in führender Ordnung im Bereich $0.001 < x_{Bj} < 0.2$, die bisher nicht hinreichend genau bekannt ist.

Ergänzend zu den geplanten Drell-Yan-Messungen (siehe folgender Abschnitt) können die SIDIS-Daten Asymmetrien in der azimuthalen Winkelverteilung bei der Produktion der Hadronen erfassen und Auskunft über die Boer-Mulders Funktionen, welche die Korrelation zwischen transversalem Spin und Impuls der Quarks in einem unpolarisierten Nukleon beschreiben, und den Cahn Effekt geben, beide sind abhängig von den intrinsischen Transversalimpulsen k_T der Quarks.

2.2.3 Das Drell-Yan-Programm

Eine alternative Möglichkeit transversalimpulsabhängige Partonverteilungen zu untersuchen, bietet der sogenannte Drell-Yan-Prozess (Abb. 2.11).

Ein Quark-Antiquark-Paar annihiliert in ein Lepton-Antilepton-Paar l, l' . $u(k_a)$ und $\bar{u}(k_a)$ bezeichnet das Quark-Antiquark-Paar, das aus den beiden Hadronen H_a und H_b stammt. Eine Drell-Yan-Reaktion für ein unpolarisiertes Strahlteilchen und ein polarisiertes Targetteilchen hat die folgende Form:

$$H_a(P_a) + H_b(P_b, S) \rightarrow \gamma^*(q) + X \rightarrow l^-(l) + l^+(l') + X \quad (2.20)$$

$P_{a(b)}$ ist der Impuls des Strahl-(Target-)Hadrons. S ist der 4-Vektor der Targetteilchenpolarisation.

Bei Vernachlässigung intrinsischer Quark-Transversalimpulse k_T kann die Nukleonstruktur durch drei Partonverteilungsfunktionen beschrieben werden. Bei Berücksichtigung der k_T sind hingegen acht Verteilungsfunktionen notwendig. Je nach Polarisation muss eine andere Funktion betrachtet werden. Diese tragen Informationen über die Struktur und die innere Dynamik des Nukleons. Beispielsweise beschreibt die sogenannte Siversfunktion $f_{1T}^\perp(x, k_T^2)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines unpolarisierten Quarks in einem transversal polarisierten Nukleon. Eine weitere Funktionen ist die Boer-Mulders Funktion h_1^\perp . h_1^\perp gibt eine Korrelation zwischen transversalem Spin und transversalem Impuls eines Quarks in einem unpolarisierten Nukleon an.

Im Experiment werden Winkelasymmetrien des in Drell-Yan Prozessen produzierten Leptonpaars gemessen, die unter anderem Zugang zu der Boer-Mulders Funktion der einlaufenden Hadronen, der Sivers-Funktion des Targetnukleons, der Boer-Mulders-Funktion des Strahlhadrons sowie der Transversity-Funktion des Targetnukleons herstellen.

Kapitel 3

Das COMPASS Experiment

3.1 Aufbau des Spektrometers

Der Aufbau des Experiments [2] besteht im Wesentlichen aus einem offenen Vorwärtsspektrometer, das am M2-Strahl vom SPS (Super-Proton-Synchrotron) positioniert ist. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau der M2-Strahlführung. Zu Beginn der Strahlproduktion wird ein Protonpaket in das SPS injiziert und beschleunigt und während einer Zeitspanne von 9,8 s in die M2-Strahlführung zum COMPASS Experiment extrahiert. Das SPS liefert einen 400 GeV Protonenstrahl, am Anfang der Strahlführung zwischen SPS und COMPASS-Experimentierhalle auf ein Berylliumtarget (Bezeichnung: T6) mit einer Dicke von 500 mm trifft. Dabei werden eine Vielzahl an Teilchen wie Pionen und Kaonen erzeugt und mit Hilfe fokussierender Quadrupolmagnete in die Strahlführung in Richtung COMPASS-Experiment geleitet.

Der erzeugte Strahl wird mit Strahlmagneten in einem 600 m langen Zerfallstunnel aus einer Tiefe von ungefähr 25 m an die Erdoberfläche geführt. Am Ende der Zerfallsstrecke werden die Pionen und Kaonen absorbiert und die Myonen über eine 330 m langen Strecke mittels Quadrupolmagneten fokussiert und zum COMPASS-Experiment geführt. Wird ein Hadronstrahl benötigt, so wird der Hadronabsorber aus dem Strahlgang herausgefahren. Aufgrund von Drehimpulserhaltung sind die durch die Pionzerfälle erzeugten Myonen natürlich polarisiert. Der Myon- oder Antimyonstrahl steht mit einer Intensität von $3,8 \times 10^8$ Myonen/Spill in einem Energiebereich von 100 bis 200 GeV zur Verfügung.

Abbildung 3.2 zeigt in a) die Impulsverteilung und in Bild b) ein horizontales Profil für in das Zentrum des COMPASS-Targets einlaufende Teilchen. Die schraffierten Bereiche enthalten Teilchen, die beide Targetzellen passiert haben. Deutlich zu erkennen ist in Bild b) der Strahlquerschnitt von einigen Millimetern, sowie der nahe Halo in den 20-30 % der Myonen fallen, die nicht alle das Target durchqueren konnten.

Der Polarisationsgrad des Myonstrahls beträgt etwa 80%. Für jedes einlaufende Strahlteilchen werden Impuls und Trajektorie gemessen.

Das Spektrometer besteht aus zwei Spektrometerstufen. In Targetnähe werden Teilchen detektiert, die das Target unter großen Winkeln verlassen (LAS - **L**arge **A**ngle **S**pektrometer), die zweite Stufe detektiert Teilchen, die das Target unter kleinen Winkeln verlassen (SAS - **S**mall **A**ngle **S**pektrometer). Dieser zweistufige Aufbau ermöglicht eine präzisere Impulsmessung in einem weiten Akzeptanzbereich. In Abbildung 3.3 ist das Schema

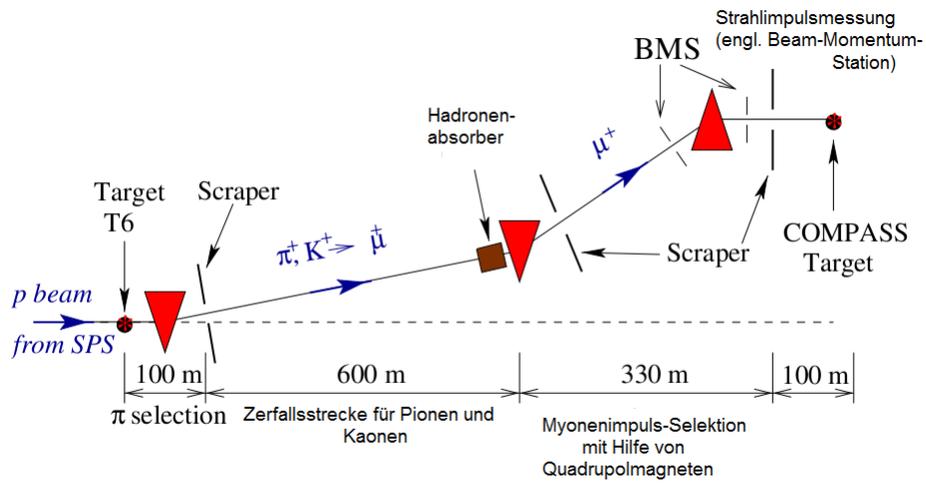


Abbildung 3.1: M2 Beam Line zum COMPASS Experiment [2]

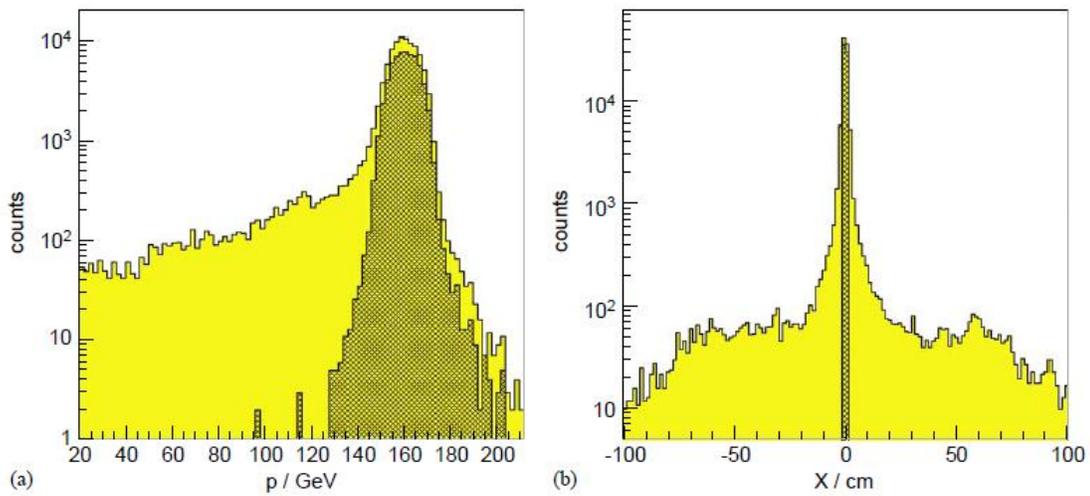


Abbildung 3.2: a) Impulsverteilung und b) horizontales Profil im Zentrum des COMPASS-Targets für einlaufende Teilchen, die schraffierten Bereiche enthalten Teilchen, die beide Targetzellen passiert haben [1]

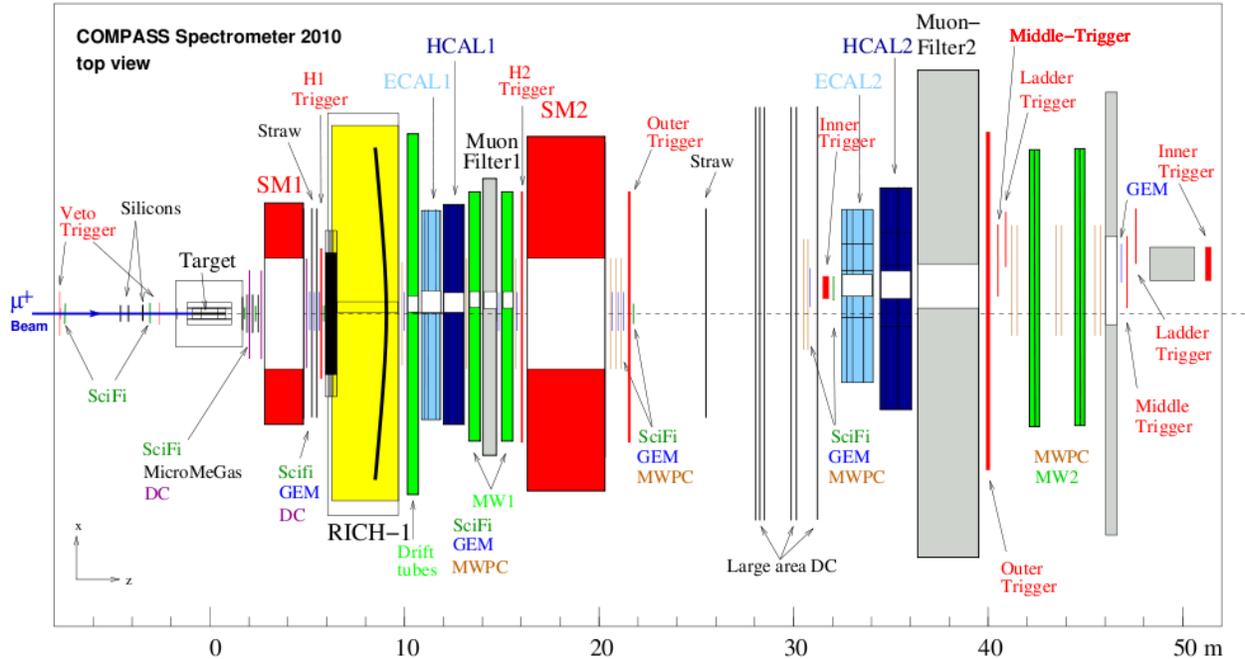


Abbildung 3.3: COMPASS Spektrometer Aufbau 2010 [1]

der Detektoranordnung durch verschiedene Farben verdeutlicht. Die Spektrometermagneten (SM1 und SM2) sowie die Triggerhodoskope (Veto, H1, H2, Outer (Äußerer), Inner (Innerer), Middle (Mittlerer), Ladder(Leiter)-Trigger) sind rot markiert. Weitere wichtige Komponenten sind das Target im Bereich des Myonstrahleintritts (links im Bild zu sehen), der zur Teilchenidentifikation dienende RICH-1 (Ring-Imaging-Cherenkov Detektor) in gelb, sowie die beiden elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (ECAL1, ECAL2 und HCAL1, HCAL2) in hell- bzw. dunkelblauer Farbe sowie das Veto-Triggersystem [2].

3.2 Target

Die Messung von Wirkungsquerschnittsasymmetrien mit hoher Luminosität erfordert ein Festkörpertarget, das polarisierbar ist und zwei verschiedene Targetkammern enthält, die zueinander entgegengesetzt polarisiert werden können. Für die Messungen am Proton (an einem NH_3 - oder ${}^6\text{LiD}$ -Target) wird ein Aufbau mit 3 Targetkammern verwendet, die beiden äußeren Zellen tragen zur mittleren immer entgegengesetzte Polarisation, auf diese Weise lassen sich systematische geometrische Effekte bei Asymmetriemessungen unterdrücken. Das Prinzip der Targetpolarisation soll im folgenden kurz skizziert werden.

Die beiden Targetzellen des in Abb 3.4 abgebildeten Aufbaus haben eine Länge von 60 cm und einen Durchmesser von 5 cm. Jede Zelle enthält 170-180 g des Target-Materials. Die Methode der dynamischen Kernpolarisation erzeugt die Ausrichtung der Spins. Dazu werden freie Elektronen im Targetmaterial genutzt. Über die Einstrahlung einer Mikrowellenfrequenz mit ca. 70 GHz lässt sich die Spineinstellung der Elektronen auf die Deuteriumkerne des ${}^6\text{LiD}$ übertragen. Die permanente Kühlung mit einem ${}^3\text{He}/\text{He}$ -Mischungskühler auf 50 mK ist notwendig,

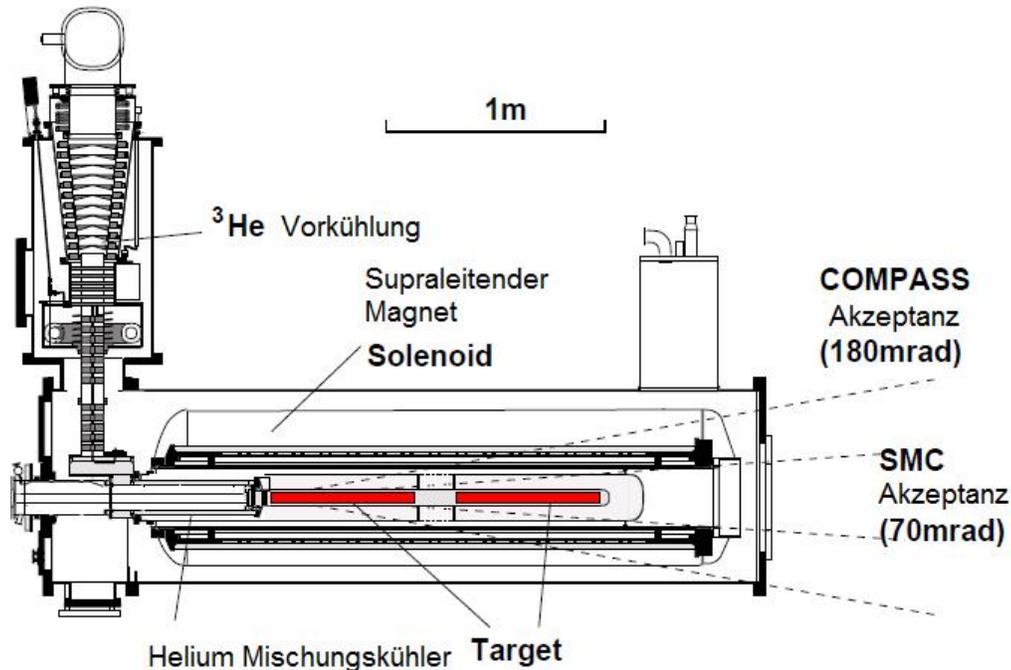


Abbildung 3.4: Das polarisierte COMPASS-Target mit supraleitendem Solenoidmagnet und Heliummischungskühler und zwei Targetzellen [2]

um die erzeugte Polarisation zu erhalten, ebenso ein starkes Magnetfeld von 2,5 Tesla in axialer Richtung, das von einem supraleitenden Solenoidmagnet erzeugt wird. Ein Dipolmagnet erzeugt in transversaler Richtung ein 0,42 Tesla starkes Magnetfeld. Im longitudinalen Modus wird polarisiert, gehalten werden kann die Polarisation bei geringerem Magnetfeld.

Auf diese Weise lässt sich die Targetpolarisation von ^6LiD über die Dauer eines Tages auf einen Anteil von fast 50% bringen, bei NH_3 sind wesentlich größere Anteile möglich. Um eine maximale Differenz der unterschiedlichen Polarisation beider Targetzellen zu erreichen werden ca. 2-3 Tage benötigt. Die transversal ausgerichteten Spins werden vom transversalen Dipolfeld gehalten. Eine longitudinale Spineinstellung hält das homogene longitudinale Magnetfeld aufrecht. Gemessen wird die Polarisation über die Methode der Kernspinresonanz (NMR).

3.3 Prinzip des Triggersystems für den Myonstrahl

Im Allgemeinen ist ein Hodoskop ein Detektor aus szintillierenden Streifen, der den Durchgang ionisierender Teilchen nachweist. Im Experiment liefert ein System von Hodoskopen für mehrere Orte (gemäß der Hodoskop-Positionen) zeitlich schnelle Signale, die einen Teilchendurchgang durch das Experiment markieren. Dieses kann entweder im Target produziert, an diesem gestreut oder aus dem Strahlhalo stammen. Das Signal eines Teilchendurchganges durch das Experiment kommt demnach durch die Erfassung von Teilchentreffern in mehreren zusammenarbeitenden Detektoren zustande. Diese bilden zusammen mit den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern (ECAL1, ECAL2 sowie HCAL1 und HCAL2) das Triggersystem (siehe Abb. 3.5) [3].

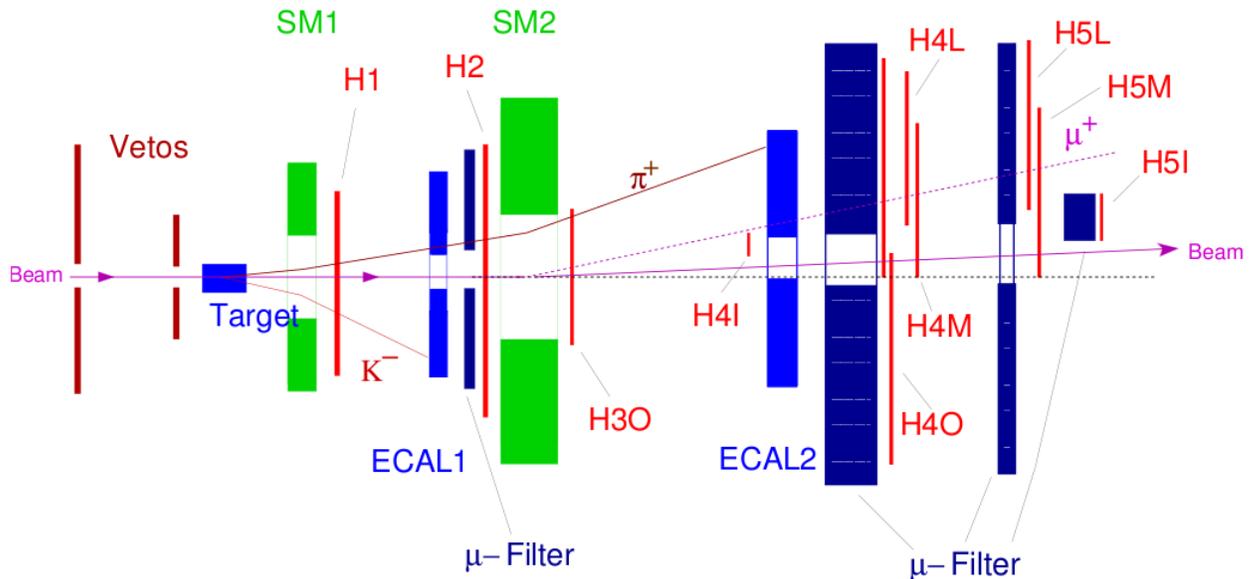


Abbildung 3.5: COMPASS-Triggersystem (rot markierte Detektoren sowie Kalorimeter), nicht eingezeichnet sind die hadronischen Kalorimeter (siehe auch Abb. 3.3) [3]

Seine Aufgabe besteht darin, aus der Vielzahl der Wechselwirkungen diejenigen auszuwählen, die für das Experiment von Interesse sind. Es liefert ein Trigger(Start)-Signal, das dem Datennahmesystem befiehlt, die zwischengespeicherten Detektorinformationen auszulesen und abzuspeichern. Zudem steuert das Triggersystem die Auslese einzelner Detektoren, wie zum Beispiel den RICH Detektor oder die ADC-Auslese der Kalorimeter. Die Selektion der interessanten Ereignisse basiert auf der Messung des Myonstreuwinkels oder des Energieverlusts in den Kalorimetern. Es ist dafür ausgelegt, eine möglichst hohe Effizienz in der Erkennung der speziellen Ereignissignaturen zu erzielen. 2010 wurden 300.000 Ereignisse pro Spill mit dem Datennahmesystem aufgenommen.

Der Trigger muss grundsätzlich zwischen zwei unterschiedlichen Ereignissignaturen unterscheiden können:

1) Ereignisse von quasi-reellen Photonen mit geringem 4-Impuls Übertrag ($Q^2 < 0,5 GeV^2$). In diesem Bereich von Q^2 sind die Streuwinkel der Myonen klein, daher kann durch die Messung mit Hodoskopern nicht unterschieden werden, ob das Myon im Target gestreut wurde oder nicht. Deshalb misst man den Energieverlust des gestreuten Myons. Zusätzlich kann ein HCAL-Signal, eine Energiedeposition der produzierten Teilchen, verwendet werden um damit Strahlungs- und Myon-Elektron-Streueignisse im Target sowie Halotracks, also störende Untergrundprozesse, zu unterdrücken. Dieses Prinzip des Energieverluststriggers ist in Abbildung 3.6 verdeutlicht. Zusätzlich zum Nachweis des durch das Magnetfeld abgelenkte Myon in den Szintillatorstreifen der Triggerhodoskope kann eine Energiedeposition der im Prozess produzierten Hadronen in einem der hadronischen Kalorimeter verwendet werden und ein Triggersignal erzeugen.

2) Ereignisse, die mit hohen 4er Impulsüberträgen ($Q^2 > 0,5 GeV^2$) zustande kommen und den gesamten Bereich von $0,1 < y < 0,9$ abdecken. Diese Myonstreuwinkel ermöglichen es zu unterscheiden, ob das Teilchen aus dem Bereich des Targets kommt oder nicht. Dieses Prinzip trägt deshalb die Bezeichnung "Target-Pointing"-Trigger (siehe dazu Abb. 3.7). Die bei Strahlenergien von 160 GeV obere Grenze für den Impulsübertrag ist bisher durch

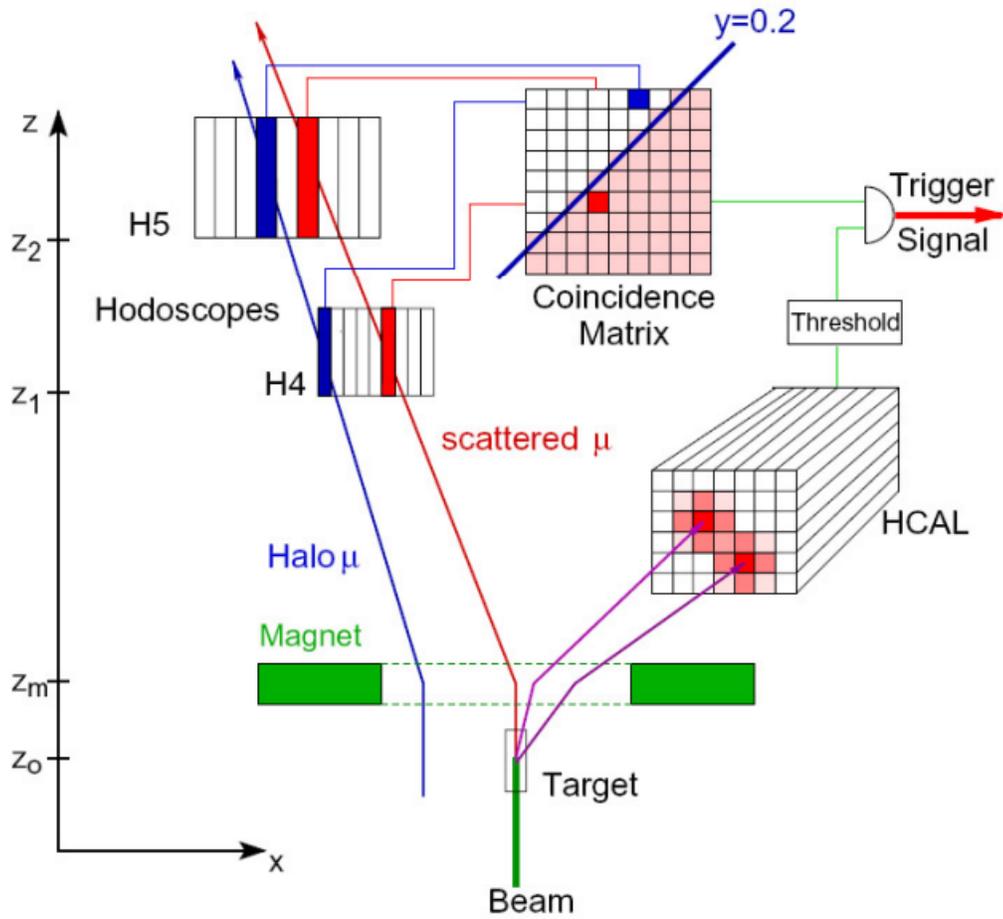


Abbildung 3.6: Prinzip des Energieverlusttriggers. Zusätzlich zum Nachweis des Teilchens in den Szintillatorstreifen der Triggerhodoskope kann eine Energiedeposition in einem der hadronischen Kalorimeter verwendet werden, um damit ein Triggersignal zu erzeugen [1]

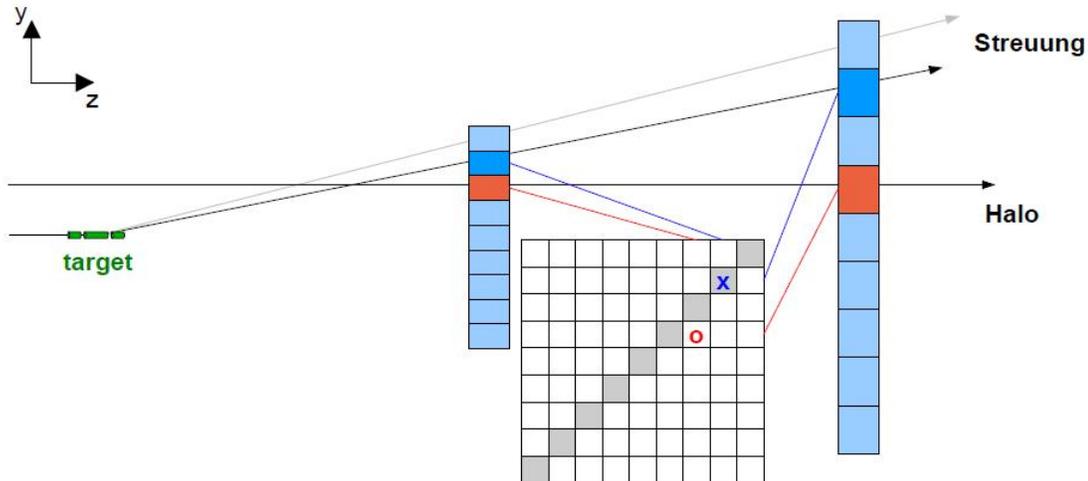


Abbildung 3.7: Prinzip des "Target-Pointing"-Trigger, über geometrische Überlegungen lassen sich Teilchen zur Erzeugung eines Triggersignals auswählen, das rote Halosignal liegt in der elektronischen Logik außerhalb der Diagonale, in die alle geometrisch erlaubten Teilchenpfade fallen, und kann deshalb kein Triggersignal erzeugen [14]

die Öffnung des 2. Spektrometermagneten SM2 von 2×1 m gegeben.

Das Design dieser Trigger-Hodoskope orientiert sich an den Ereignisraten bei bestimmten Abständen vom Strahl. Wie in Kapitel 2 vorgestellt wurde sind für die Zukunft mehrere Messprogramme geplant, die einige Erweiterungen im Detektorsystem, beim Target und auch im Datennahmesystem erfordern.

3.4 Triggerhodoskope

Die Hodoskope für den "Target-Pointing"- und den "Energieverlust"-Trigger decken verschiedene kinematische Bereiche für die gestreuten Teilchen ab. Es existieren verschiedene Trigger, deren Streifenbreite und -anzahl sich nach den Myonraten in den verschiedenen Raumwinkeln hinter dem Target richtet (siehe Abb. 3.5). Die Hodoskopsignale werden über ca. 50 m lange Kabel in die Triggerbaracke beziehungsweise in die Vetobaracke geführt und dort zu einem Triggersignal weiterverarbeitet. Zunächst wird das Signal über Constant-Fraction-Diskriminatoren in ein digitales Signal umgewandelt, das nunmehr unabhängig von der vorigen Form des Analsignals ist. Ein Meantimer (Bauteil in der Elektronik, der einen elektronischen Zeitmittelwert bildet) kommt zum Einsatz, wenn Signale an einem Szintillatorstreifen beidseitig ausgelesen werden. Er mittelt die Ankunftszeiten t_1 und t_2 beider Signale zu $t_m = \frac{t_1+t_2}{2}$. Diese Zeitinformation ist nun unabhängig vom Teilchendurchgangspunkt in einem langen Szintillatorstreifen. Mit Hilfe einer Koinzidenzmatrix auf einem programmierbaren Elektronikmodul namens GANDALF wird für die gemittelten Signale entschieden, ob die Teilchentreffer in den Hodoskopen zu einem Ereignis gehören und es aus dem Bereich des Targets stammt.

1. Innerer Trigger(H4I,H5I): Der Innere Trigger ist für hohe Raten in geringem Abstand zum Strahl ausgelegt und muss daher über eine hohe Auflösung verfügen. Die Szintillatorstreifen messen die horizontale Komponente des gestreuten Myons, zur genauen Messung ist deshalb ein langer Hebelarm zwischen beiden

Triggersystem	Hodoskop	Szintillatoranzahl	Streifenbreite / mm	Streifenüberlapp / mm	
Leiter	H4L	32	22 - 67	1 - 3	
	H5L	32	27 - 87	1 - 3	
Inneres	H4I(oben)	32	6	0,6	
	H4I(unten)	32	6	0,6	
	H5I(oben)	32	12	1	
	H5I(unten)	32	12	1	
	H4MV(oben)	20	62	1,5	
Mittleres	H4MV(unten)	20	62	1,5	
	H4MH	32	21,5 - 25	1,5	
	H5MV(oben)	20	77	1,5	
	H5MV(unten)	20	77	1,5	
	H5MH	32	25 - 30	1,5	
	Äußeres	H3O	16	70	5
		H4O	2×16	150	10
LAS	H1	32	60	0	
	H2	2×32	136	5	

Tabelle 3.1: Hodoskopdaten [1]

System	Hodoskop	z-Position / m	Aktive Fläche (x×y) / cm ²	
Leiter	H4L	40,65	128,2 × 40	
	H5L	48,05	168,2 × 47,5	
Inneres	H4L(oben)	32	17,43×32	
	H4L(unten)	32	17,43×32	
	H5L(oben)	51	35,3×51	
	H5L(unten)	51	35,3×51	
	H4MV(top)	40,3	120 × 102	
Mittleres	H4MV(bottom)	40,3	120 × 102	
	H4MH	40,4	120 × 102	
	H5MV(top)	47,7	150 × 120	
	H5MV(bottom)	47,7	150 × 120	
	H5MH	47,8	150 × 120	
	Äußeres	H3O	23	200 × 100
		H4O	40	480 × 225
LAS	H1	5,5	230 × 192	
	H2	15,5	500 × 419,2	

Tabelle 3.2: Hodoskopdaten

Hodoskopen notwendig. H4I befindet sich hinter SM2 und vor ECAL2, H5I am Ende des Spektrometers hinter dem dritten Myonfilter MW3.

2. Leiter-Trigger (H4L,H5L): Beide Leiter-Hodoskope befinden sich hinter SM2, um die Ablenkung senkrecht zur Magnetablenkebene zu bestimmen. Die beiden Ladder-Hodoskope bestehen aus 32 kurzen vertikalen Streifen, die beidseitig von Photomultipliern ausgelesen werden. Dieses System ist sensitiv auf Myonen, die vom Magnetfeld insgesamt stark abgelenkt wurden, wobei der Streuwinkel des Myons am Target selbst jedoch nur klein war.
3. Mittel-Trigger (H4M,H5M): Der Mittlere-Trigger ist gleichzeitig Energieverlust- und Target-Pointing-Trigger, da beide Hodoskope über zwei Lagen von Szintillatorstreifen verfügen, die senkrecht zueinander stehen und ab Winkeln von 5 mrad auslesen. Die vertikalen Streifen werden nur einseitig, die horizontalen Target-Pointing-Streifen beidseitig ausgelesen.
4. Äußerer Trigger (H3O,H4O): Beide Hodoskope des Äußeren Triggers bestehen aus horizontal angeordneten Streifen, die beidseitig ausgelesen werden. Das erste Hodoskop H3O befindet sich direkt hinter der Öffnung des SM2 Magneten, H4O (wie auch H4M und H4L) befindet sich direkt hinter dem Myonfilter im Kleinwinkelspektrometer (SAS) (siehe auch Abbildung 3.5).
5. LAS-Trigger (H1,H2): Die beiden neuen Triggerhodoskope der ersten Spektrometerstufe LAS wurden im April diesen Jahres eingebaut und bestehen jeweils aus 32 horizontal angeordneten Szintillationsstreifen. H2 ist zusätzlich in zwei Hälften geteilt, um ebenso wie beim Äußeren-Trigger die Auslese langer Streifen zu vermeiden. H1 befindet sich direkt vor dem RICH-Detektor, H2 direkt vor SM2 und hinter MW1 (Myonfilter 1). Das LAS-Triggersystem verwendet Target-Pointing. Dieses neue System wurde als Erweiterung des bisherigen Triggersystems bis zu höchsten Q^2 gebaut.

3.5 Veto-Trigger

Das Vetosystem [3] wurde entwickelt, um zu verhindern, dass einlaufende Strahlteilchen, die nicht durch das Target geflogen sind, ein Triggersignal auslösen. Da der Teilchenstrahl eine endliche Emittanz und einen Halo hat, würden viele Myonen fälschlicherweise einen Trigger auslösen. Um dies zu unterdrücken, existiert ein System von Detektoren, die vor dem Target positioniert sind, um diese Ereignisse aus der Datenaufnahme zu eliminieren. Um die Funktionweise des Vetosystems zu verdeutlichen, folgt eine Skizze des Grundprinzips (siehe Abbildung 3.8) zur Unterscheidung zwischen interessanten und uninteressanten Teilchenbahnen. Man sieht, dass Teilchen, die durch einen der Vetodetektoren gefolgt sind, geometrisch bedingt nicht in das Target kommen können, sie müssen daher aus der Datennahme gestrichen werden.

Das Vetosystem besteht aus zwei segmentierten Vetozählern mit einem Durchmesser von 30 cm. In der Mitte befindet sich jeweils ein Loch mit einem Durchmesser von 4 cm für den Primärstrahl. Damit werden Teilchen mit einem Winkel von mehr als 8 mrad aussortiert. Ein dritter Vetozähler in einem Abstand von 20 m vor dem Target enthält außerdem ein System von zusätzlichen Streifen, um auch Halo-Myonen mit Winkeln unter 8 mrad auszusortieren. Für zukünftige Messungen soll das Veto-System weiter optimiert werden, um die Veto-Totzeit von ca. 20 % bei nominaler Strahlintensität zu verringern.

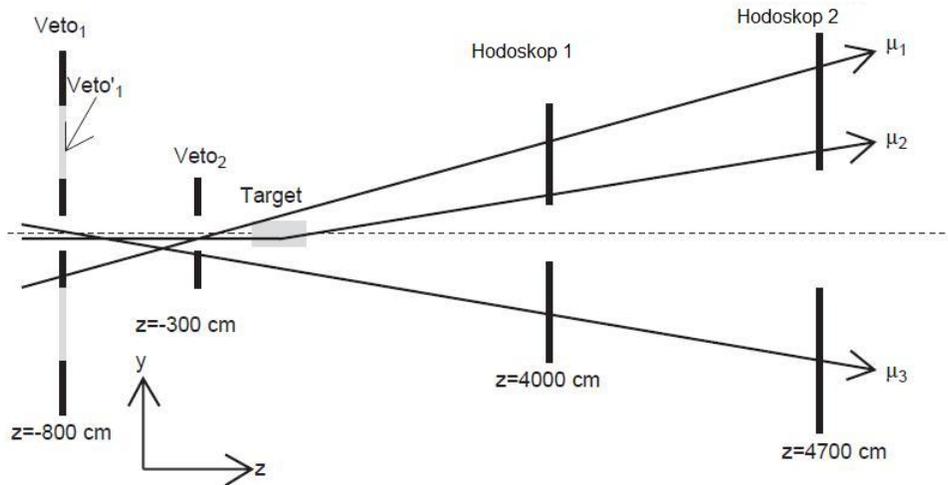


Abbildung 3.8: Funktionsprinzip der Veto-Triggersystems [3]

3.6 Erweiterung des Hodoskopsystems für 2010

Zum Nachweis von Teilchen mit großen Streuwinkeln (für große Q^2 und x) wird ein Triggersystem in der ersten Stufe des Spektrometers benötigt [1]. Für die geplanten Messprogramme wie Drell-Yan, bei dem die beiden erzeugten Myonen bei ungefähr 65% aller Prozesse in der ersten Spektrometerstufe enden, sowie für DVCS und Transversity-Messungen sind Hodoskope erforderlich, die Streuwinkel in diesem Bereich detektieren können. Dazu wurde das bisherige Triggersystem um ein Paar Szintillationshodoskope im LAS erweitert. Dieses LAS-Triggersystem besteht aus den im April diesen Jahres gebauten Hodoskopen H1 und H2, die zusammen mittels Target-Pointing Ereignisse zurückverfolgen lassen und den Akzeptanzbereich des bisherigen Triggersystems für große Q^2 erweitern (siehe Abb. 3.9). Die Wahl der Detektorpositionen im Spektrometer richtet sich danach, dass für das Target-Pointing ein langer Hebelarm für die Teilchenbahn benötigt wird. Das erste Hodoskop H1 befindet sich (bei $z = 550$ cm) direkt vor dem RICH Detektor. Es hat die Abmessungen 230×192 cm. Im Zentrum der aktiven Fläche befindet sich eine Öffnung mit den Maßen 40×20 cm (siehe auch Abb. 4.1), die notwendig ist um die unter kleinen Winkeln erzeugten Teilchen und den Primärstrahl unbeeinflusst in die zweite Spektrometerstufe passieren zu lassen. Um die Szintillatoren an dieser Aussparung auch beidseitig auslesen zu können, ist es notwendig das zentrale Loch mit Luftlichtleitern zu füllen, die das Szintillationslicht zu beiden Ausleseseiten der Szintillatoren weiterleiten können. Das Design dieser Luftlichtleiter orientiert sich daran, möglichst wenig Material in den strahlnahen Bereich zu bringen um Absorptionseffekte so gering wie möglich zu halten (siehe Abschnitt 4.5 zum Bau des Luftlichtleiters). Außer den Myonen wird es auch von Hadronen und Konversionselektronen getroffen. Daher muss das zweite Hodoskop hinter der Myonwall MW1 stehen um eine Myonidentifikation zu ermöglichen und muss die gleiche aktive Fläche wie der Myonabsorber MW1 haben. Beide Hodoskope besitzen 32 Streifen um eine gute Auflösung zu gewährleisten. Ein Foto des Hodoskops H2 findet sich im Anhang A in Abbildung 8.2.

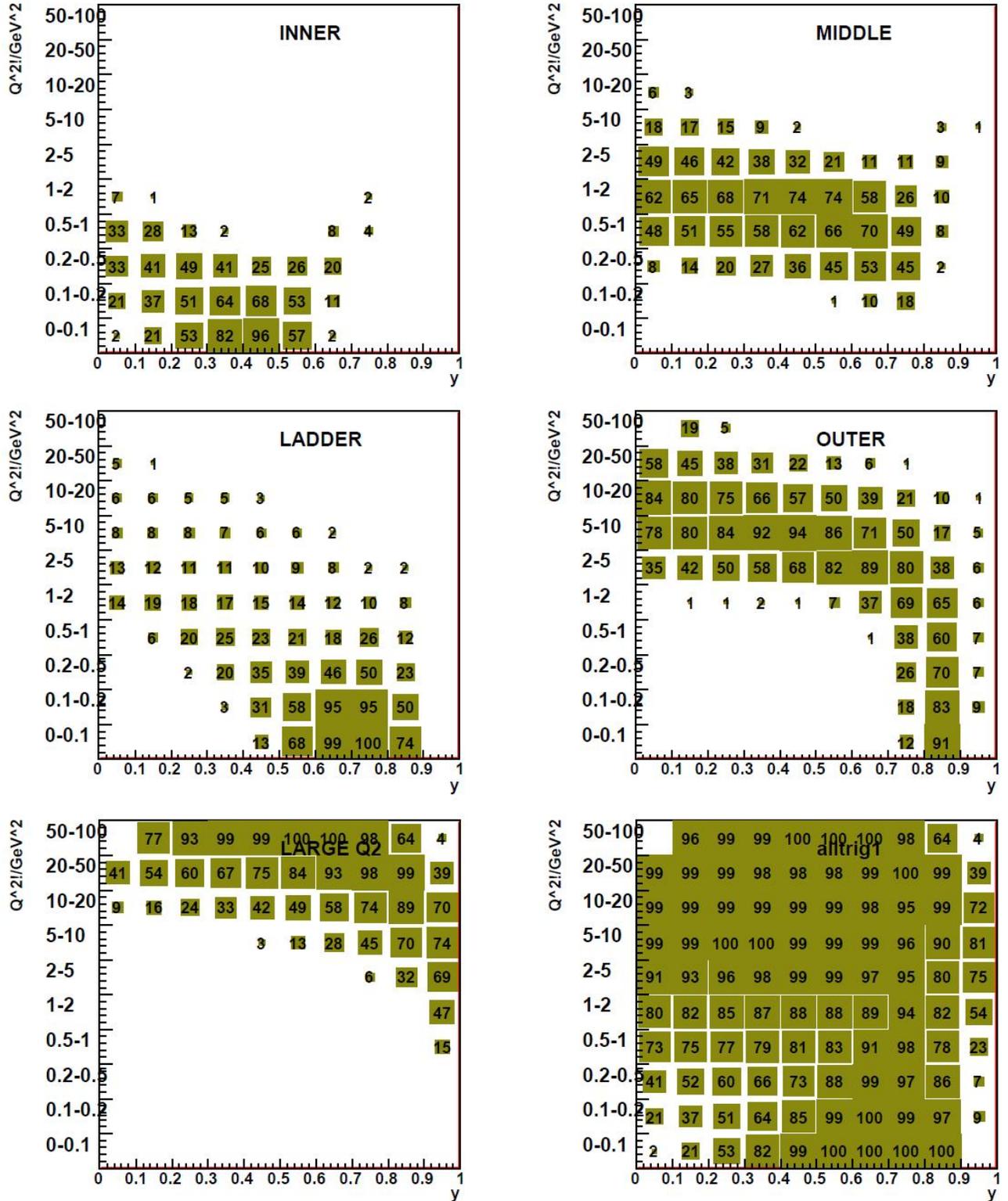


Abbildung 3.9: Akzeptanz der einzelnen Trigger in % in der y - Q^2 Ebene für eine Strahlenergie von 160 GeV. Das Diagramm links-unten zeigt die kombinierte Akzeptanz aller Triggersysteme zusammen. [30]

Kapitel 4

Planung und Konstruktion des Hodoskops H1

In diesem Kapitel ist die Planung, der Aufbau und die Konstruktion des neuen LAS-Triggerhodoskops H1 beschrieben. Zuerst wird auf die technische Konstruktion von H1 eingegangen, dann folgt eine detaillierte Beschreibung der allgemeinen Funktionsweise eines Szintillationsdetektors. Abschnitt 4.4 erläutert die ersten Testmessungen zur Planung der Luftlichtleiter für H1, woran sich in 4.5 die Konstruktion der Luftlichtleiterpakete anschließt. Der Zusammenbau des Detektors und dessen Montage in der COMPASS-Halle, sowie die elektronische Auslese des Hodoskops wird in den letzten beiden Abschnitten vorgestellt.

4.1 Aufbau von H1

Wie bereits besprochen, erfolgte im Frühjahr 2010 die Erweiterung des Myontriggersystems um den neuen LAS-Trigger in der ersten Spektrometerstufe. Ziel meiner Diplomarbeit war die Planung, Montage und der Test der Luftlichtleiterkammern für das erste Hodoskop H1. Einen Überblick über die technischen Abmessungen der aktiven Fläche (die durch die Szintillationsstreifen gebildet wird) sowie der zur Auslese des Szintillationslichts erforderlichen Komponenten (ohne Verkabelung gezeichnet) ist in Abbildung 4.1 gegeben.

Technische Zeichnungen mit Maßangaben der einzelnen Komponenten sind in Anhang B einzusehen.

H1 hat, wie auch in den Abbildung 4.1 und 4.2 zu erkennen, folgende Szintillatorgruppenaufteilung:

	Typ Szintillator	Anzahl Szintillatoren
oberste Gruppe	2300 mm lang	7
zweitoberste Gruppe	2300 mm lang	6
mittlere Gruppe	2 x 2300 mm lang, 4 x 900 mm lang, 4 x 990 mm lang	6 insgesamt, davon 4 mit Luftlichtleiter in der Mitte
zweitunterste Gruppe	2300 mm lang	6
unterste Gruppe	2300 mm lang	7

Tabelle 4.1: Aufteilung der Szintillatoren in Gruppen

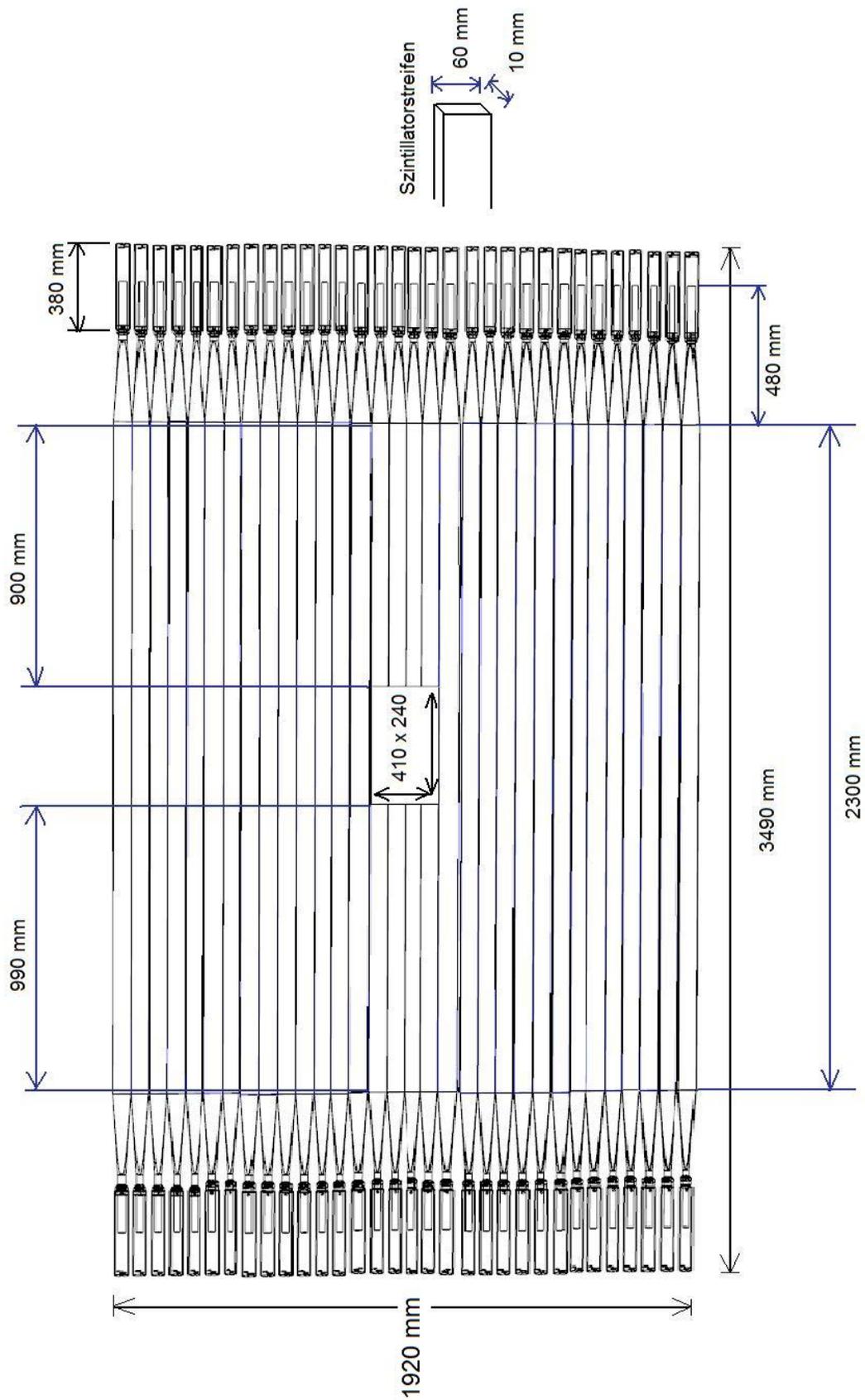


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung von H1

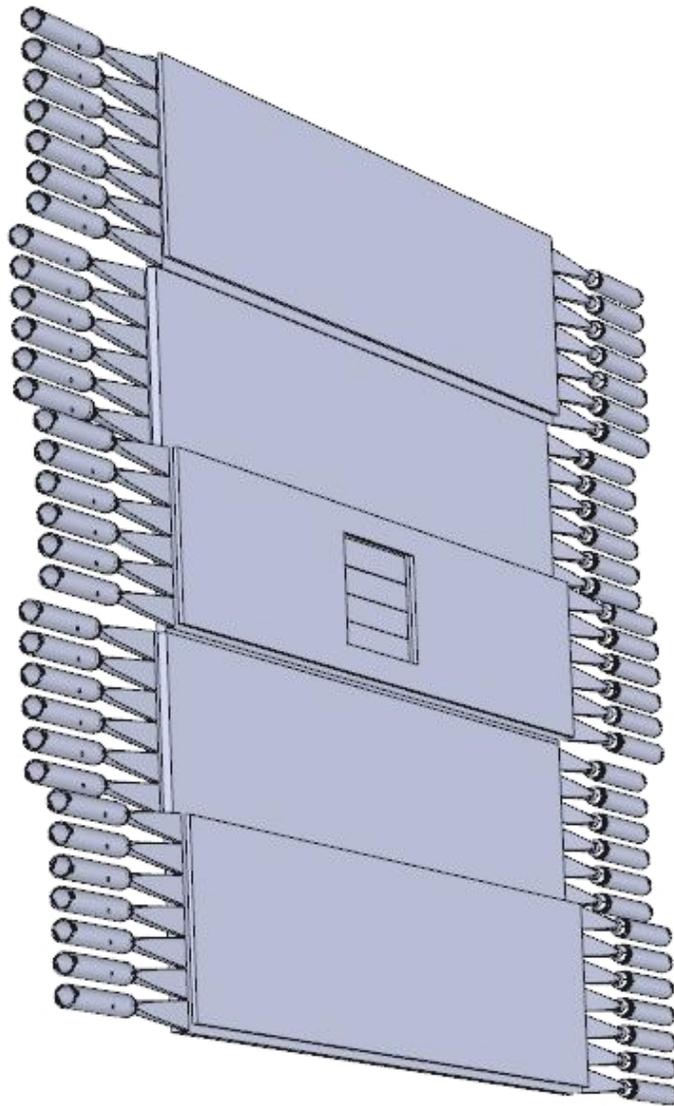


Abbildung 4.2: Skizze des Aufbaus mit Rohacell-Verpackung der Szintillatorgruppen und Luftlichtleiterkammern (in der zentralen Aussparung sichtbar)

H1 soll zusammen mit den anderen Hodoskopen möglichst alle Winkelbereiche abdecken. Da im Bereich vor dem SM1 ein zu hoher Untergrund gemessen würde und H1 für das Target-Pointing einen möglichst langen Hebelarm zu H2 haben muss, wurde es vor dem RICH Detektor positioniert. An dieser Stelle konnte für das Hodoskop trotz der beengten Lage im LAS noch ausreichend Platz geschaffen werden. Die Geometrie von H1 richtet sich also nach der Position des Targets und der Position des zweiten LAS-Triggerhodoskops H2. H2 (mit den Abmessungen 473 cm × 405 cm, Lochgröße: 80 cm × 40 cm) wurde im Bereich der MW1 positioniert, es detektiert daher Myonen und wurde in seiner Größe an MW1 angepasst.

Die einzelnen Streifen sollen möglichst dicht aufeinander liegen um keine toten Bereiche in der aktiven Fläche des Detektors zu erzeugen. Zusätzlich muss das Hodoskop möglichst dünn sein und sollte nur Materialien geringer Dichten enthalten um Absorptionseffekte gering zu halten.

Das Szintillationsmaterial BC408 hat in Form der langen Streifen eine geringe Stabilität gegenüber Biegung und würde im Detektorrahmen sonst leicht in Schwingungen geraten, wobei die Klebestellen zwischen Lichtleitern und Szintillatoren sehr leicht brechen könnten. Daher wurden die Szintillatoren in Form von Gruppen verpackt. Für die Stabilisation der Gruppen wurden Hartschaumstoffplatten verwendet, die als Front und Rückseite der einzelnen Gruppen Halt bieten.

Um die unter kleinen Winkeln gestreuten Teilchen sowie den Primärstrahl wechselwirkungsfrei passieren zu lassen wurden die mittleren vier Streifen unterbrochen. Diese zentrale Aussparung in H1 darf zur Vermeidung von Absorptionseffekten möglichst kein Material enthalten. Anders als bei H2 konnten deswegen die Szintillatoren am Loch in H1 nicht mit gebogenen Lichtleitern ausgelesen werden, daher wurden die Szintillatorstreifen mit dünnen Luftlichtleiterkammern ausgestattet. Jedes der vier Szintillatorpaare in der mittleren Gruppe wird durch eine Luftkammer aus dünner Folie verbunden, die im Inneren mit einem reflektierenden Material beschichtet ist, um es dem Szintillationslicht zu ermöglichen durch die Luft zu transmittieren und auch in der gegenüberliegenden Seite nachgewiesen zu werden. Jedes Szintillatorpaar erhält einen eigenen Luftlichtleiter um ein Übersprechen der Signale zwischen den Streifen zu vermeiden.

Eine Illustration dieser beidseitigen Auslese befindet sich in Abb. 4.3. Die Zeichnung zeigt einen Teilchentreffer im oberen Szintillator (hellblauer transparenter Streifen). Zur Verdeutlichung der Lichtleitung durch den Luftlichtleiter in den unteren Szintillator sind zwei Lichtstrahlen des entstandenen Szintillationslichts eingezeichnet. Der helle Strahl wird direkt am getroffenen Szintillator detektiert. Der dunkle Strahl wird einige Male an den Szintillatorgrenzflächen reflektiert, transmittiert durch den Luftlichtleiter (wobei er an den spiegelnden Innenflächen reflektiert wird), durch den unteren Szintillator und kann dadurch am Ende des unteren Lichtleiters (konisches Stück Plexiglas am Ende der Szintillatoren zur Lichtbündelung) nachgewiesen werden.

4.2 Prinzip eines Szintillationsdetektors

Der Nachweis eines Teilchendurchgangs durch einen Szintillator [17] erfolgt durch den Prozess der Szintillation (aus lat. "funken", "flackern") im aktiven Material. Szintillatoren können aus organischem (Kunststoffmischungen), anorganischem Material (dotierte Kristalle wie NaJ(Tl)) oder auch aus Flüssigkeiten bestehen. Organische Festkörper-Szintillatoren haben den Vorteil, dass sie zeitlich kurze Signale liefern (die abhängig von der im Material deponierten Energie sind) allerdings eine schlechte Energieauflösung bieten. Typische Abklingzeiten der organischen Szintillatoren liegen im Nanosekundenbereich, während die der anorganischen Szintillatoren im

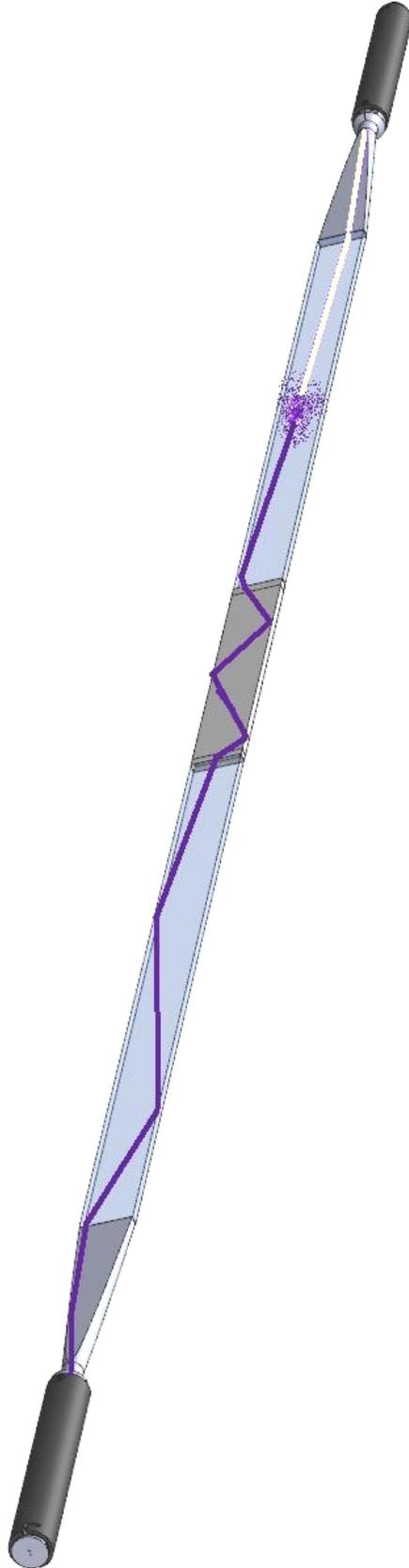


Abbildung 4.3: Prinzip der beidseitigen Lichtauslese an einem Szintillator mit Luftlichtleiter (in der Mitte als grauer Kasten)

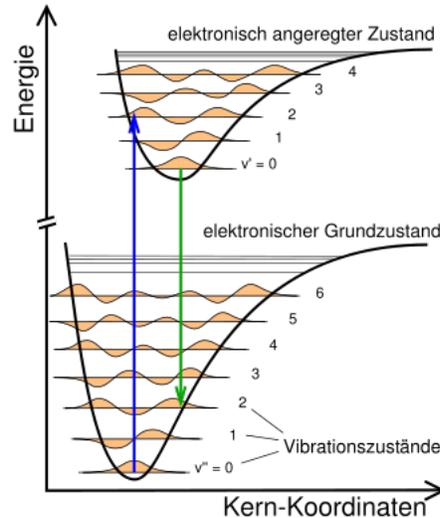


Abbildung 4.4: Übergänge zwischen molekularen Anregungszuständen eines zwei-atomigen Moleküls, zu jedem elektronischen Zustand lassen sich mehrere Vibrationszustände zuordnen [25]

Mikrosekundenbereich liegen. In der Regel sind organische Szintillationsstoffe dreikomponentige Mischungen, sie bestehen aus einer Trägersubstanz (ein Polymer wie z.B. Plexiglas), einem fluoreszierenden Stoff (liefert Szintillationslicht im UV-Bereich z.B. Naphtalen, Anthracen) und einem Wellenlängenschieber (chemische Verbindung wie POPOP, MSB). Da Plexiglas formbar ist lassen sich fast alle Szintillatorgrößen und -formen konstruieren.

Durch den Energieverlust eines Teilchens oder einer Strahlung im Szintillationsmaterial werden die Moleküle des Fluoreszenzstoffs zu einem höheren Vibrations- oder Rotationszustand angeregt. In Abbildung 4.4 sind als Beispiel zwei Anregungszustände der Elektronen in einem Molekül dargestellt. Zwischen diesen Zuständen können durch Absorption, Fluoreszenz oder durch Stöße des Moleküls mit Elektronen, Atomen oder anderen Molekülen Übergänge stattfinden. Durch die Energiedeposition eines ionisierenden Teilchens im Szintillatormaterial kann das Molekül somit in energetisch höher liegende elektronische, Vibrations- oder Rotations-Zustände übergehen (im Bild durch den blauen Übergang symbolisiert), die Abregung zurück in den Grundzustand erfolgt durch Emission von Photonen, deren Wellenlänge im UV-Bereich liegt. Aufgabe des Wellenlängenschiebers ist es nun das Emissionsspektrum in den Bereich des sichtbaren Lichts zu verschieben um die Selbstabsorption des Lichts im Fluoreszenzmediums zu verhindern.

Die Lichtausbeute eines Plastiksintillators beträgt zwar nur 20-50% relativ zur Lichtausbeute von NaJ(Tl), welcher als anorganischer Szintillator starke Signale mit hoher Abklingzeit liefert, sie ist aber trotzdem ausreichend zur Detektion des Lichts. Die Auslese eines Szintillators erfolgt meist über einen Lichtleiter, der durch seine spezielle Form auf die möglichst verlustarme Lichtleitung zur Photokathode optimiert ist. (siehe Abb. 4.5)

Da der Lichtverlust an Grenzflächen zweier Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes umso größer ist, je stärker sich die Brechungsindizes voneinander unterscheiden, wird der Lichtleiter aus Polymethylmetacrylat (Plexiglas) geformt, das ganz ähnliche Eigenschaften wie das Szintillationsmaterial aufweist und zudem noch einfach zu fertigen und zudem preiswert ist. Die Auslese des Lichtsignals erfolgt durch einen Photovervielfacher. Abbildung 4.6 zeigt seinen inneren Aufbau. Links oben ist die Photokathode zu sehen, an der einfallende Photonen Elektronen auslösen.

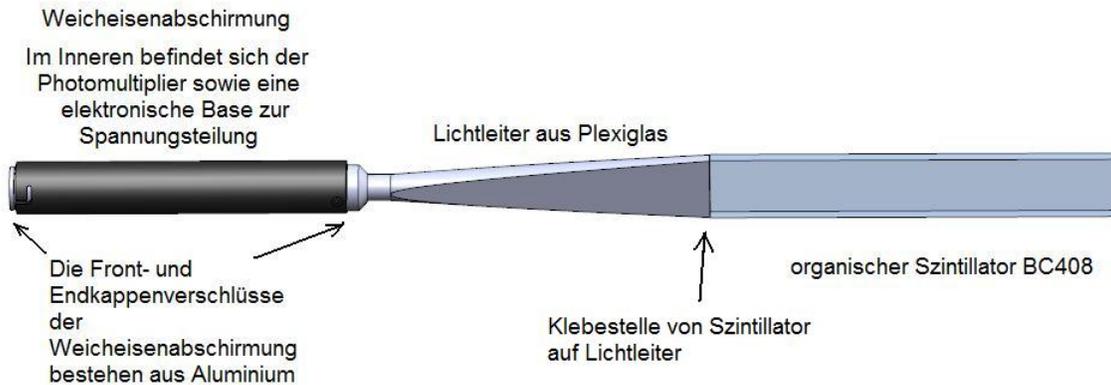


Abbildung 4.5: Szintillator (rechts) mit Lichtleiter (links) wie sie in H1 eingesetzt werden

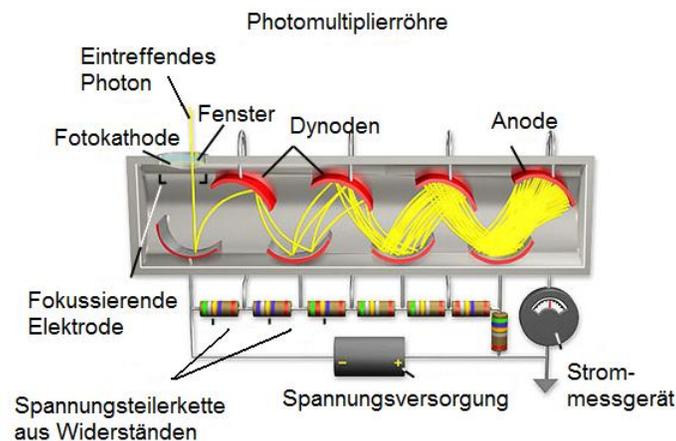


Abbildung 4.6: Innerer Aufbau eines Photomultipliers mit Dynoden und Spannungsteiler, bei den von uns verwendeten Röhren befindet sich das Eintrittsfenster aus Bornglas an der Frontseite [24]

Eine Elektrode fokussiert die ausgelösten Elektronen auf die erste Dynode. Eine Kette aus Widerständen teilt die Spannung an den Dynoden so herunter, dass sie auf zunehmend positivem Potential liegen. Trifft ein Elektron auf eine Dynode löst es Sekundärelektronen ($n = 3, \dots, 10$) aus, welche durch das anliegende elektrische Feld zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Die Anzahl der Elektronen nimmt kaskadenartig zu und kann durch die Anode am Ende der Röhre als messbarer Strom oder über einen Widerstand als Spannungsimpuls abgegriffen werden. Je nach Anzahl der Dynoden und der Betriebsspannung kann die Dynodenkette eine Verstärkung von $10^3 - 10^8$ erreichen. Die Sensitivität der Photokathode liegt im sichtbaren, grünen Bereich, worauf auch die Wahl des Wellenlängenschleifers abgestimmt wird. In einem Photomultiplier, der einem Magnetfeld ausgesetzt ist, könnten die Elektronen in der Dynodenkette durch die Lorentzkraft so stark abgelenkt werden, dass die Kaskadenbildung völlig aussetzt und man kein messbares Signal mehr erhält, daher werden zur Abschirmung Weicheisen und Mumetall verwendet, diese werden im folgenden weiter erläutert.

In Abbildung 4.7 ist einer der von uns verwendeten Photomultiplier vom Typ XP2900 der Firma Photonis (um-



Abbildung 4.7: In H1 verwendete Komponenten zur Auslese der Lichtsignale: Weicheisenabschirmung (oben), Photomultiplier XP2900 mit Base und Endkappe (Mitte), Mumetallhülle mit brauner Kaptonfolie (unten)

schlagen mit brauner Kaptonfolie zur Isolation) mit elektronischer Base sowie Signal- und Hochspannungsversorgungskabel, eine Weicheisenabschirmung (oben) und eine weitere Abschirmung des Multipliers in Form einer Mumetallhülle (mit einer weiteren Lage Kaptonfolie, unten) fotografiert. Der Photomultiplier wird zunächst in die Mumetallhülle geschoben (wobei die Kaptonfolie ca. 2 cm über das Photomultiplierfenster hinausragen soll), mit Klebeband fixiert und dann in die Weicheisenabschirmung geschoben. Das Weicheisen besteht aus reinem Eisen und dient der Abschirmung des Photomultipliers vor äußeren magnetischen Feldern, da Eisen als ferromagnetisches Material magnetische Feldlinien bündelt und so den Innenraum des Rohres feldlinienfrei lässt. Dabei muss man beachten, dass keines der inneren Bauteile direkten Kontakt mit dem Eisenrohr hat, was mit der doppelten Lage Kaptonfolie und der Mumetallhülle umgesetzt wurde. Das Mumetall wird üblicherweise auch zur Abschirmung des Erdmagnetfelds verwendet. Da der Lichtleiter (wie in Abb. 4.7 zu sehen ist) von der anderen Seite in das Weicheisenrohr ragt, lässt sich der Photomultiplier durch die nach vorne überstehende Kaptonhülle auf dem Lichtleiter halten und es wird ein direkter Kontakt mit dem Weicheisenrohr vermieden. Eine Feder an der Base (in Abb. 4.9, zwischen rotem Haltering und Endkappe der Base eingebaut) sorgt für den notwendigen Anpressdruck des Photomultipliers an den Lichtleiter. Für eine bessere Lichtkopplung bringt man eine Silikonscheibe (wahlweise auch optisches Fett) zwischen Lichtleiterende und Photomultiplierfenster.

Der in Abbildung 4.7 gezeigte Photomultiplier XP2900 hat eine Betriebsspannung von ca. 1250 V. Es ist besonders darauf zu achten, dass Photomultiplier um Allgemeinen durch ihre Sensitivität während des Betriebs niemals offenem Tageslicht ausgesetzt werden. Daher und auch damit um die zu messenden Signale sich vom Untergrund deutlich abheben können, müssen alle Detektorsysteme zuvor genau auf Lichtdichtigkeit überprüft werden.



Abbildung 4.8: unpolierte Stirnfläche des Testszintillators

4.3 Test der Funktion eines Luftlichtleiters

Als Vorüberlegung und zum Test der Luftlichtleiterkonstruktion wurde ein Testaufbau mit bereits vorhandenen Szintillatoren konstruiert und mit Hilfe eines radioaktiven Präparats vermessen. Dazu wurden lange Szintillatorstreifen, die in früheren Zeiten bei SMC/EMC eingebaut waren, auf die Länge der in H1 geplanten Szintillatoren gekürzt. Die Szintillatorstreifen haben eine Breite von 150 mm und eine Dicke von 20 mm und besitzen somit größere Abmessungen als die H1-Streifen. Mit Hilfe einer Haltekonstruktion und eines 90-Sr Präparats wurden Messungen zur Bestimmung der Abschwächlänge und der Transmission durchgeführt. Als Luftlichtleitermaterialien diente aluminisierte Mylarfolie und eine Spezialfolie mit hohem Reflexionsvermögen der Firma 3M sowie eine Papphülle zur Stabilisierung des Luftlichtleiters.

4.3.1 Konstruktion des Testaufbaus

Aus den ca. 5 Meter langen Szintillatoren wurden zunächst Einzelteile von 90 cm Länge gesägt, im Anschluss daran wurden die Stirnflächen mit einer Fräsmaschine um 1 mm glattgefräst. Dies ist gerade bei diesem spannungsempfindlichen Kunststoff eine schwierige Aufgabe, da sich auf den Seitenflächen leicht kleine Spannungsrisse bilden und im Laufe der Zeit, auch ohne weitere mechanische Einwirkung, immer zahlreicher werden. Das hat eine negative Auswirkung auf die Lichtausbeute des Detektors. Die Stirnflächen des Szintillators wurden mit Sandpapier feinsten Körnung und anschließend mit Acrylglaspolierpaste und Poliertuch poliert.

In Abbildung 4.8 erkennt man die unebene Oberfläche des gesägten und grob gefrästen Test-Szintillators. Die Szintillatorstirnfläche von 150 x 20 mm wurde zunächst mit feinem und feinstem Schleifpapier bearbeitet. Wichtig ist dabei die Verwendung von Wasser, um die Schleifpartikel des Szintillators nicht in die Luft freizusetzen, die beim Einatmen gesundheitsschädlich sein können. Darüberhinaus kühlt das Wasser die Schleiffläche ein wenig, da der Szintillator, ebenso wie Plexiglas, bei Reibungswärme schnell schmelzen kann. In Abbildung 4.9 ist die

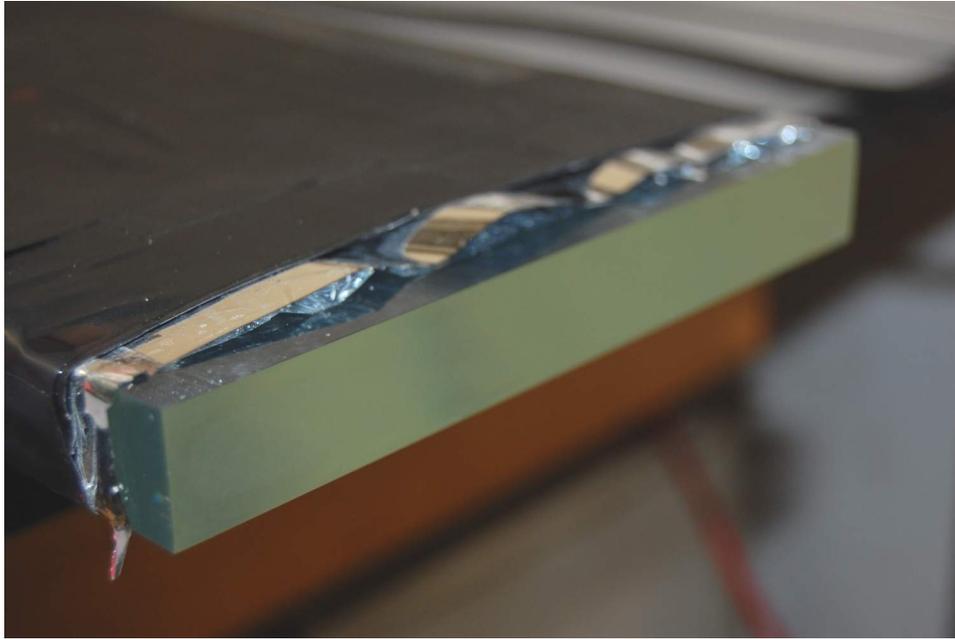


Abbildung 4.9: Oberfläche des Szintillators nach Politur

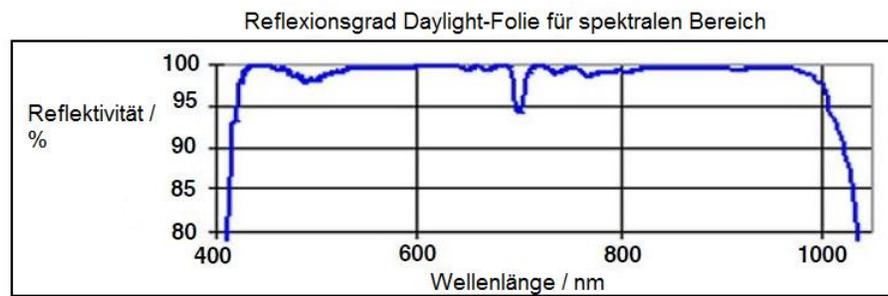


Abbildung 4.10: Verlauf des Reflexionsgrads aus dem Datenblatt der Daylight 3M Folie [19]

fertig polierte Oberfläche des Szintillators zu sehen.

Im letzten Schritt wurde die Schnittfläche noch mit Plexiglaspolierpaste und einem Poliertuch bearbeitet. Das Ergebnis ist eine ebene und glatte Oberfläche. Eine noch bessere Lösung stellt das Bearbeiten der Frontseiten mit einer Diamantfräsmaschine dar, die uns später am CERN Scintillator-Workshop zur Verfügung stand, als 4 der neuen Szintillatoren für H1 gekürzt werden sollten. Die Schnittfläche kann auf diese Weise viel präziser gefertigt werden und eine Politur ist nach dieser Bearbeitung auch nicht notwendig.

Zur Konstruktion des Luftlichtleiters für die Testmessung wurde eine Papphülle auf der Innenseite mit Mylarfolie, eine zweite mit einer Spezialfolie mit der Bezeichnung "Daylight"-Folie beklebt. Diese weist über einen weiten spektralen Bereich einen hohen Reflexionskoeffizienten auf (siehe Abb. 4.10) und absorbiert somit fast kein Licht.

Der fertige Messaufbau ist in Abbildung 4.11 gezeigt, für die Messungen wurde der Luftlichtleiter (auf dem Foto mit der Daylight-Folie beklebt) mit schwarzem Tapeband lichtdicht verschlossen.

4.3.2 Messung der Abschwächlänge

Um eine erste Abschätzung vornehmen zu können, ob der Bau eines Luftlichtleiters in den gewünschten Abmessungen (500 mm Länge) eine ausreichende Lichtausbeute erbringen kann, wurde die Intensität des Szintillationslichts in Abhängigkeit der Luftlichtleiterbreite und des verwendeten Luftlichtleiter-Reflektormaterials gemessen. Dazu lässt sich der Photomultiplierstrom mit einem Amperemeter für Pikoströme auslesen und dabei die Position der Strontiumquelle entlang der Szintillatoren variieren. Das verwendete radioaktive Präparat ist ein Betateilchen-Emitter mit einer mittleren Zerfallsenergie von 0,546 MeV. Die Präparataktivität von 13,5 MBq war stark genug, um gut messbare Signale auch bei langen Lichtwegen zu ermöglichen.

Für die Abhängigkeit des Photomultiplierstroms von der Position der Strontiumquelle auf den Szintillatoren ergaben sich die in den Abbildungen 4.12 bis 4.14 gezeigten Verläufe. Die erste Messung (Abb. 4.12) wurde an dem Aufbau durchgeführt während beide Szintillatoren zusammengeschoben waren, so dass sich die Stirnflächen berührten. Die beiden Messreihen (in blau und grün) zeigen das Stromsignal des (in Abb. 4.11) hinteren und des vorderen (nicht im Bild zu sehen) Photomultipliers. Befindet sich die Strontiumquelle dicht am jeweils auszulesenden Photomultiplier beträgt der gemessene Strom bis zu $4 \mu A$, bei zunehmender Entfernung wird das Signal immer kleiner, was sich an der zunehmenden Abschwächung der Szintillationslichtintensität durch das Detektormaterial erklären lässt. Die Transmission durch die beiden Szintillatorgrenzflächen in der Mitte des Aufbaus schwächt die Intensität um einen zusätzlichen Faktor ab, was sich in dem Diagramm von Abbildung 4.14 bei einem Abstand von ca. 85 cm als Sprung im Stromsignal zeigt. Ein Zurückgehen des Stroms an den äußeren Enden der Szintillatoren (siehe links und rechts im Diagramm) lässt sich dadurch erklären, dass die Beta-Quelle Elektronen durch eine Öffnung in der Quellenhalterung emittieren kann, die die Emission auf einen bestimmten Raumwinkelbereich einschränkt. Steht die Quelle nun am Rande des Szintillators so kann nur noch ein Teil der Elektronen ins aktive Material gelangen und Szintillationslicht erzeugen. Für systematische Abweichungen in den Messwerten sorgt auch die nicht gleichdicke Verpackung der Szintillatoren durch sich teilweise überlappende Folienstücke. Es fällt auf, dass die Messwerte am linken Photomultiplier stetig unter denen des rechten Photomultipliers liegen, dies liegt an der unterschiedlichen Sensitivität der Multiplier, da beide mit einer Spannungsquelle versorgt werden mussten.



Abbildung 4.11: Luftlichtleiter aus Papphülle mit reflektiver Innenfolie (Mitte), im Vorder- und Hintergrund sind die Szintillatoren in schwarzer Folie verpackt

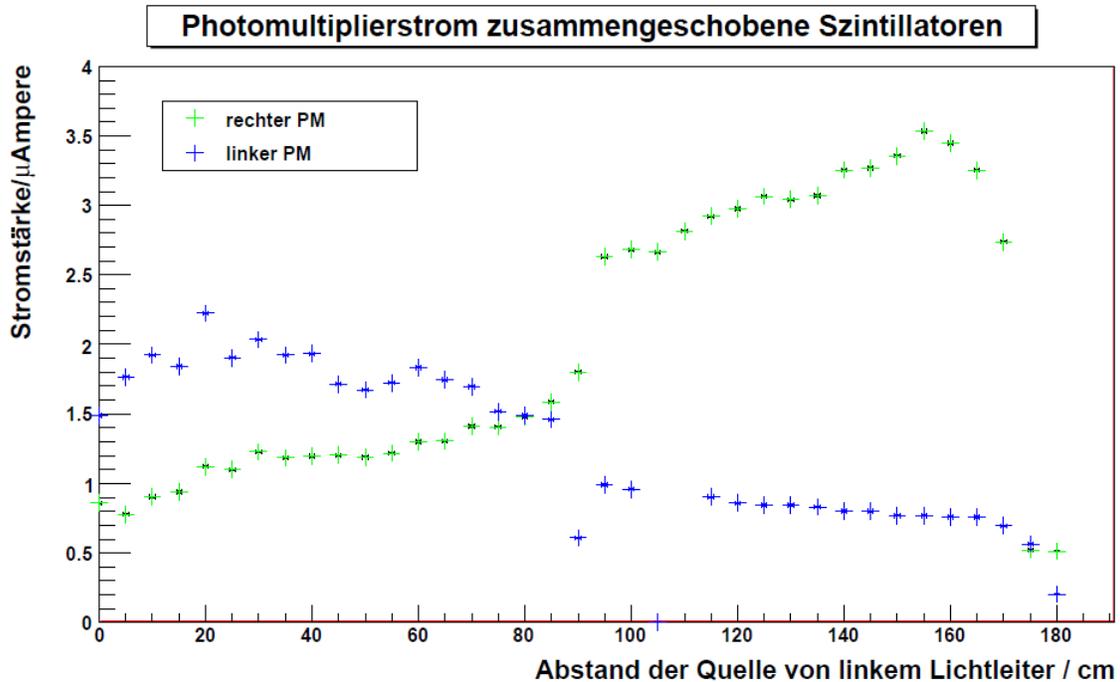


Abbildung 4.12: Messung des Photomultiplierstroms gegenüber der Position der Strontium-90 Quelle, gemessen wurde der Aufbau mit zusammengeschobenen Szintillatoren (ohne optisches Fett)

Nach Aufnahme dieser ersten Messreihe wurden die Szintillatoren auf einen Abstand von 50 cm auseinandergezogen und mit dem Luftlichtleiter umschlossen. Abbildung 4.13 zeigt die Strommessung mit dem Luftlichtleiter aus Mylarfolie, welcher einen geringeren Reflexionsgrad als der in Abbildung 4.14 gemessene Luftlichtleiter mit "Daylight"-Folie der Firma 3M besitzt. Im Bereich des Luftlichtleiters (jeweils in der Mitte der Diagramme) konnten aufgrund des fehlenden aktiven Materials keine Stromwerte gemessen werden.

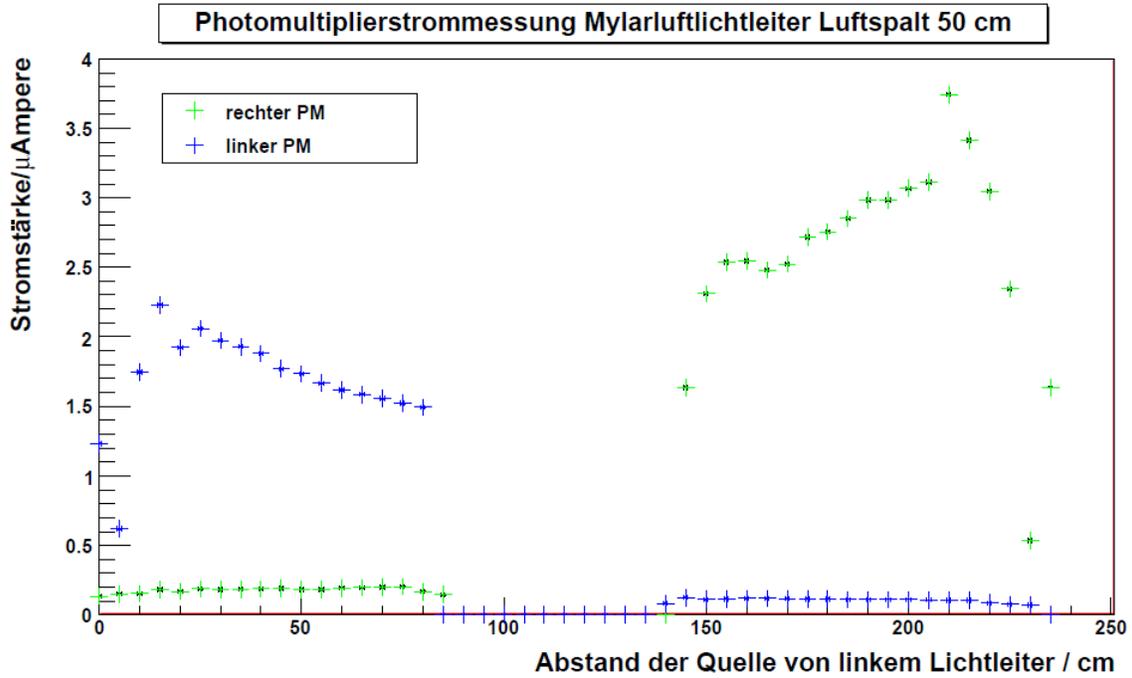


Abbildung 4.13: Messung Photomultiplierstrom gegen Position des Strontiumpräparats, mit Mylarfolie-Luftlichtleiter

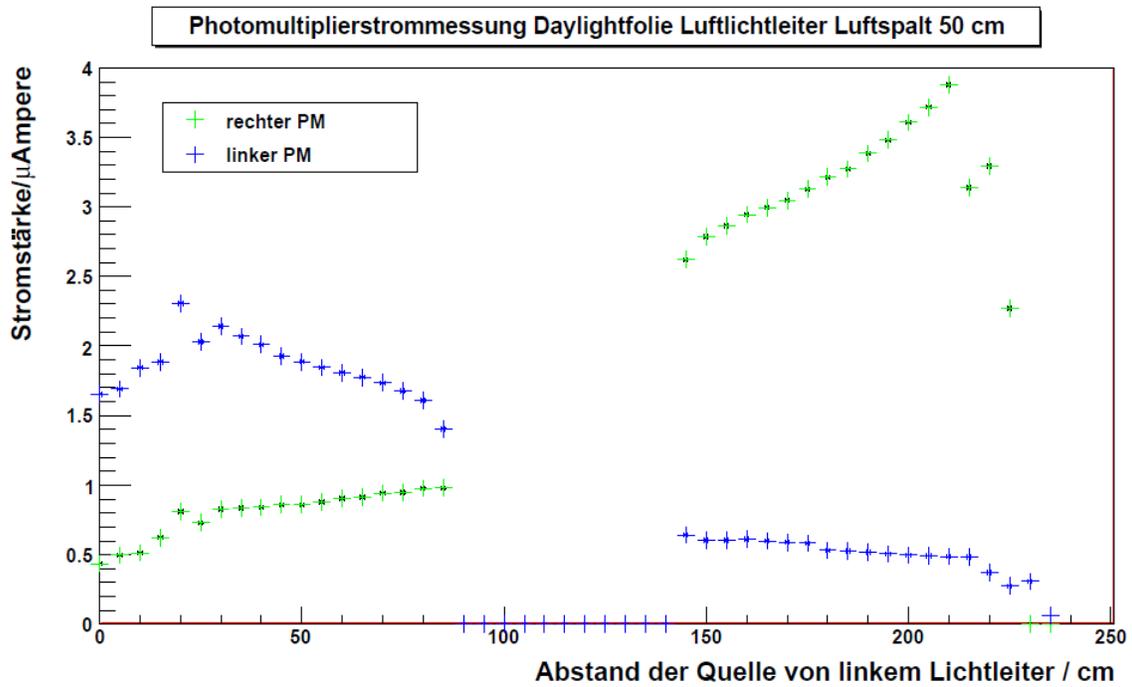


Abbildung 4.14: Messung Photomultiplierstrom gegen Position des Strontiumpräparats, mit "Daylight"-Luftlichtleiter

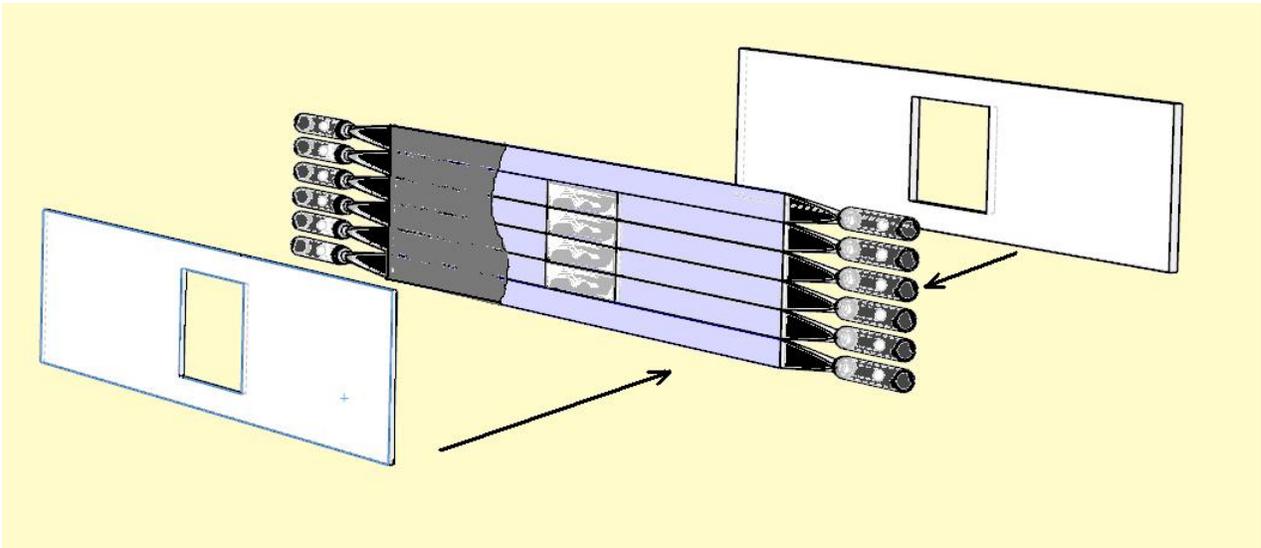


Abbildung 4.15: Schema der Zusammensetzung der mittleren Szintillatorgruppe

Von Interesse sind nun die Messwerte des dem Präparat abgewandten Photomultipliers, zu dem das Licht also nur gelangen kann, wenn es durch den Luftlichtleiter transmittiert. Es ist ein deutlicher Verlust in der gemessenen Stromstärke bei beiden Luftlichtleitern zu erkennen. Das Signal bei Verwendung von Mylar bricht hinter dem Luftlichtleiter (Position der Quelle) fast ganz ein, bei Verwendung der hochreflektierenden "Daylight"-Folie kann man jedoch noch 40% des Signals (vor dem Luftlichtleiter) messen. Daher wurde entschieden die H1-Luftlichtleiter mit "Daylight"-Folie zu bauen.

4.4 Bau des Luftlichtleiters für H1

Die Daylight-Folie ist innen mit einem Mikrogitter feinsten Kunststofffasern beschichtet, die über konstruktive Interferenz makroskopisch den Effekt einer scheinbar spiegelnden Fläche bilden. Außen ist sie mit einer klebenden Folie beschichtet, die ein Aufkleben auf einen Hilfskörper ermöglicht. Um die vier Luftlichtleiterkammern für H1 zu konstruieren, wurde jedes Szintillatorpaar, was immer aus einem 990 mm Szintillator und einem 900 mm Szintillator besteht (siehe Maße in Abb. 4.1), zusammengeschoben und auf ein passend geschnittenes Stück Daylight-Folie gelegt, so dass die reflektierende Seite bei Bilden der Kammer nach innen weist. Mit Hilfe von leichtlöslichem blauem Tapeband wurde die Folie stramm um jedes Szintillatorpaar gezogen und mit festhaftendem, lichtdichtem Tapeband verklebt (Foto in Abb. 4.16). Ein Schema für die Zusammensetzung der Luftlichtleitergruppe ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Zur besseren Darstellung wurde die lichtdichte Folie um die (in Mylarfolie einzeln verpackten) Szintillatoren nur an der linken Seite angedeutet, die Rohacellplatten sind auseinandergezogen eingezeichnet (sie bilden in Wirklichkeit ein festanliegendes Gehäuse für die Szintillatorgruppe).

Nachdem alle vier Streifenpaare so präpariert wurden, konnte die braune Klebeschutzfolie abgezogen werden. Die Luftlichtleiterstreifen wurden auf ein lichtdichtes schwarzes Foliestück in Größe der Szintillatorgruppe gesetzt, angedrückt und die lichtdichte, schwarze Verpackung umgeschlagen und zugeklebt. Anschließend wurden die Szintillatoren in ihre Endposition auseinander gezogen. Zur Stabilisation der Szintillatorstreifen erhielt die



Abbildung 4.16: Die Luftlichtleiterpakete vor dem Umhüllen mit lichtdichter Folie (rot markiert zur Verdeutlichung)

Gruppe eine Hülle aus Rohacell-Platten, die mit Fiberglasfolie im Boden- und Deckelbereich geschlossen wurde. Der Bau der Rohacellpakete ist in Abschnitt 4.5 ausführlich beschrieben. Zur Minimierung des Materials im Bereich der Luftkammern erhielten die Rohacellplatten für Vorder- und Rückseite eine rechteckige Aussparung von 410 x 240 mm.

Für das geplante Drell-Yan Messprogramm bei COMPASS soll die Luftlichtleitergruppe in der Mitte des Hodoskops noch einmal im Aufbau variiert werden. Statt des 410 mm langen und 240 mm hohen Luftspalts im Zentrum der aktiven Fläche wird aufgrund der erwarteten Streuwinkelverteilung ein Loch der Abmessungen 500 mm x 360 mm benötigt, das sich in der Mitte der Szintillatorstreifen befinden soll. Die rechteckige Aussparung in H1, für die in diesem Jahr durchgeführten Transversity Messungen, befindet sich in einer um 90 mm nach rechts (in Strahlrichtung gesehen) verschobenen Position bezüglich des geplanten Aufbaus für das zukünftige Drell-Yan Programm.

4.5 Konstruktion und Inbetriebnahme von H1

Der Zusammenbau des Hodoskops und seiner Komponenten erfolgte zunächst in Mainz und ab April 2010 am CERN. Im Frühjahr wurden die Szintillatoren im Detektorlabor der Arbeitsgruppe A1 im Mainzer Institut für Kernphysik präpariert und nach Genf transportiert. Die Fertigung der Lichtleiter erfolgte in der Mechanischen Werkstatt in Bonn. Das Feinpolieren mit einer Wachstumspoliermaschine übernahmen wir in Mainz und am Scintillator-Workshop am CERN. Für das Kleben erstellten wir einen speziellen Kleberahmen, der die langen Szintillatorstreifen stabil halten konnte.

4.5.1 Kleben und Verpacken der Szintillatoren

Die Streifen wurden zunächst von einer Seite mit dem Lichtleiter verklebt, nach einer Trocknungszeit von 24 Stunden in der Länge gedreht und auch die andere Seite bestückt. Abbildung 4.17 zeigt die Halterung zum Kleben der Szintillatoren. Zum Kleben wurde Cyanoacrylat (besitzt die gleichen Eigenschaften wie das Plexiglas aus dem die Lichtleiter bestehen) zusammen mit einem Aktivatorspray verwendet.

Zu beachten ist, dass das sensible Material BC408 möglichst wenig Staub und keiner dauerhaften Belichtung ausgesetzt sein sollte und nur mit Handschuhen angefasst werden darf. Ebenso müssen die dünnen Streifen sehr vorsichtig gehandhabt werden, da durch Spannungen im Material Risse erzeugt und der Lichtleiter leicht wieder abbrechen kann, da seine Klebefläche aufgrund der schmalen Streifen klein ist. Die Klebungen gelangen bei Zimmertemperatur des speziellen Cyanoacrylatklebers blasenfreier als mit gekühltem Kleber oder bei geringerer Raumtemperatur als 25° C. Zum Kleben wird das Aktivatorspray zunächst auf ein fuselfreies Tuch aufgesprüht, damit dann die zu klebende Fläche am Szintillator befeuchtet. Der Kleber muss zügig aufgetragen und der von Staub und Fingerabdrücken befreite Lichtleiter fest angedrückt werden. Der Aktivator beschleunigt die Aushärtung, so dass der Lichtleiter nach ca. 2 Minuten ausreichend befestigt ist. Zur vollen Belastbarkeit sollte jedoch mindestens 12 Stunden gewartet werden.

Nach dem Kleben der 28 langen und der 8 kurzen Szintillatoren (wobei die Kurzen nur einseitig beklebt wurden) erfolgte das Einpacken der Streifen in zerknitterte Mylarfolie (siehe Abb. 4.18), die mit Tesafilmstreifen mit möglichst geringem Folienüberlapp um den Streifen geschlossen wird. Die Lichtleiter wurden auch in Mylarfolie gehüllt und anschließend mit lichtdichtem Tapeband umwickelt. Beim Einpacken der Kunststoffteile ist darauf zu achten, dass die Mylarfolie nur locker anliegt, so dass immer eine dünne Lage Luft zwischen Szintillator (bzw. Lichtleiter) und Mylarfolie bleibt. Dieser Luftspalt ist notwendig um die Totalreflektion des Lichtes innerhalb des Kunststoffes aufrecht zu erhalten. Bei direktem Materialkontakt besteht für das Licht ein anderer Brechungsindex am Übergang zum anderen Medium (also zu Luft bzw. zu Mylar wenn die Verpackung zu fest ist) welcher eine Transmission und somit einen Lichtverlust bewirkt. Die zerknitterte Mylarfolie soll transmittierte Photonen zurück in den Szintillator reflektieren. Experimente haben gezeigt, dass die Lichtausbeute bei zerknitterter Mylarfolie höher ist als bei glatter Folie. Photonen können bei Reflexion an der Folie einen für die Lichtleitung im Szintillator günstigen Winkel erhalten und gehen somit nicht durch Transmission verloren.

Außer den Szintillatoren und den Lichtleitern wurden für das Hodoskop noch weitere Bauteile und Komponenten benötigt:

- Die 64 Weicheisenabschirmungen wurden bei einer italienischen Firma in der Nähe von Turin bestellt, die diese auch innerhalb von 2 Wochen fertigen und nach Genf liefern konnte.



Abbildung 4.17: Kleben der Szintillatoren für H1

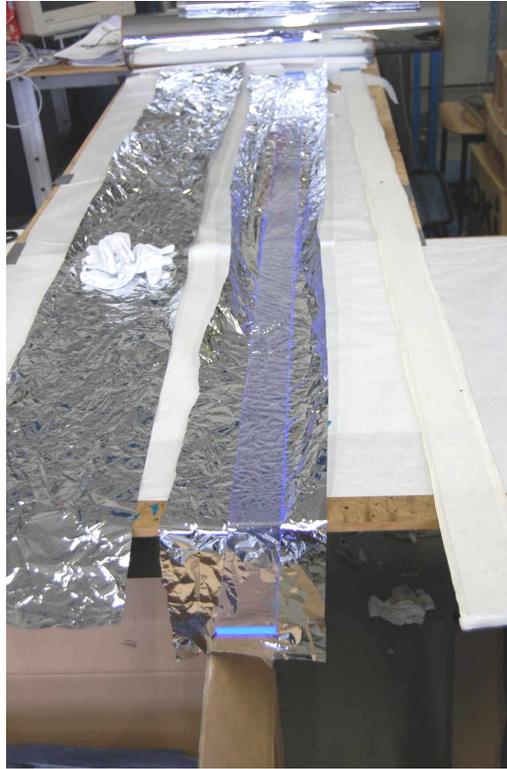


Abbildung 4.18: Einpacken der BC408 Szintillatoren mit Mylarfolie

- Die benötigten Verschlusssteile für die Weicheisenrohre wurden von der Feinmechanik Werkstatt in Mainz aus massivem Aluminium gedreht. Die beiden kleinen Bohrungen in der Endkappe dienen der Kabeldurchführung für Hochspannungsversorgung und Signalausgangskabel.
- Für das Hodoskop wurden 128 Koaxialkabel (64 zur Hochspannungsversorgung und 64 zur Signalauslese) vom CERN bestellt.
- Die Lieferung der für die Szintillatorgruppen zur Stabilisation notwendigen 6 Rohacellplatten (3 Stück mit der Dicke 1 cm, 3 Stück mit der Dicke 2 cm) erfolgte von der Firma Röhm aus Italien.
- Die elektronischen Basen wurden in der Mainzer Elektronikwerkstatt gefertigt, die Photomultiplier stellte COMPASS bereit.

4.5.2 Bilden der Szintillatorgruppen

Wie bereits erwähnt wurde, konnten die einzelnen Szintillatoren nicht überlappend angeordnet werden und mussten zusätzlich zur lichtdichten Verpackung eine Stabilisation in Form von Hartschaumstoffplatten (ROHACELL) erhalten. Rohacell ist ein thermoplastischer Kunststoff der für Leichtbaukonstruktionen, wie beispielsweise in der Formel-1, verwendet wird. Er eignet sich für den Einsatz an H1 aufgrund seiner geringen Dichte und seiner hohen Sprödigkeit. Die Platten mit einer Dicke von 1 cm bzw. 2 cm wurden am CERN in die Größe der aktiven Fläche jeder einzelnen Szintillatorgruppe zurechtgefräst. Dünnere und dickere Platten sind abwechselnd als Front- und Rückseite einer Gruppe montiert worden. Das Schema der Rohacellplatten-Anordnung kann man in Abb. 4.19

erkennen, die unterste Gruppe besitzt eine Frontplatte der Dicke 2 cm und eine Rückplatte der Dicke 1 cm. Die darüber liegende Gruppe hat eine stärkere Front- als Rückseite, diese Anordnung wechselt sich bei den anderen Gruppen nach dem gleichen Schema ab. Zudem sind die Gruppen gegeneinander bis zu 2cm leicht nach vorne bzw. hinten versetzt, was es ermöglicht, dass sich immer jeweils zwei Szintillatorkpakete auf den sich dazwischen befindenden dicken Rohacell-(2cm)-Platten abstützen können. Die dünnere (1 cm)-Platte dient also (zusammen mit der 2 cm-Stützplatte) zur Bildung eines stabilen Pakets. Würden sich die Szintillatoren direkt aufeinander stützen käme es leicht zum Brechen der Klebestellen. Das Rohacell bietet durch seine raue Oberfläche, zusammen mit dem leichten Anpressdruck durch das Eigengewicht der Gruppen, außerdem eine Dämpfung möglicher mechanischer Schwingungen zwischen den einzelnen Paketen. Ein stützendes Fundament für die Gruppen bildet ein breites und langes Stück Rohacell, das auf die untere Rahmenschiene geschraubt ist.

Für das Bilden einer Szintillatorkgruppe wurden die bereits in Mylarfolie verpackten Szintillatoren in einem speziell zur Gruppenbildung gefertigten Hilfsrahmen befestigt, der nach dem Einsetzen der Gruppe in den Detektorrahmen wieder entfernt werden konnte. Das Einschlagen der Szintillatoren in schwarze Folie sorgte für die Lichtdichtigkeit, wobei die seitlichen Randbereiche, an die sich die konischen Lichtleiter anschließen sorgfältig mit Tapeband abgeklebt werden mussten. Den nötigen Halt der Rohacellplatten an der lichtdichten Folie gab doppelseitiges stark haftendes Klebeband. Zum Verschließen der Rohacell-Verpackung diente Fiberglasfolie, die mit einem Epoxydharzkleber auf Deckel und Boden des Pakets geklebt wurde. Das Aushärten unter Anpressdruck benötigte ca. 24 Stunden.



Abbildung 4.19: Das fertige Hodoskop bereit zum Transport in die Spektrometerhalle

Nachdem alle Szintillatorpakete am stabilen Aluminiumprofil-Rahmen fixiert waren, erfolgte die Justage der Weicheisenabschirmungen in den Halterungen am Rahmen, wobei diese mit Kaptonfolie zur Isolation der Rohre umhüllt sind. Unmittelbar nach der Installation einer Gruppe am Rahmen konnte ihre Funktionalität und Lichtdichtigkeit mit Hilfe kosmischer Myonsignale überprüft werden. Die Photomultiplier lieferten gute Signale, die mit der Rate der kosmischen Myonrate von $1 \frac{\text{Myon}}{\text{cm}^2 \cdot \text{min}}$ auf dem Oszilloskop beobachtet werden konnten.

4.6 Auslese des Hodoskops

Die Signale von H1 und H2 werden über Koaxialkabel, welche Längen von ca. 50 m haben, ausgelesen. Sie sind seitwärts vom RICH-Detektor zur (in Strahlrichtung gesehenen) rechten Betonabschirmungswand, unter dieser hindurch und auf der anderen Wandseite nach oben verlegt, um schließlich unter den Bodenplatten in die Vetobaracke geführt und an die Ausleseelektronik angeschlossen werden zu können. Da beide Hodoskope

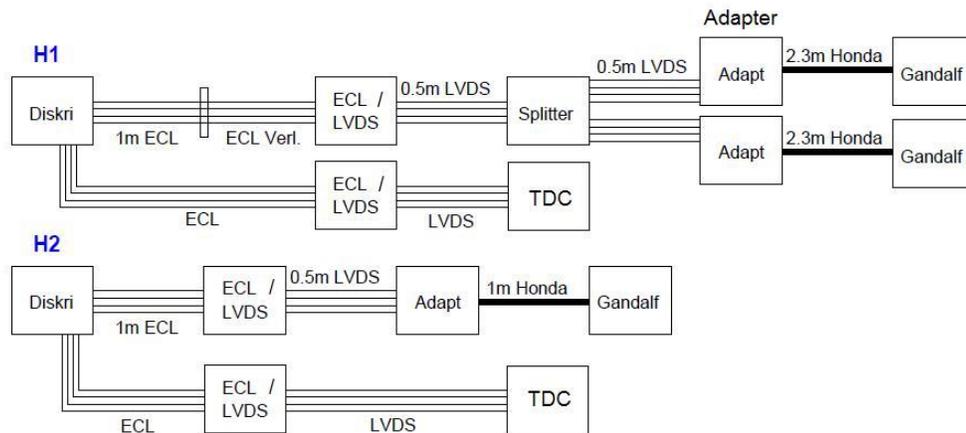


Abbildung 4.20: Verkabelung und Signalumwandlung von H1 und H2

einen Abstand von ca. 10 Metern zueinander haben, muss die zeitliche Verzögerung der Signale über längere Kabellängen ausgeglichen werden. In unserem Fall wurde H1 mit längeren Kabeln ausgestattet, um die Signale an der Elektronik gleichzeitig eintreffen zu lassen. Kleine Differenzen ($\pm 1\text{ns}$) können mit der Elektronik ausgeglichen werden. Jeder Photomultiplier erhält eine Kanalnummer, die Nummerierung beginnt auf der rechten Hodoskopseite (in Strahlrichtung gesehen) unten mit "1" und endet links oben mit "64".

Das Schema der elektronischen Auslese für den LAS-Trigger zeigt Abbildung 4.20. Die Signale der beiden Szintillatorseiten laufen zunächst zu einem Constant-Fraction-Diskriminator (im Bild "Diskri"), dann wird das Signal einmal auf einen Splitter und von da zum GANDALF-Board (im Bild "Gandalf", er enthält der zeitlichen Mittelwertbilder und Koinzidenzlogik) und zum anderen auf einen Zeit-zu-Digital-Wandler (engl. Time-to-Digital, im Bild "TDC") gegeben. Das GANDALF-Board übernimmt die Aufgabe des schon erwähnten "Mean-Timers" und stellt die Koinzidenzlogik zur Verfügung.

Der auf dem GANDALF-Board integrierte PC lässt sich über spezielle Netzwerkprotokolle ansteuern, so dass GANDALF fernkonfigurierbar ist. Das GANDALF-Board wurde ursprünglich entwickelt um die Signale eines (RPD) Rückstoß-Proton-Detektors auszulesen und zu verarbeiten. Die Aufgaben von GANDALF für das LAS-Triggersystem bestehen aus einer zeitlichen Mittelwertbildung und einer Koinzidenzüberprüfung der Signale, die von jeweils einem Szintillatorstreifen eintreffen. GANDALF [14] stellt 128 Eingangskanäle zur Verfügung. Die notwendigen Meantimer- und Koinzidenzschaltungen werden in einem FPGA (Field Programmable Gate Array - Ein Integrierter Schaltkreis der Digitaltechnik) auf GANDALF umgesetzt. Die 128 LVDS Eingänge reichen aus, um die jeweils 64 Ausgangskanäle der 32 Szintillatorstreifen zu erfassen. Da die Ausgangssignale der verwendeten Diskriminatoren im NIM-Standard vorliegen, müssen sie vor der Verarbeitung durch das GANDALF-Board noch in LVDS-Signale umgewandelt werden. Die Signalumwandlung in andere Signalstandards wird von mehreren Konvertern in der Elektronik vorgenommen (in Abb. 4.20 durch "ECL/LVDS" gekennzeichnet). Die Meantimer-schaltungen auf dem FPGA erzeugen dann die tatsächlichen Ereigniszeitpunkte innerhalb der Szintillatorstreifen. Die in der Koinzidenzschaltung enthaltene Koinzidenzmatrix erlaubt die Überprüfung, ob die Trefferinformation

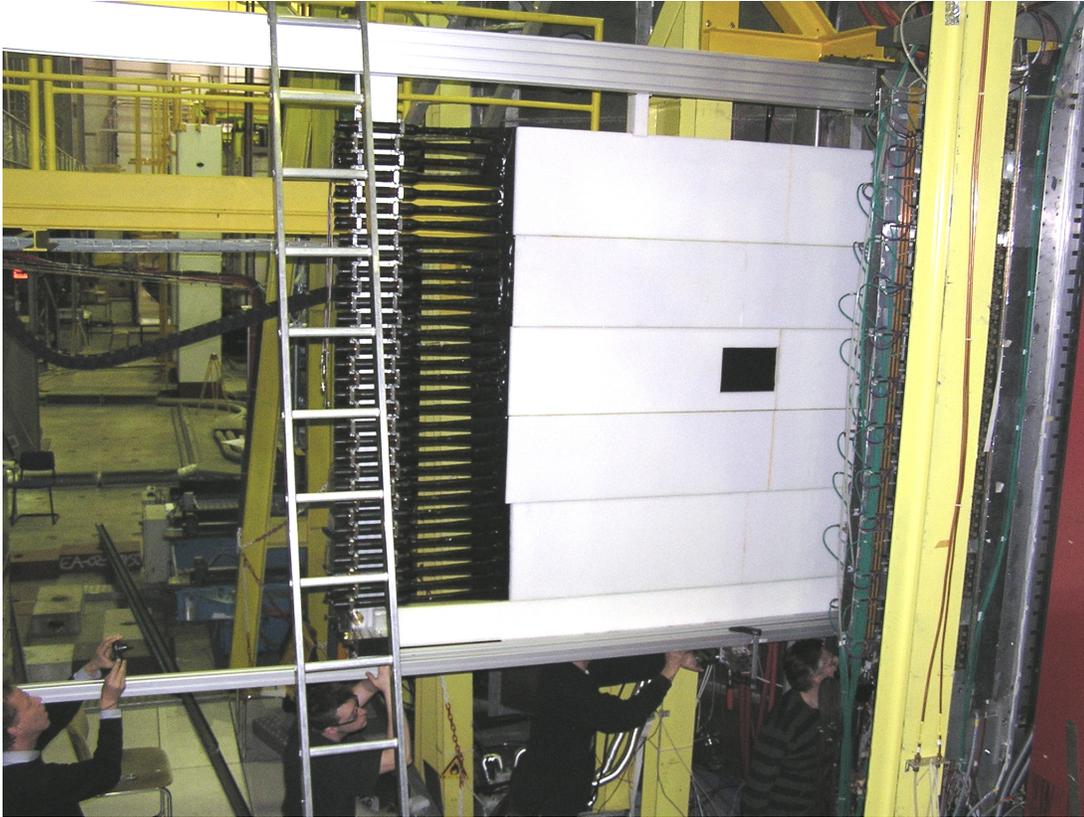


Abbildung 4.21: Einschieben des Hodoskops an den Führungsschienen in seine entgültige Position im Spektrometer

physikalisch interessant und sinnvoll ist. Im Idealfall werden die erlaubten Koinzidenzen durch eine Diagonale in der Koinzidenzmatrix abgedeckt.

4.7 Einbau von H1 in das Spektrometer

Zum Transport in die Spektrometerhalle erhielt das neue Hodoskop mehrere Aluminiumschienen auf der Front- und Rückseite um ein Schwingen der Pakete zu verhindern. Der Detektorrahmen war an eine rollbare Konstruktion montiert, die in die COMPASS-Halle gezogen werden konnte um dort mit einem Hallenkran neben den RICH-Detektor gehoben zu werden. Da zwischen RICH und den Strohhalmkammern sehr wenig Platz ist, erhielt H1 zwei fest installierte Profilschienen, an denen es seitlich in den Strahlengang hineingeschoben werden kann. Der geringe Raum, der H1 vor dem RICH zur Verfügung steht ist auch der Grund, weshalb H1 zuerst vollständig zusammengebaut und nach der Installation in das Spektrometer lediglich noch mit den Photomultipliern bestückt wurde. Diese lassen sich von außen in die Weicheisenabschirmungen am Rahmen einführen und mit den Endkappen fest und lichtdicht verschließen. Danach folgte die Verkabelung zur Hochspannungsversorgung der Photomultiplier und das Anbringen der Signalkabel. In Abbildung 4.21 kann man H1 an den Führungsschienen erkennen, es wird per Hand in den Strahlengang gerollt. Anschließend wurde der Rahmen mit Hilfe eines Lasersystems korrekt ausgerichtet und seine genaue Position im Spektrometer festgelegt.

Kapitel 5

Simulation des Luftlichtleiters

Neben der experimentellen Vermessung des Luftlichtleiters am MAMI-Strahl wurde, zum besseren Verständnis der physikalischen Prozesse innerhalb des Szintillators, ein C++ Programm entwickelt, das die Ausbreitung einzelner Photonen im Szintillator-Luftlichtleiter-Streifen berechnet. Dazu wurden die wichtigsten physikalischen Gesetze der Optik sowie die Wechselwirkung des Lichts mit dem Medium berücksichtigt. Die Ergebnisse der Simulation sollten mit den experimentellen Messungen am MAMI-Elektronenstrahl in Mainz verifiziert werden.

5.1 Physikalische Aspekte

Breitet sich Licht durch unterschiedliche Medien aus, so beschreiben die Reflexionsgesetze gemäß den Fresnelschen Formeln und dem Snelliusschen Brechungsgesetz den geometrischen Lichtweg. Zusätzlich muss die Absorption des Lichts für den Lichtweg im Medium einfließen, diese verhält sich gemäß des Absorptionsgesetzes für Photonen in Materie.

5.1.1 Abschwächlänge des Szintillatormaterials

Für die Intensität des Lichts, das ein Medium der Länge x durchquert, gilt:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (5.1)$$

$I(x)$ ist die Intensität des Lichtstrahls nach Durchlaufen der Wegstrecke x im Material, I_0 seine anfängliche Intensität und $\mu = -\frac{1}{\lambda}$ der Massenabsorptionskoeffizient des Mediums. Er ist eine materialspezifische Konstante und hängt im Prinzip von der Photonenenergie ab. λ ist die Wegstrecke, die ein Lichtstrahl der Intensität I_0 im betreffenden Medium zurücklegen kann bis die Intensität auf den $(1/e)$ -Teil abgefallen ist, sie wird als Abschwächlänge bezeichnet. Für den Wellenlängenbereich der bei der Szintillation erzeugten UV-Strahlung wurde hier eine konstante Abschwächlänge verwendet. Sie hat für die in H1 verwendeten Szintillatoren des Typs BC408 den Wert $\lambda_{BC408} = 2100$ mm, der dem Herstellerdatenblatt [19] entnommen werden konnte. Anstelle von Lichtstrahlen werden hier einzelne Photonen betrachtet, die auf ihrem Weg durch das Medium vernichtet werden können.

Um die Absorption der erzeugten Photonen im Material zu simulieren, erfolgen entlang der Photontrajektorie mehrere Absorptionsprüfungen. Erreicht ein Photon eine Grenzfläche, so wird überprüft, ob es seit der letzten Grenzfläche absorbiert wurde. Realisiert wird die Prüfung durch einen Zufallszahlengenerator, der eine Zahl im Bereich $]0, 1]$ würfelt und diese mit der Transmissionswahrscheinlichkeit des Photons unter Berücksichtigung seiner dabei zurückgelegten Wegstrecke vergleicht. Die Transmissionswahrscheinlichkeit ist folgendermaßen gegeben:

$$W_{transm} = e^{-Wegstrecke/\lambda_{BC408}}$$

Das Photon kann nur am Ort der Photondetektion (siehe auch Abschnitt 5.2) nachgewiesen werden, wenn es entlang seiner Trajektorie alle Absorptionsprüfungen bestanden hat. Es wird bei einer Prüfung nicht absorbiert, sofern die zufallsgenerierte Zahl Z einen kleineren Wert als die Transmissionswahrscheinlichkeit W_{transm} aufweist. Ist die Zufallszahl Z betragsmäßig größer oder gleich W_{transm} so wird das Photon vernichtet und trägt nicht mehr zur Lichtausbeute bei:

$$Z < W_{transm} \implies \textit{Photon erhalten}$$

$$Z \geq W_{transm} \implies \textit{Photon absorbiert}$$

Die Photonabsorption im Luftlichtleiter wird hierbei vernachlässigt. Für die Simulation wurden homogene, isotrope Medien angenommen.

5.1.2 Snelliussches Brechungsgesetz

Den Winkel eines Lichtstrahls beim Übergang in ein Medium mit einem anderen Brechungsindex kann man mit Hilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes berechnen:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (5.2)$$

Der Winkel im ersten Medium mit dem Brechungsindex n_1 ist α , der im neuen Medium mit dem Brechungsindex n_2 ist β . Diese Winkel beziehen sich immer auf die Flächennormale der Grenzfläche zum anderen Medium (Abb. 5.1).

5.1.3 Fresnelsche Formeln

Um das Verhalten von elektromagnetischen Wellen an Grenzflächen von Materialien verschiedener Brechungsindizes n_1 und n_2 zu beschreiben, geht man von den Maxwell'schen Gleichungen der Elektrodynamik aus und erhält im Grenzfall von ladungs- und stromfreien Grenzflächen:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (5.3)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (5.4)$$

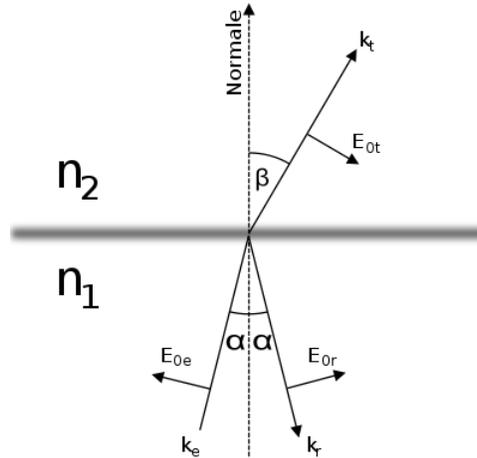


Abbildung 5.1: Reflexion und Transmission einer elektromagnetischen Welle an einer Grenzfläche

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (5.5)$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0 \quad (5.6)$$

Dabei ist \vec{n} der Vektor der Normalen auf der Grenzfläche, $\vec{E}, \vec{B}, \vec{D}$ und \vec{H} beschreiben die elektrischen und magnetischen Felder in beiden Medien. Es lässt sich an den obigen mathematischen Ausdrücken erkennen, dass jeweils die Tangentialkomponente der Felder \vec{E} und \vec{H} und die Normalkomponente der Felder \vec{B} und \vec{D} an der Grenzfläche stetig sein müssen. Je nach Polarisation der elektromagnetischen Welle ergeben sich folglich unterschiedliche Randbedingungen für das Verhalten am Übergang zu dem zweiten Medium. Diese bedingen das Reflexions- und Transmissionsvermögen für die einfallende elektromagnetische Welle und werden durch die Fresnelschen Formeln bestimmt, welche im weiteren verwendet werden.

Eine unpolarisierte Welle kann durch eine Linearkombination einer parallel und einer senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Welle ausgedrückt werden:

$$\vec{E} = |E_{0s}| \cdot \vec{e}_s \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t + \delta_s)} + |E_{0p}| \cdot \vec{e}_p \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t + \delta_p)} \quad (5.7)$$

Dabei ist δ eine beliebige Phase, $\vec{e}_{s,p}$ sind die Einheitsvektoren in paralleler und senkrechter Richtung. Es wird im folgenden die Amplitude des elektrischen Feldes jeweils parallel $|E_{0p}|$ und senkrecht $|E_{0s}|$ zur Einfallsebene betrachtet. Die Intensität der Welle hängt mit der Feldstärke für jede Komponente über $I = |\vec{E}|^2$ zusammen. Die Polarisationsrichtung bleibt bei der Reflexion unverändert.

Gelangt ein Photon an eine Grenzfläche zweier Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 wird durch das Simulationsprogramm ein zufälliger Polarisationsvektor gewürfelt. Dieser lässt sich in die zur Einfallsebene parallele und senkrechte Komponente des Polarisationsvektors zerlegen. Die Einfallsebene fällt in dieser zweidimensionalen Simulation immer mit der x-y-Ebene zusammen, in der sich die Photonen ausbreiten. $I_{0s} = I_0 \cdot \cos(\varphi)$ ist die senkrechte und $I_{0p} = I_0 \cdot \sin(\varphi)$ die zur x-y-Ebene parallele Komponente.

Das Reflexions- und Transmissionsvermögen in Abhängigkeit der Polarisation sowie des Winkels wird mit Hilfe der Fresnelschen Formeln berechnet. Das Reflexionsvermögen ist für die parallele und die senkrechte Komponente

	Plexiglas	BC408	Luft
Brechungsindex	1.42	1.58	1.0029

Tabelle 5.1: Brechungsindizes der in der Simulation auftretenden Materialien

der Lichtwelle gegeben durch:

$$R_s = \left(-\frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \cos\alpha)^2}{n^2} \right)^2$$

$$R_p = \left(\frac{n^2 \cos\alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}}{n^2 \cos\alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} \right)^2$$

n_2 ist der Brechungsindex des Mediums in den der Lichtstrahl transmittiert, n_1 der Brechungsindex des Mediums, in dem sich das Photon vor Erreichen der Grenzfläche befindet, und n ist das Verhältnis der Brechungsindizes: $n = \frac{n_2}{n_1}$. Die Brechungsindizes der in der Simulation verwendeten Materialien sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Der Zusammenhang zwischen transmittiertem und reflektiertem Anteil der Lichtintensität hat eine einfache Form:

$$T = 1 - R \tag{5.8}$$

Im den nachfolgenden Diagrammen ist der Verlauf des Reflexionsvermögens für verschiedene Grenzflächenübergänge gezeigt, dieser folgt direkt aus den Fresnelschen Formeln.

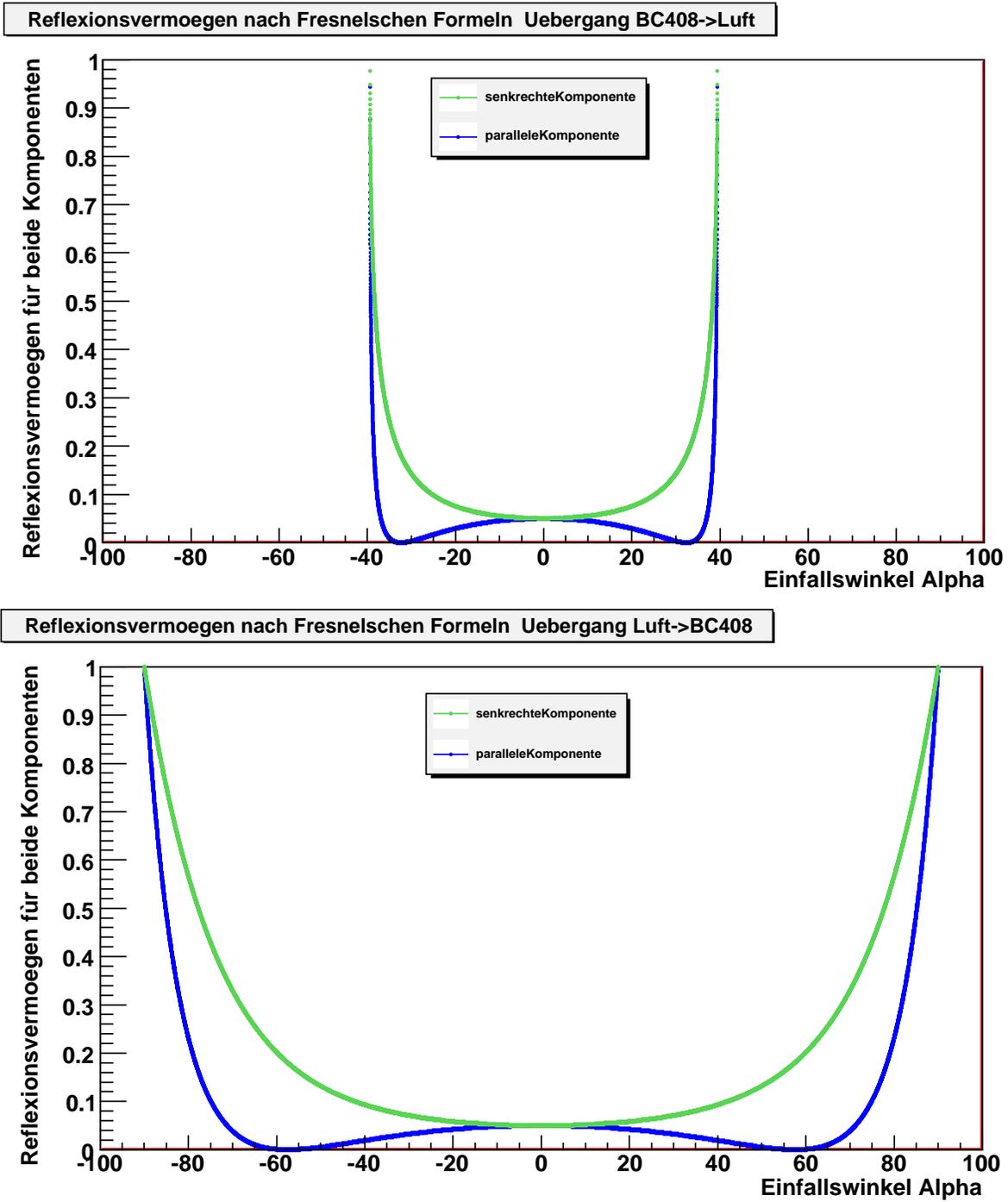


Abbildung 5.2: Reflexionsvermögen an der Grenzfläche von Luft zu BC408 nach den Fresnelschen Formeln

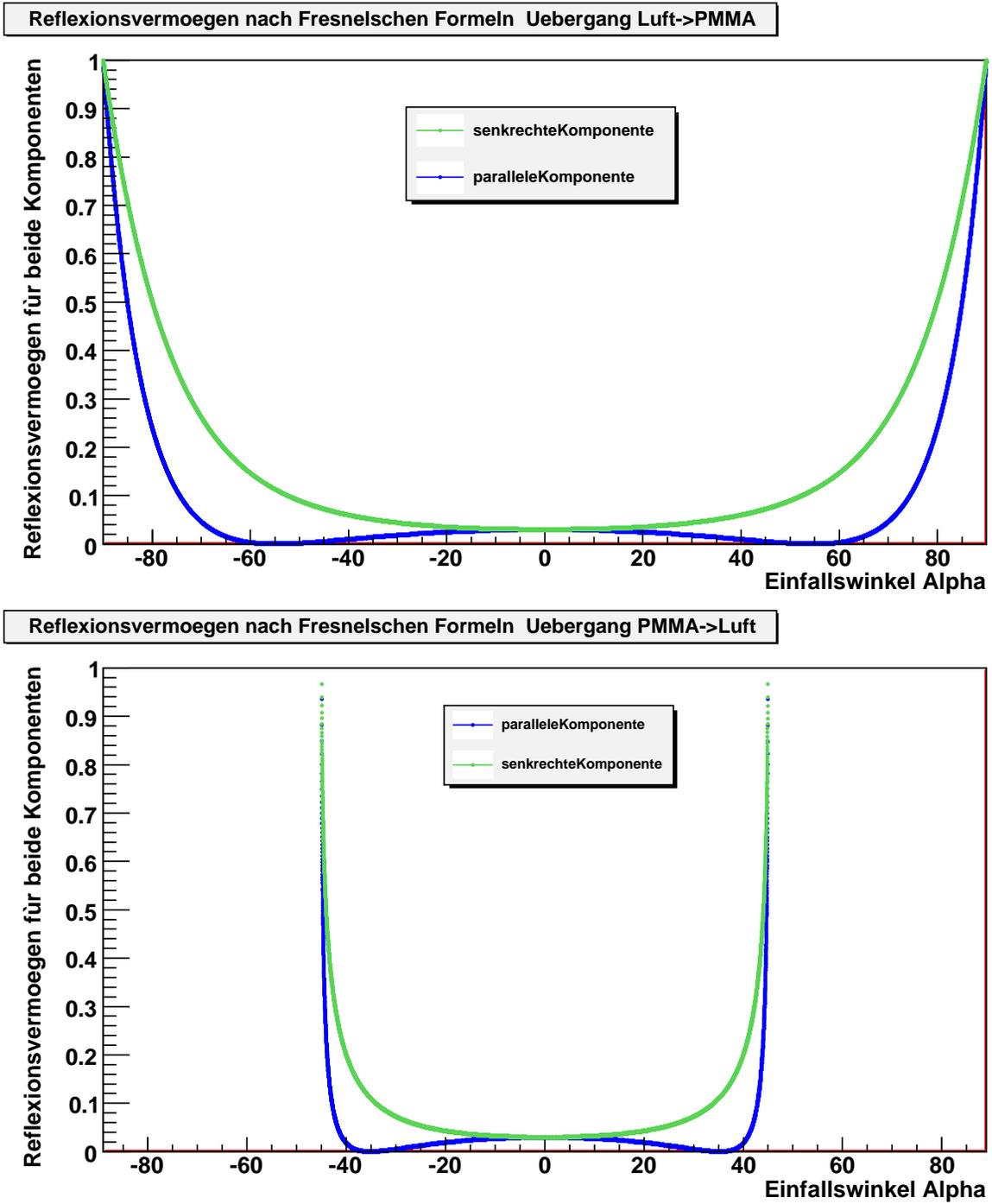


Abbildung 5.3: Reflexionsvermögen an der Grenzfläche von Luft zu PMMA nach den Fresnelschen Formeln

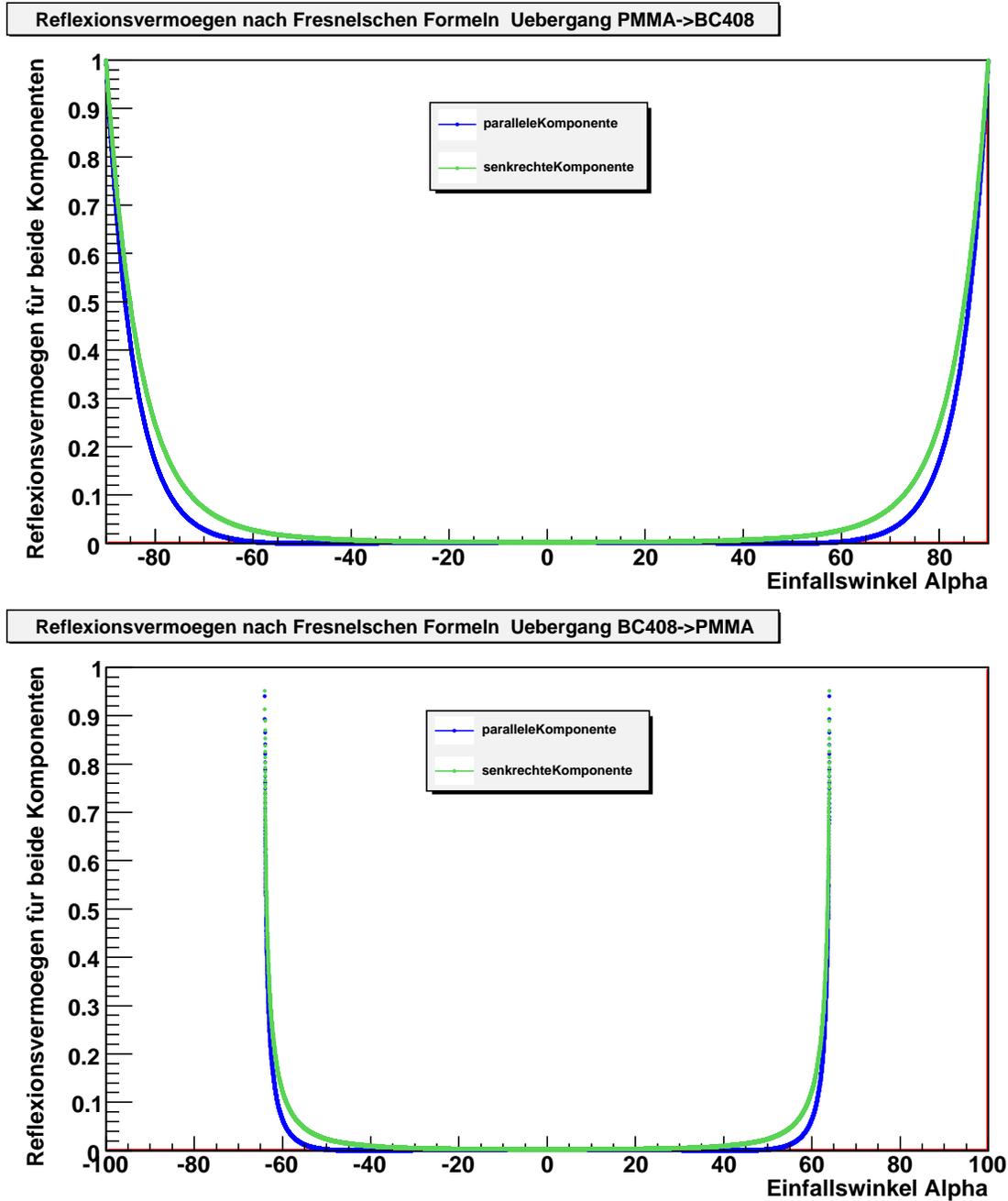


Abbildung 5.4: Reflexionsvermögen an der Grenzfläche von BC408 zu PMMA nach den Fresnelschen Formeln

Der Winkel α in den Diagrammen ist der Einfallswinkel des Photons zur Flächennormalen der Grenzfläche am Übergang zum anderen Medium n_2 (siehe Abb. 5.1). Jedes Photon besitzt einen Polarisationsvektor mit den beiden Komponenten I_{0s} und I_{0p} .

Bei Erreichen einer Grenzfläche wird für diesen Polarisationsvektor und den Photonwinkel α der reflektierte und transmittierte Anteil der Intensitäten bestimmt. Diese Anteile werden gemäß der Fresnelschen Formeln berechnet. Werden bei senkrechtem und parallelem Anteil weniger als 1% der Intensität transmittiert, wird

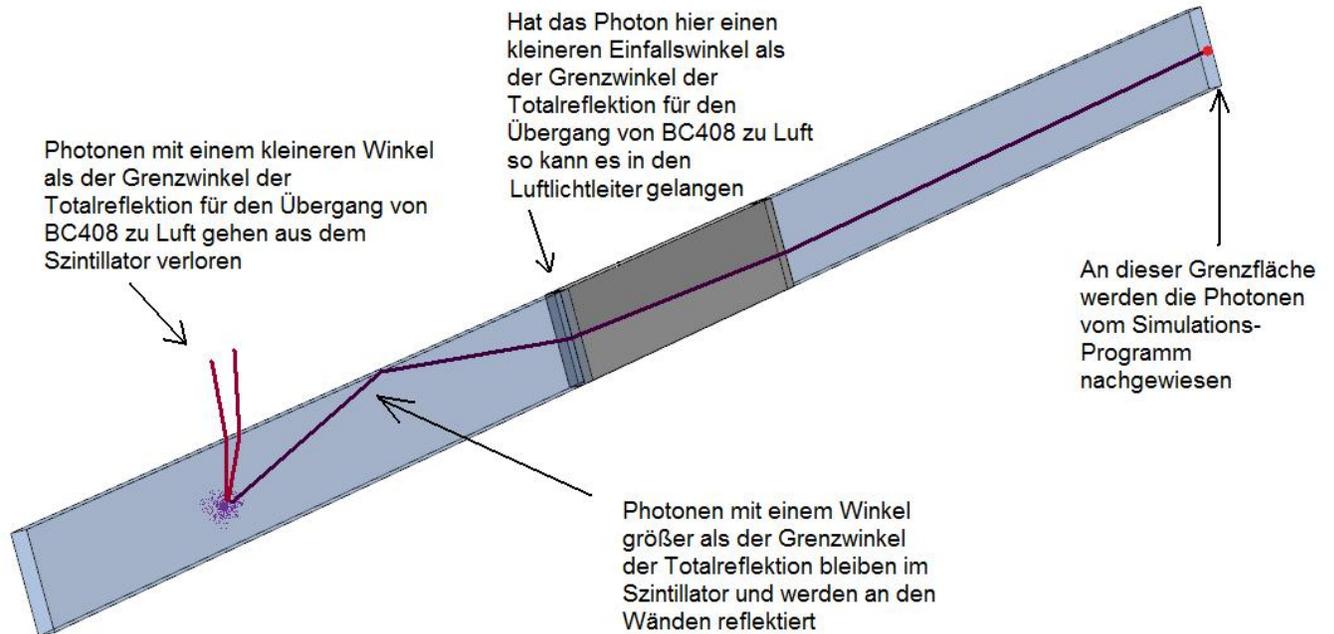


Abbildung 5.5: Prinzip der Lichtleitung im Szintillator, Winkel und Reflexion bzw. Transmission an Grenzflächen folgen den optischen Gesetzmäßigkeiten

das Photon vom Programm daran gehindert, seinen Weg in dem neuen Medium fortzusetzen. Nach demselben Prinzip wird ein Photon an einer Seitenfläche des Szintillators nur dann reflektiert, sobald für die parallele und senkrechte Komponente der Lichtintensität der reflektierte Anteil jeweils mindestens 1% beträgt.

In den Abbildungen 5.2-5.4 kann man sehen, dass der Grenzwinkel für die Totalreflektion des Lichts beim Übergang von BC408 zu Luft bei ca. 40° liegt. Demnach werden alle Photonen, die in einem kleineren Winkel als 40° (zur Normalen der Grenzfläche) auf die Seitenflächen des Szintillators treffen, aus diesem austreten (siehe dazu Abb. 5.5). Photonen, die auf diese Weise im Szintillator bleiben, werden am Ende des Szintillators vom Simulationsprogramm nachgewiesen und gezählt.

5.2 Beschreibung der Simulation

Simuliert wurde ein zweidimensionaler Szintillatorkaufbau mit Luftlichtleiter, dessen Lichtausbeute

$$L = \frac{\#nachgewiesenePhotonen}{\#erzeugtePhotonen} \quad (5.9)$$

und effektive Abschwächlänge

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-Weglänge/\lambda_{eff}} \quad (5.10)$$

bestimmt wurden.

Der Aufbau besteht aus zwei 900×60 mm BC408 Szintillatoren, die über einen Luftspalt mit den Abmessungen 500×60 mm bzw. 410×60 mm verbunden sind. Der Luftlichtleiter besteht aus einem reflektiven Material mit

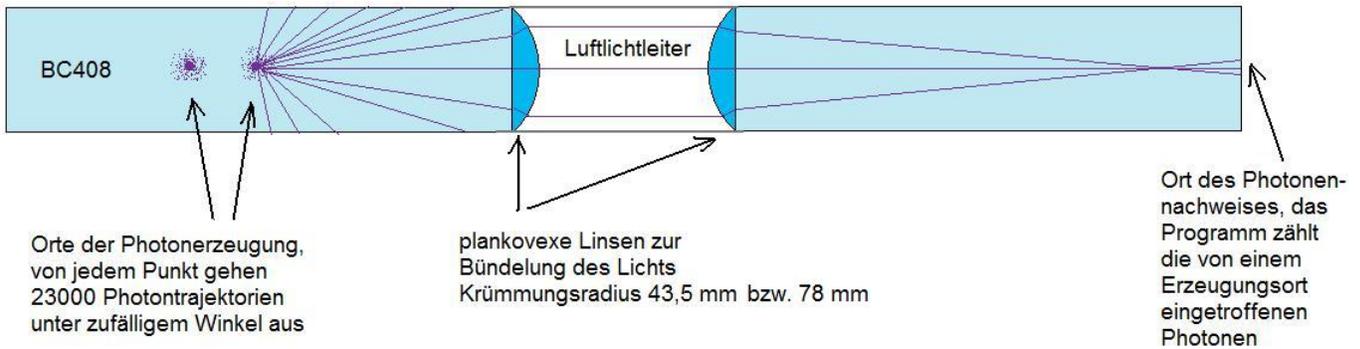


Abbildung 5.6: Prinzip der Simulation mit Luftlichtleiter und plankonvexen Plexiglaslinsen, zur besseren Darstellung sind Photonreflexionen an den Szintillatorseitenflächen nicht eingezeichnet

einem Reflexionsgrad von 90% bzw. 99%. Es wurden mehrere Szintillatoranordnungen simuliert:

- Ein langer Szintillatorstreifen ohne Luftlichtleiter mit den Abmessungen 2300 x 60 mm.
- Ein Szintillator mit einem 410 mm langem Luftlichtleiter, der aus "Daylight"-Folie mit dem Reflexionsgrad von 99% besteht.
- Ein Szintillator mit einem 500 mm langem Luftlichtleiter mit Reflexionsgrad 99%.
- Ein Szintillator mit einem 500 mm langem Luftlichtleiter, der aus Mylarfolie mit einem Reflexionsgrad von 90% besteht.
- Ein Szintillator mit einem 500 mm langem "Daylight"-Luftlichtleiter mit Reflexionsgrad 99% und plankonvexen Plexiglaslinsen mit Krümmungsradius 43,5 mm.
- Ein Szintillator mit einem 500 mm langem Luftlichtleiter mit Reflexionsgrad 99% und plankonvexen Plexiglaslinsen mit Krümmungsradius 78 mm.

Grundsätzlich werden bei jedem Simulationsvorgang in einer Szintillatorfläche an einem beliebigen Punkt 26000 Photonen erzeugt, die unter einer zufälligen Wahl des Winkels im Bereich von -89° bis 89° in Richtung des Luftlichtleiters emittiert werden (siehe Abb. 5.6). Diese Photonenzahl entspricht der physikalischen Situation beim Myondurchgang in den Szintillatoren von H1. Abbildung 5.7 zeigt als Beispiel ein Lichtbündel, das durch die Linse (mit $R = 43,5$ mm) in den Luftlichtleiter eintritt. Das Bündel wurde in der Mitte eines Szintillators erzeugt.

Die Wirkung der beiden Linsengeometrien auf ein Bündel paralleler, waagerechter Strahlen ist in Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9 zu erkennen, die Linse mit dem kleineren Krümmungsradius (43,5 mm) hat eine etwas kürzere Brennweite als die andere Linse (mit dem Krümmungsradius 78 mm).

Im Rahmen der MAMI-Testmessung wurde eine Linse aus Plexiglas (mit Krümmungsradius 43,5 mm) angefertigt, deren Strahlengang den bezüglich Abb. 5.8 erwarteten Verlauf (siehe Abb. 5.10) hat. Infolge der unebenen Klebeschicht und der Dicke des Szintillators scheint es als habe die Linse drei Brennpunkte. Die Brennweite erscheint hier verkürzt, da das Blatt Papier zur Sichtbarmachung der Linsenwirkung etwas angehoben wurde.

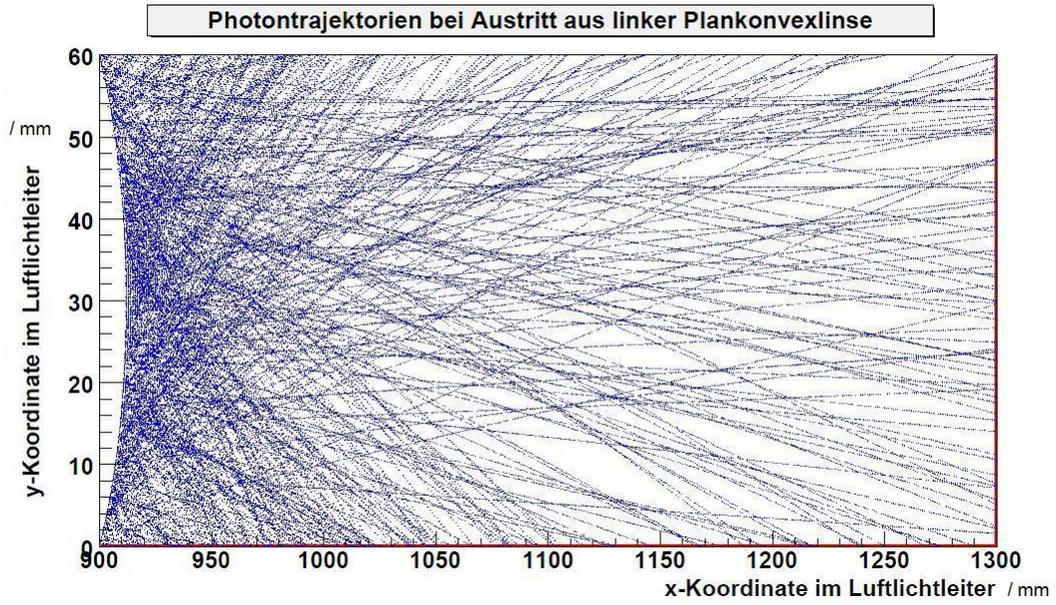


Abbildung 5.7: Erzeugtes Strahlenbündel unter zufällig gewählten Winkeln im Intervall $[-89^\circ, 89^\circ]$

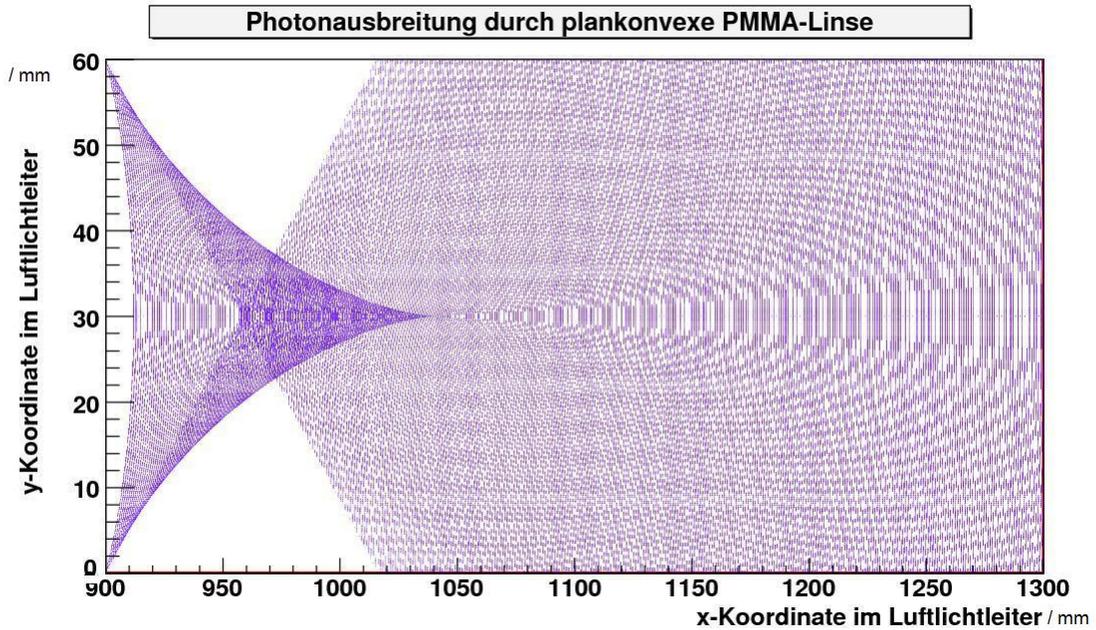


Abbildung 5.8: Wirkung der Plankonvexlinse mit Krümmungsradius 43,5 mm auf ein Bündel paralleler, waagerechter Strahlen

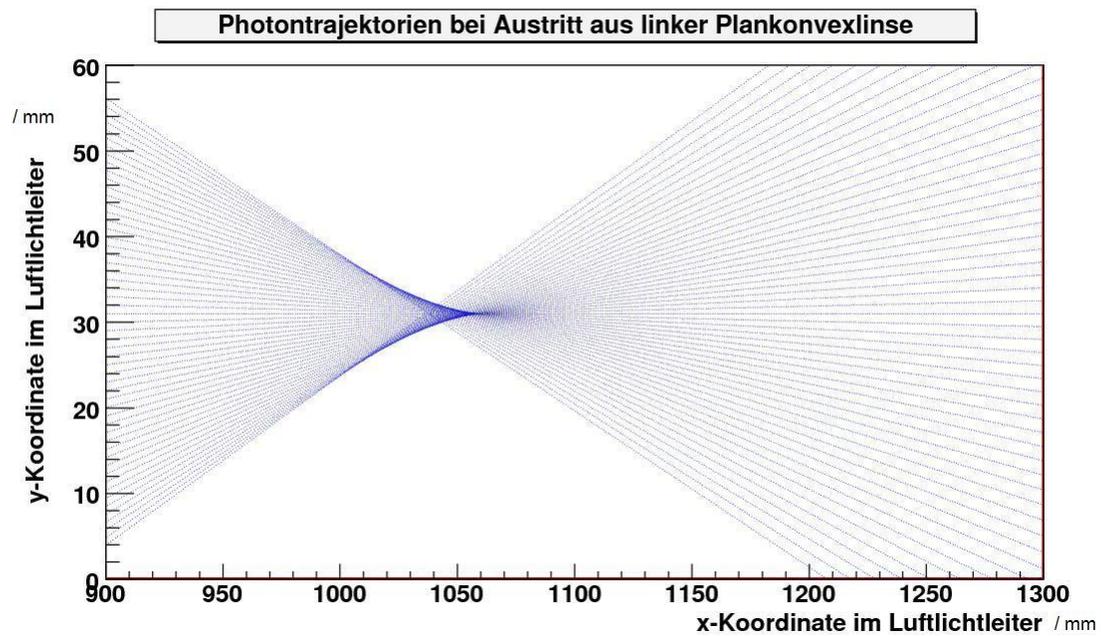


Abbildung 5.9: Wirkung der plankonvexen Linse mit Krümmungsradius 78 mm auf ein Bündel paralleler, waagerechter Strahlen

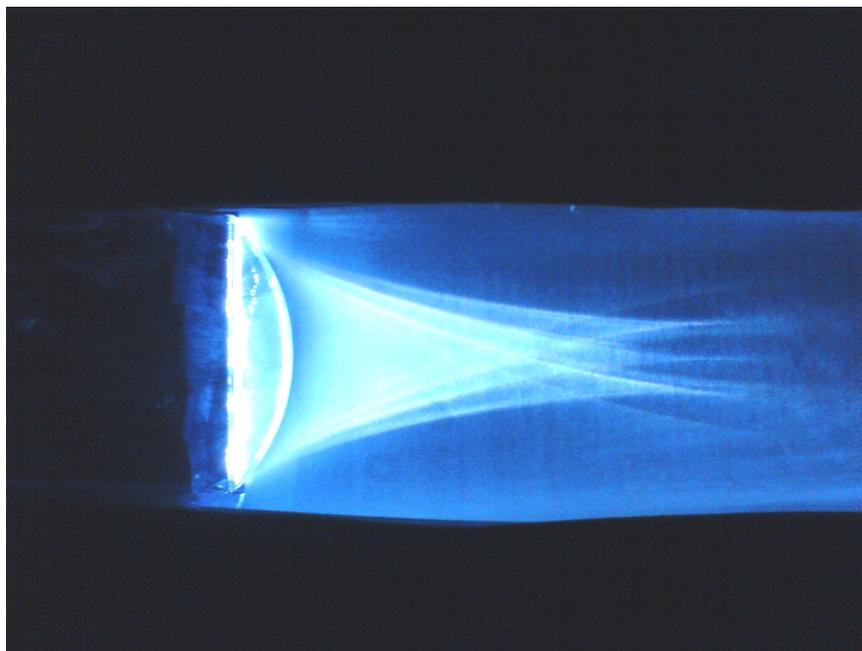


Abbildung 5.10: Strahlengang an plankovexer Plexiglaslinse mit Krümmungsradius 43,5 mm

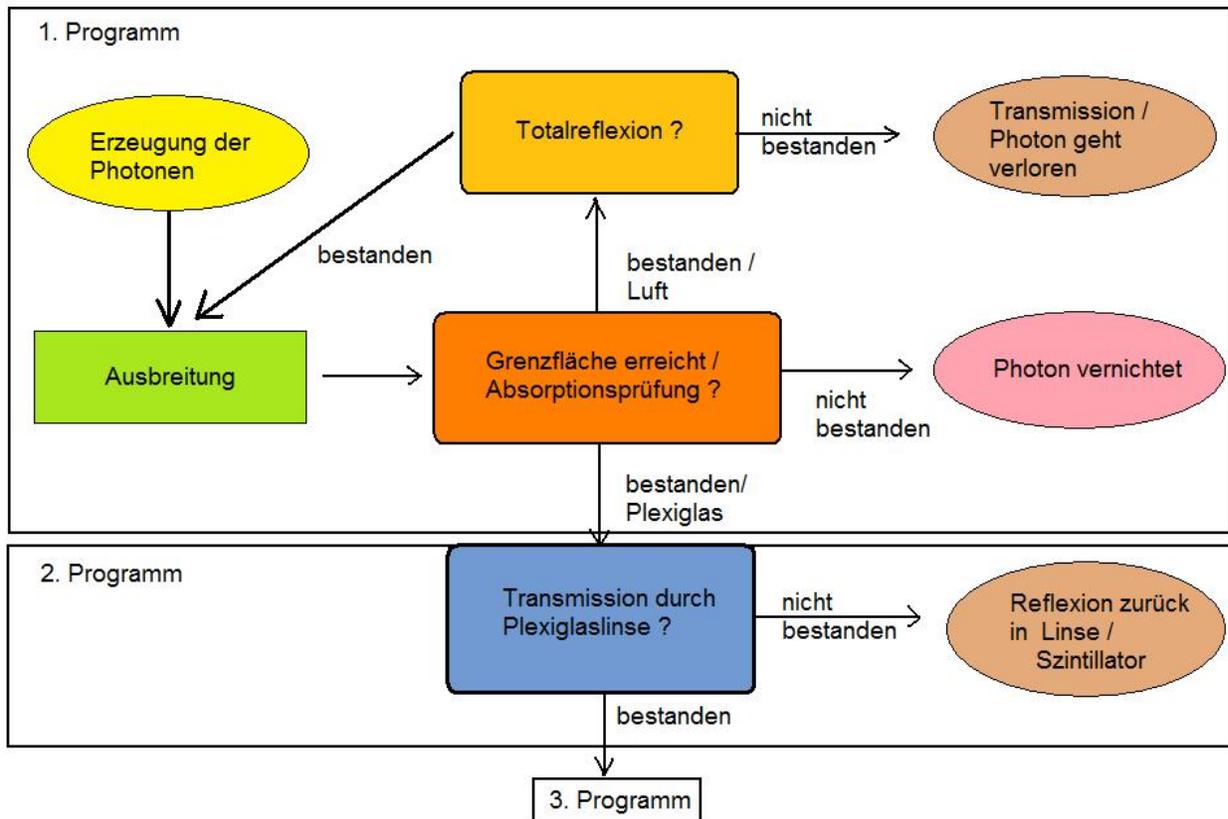


Abbildung 5.11: Ereignismodell der Simulation im 1. und 2. Unterprogramm

5.3 Die Programmstruktur

Das C++-Programm besteht aus mehreren Unterprogrammen. Eines erzeugt die Photonen und berechnet die Lichtwege durch den Szintillator, das zweite errechnet den Strahlengang durch die Linsen, ein drittes ist für die Ausbreitung der Photonen im Luftlichtleiter zuständig. Das Vierte behandelt die Transmission durch die zweite plankonvexe Linse im Luftlichtleiter. Das Fünfte ähnelt dem ersten Programm, es berechnet die Lichtwege im gegenüberliegenden Szintillator und bildet schließlich die Lichtausbeute der Anordnung, die gegeben ist durch:

$$\text{Lichtausbeute} = \frac{\#\text{nachgewiesene Photonen}}{\#\text{erzeugte Photonen}} \quad (5.11)$$

Die Vorgänge in der Simulation lassen sich durch folgendes Ereignismodell darstellen (siehe Abb. 5.11 und 5.12).

Die Photonen werden an einem Punkt im Szintillator erzeugt und müssen unter Berücksichtigung der physikalischen Gesetzmäßigkeiten gemäß Abschnitt 5.1 durch Totalreflexion in den Szintillatoren bleiben. Gelingt es ihnen durch die Linsen und den Luftlichtleiter zu transmittieren, werden sie bei Erreichen des Szintillatortendes (des gegenüberliegenden Szintillators) nachgewiesen (vgl. Abb. 5.6). Zudem müssen sie alle Absorptionsprüfungen an den erreichten Grenzflächen bestanden haben, um zur Lichtausbeute beitragen zu können. Bei Simulation des langen Szintillators und der Anordnungen ohne Linsen sind gemäß der verwendeten Geometrie nicht alle

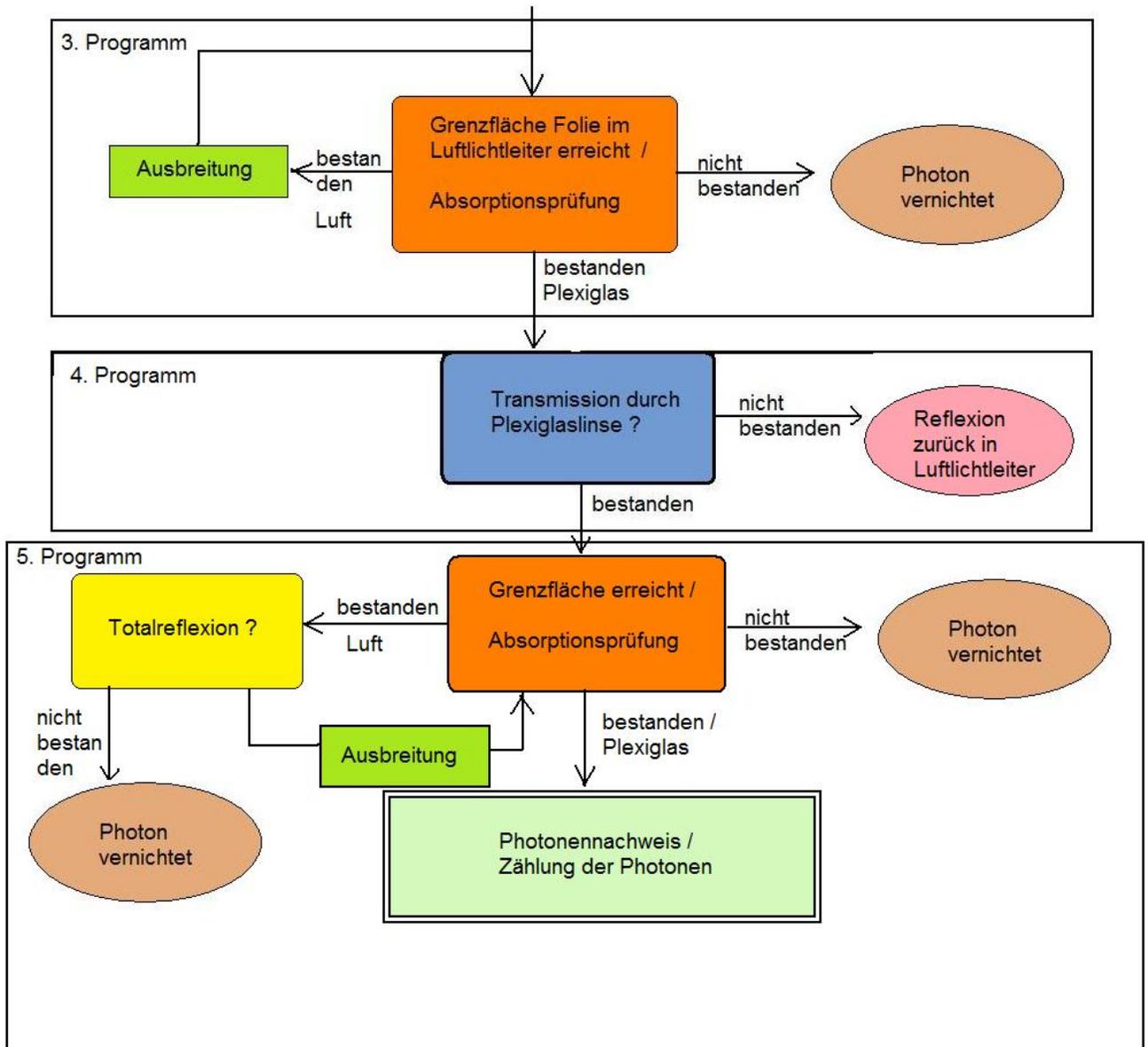


Abbildung 5.12: Ereignismodell der Simulation für das 3. bis 5. Unterprogramm

Geometrie der Anordnung	Erzeugte Photonen	Nachgewiesene Photonen	Lichtausbeute
langer Szintillator 2300 mm	26.000	7604	29,25%
Luftlichtleiter (500 mm Länge) ohne Linsen	26.000	4529	17,42%
Luftlichtleiter (500 mm Länge) mit (R = 43,5 mm) Linsen	26.000	3845	14,79%
Luftlichtleiter (500 mm Länge) mit (R = 78 mm) Linsen	26.000	3959	15,23%

Tabelle 5.2: Lichtausbeuten für drei verschiedene Anordnungen, der Ort der Photonerzeugung ist immer die Mitte des eines Szintillators

Unterprogramme zur Berechnung verwendet worden.

Durch das mehrmalige Durchführen der Simulation für verschiedene Orte (entlang der x-Achse und bei gleichem y-Wert) im Szintillator lässt sich die effektive Abschwächlänge jeder Anordnung bestimmen. Dafür bestimmt das Programm die Anzahl der nachgewiesenen Photonen. Die Abschwächlänge bestimmt sich nun durch:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-x/\lambda_{eff}} \quad (5.12)$$

Wobei x den Abstand des Photonerzeugungsortes (von $x = 0$ bis $x = 2999$) zum Nachweispunkt bei $x = 2300$ ist. Für die y -Koordinate der Photonerzeugung wurde immer $y = 30$ mm (also in der Mitte des Szintillators) beibehalten. Die Ergebnisse der effektiven Abschwächlänge sind im folgenden Abschnitt 5.4 gezeigt. Der Vergleich mit den Ergebnissen der MAMI-Testmessung erfolgt in Abschnitt 6.4.

5.4 Ergebnisse der Simulationen

Bestimmt wurden Lichtausbeute und die effektive Abschwächlänge der Anordnung. Für die Bestimmung der effektiven Abschwächlänge wurde die Anzahl der nachgewiesenen Photonen gegen den Ort der Photonerzeugung aufgetragen. Ein exponentieller Fit bestimmt die Werte für die effektive Abschwächlänge der Anordnung.

5.4.1 Lichtausbeute

Die Photonen wurden bei der Bestimmung der Lichtausbeute für jede Anordnung in der Mitte des einen Szintillators erzeugt und am Ende des gegenüberliegenden Szintillators nachgewiesen. Für die verschiedenen Anordnungen ergaben sich folgende Ergebnisse:

Geometrie der Anordnung	#Erzeugt	#Nachgewiesen	Lichtausbeute
LLL 410 mm mit Linsen und 3M Folie 99% RG	26.000	6.073	23,36%
LLL 410 mm mit Linsen und LLL-Folie 90% RG	26.000	2.963	11,40%

Tabelle 5.3: Lichtausbeute für einen Luftlichtleiter mit 410 mm Länge

In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse der Simulation für einen Luftspalt von 410 mm zu sehen, was mit den Luftlichtleiterabmessungen von H1 übereinstimmt. Die Lichtausbeuten sind, wie intuitiv erwartet, größer als im Falle des Luftspalts mit 500 mm Breite (Tabelle 5.2). Eine generelle Abweichung zur Situation im Experiment ist die Verpackung durch zerknitterte Mylarfolie, die Photonen unter großen Winkeln, die durch die Seitenflächen

Aufbau	Luftlichtleiter (500 mm Länge) mit Reflexionsgrad 90% und Linsen (R=43,5 mm)
#Erzeugte Photonen	26.000
#Vor Szintillatorstirnfläche	13.957
#Im Luftlichtleiter	11.957
#Im rechten Szintillator	7.830
#Nachgewiesene Photonen	2.171

Tabelle 5.4: Luftlichtleiter mit Reflexionsgrad 90%

des Szintillators transmittieren, wieder in den Szintillator zurückreflektieren kann. Dies führt zu einer Erhöhung der Lichtausbeute im Vergleich zur Simulation. Eine andere Möglichkeit zur Realisierung der Rückstreuung wäre auch eine Diffusorfolie, die jedem Photon im Szintillator bei Erreichen der Grenzfläche einen ganz neuen Winkel zuweist. Durch Testmessungen wurde die Mylarfolie jedoch als beste Lösung erachtet, da darüberhinaus auch die Winkel der Totalreflektion erhalten bleiben.

An den Photonenzahlen der einzelnen Flugabschnitte ließ sich in der Simulation erkennen, dass die größten Verluste durch die Abschwächlänge des Szintillatormaterials und die Reflexion an den Grenzflächen von Szintillator und Linsen stattfindet. Ein Zahlenbeispiel (Tabelle 5.4) verdeutlicht dies:

Der durchgehende Szintillator hat erwartungsgemäß die größte Lichtausbeute. Die geringste ergibt sich mit dem Luftlichtleiter mit 500 mm Länge und den Linsen mit dem geringeren Krümmungsradius (43,5 mm). Eine leichte Verbesserung kann man bei Verwendung der dünneren Linsen (Krümmungsradius 78 mm) erkennen, welche den Photonen im Luftlichtleiter offensichtlich günstigere (im Vergleich zu der Linse mit $R = 43,5$ mm) Winkel verleiht, so dass mehr Photonen in den gegenüberliegenden Szintillator gelangen.

5.4.2 Effektive Abschwächlänge

Für die Anzahl der nachgewiesenen Photonen in Abhängigkeit des Erzeugungsorts ergab sich für die verschiedenen Anordnungen folgender Verlauf:

Die exponentielle Fitfunktion hat die folgende Form:

$$N(x) = A \cdot e^{B \cdot x}$$

In den Diagrammen wird der Fitparameter "A" mit "Constant" und "B" mit "Slope" bezeichnet. Die effektive Abschwächlänge ergibt sich aus dem Kehrwert des Fitparameters B:

$$\lambda_{eff} = \frac{1}{B}$$

In folgender Tabelle sind die Ergebnisse des Fits aufgelistet. Die Abkürzung LLL bedeutet Luftlichtleiter.

Wie erwartet hat der lange Szintillator die größte effektive Abschwächlänge. Die Abweichung vom im Herstellerdatenblatt angegebenen Wert von $\lambda_{BC408} = 2100$ mm (für einen BC408 Szintillator der Abmessungen 1 x 20 x 200 cm) lässt sich neben der Tatsache, dass die H1-Streifen nur halb so breit und um 400 mm länger sind (als der Testszintillator der Firma Bicron) unter anderem dadurch erklären, dass diese Simulation keine Verpackung

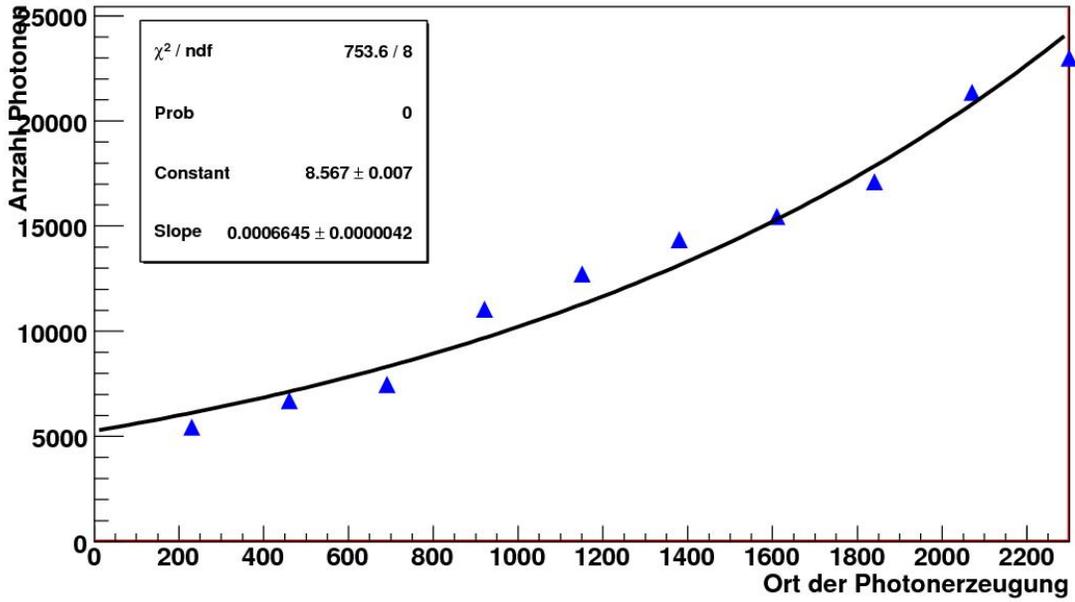


Abbildung 5.13: Bestimmung der effektiven Abschwächlänge bei einem langen Szintillator von 2300 mm Länge

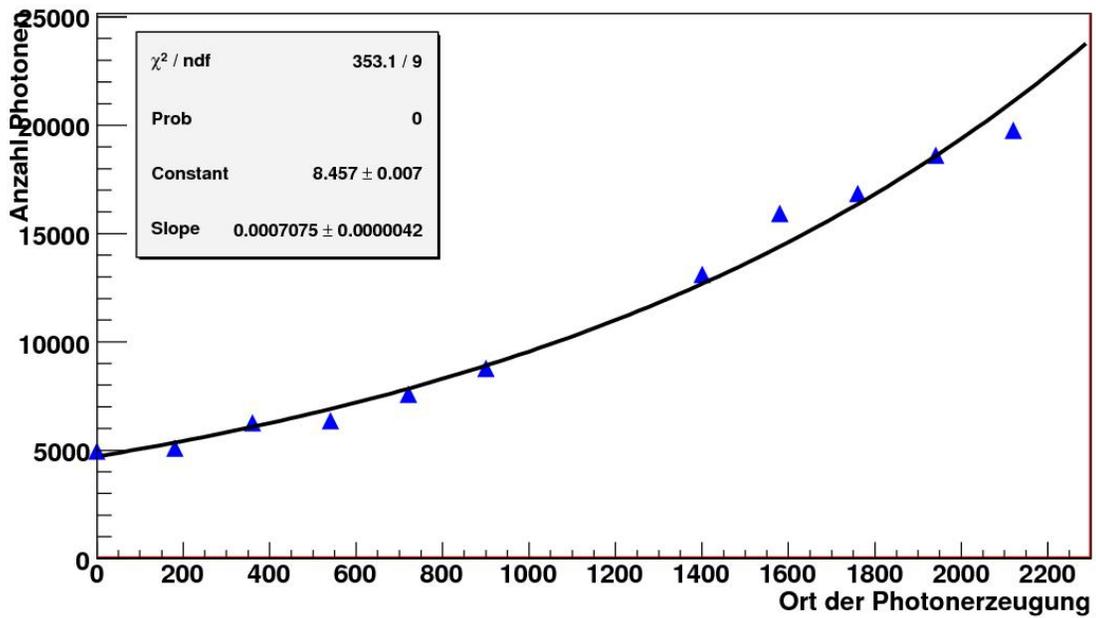


Abbildung 5.14: Bestimmung der effektiven Abschwächlänge bei einem Luftlichtleiter aus Daylightfolie mit Länge 500 mm ohne Linsen

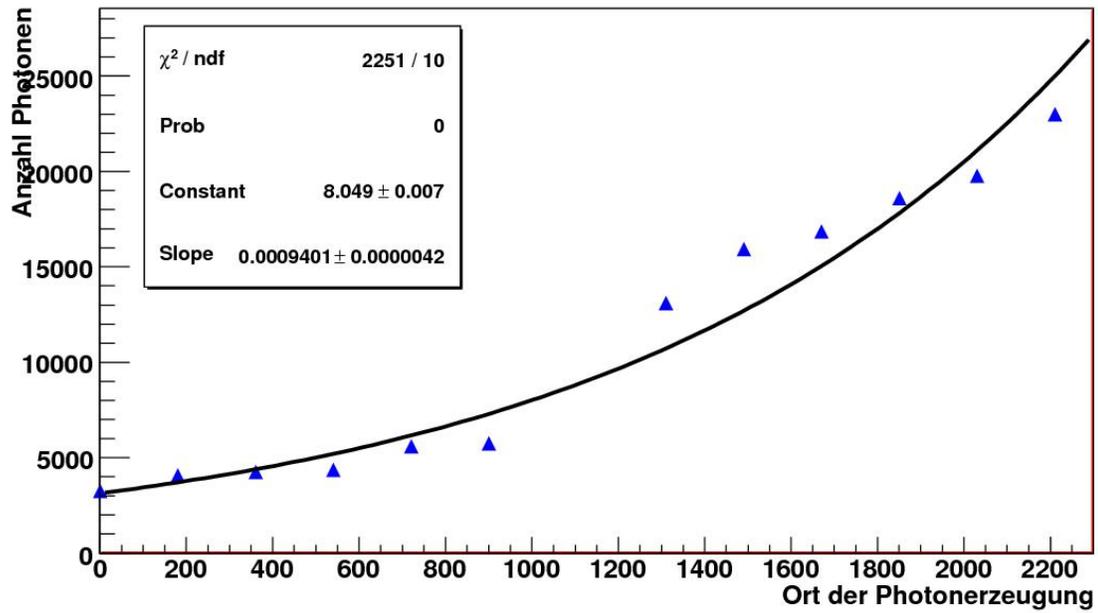


Abbildung 5.15: Bestimmung der effektiven Abschwächlänge bei einem Luftlichtleiter aus Daylightfolie mit Länge 500 mm mit Linsen (R=78 mm)

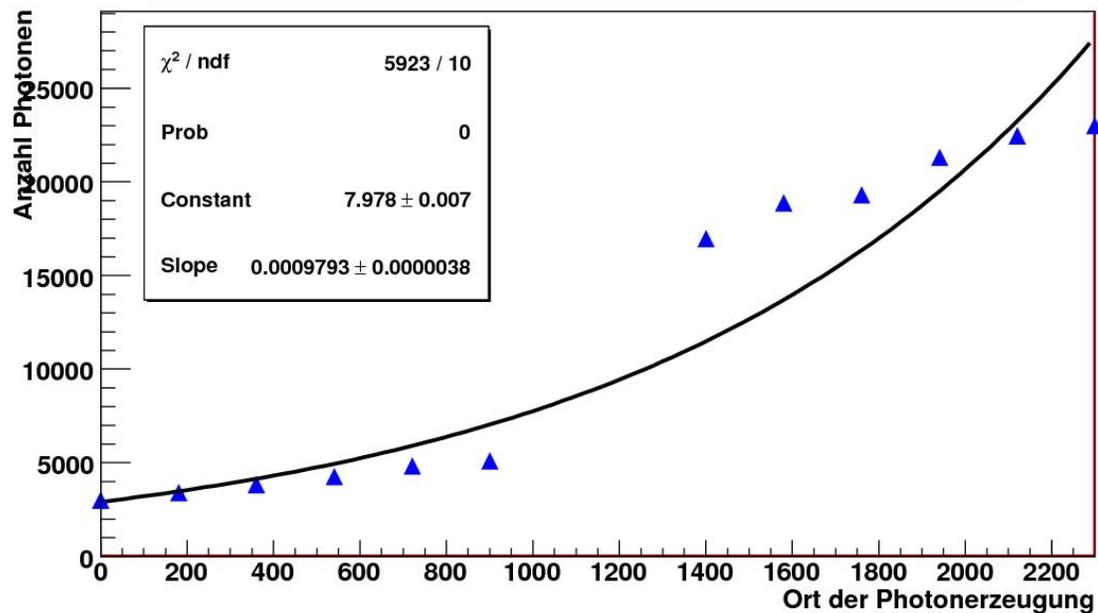


Abbildung 5.16: Bestimmung der effektiven Abschwächlänge bei einem Luftlichtleiter aus Daylightfolie mit Länge 500 mm mit Linsen (R=43,5 mm)

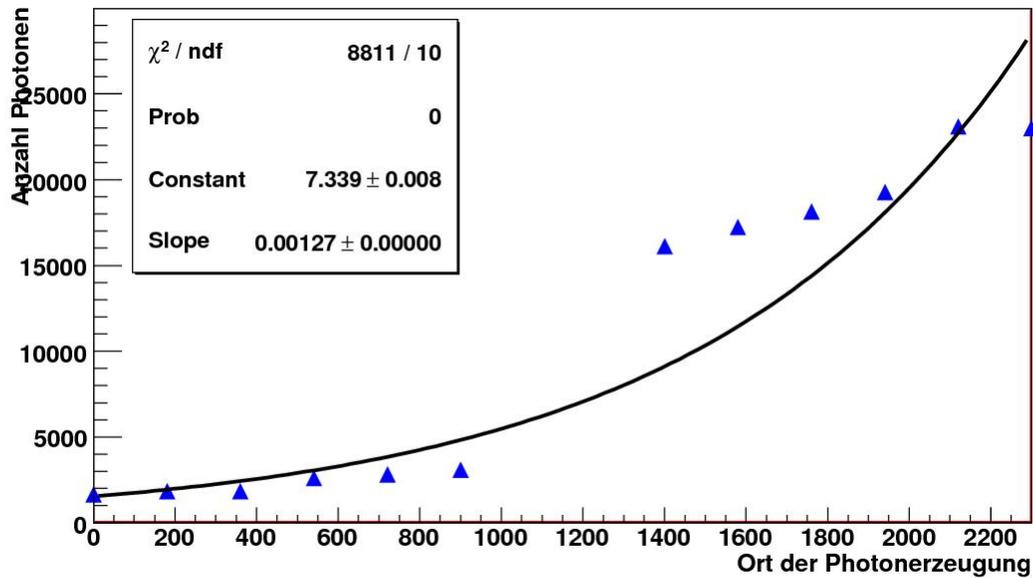


Abbildung 5.17: Bestimmung der effektiven Abschwächlänge bei einem Luftlichtleiter aus Mylarfolie mit Länge 500 mm mit Linsen (R=43,5 mm)

Anordnung	Parameter B	effektive Abschwächlänge / mm
langer Szintillator	$0,0006645 \pm 0,0000042$	1504,89
500 mm Daylightfolie-LLL ohne Linsen	$0,0007075 \pm 0,0000042$	1413,43
500 mm Daylightfolie-LLL Linse R = 43,5 mm	$0,0009793 \pm 0,0000000$	1021,14
500 mm Daylightfolie-LLL R = 78 mm	$0,0094010 \pm 0,0000042$	1063,72
500 mm Mylarfolie-LLL Linse R = 43,5 mm	$0,0012700 \pm 0,0000038$	787,40

Tabelle 5.5: Vergleich der Abschwächlängen aus den einzelnen Fits

berücksichtigt, die aus dem Szintillator austretende Photonen zurückreflektiert. Da dies fast 40 % der erzeugten Winkel betrifft, erwartet man einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf das Ergebnis. Die zweitlängste Abschwächlänge hat der Luftlichtleiter (mit 500 mm Länge) ohne Linsen, kürzere Abschwächlängen weisen die Anordnungen mit Linsen auf, wobei die Linsen mit einer längeren Brennweite (Brennweite ca. bis Mitte des Luftlichtleiters) die besseren Ergebnisse liefern, da sie der Mehrzahl der Photonen, für die Transmission in den gegenüberliegenden Szintillator, günstigere Winkel geben. Insgesamt bessere Ergebnisse lieferten die Simulationen, die die Daylight-Folie anstelle der Mylarfolie als Luftlichtleitermaterial verwendeten, was sich aus dem höheren Reflexionsgrad der Folie ergibt. Die Berechnung einer effektiven Abschwächlänge ist für die Szintillator-Luftlichtleiter-Szintillator-Anordnung eigentlich nicht geeignet, da der Luftlichtleiter in der Lichtausbeute eine Stufe erzeugt, so dass den Verlauf nicht mit einer Exponentialfunktion anfitzen sollte. Einen besseren Vergleich zwischen den unterschiedlichen Anordnungen geben die Lichtausbeuten.

Kapitel 6

Testmessungen am MAMI-Strahl in Mainz

Um die in H1 verwendeten Szintillatoren zu charakterisieren, wurden Anfang August zwei Szintillatormodule im Mainzer MAMI (Mainzer Mikrotron) Elektronenstrahl ausgemessen. Dazu standen ein 2300 mm langer Szintillator und zwei 900 mm lange Szintillatoren als Prototypen zur Verfügung. Gemessen wurde in der Taggerhalle der Arbeitsgruppe A2, welche sich mit vom Elektronenstrahl erzeugten reellen Photonen beschäftigt. Dazu wird der MAMI-Strahl auf einen Radiator geschossen (siehe Abb. 6.1), wodurch die Strahlelektronen Bremsstrahlung emittieren und dabei unterschiedlich viel kinetische Energie verlieren. Im Anschluss an den Radiator wird der Elektronenstrahl durch einen Dipolmagneten (in der schematischen Zeichnung Abb. 6.1 in blau) geführt. Aufgrund der Lorentzkraft werden die Elektronen impulsabhängig unter verschiedenen Flugbahnradien abgelenkt. Der Taggermagnet fächert somit das kontinuierliche Spektrum von Elektronen hinter dem Magneten auf. Ein Ausschnitt dieses Spektrums wurde für die Testmessung der Prototypen genutzt.

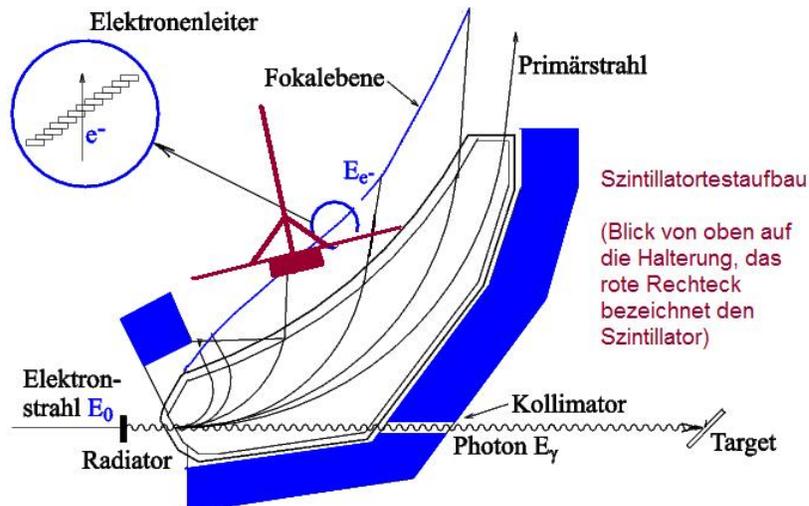


Abbildung 6.1: Taggermagnet der Arbeitsgruppe A2 [23]

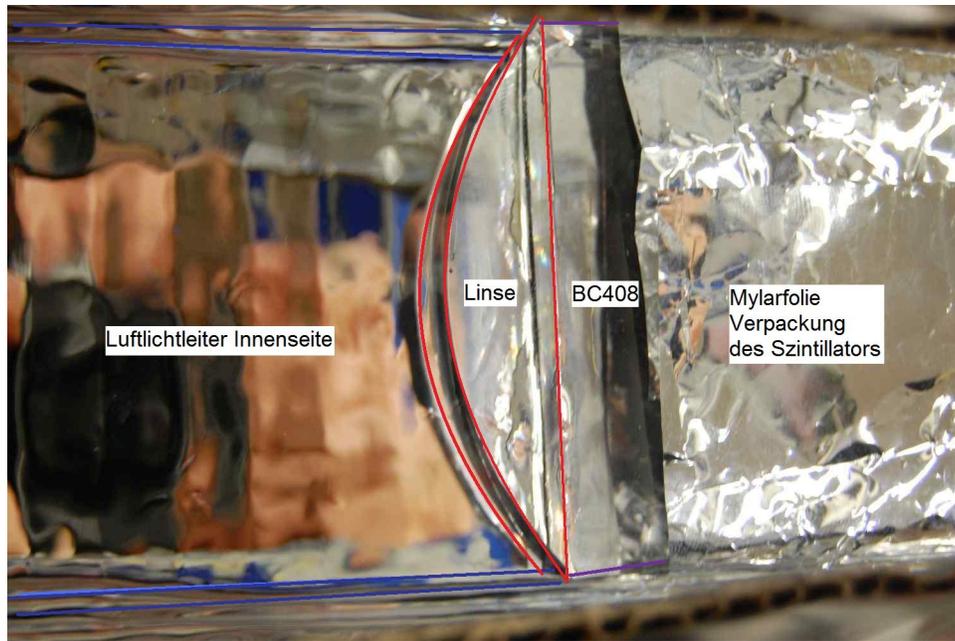


Abbildung 6.2: Plankonvexe Linsen an Szintillatorflächen im Luftlichtleiter geklebt

6.1 Messaufbau

Es wurden drei verschiedenen Szintillatorkonstruktionen vermessen. Für die erste Messung wurde ein langer Szintillator verwendet, der den H1-Streifen entspricht. Der zweite Aufbau bestand aus einem "Daylight"-Folie-Luftlichtleiter mit einer Länge von 450 mm und zwei 900 mm langen Szintillatoren. Der dritte Aufbau besteht aus einem Luftlichtleiter der gleichen Abmessungen mit plankonvexen Plexiglaslinsen (Krümmungsradius $R = 43,5$ mm). Diese Linsen wurden auch in der Simulation verwendet. Eine Fotografie des geöffneten Luftlichtleiters mit aufgeklebten Linsen ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Zur besseren Sichtbarkeit in den transparenten und spiegelnden Materialien wurden die Komponenten des Luftlichtleiters für das Foto farbig markiert. Man sieht die spiegelnde "Daylight"-Folie auf der linken Seite. Das Muster aus vertikalen Linien ist durch die für den Luftlichtleiter verwendete Pappe bedingt. Diese Lösung bot sich für den Testaufbau kurzfristigerweise an, da der zuvor konstruierte Luftlichtleiter (der nur aus gespannter Folie bestand) in diesem Aufbau nicht genügend Stabilität bewies. In der Mitte des Fotos ist eine der plankonvexen Linsen rot markiert. Die Linsen wurden nach der Messung mit dem Luftlichtleiter (ohne Linsen) auf die Szintillatoren, die in den Luftlichtleiter ragen, aufgeklebt und über Nacht ausgehärtet. Die Messung mit den Linsen erfolgte am letzten Tag der dreitägigen Strahlzeit.

Zur Halterung diente eine Konstruktion aus Aluminiumschienen, deren gesamte Breite 3,5 m und Höhe 5,5 m betrug (siehe Abb. 6.3). Diese Abmessungen waren nötig, um den insgesamt 3,70 m langen Szintillatorkonstruktion durch alle Messpositionen fahren zu können. Der Szintillator wurde auf einem im Schienensystem der Aluminiumprofile verschiebbaren Aluminiumschlitten fixiert und mit elektronischen Basen und Photomultipliern ausgestattet. Dieser Schlitten konnte entlang der senkrechten Hauptschiene der Halterung in der Höhe verschoben werden, so dass der Elektronenstrahl an verschiedenen Positionen entlang der Länge des Szintillators in diesen eintreten konnte. Zur Auslese der Signale wurden zwei Photomultiplier des Typs XP2900 (Firma Photonis) verwendet, die beide Seiten des Szintillatorelements auslasen.



Abbildung 6.3: Blick auf den MAMI-Test-Messaufbau, an der vertikalen Schiene ist der Szintillatorschlitten befestigt, auf dem man in schwarz den Szintillator erkennen kann, im Hintergrund ist der Taggermagnet (blau) zu sehen. Der Schlitten befindet sich auf dem Bild in der tiefstmöglichen Position an der Schiene.

6.2 Durchgeführte Messungen

Zur Bestimmung der für die Szintillatoranordnung charakteristischen Größen wurden ADC (Impulshöhenspektrum) und TDC (Spektrum mit zeitlicher Information der Signale) Spektren aufgenommen, aus denen sich physikalische interessante Größen berechnen lassen.

Bei der Aufnahme eines ADC-Spektrums misst ein ADC (Analog-zu-Digital-Wandler)-Modul die Impulshöhe des Eingangssignals und ordnet diese in verschiedene Kanäle ein, so dass man ein Impulshöhenspektrum erhält. Dieses ist charakteristisch für die Intensität des Szintillationslichts, die in den Photomultiplier eintrifft. Bei Aufnahme der Spektren wird der Szintillator schrittweise verschoben, so dass der Eintrittspunkt des Elektronenstrahls sich immer von einem Photomultiplier (im Abstand) entfernt und auf den anderen Photomultiplier zu bewegt. In Folge dessen erwartet man, dass sich das ADC-Spektrum für einen Photomultiplier für geringe Abstände (von Elektronenstrahl zu Photomultiplier) weit links im Kanalschema des Spektrums befindet und für große Abstände bei hohen Kanälen (rechts im Spektrum) zeigt. Dies wird durch die Absorption des Lichts im durchlaufenen Material verursacht. Bei langen Wegstrecken im Szintillator nimmt die Intensität des am Ort des Elektroneneintritts erzeugten Lichts exponentiell ab (siehe auch Abschnitt 5.1.1).

Ebenso verhält es sich mit den Lichtlaufzeiten, die von einem TDC (Zeitdifferenz-zu-Digital Wandler) in ein Spektrum eingeordnet werden. Die Maxima der TDC-Spektren sollten sich entsprechend der Messpunkte auf dem Szintillator zu höheren bzw. kleineren Kanalnummern verschieben, je nachdem ob der Messpunkt näher an den auslesenden Photomultiplier kommt oder sich weiter von ihm entfernt. Dieses Verhalten konnte in den Messungen beobachtet werden. Anhand der TDC-Spektren ist es möglich, für jede Messanordnung eine effektive Lichtgeschwindigkeit zu bestimmen. Die Maxima der TDC-Spektren werden gegen die jeweilige Messposition auf dem Szintillator aufgetragen, so dass sich ein Weg-Zeitdiagramm ergibt, aus dessen Steigung man einen Wert für die effektive Lichtgeschwindigkeit erhält.

6.3 Ausleseelektronik

Zur Erfassung der Signale verarbeitete ein CAMAC-Rack neben dem Messaufbau die analogen Signale der Photomultiplier zu digitalen Signalen und erstellte für jede Messanordnung entsprechend der Anzahl der Messpositionen auf dem Szintillator mehrere ADC- und ein TDC-Spektren. Die Triggerung erfolgte auf einen Pixelzähler, der bei jeder Messeinstellung am Elektroneneintrittspunkt des Szintillators fixiert wurde. So wurden nur Elektronen gemessen, die den Pixelzähler und den Prototyp trafen. In Abbildung 6.4 ist die Logik der Ausleseelektronik dargestellt. Die Zahlen "1" und "2" stehen für jeweils einen Photomultiplier am Szintillatorelement. Der Triggerzähler bestand aus einem $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Szintillator, auf dem ein kleiner Photomultiplier befestigt wurde (siehe auch Abb. 8.8 in Anhang A).

Wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist, wurden die analogen Signale der drei Photomultiplier zunächst auf einen elektronischen Verstärker gegeben, dann auf mehrere Kabel aufgeteilt. Das Triggersignal wurde mit einem Diskriminator digitalisiert und diente als Startsignal für ADC- und TDC-Modul. Auch die Signale der beiden anderen Photomultiplier liefen zuerst über den Diskriminator und dienten dann als Stoppsignal für die ADC- und TDC-Messungen.

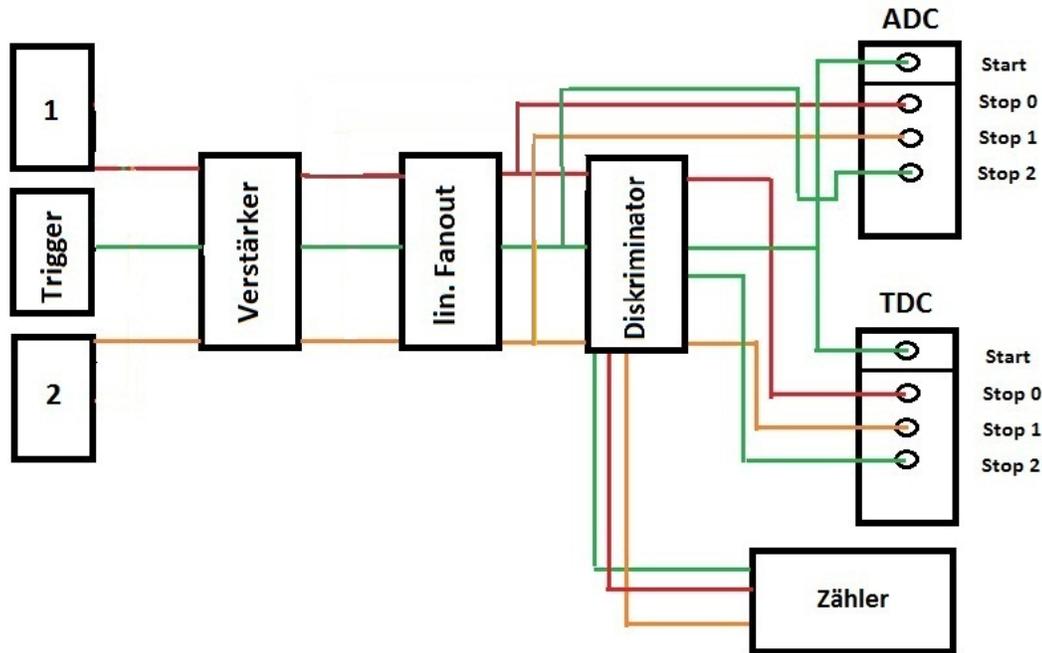


Abbildung 6.4: Schema der elektronischen Auslese der MAMI-Testmessung [31]

6.4 Ergebnisse der MAMI-Testmessung

Durch Aufnahme der ADC und TDC-Spektren ließen sich aus den Graphen mittels geeigneter Fitfunktionen physikalisch wichtige Größen wie die effektive Abschwächlänge einer Anordnung sowie die effektive Lichtgeschwindigkeit im Material bestimmen. Zur Bearbeitung der Messdaten, sowie zur Datendarstellung wurde das CERN-Datenanalyseprogramm ROOT verwendet [31].

6.4.1 Bestimmung der Abschwächlänge aus den ADC-Spektren

Durch das Anfitzen der erhaltenen Spektren mit geeigneten Fitfunktionen ist es möglich das Maximum des Spektrums zu bestimmen. Trägt man die Maxima gegen die jeweilige Messposition auf, so erhält man ein Diagramm, aus dem man die gesuchte physikalische Größe bestimmen kann. Abbildung 6.5 und 6.6 enthalten zum Beispiel zwei in der MAMI-Testmessung aufgenommene Spektren. Das ADC-Spektrum wurde mit einer Landauf Funktion angefittet, das TDC-Spektrum mit einer Gaußverteilung.

In den Abbildungen 6.7 bis 6.9 sind die erhaltenen Maxima der ADC-Spektren gegen den Abstand des Messpunktes zum jeweils auslesenden Photomultiplier (1 oder 2) aufgetragen. Die Fitfunktion zur Bestimmung der effektiven Abschwächlänge hat folgende Form:

$$N(x) = p_0 \cdot e^{p_1 \cdot x + p_2}$$

Der Parameter p_1 hängt mit der effektiven Abschwächlänge dann über $\lambda_{eff} = -\frac{1}{p_1}$ zusammen.

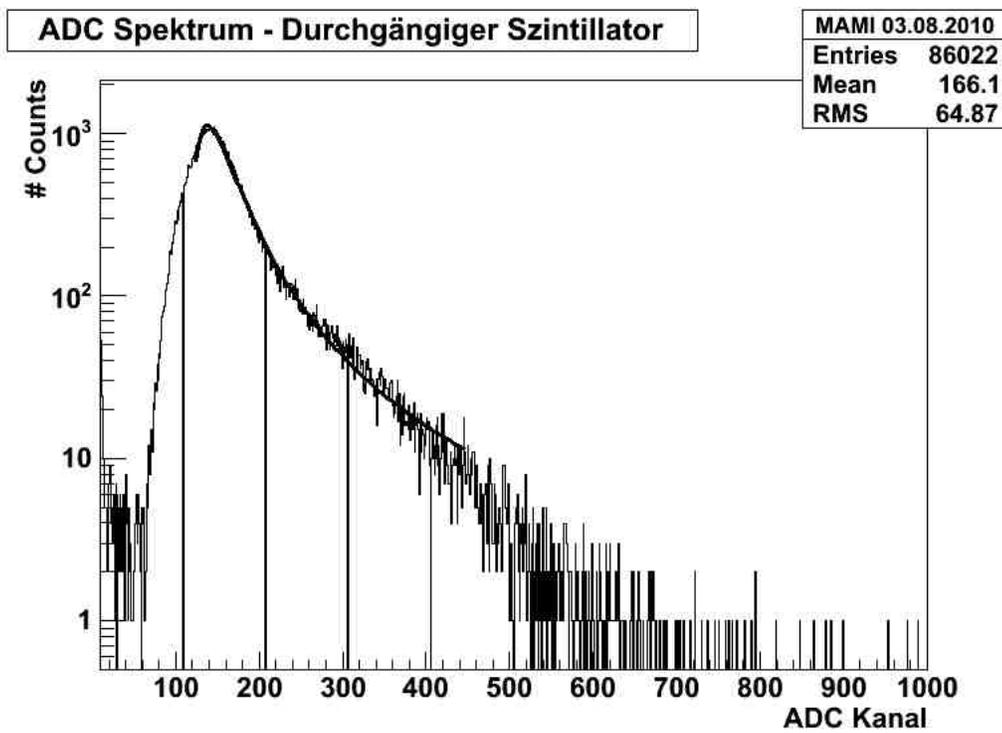


Abbildung 6.5: Beispiel für ein aufgenommenes ADC-Spektrum am langen Szintillator 2300 mm

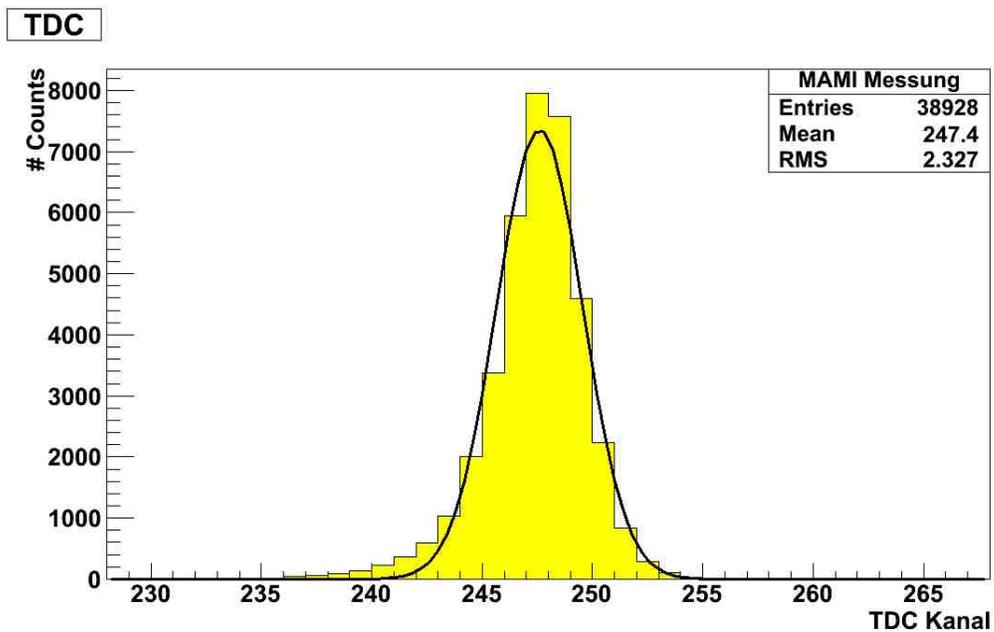


Abbildung 6.6: Beispiel für ein aufgenommenes TDC Spektrum

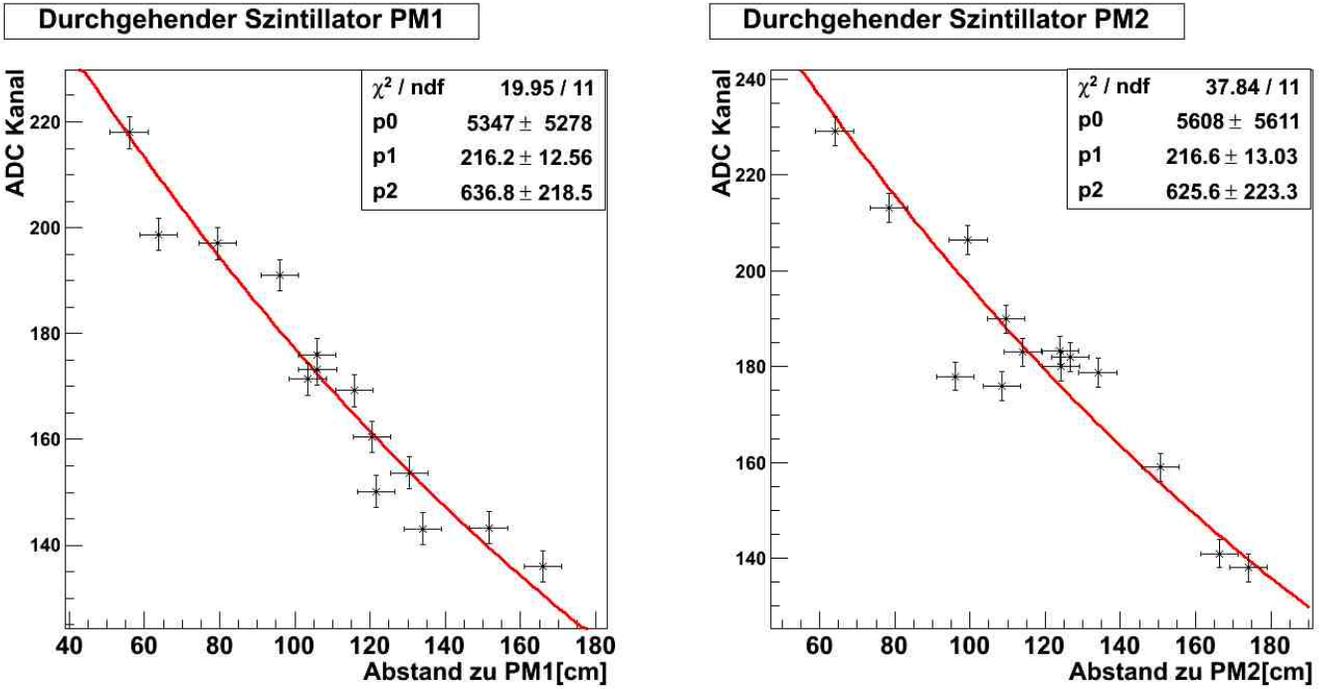


Abbildung 6.7: Abschwächlänge des 2300 mm langen Szintillators

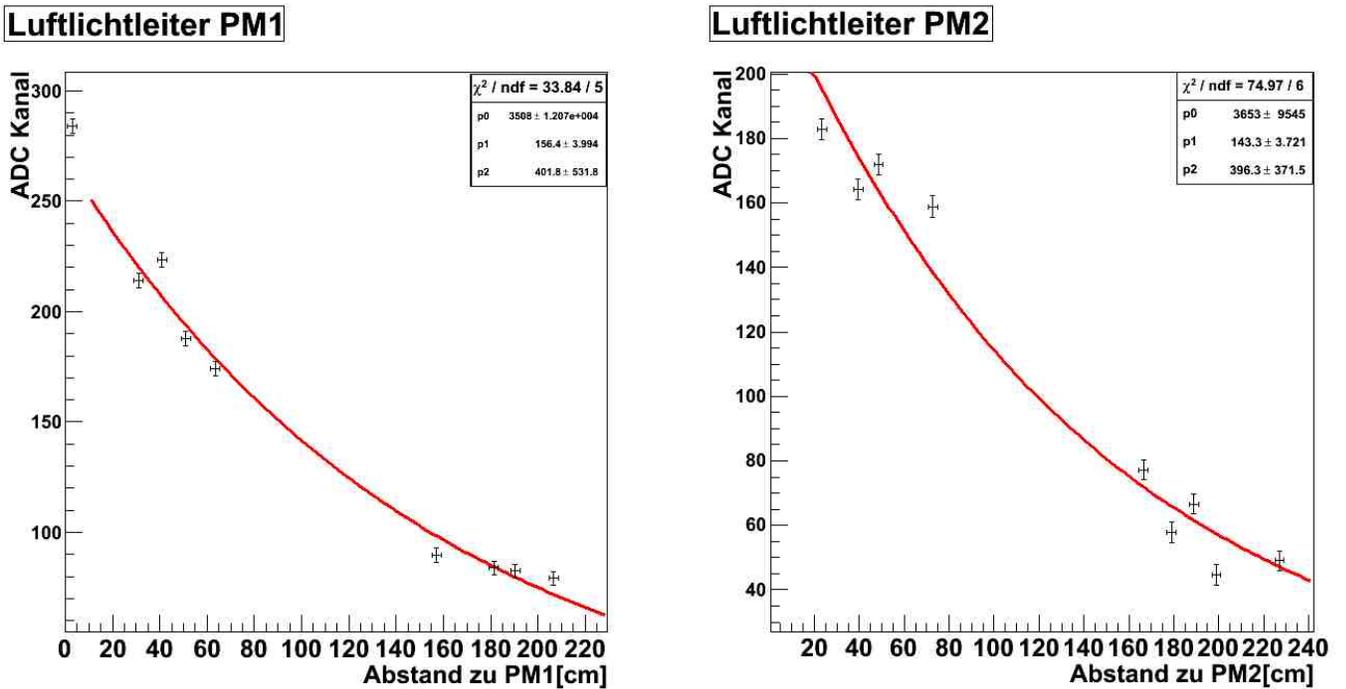


Abbildung 6.8: Abschwächlänge des Luftlichtleiters mit 45 cm Länge

Messwerte für PM1				
Messanordnung	Parameter p_0/cm	Parameter p_1/cm	Parameter p_2/cm	eff. Abschwächlänge PM1
langer Szintillator	5347 ± 5278	$216,2 \pm 12,56$	$636,8 \pm 218,5$	(2162 ± 126) mm
Luftlichtleiter mit 450 mm Länge	3508 ± 1207	$156,4 \pm 3,994$	$401,8 \pm 531,8$	(1564 ± 40) mm
Luftlichtleiter mit Linsen (R = 43,5 mm)	4517 ± 669	$115,5 \pm 2,386$	$288,8 \pm 17,12$	(1155 ± 24) mm
Messwerte für PM2				
Messanordnung	Parameter p_0/cm	Parameter p_1/cm	Parameter p_2/cm	eff. Abschwächlänge PM2
langer Szintillator	5608 ± 5611	$216,6 \pm 13,03$	$625,6 \pm 223,3$	(2166 ± 130) mm
Luftlichtleiter mit 450 mm Länge	3653 ± 9545	$143,3 \pm 3,721$	$396,3 \pm 371,5$	(1433 ± 37) mm
Luftlichtleiter mit Linsen (R = 43,5 mm)	4447 ± 826	$107,0 \pm 2,966$	$312,5 \pm 19,87$	(1070 ± 30) mm
Mittelwert Abschwächlänge aus Messungen beider Photomultiplier PM1 und PM2				
Messanordnung	Mittelwert (mit Standardabweichung)			
langer Szintillator	(2164,0 ± 1,42) mm			
Luftlichtleiter mit 450 mm Länge	(1498,5 ± 46,31) mm			
Luftlichtleiter mit Linsen (R = 43,5 mm)	(1112,5 ± 30,05) mm			

Tabelle 6.1: Abschwächlängen der MAMI-Testmessung

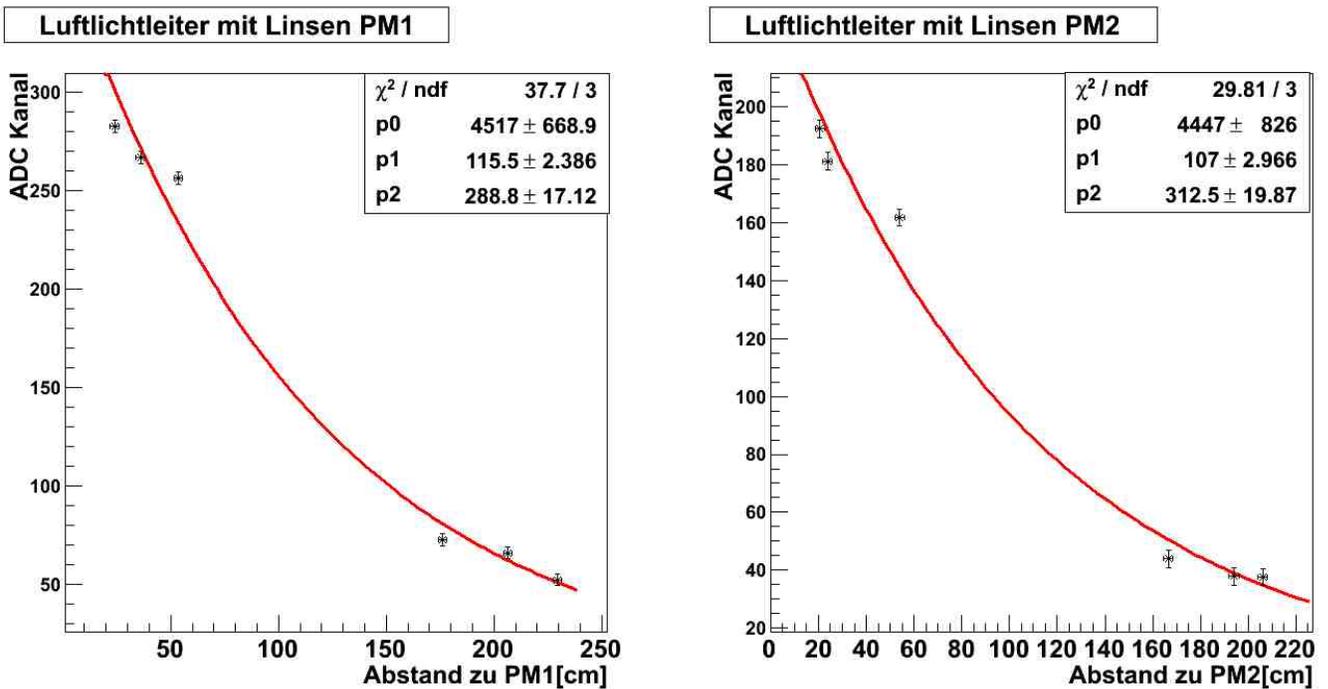


Abbildung 6.9: Abschwächlänge des Luftlichtleiteraufbaus mit Plexiglaslinsen (KR=43,5mm)

Vergleich der Abschwächlänge aus Simulation und MAMI-Messung

In folgender Tabelle 6.2 sind zum Vergleich noch einmal die in der Simulation und MAMI-Testmessung erhaltenen Werte für die effektive Abschwächlänge der verschiedenen Szintillatoranordnungen aufgeführt. Es ist beim Vergleich darauf zu achten, dass die realen Szintillatoren mit Mylarfolie umpackt waren. Diese Verpackung

	Mittelwert eff. Abschwächlänge MAMI-Messung	eff. Abschwächlänge Simulation
Messanordnung	Mittelwert (mit Fehler arithmetisches Mittel)	
langer Szintillator	(2164,0 ± 1,42) mm	1504,89
Luftlichtleiter mit 450 mm / 500 mm Länge	(1498,5 ± 46,31) mm	1413,43
Luftlichtleiter mit Linsen (R = 43,5 mm)	(1112,5 ± 30,05) mm	1021,14

Tabelle 6.2: Vergleich der effektiven Abschwächlänge aus Simulation und MAMI-Testmessung

sorgt durch die reflektierende Oberfläche der Mylarfolie dafür, dass Photonen, die aus dem Szintillator austreten konnten wieder zurückreflektiert werden können und somit nicht verloren gehen. Diese Eigenschaft des Aufbaus ist in der Simulation nicht erhalten, weshalb grundsätzlich eine kürzere Abschwächlänge erwartet wurde. Die relativen Unterschiede der Anordnungen sollten jedoch in beiden Fällen beobachtet werden.

Die Ergebnisse für den langen Szintillator kommen dieser Erwartung entgegen, die Werte für den Luftlichtleiter ohne bzw. mit den plankonvexen Linsen liegen sehr nahe an den Ergebnissen der MAMI-Messung. Es ist auch zu beachten, dass es im Messaufbau aus Stabilitätsgründen nicht möglich war einen Luftspalt von 500 mm Länge zu konstruieren. Die verwendete Länge von 450 mm liegt betragsmäßig zwischen der Länge der aktuell in H1 verwendeten Luftlichtleiter (410 mm) und der für die Drell-Yan Messungen geplanten Länge von 500 mm. Aufgrund dessen würde man bei einer MAMI-Testmessung für 500 mm Länge wahrscheinlich etwas geringere Werte für die effektive Abschwächlänge erwarten und für die Abschwächlänge der aktuellen H1-Luftlichtleiter einen etwas größeren Wert. Die Ergebnisse zeigen, dass beim Einbau eines Luftlichtleiters einige Photonen (gegenüber der Messung mit dem langen Szintillator) verloren gehen. Setzt man ein Linsensystem (mit $R = 43,5$ mm) ein, so verbessert sich die Lichtleitung nicht wie erhofft, da mehr Photonen beim Übergang durch die Grenzflächen absorbiert oder reflektiert werden, als die Linsenwirkung die Lichttransmission durch den Spalt verbessern kann, da dieses Linsensystem mit $R = 43,5$ mm die Mehrzahl der Photonen zu stark bündelt und diese durch diese zur großen Winkel nicht in den gegenüberliegenden Szintillator (der ja ebenfalls mit einer Linse bestückt ist) eintreten können.

6.5 Messung der effektiven Lichtgeschwindigkeit

Durch Auftragen der Maxima aus den TDC-Spektren ist es möglich für jeden Photomultiplier ein Weg-Zeit-Diagramm zu zeichnen, aus dem man die effektive Lichtgeschwindigkeit des Szintillationslichts in der Messanordnung bestimmen kann. Angefittet wurde mit einer linearen Funktion, um die effektive Lichtgeschwindigkeit zu bestimmen. Diese Diagramme sind in Abb. 6.10 bis 6.12 zu sehen.

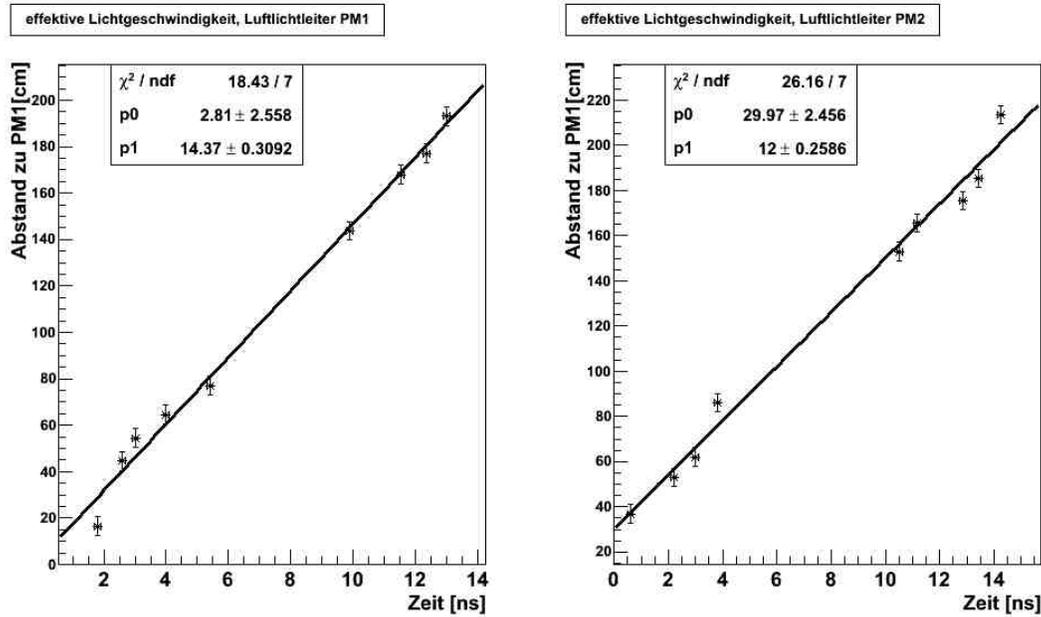


Abbildung 6.11: Effektive Lichtgeschwindigkeit im Aufbau mit 3M-Luftlichtleiter und Breite von 45 cm

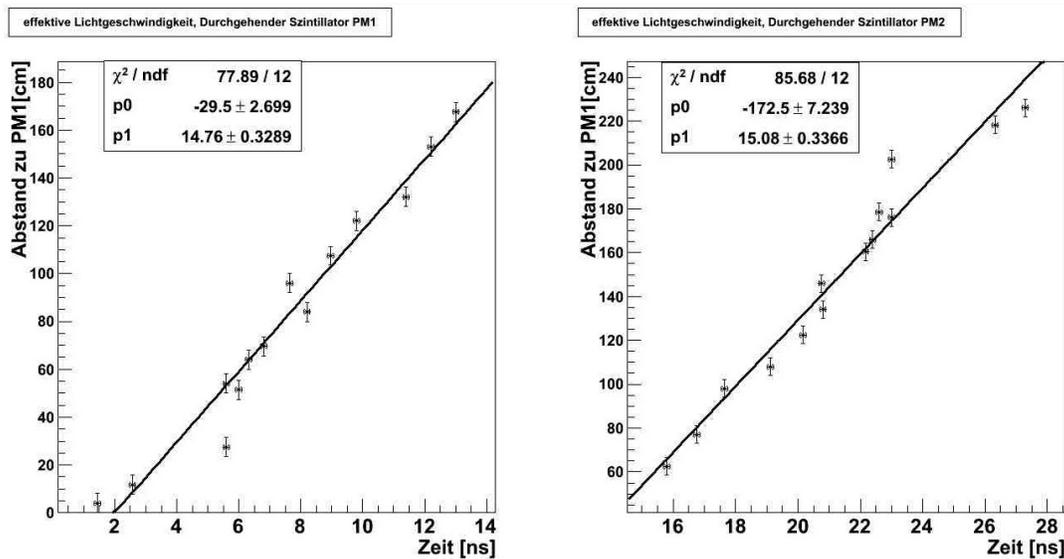


Abbildung 6.10: effektive Lichtgeschwindigkeit im 2300 mm langen Szintillator

Im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit im Vakuum mit $c = 299.792.458 \frac{m}{s}$ breitet sich das Szintillationslicht im langen Szintillator im Mittel mit ungefähr der halben Geschwindigkeit aus. In der Anordnung mit dem 450 mm langen Luftlichtleiter sind es ca. 44% und in der Messung mit Luftlichtleiter und Linsen 43% von c , wenn man die Mittelwerte aus beiden Messungen (PM1 und PM2) betrachtet. Die Lichtgeschwindigkeit ist im Medium kleiner als im Vakuum da sich eine elektromagnetische Welle im Medium langsamer ausbreitet. Zwischen der

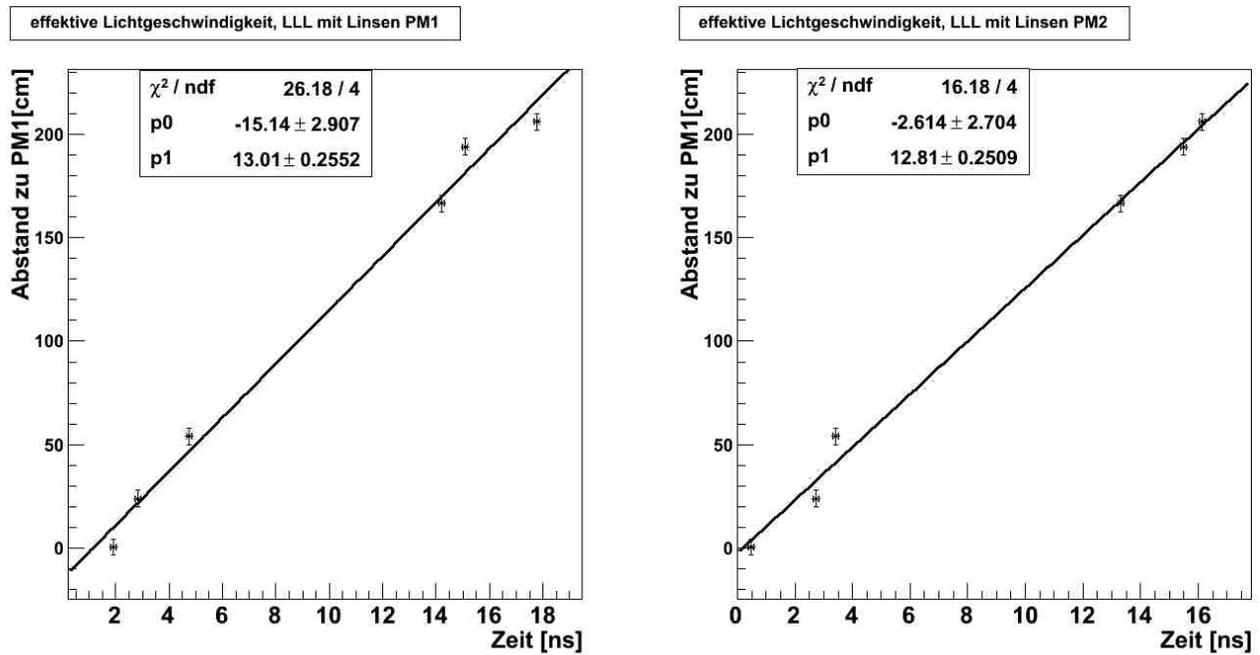


Abbildung 6.12: Messung der effektiven Lichtgeschwindigkeit im Aufbau mit Luftlichtleiter und PMMA-Linsen

Messanordnung	Fitparameter p_1 PM1	Fitparameter p_1 PM2	eff. Lichtgeschwindigkeit (PM1 PM2)
langer Szintillator	$(14,76 \pm 0,33) \frac{cm}{ns}$	$(15,08 \pm 0,33) \frac{cm}{ns}$	$14,76 \frac{cm}{ns} 15,08 \frac{cm}{ns}$
Luftlichtleiter 450 mm Länge	$(14,37 \pm 0,30) \frac{cm}{ns}$	$(12,00 \pm 0,26) \frac{cm}{ns}$	$14,37 \frac{cm}{ns} 12,00 \frac{cm}{ns}$
Luftlichtleiter mit Linsen (R = 45,3 mm)	$(13,01 \pm 0,26) \frac{cm}{ns}$	$(12,81 \pm 0,25) \frac{cm}{ns}$	$13,01 \frac{cm}{ns} 12,81 \frac{cm}{ns}$
Messanordnung	Fehler eff. Lichtgeschwindigkeit PM1	Fehler eff. Lichtgeschwindigkeit PM1	
langer Szintillator	$\pm 0,33 \frac{cm}{ns}$	$\pm 0,33 \frac{cm}{ns}$	
Luftlichtleiter 450 mm Länge	$\pm 0,30 \frac{cm}{ns}$	$\pm 0,33 \frac{cm}{ns}$	
Luftlichtleiter mit Linsen (R = 45,3 mm)	$\pm 0,26 \frac{cm}{ns}$	$\pm 0,25 \frac{cm}{ns}$	
Messanordnung	Mittelwert eff. Lichtgeschwindigkeit		
langer Szintillator	$14,92 \frac{cm}{ns}$		
Luftlichtleiter 450 mm Länge	$13,18 \frac{cm}{ns}$		
Luftlichtleiter mit Linsen (R = 45,3 mm)	$12,91 \frac{cm}{ns}$		

Tabelle 6.3: Effektive Lichtgeschwindigkeit in den verschiedenen Messanordnungen

Lichtgeschwindigkeit c_m im Medium mit dem Brechungsindex n und der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c besteht folgender Zusammenhang:

$$n = \frac{c}{c_m} \quad (6.1)$$

Nimmt man den Brechungsindex für BC408 von $n = 1,58$ erhält man $c_{BC408} = 18,9 \frac{cm}{ns}$. Da unsere Anordnungen nicht nur aus BC408 besteht und das Licht durch viele Reflexionen einen effektiv längeren Lichtweg hat als der direkte Abstand der Messposition zum Photomultiplier (gegen den wir die Zeitinformationen auftragen), erhält man zusätzlich zur Berücksichtigung der Fertigungsauigigkeit Abweichungen zu dieser theoretischen Abschätzung, die die kleinere effektive Lichtgeschwindigkeit bedingen könnten.

Kapitel 7

Erste Daten von H1

Ab Anfang Mai begann die COMPASS-Datennahme mit Transversity Messungen für 2010. Aus den gewonnenen Rohdaten lässt sich mit dem COMPASS-Datenanalysetool “Cool” erste Einsicht in H1-Daten nehmen, aus denen man charakteristische Größen des Detektors wie die Zeitauflösung der einzelnen Szintillator-Kanäle nehmen. Es werden für jeden Photomultiplier des Hodoskops TDC-Spektren aufgenommen, wobei das zeitlich gemittelte Signal von beiden Photomultipliern für den Trigger verwendet wird. Die TDC-Messungen enthalten die zeitliche Information der H1-Signale, aus denen man verschiedene Informationen über die einzelnen Auslesekanäle und die Szintillatorstreifen von H1 gewinnen kann.

7.1 Zeitauflösung der H1-Kanäle

Trägt man auf der Abszisse die Zeitinformation der Signale und auf der Ordinate die Anzahl der Teilchentreffer im Hodoskopstreifen auf, so ergibt sich ein Zeitpeak für die Teilchen, die den Szintillatorstreifen während einer bestimmten Messperiode getroffen haben. Daraus lässt sich prinzipiell die Zeitauflösung des Szintillatorelements bestimmen. Um die Zeitauflösung des gesamten Triggers aus den Daten zu eliminieren werden alle Zeitinformationen relativ zur BMS (Beam-Momentum-Station siehe Abb. 3.1) aufgetragen. Dazu zieht man die BMS-Zeit des zum Ereignis (Teilchentreffer im betreffenden Hodoskopstreifen) gehörenden Myons von der Zeitinformation des Hodoskops ab. Die Zeitauflösung der BMS geht in diesem Fall zwar mit ein, sie bewegt sich in der Größenordnung von 1 ns und erlaubt eine Abschätzung der Auflösung des betreffenden H1-Streifens.

Die Zeitauflösung jedes Hodoskopstreifens (und der BMS) lässt sich durch Anfitzen des Diagramms mit einer Gaußfunktion ermitteln. Die Standardabweichung σ des Fits liefert die Zeitauflösung des betreffenden Kanals. Ein Beispiel für den Zeitpeak eines H1-Streifens ist in Abbildung 7.1 gezeigt. Es ist die zeitliche Trefferinformation für die Dauer einer Messperiode in Kanal 16 der rechten Hodoskopseite aufgetragen. Aus dem Gaußfit kann man ein $\sigma \simeq 0,72$ ns ablesen. Für die Zeitauflösung der BMS muss man folglich einen Wert von unter 0,71 ns annehmen, daraus lässt sich folgern, dass die Zeitauflösung des Hodoskopstreifens ebenfalls weniger als 0,71 ns betragen muss, was für ein schnelles Triggerhodoskop unbedingt erforderlich ist.

In folgender Abbildung 7.2 ist der Zeitpeak eines Kanals der linken Hodoskopseite zu sehen. Auch dieser Kanal hat eine Zeitauflösung von unter 0,7 ns, da auch hier die Zeitauflösung der BMS mit eingeht.

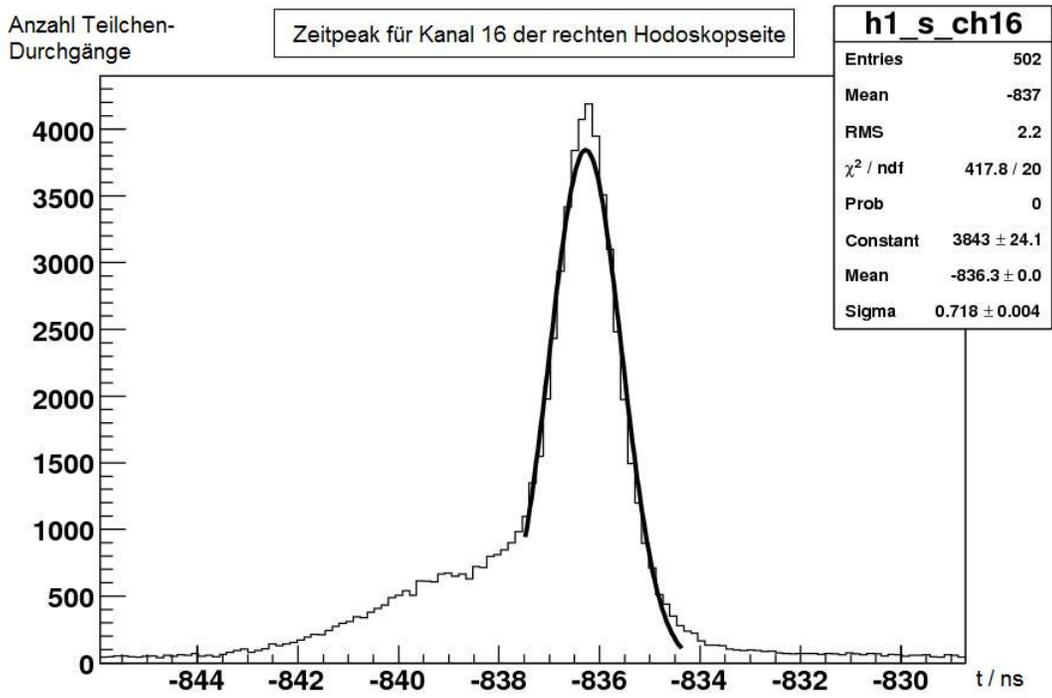


Abbildung 7.1: Zeitpeak für Kanal 16 der rechten (in Strahlrichtung gesehen) Hodoskopseite

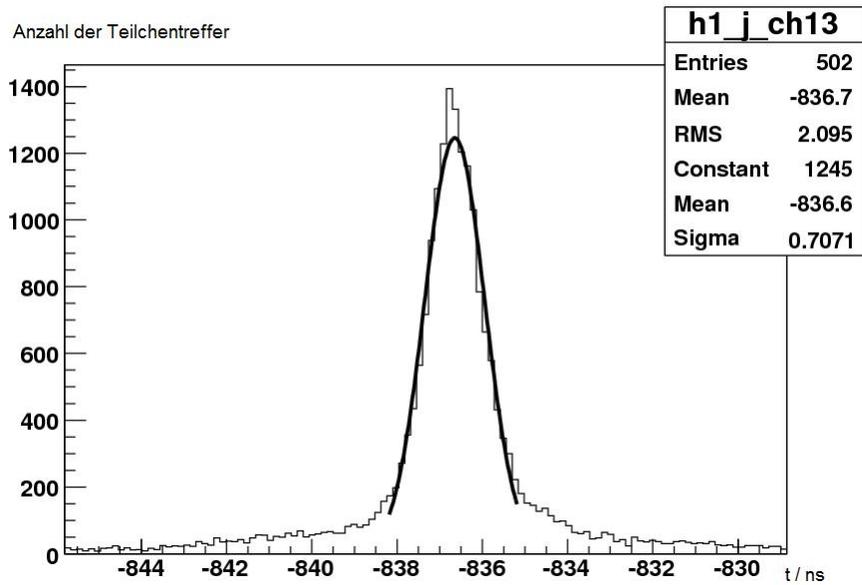


Abbildung 7.2: Zeitpeak für Kanal 13 der linken (in Strahlrichtung gesehen) Hodoskopseite

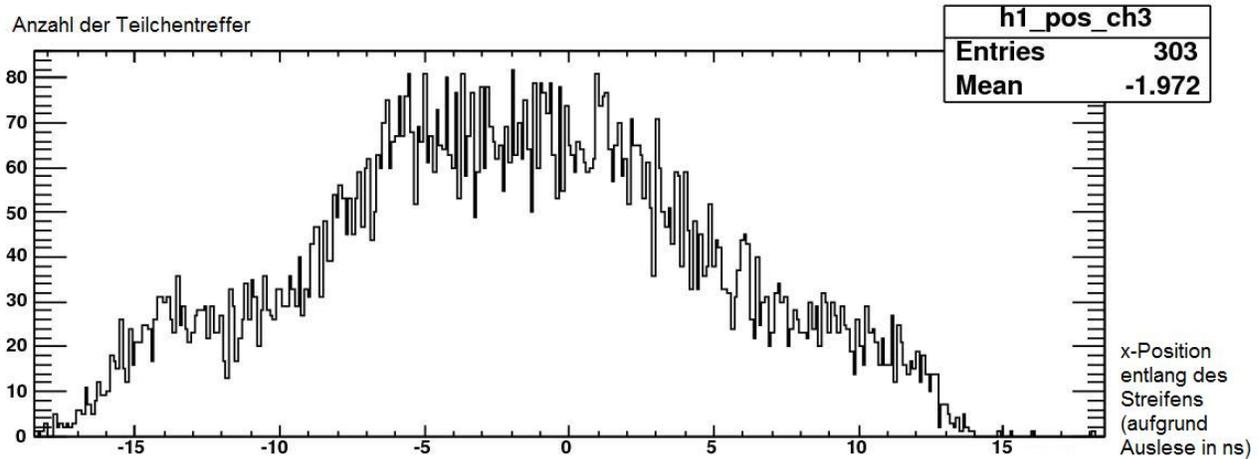


Abbildung 7.3: Teilchentreffer gegen Streifenposition für einen Szintillator der untersten Gruppe in H1

7.2 Teilchendurchgänge entlang des Szintillatorstreifens

Zieht man die TDC-Information der linken Hodoskopseite von der rechten ab, so kann man die getroffene Streifenposition erkennen. Die relativen zeitlichen Unterschiede kommen durch den Teilchendurchgangsort entlang des Szintillatorstreifens zustande. Das Signal des Photomultipliers in Nähe des Durchgangsortes ist folglich schneller als das des entfernteren Photomultipliers. Abbildung 7.3 zeigt die Teilchentreffer entlang der Streifenlänge für einen Streifen der untersten Szintillatorgruppe. Auf der y-Achse ist die Anzahl der gemessenen Teilchendurchgänge abzulesen. Anhand der x-Achse kann man sehen, dass die maximale zeitliche Differenz beider Hodoskopseiten ca. 15 ns beträgt.

Im mittleren Bereich des Szintillators werden die meisten Teilchendurchgänge beobachtet. Der Abfall der Zählraten nach außen (in Richtung der beiden Lichtleiter) entspricht der für die gestreuten Myonen erwarteten Verteilung mit dem Halo als Untergrund. Dieser Streifen befindet sich im unteren Bereich des Hodoskops (Im Bild an Kanalnummer "ch3" zu erkennen). Im Vergleich dazu werden im mittleren Bereich des Hodoskops fast 30 mal mehr Teilchentreffer gesehen, wie in den beiden folgenden Abbildungen 7.4 und 7.5 zu erkennen ist.

Abbildung 7.4 zeigt das gleiche Diagramm für einen Szintillator der Luftlichtleitergruppe. Man sieht, wie im Bereich des Luftlichtleiters (bei $x \simeq -2$ ns) die Zählraten aufgrund fehlenden aktiven Materials zurückgehen. Aufgrund der Zeitauflösung und der daraus bei dieser Interpretation resultierenden Ortsungenauigkeit erhält man eine "Verschmierung" der Information entlang der Streifenposition, die bewirkt, dass die Zählraten im Bereich des Luftlichtleiters nicht wie erwartet ganz auf Null zurückgehen.

Um den Luftspalt werden hingegen hohe Teilchenraten von bis zu 2200 Treffern detektiert.

In Abbildung 7.5 ist die Anzahl der Teilchentreffer gegen die Streifenposition für einen Szintillatorstreifen der sich direkt über dem Luftlichtleiterpaket befindet gezeigt. Dieser Streifen weist aufgrund seiner strahlnahen Position im Detektor hohe Zählraten auf.

Eine genaue Zusammensetzung der Spektren muss noch ermittelt werden, da neben den Transversity-Ereignissen auch wenige Ereignisse aus tief-inelastischer Streuung detektiert werden und bei den Messungen mit den Luftlichtleitern Haloereignisse enthalten sein können. Die Analyse der Daten dieses Jahres beginnt nun, da die

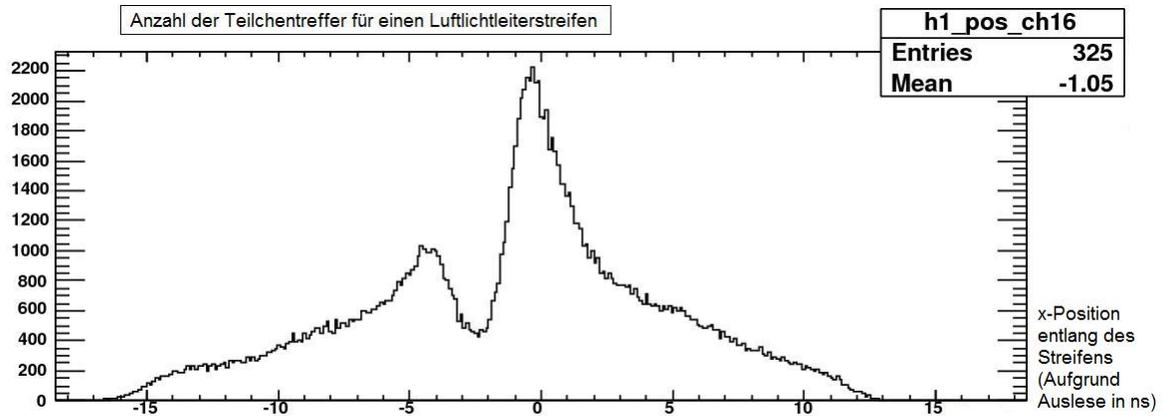


Abbildung 7.4: Teilchentreffer gegen Streifenposition für einen Szintillator mit Luftlichtleiter

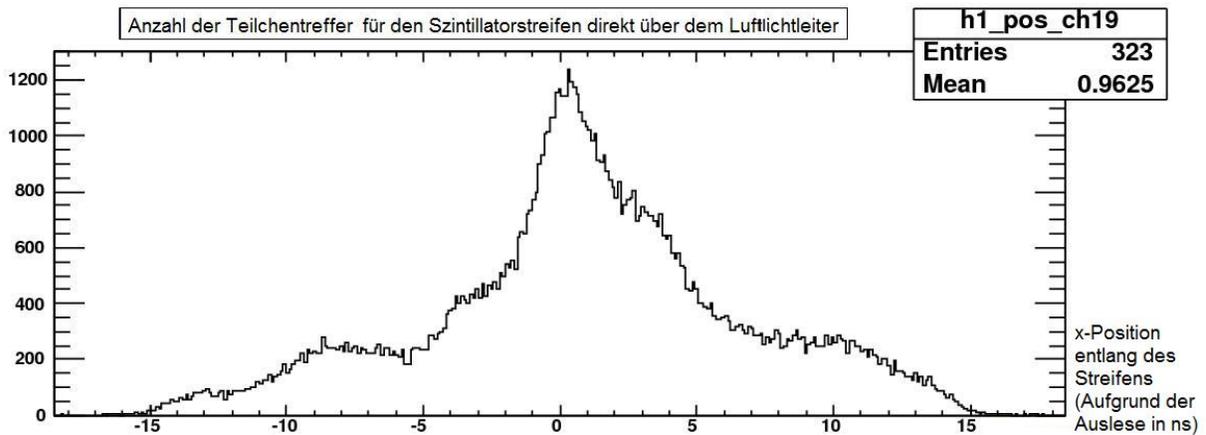


Abbildung 7.5: Teilchentreffer gegen Streifenposition für der Szintillatorstreifen direkt über dem Luftlichtleiterpaket

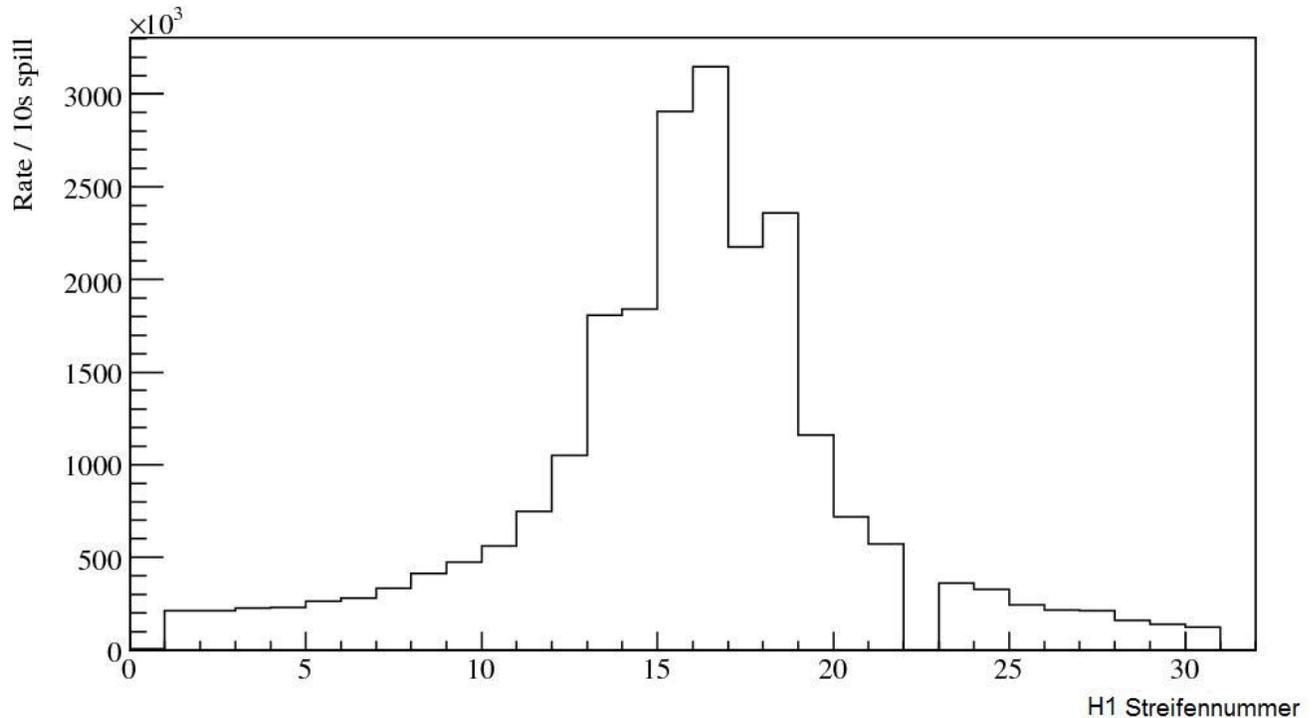


Abbildung 7.6: Teilchenraten für jeden Streifen des Hodoskops

Transversity-Messungen für 2010 Mitte November abgeschlossen wurden.

7.3 Teilchenraten der Szintillatorstreifen

Zählt man alle Teilchendurchgänge bei einer nominellen Intensität von $24 \cdot 10^{11}$ Protonen, die auf das T6-Target der M2-Strahlführung treffen, so kann man ermitteln, wie oft welcher Streifen des Hodoskops getroffen wurde (Abb. 7.6).

Wie man sieht, werden die mittleren Streifen am häufigsten getroffen, die Luftlichtleiterstreifen tragen die Streifennummern 15 bis 18. Sie weisen die meisten Treffer auf, da sie einen geringen Abstand zum Strahl haben und geben durch die hohen Zählraten ein Hinweis auf die gute Funktion der Luftlichtleiterstreifen. Die Zählrate geht für größere Abstände zum Strahl (Streifen 1 bis 8 und 23 bis 32) zurück. Die maximale Intensität in den mittleren Streifen ist 300 kHz, sie fällt auf 20 kHz am Rand des Streifens ab. Die Auslese des Streifens 22 funktionierte während dieses Messintervalls offensichtlich nicht.

7.4 Zeitlicher Abgleich der Signale

Durch die Verwendung von Zeitverzögerungs-Modulen in der Ausleseelektronik lassen sich die Laufzeitunterschiede der Signale der einzelnen H1-Kanäle zeitlich aufeinander abgleichen. Dies ist notwendig, da zur Bildung eines Triggersignals alle Ausgangssignale der Triggerelemente zur gleichen Zeit in der Elektronik der Trigger-Baracke

eintreffen müssen. Dieser Zeitpunkt wird auch Triggerzeit genannt und ist zur BMS-Zeit t_{BMS} um eine feste Zeitspanne verschoben. Die BMS-Zeit ist der Zeitpunkt, an dem das Myon, welches das Triggersignal erzeugt hat, in der BMS detektiert wurde. In Abbildung 7.7 wurden die Signale beider Ausleseseiten zeitlich gemittelt gegen die Triggerzeit aufgetragen. Man kann bei Betrachtung der einzelnen Kanäle sehen, dass die Signale alle in etwa zur selben Zeit (bei ca. $t \simeq -830$ ns) eintreffen und somit zeitlich ausreichend gut abgeglichen sind.

Die Berechnung der für das LAS-Triggersystem charakterisierenden Größen wie zum Beispiel die Trigger-Effizienz wird in wenigen Monaten erfolgen, wenn die Implementierung des neuen Triggersystems in die Analysesoftware und die Produktion der rekonstruierten Daten abgeschlossen ist.

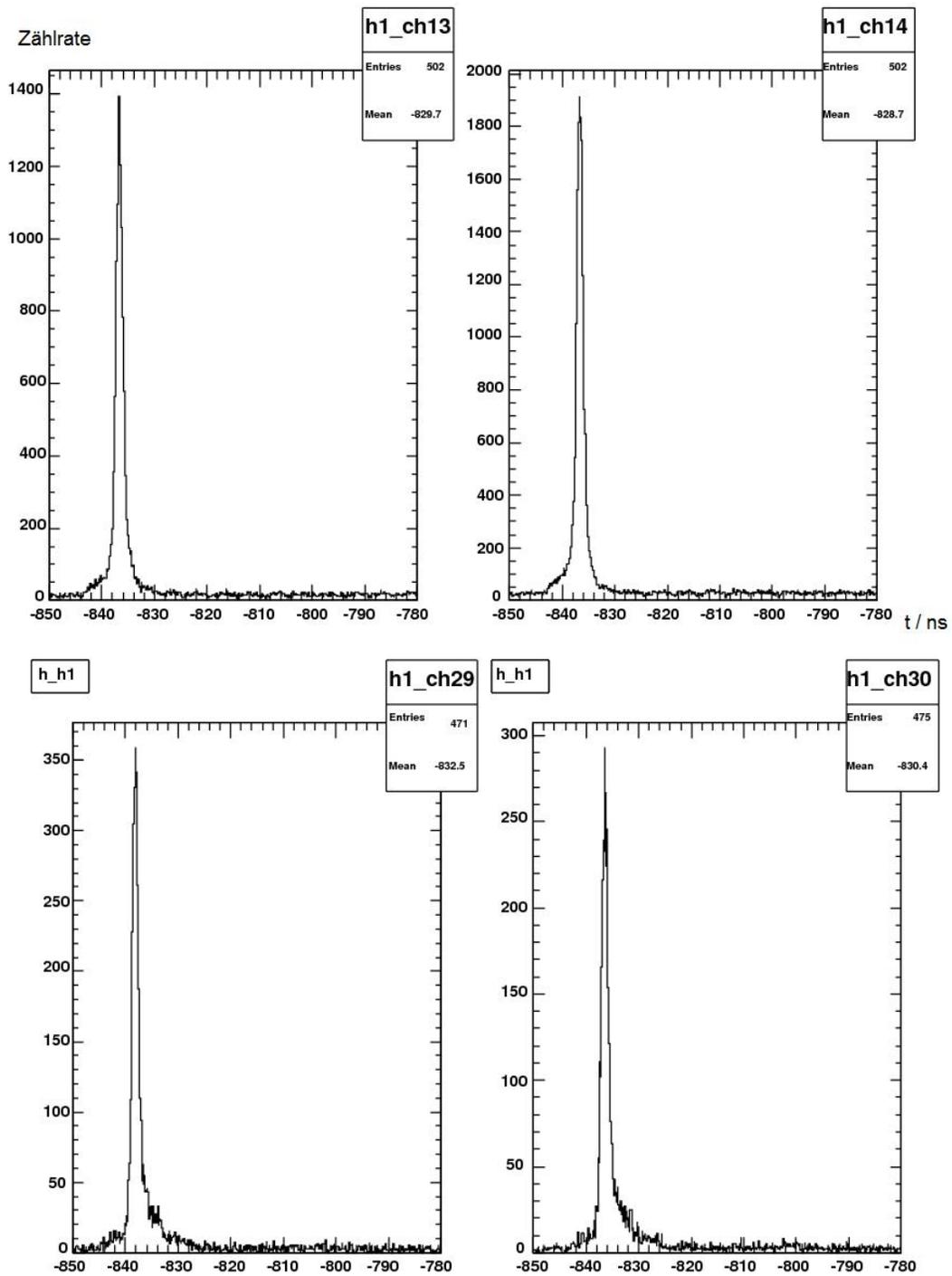


Abbildung 7.7: Differenz der TDC-Information eines Kanals relativ zur Triggerzeit aufgetragen gibt Aufschluss darüber ob die Signale zeitlich ausreichend abgeglichen wurden

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei neue Triggerhodoskope H1 und H2 zur Erweiterung des COMPASS Myontriggersystems gebaut. Die Geometrie von H1 wird durch die Targetposition und die Position von H2 festgelegt. Die Größe von H2 richtet sich nach der Größe des Myonfilters MW1, hinter dem es steht. Die zur Auslese des Hodoskops notwendigen Luftlichtleiter aus "Daylight"-Folie der Firma 3M wurden durch erste Testmessungen in Mainz in ihrer Funktion bestätigt und am CERN in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe aus Turin für H1 gefertigt. Gleichzeitig erfolgte der Zusammenbau des Hodoskops. Es wurden 5 Szintillatorgruppen konstruiert und in den Detektorrahmen montiert. Die Installation vor dem RICH Detektor im Spektrometer und die Inbetriebnahme von H1 erfolgte Ende Mai 2010. Zeitgleich wurde ein zweites Hodoskop mit einer größeren aktiven Fläche gebaut, das die Bezeichnung H2 trägt, und zusammen mit H1 das neue LAS-Triggersystem bildet. Aufgabe des LAS-Triggers ist die Erweiterung des bisherigen Triggersystems zum Nachweis großer Streuwinkel in der ersten Spektrometerstufe. Erste Daten von H1 konnten mit dem Analysetool Cool betrachtet werden. Für eine Bestimmung der Detektor-Effizienzen werden in wenigen Monaten produzierte Daten zur Verfügung stehen.

Zur Untersuchung der Vorgänge in einem Szintillator mit Luftlichtleiter wurde ein Simulationsprogramm in C++ erstellt, das die wesentlichen physikalischen Gesetze der Photonausbreitung berücksichtigt und eine mögliche Optimierung der Luftlichtleiter durch ein Linsensystem untersucht. Zum experimentellen Vergleich und zur Charakterisierung der in H1 verwendeten Szintillatorstreifen wurde am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI Testmessungen an verschiedenen Anordnungen durchgeführt, welche zeigen, dass die verwendeten Szintillatoren eine gute Lichtausbeute haben und die Verwendung von Linsen in der Messung keine Optimierung erbringen konnte. Dies wurde durch die Simulationsergebnisse bestätigt.

Anhang A Bilder LAS Triggerhodoskope und MAMI Messung

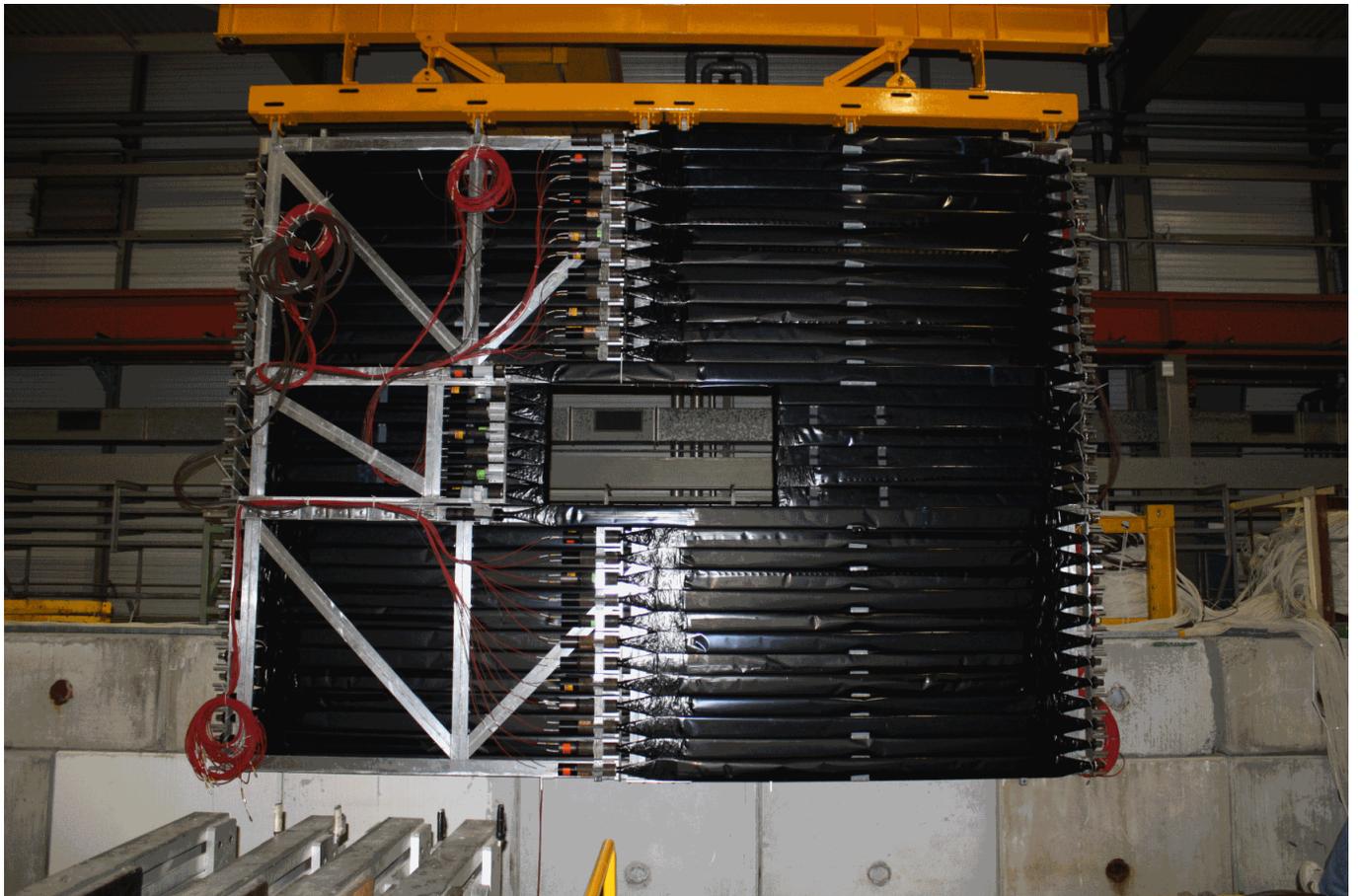


Abbildung 8.2: Das Triggerhodoskop H2, es wurde zeitgleich mit H1 im April 2010 in Betrieb genommen

Bilder MAMI-Messung

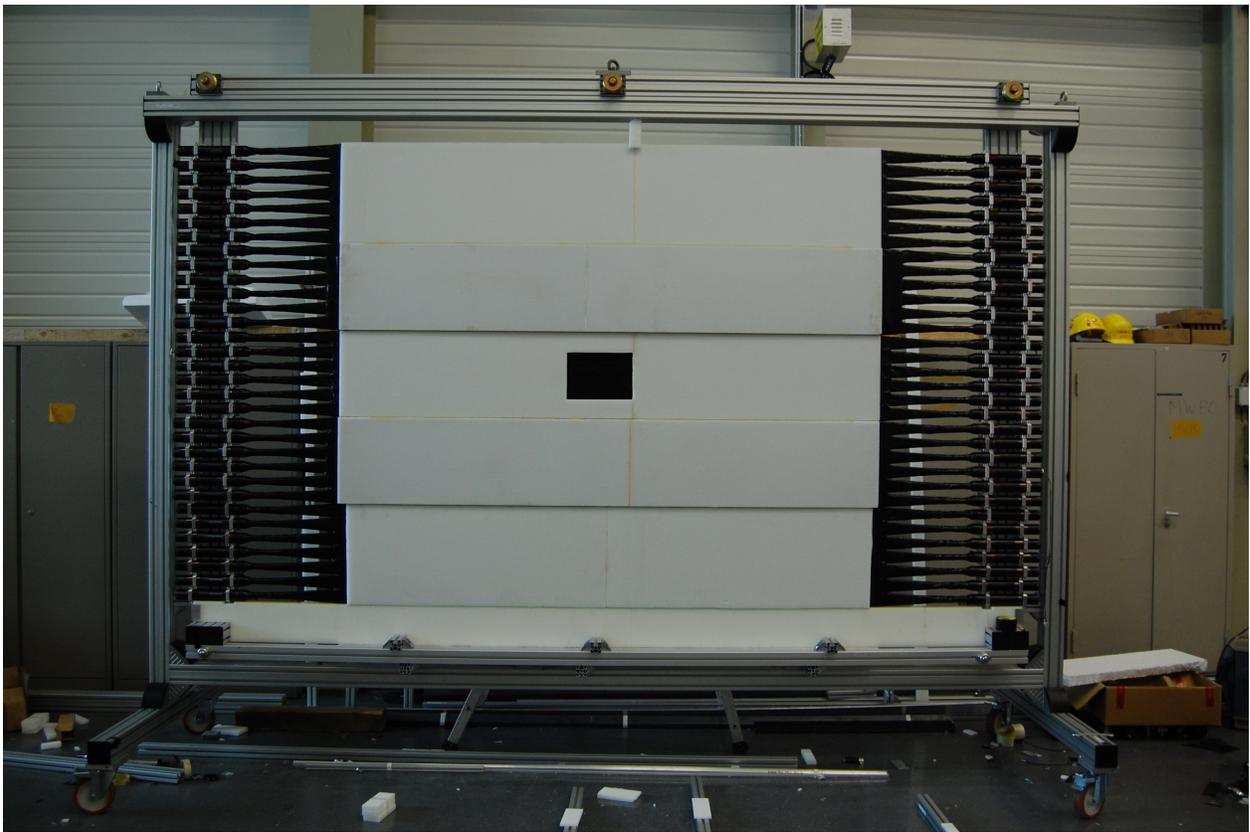


Abbildung 8.1: Hodoskop H1

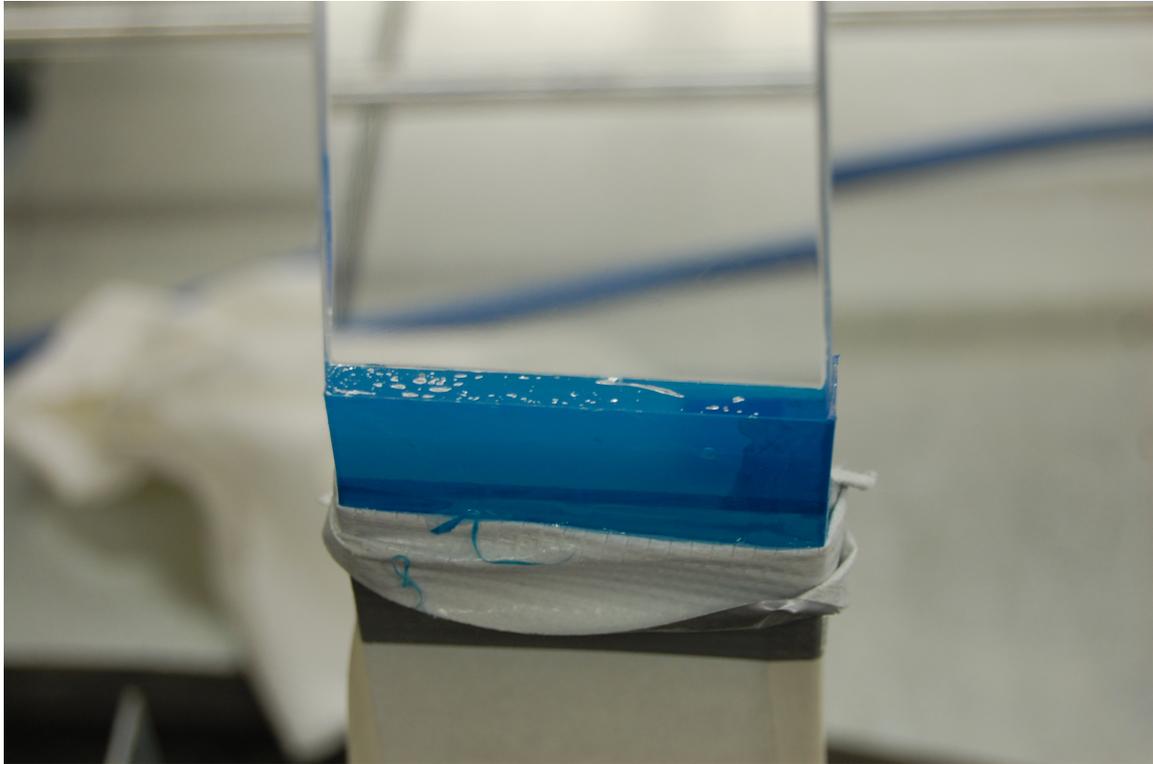


Abbildung 8.3: Minderwertigere Klebung mit Blasenbildung

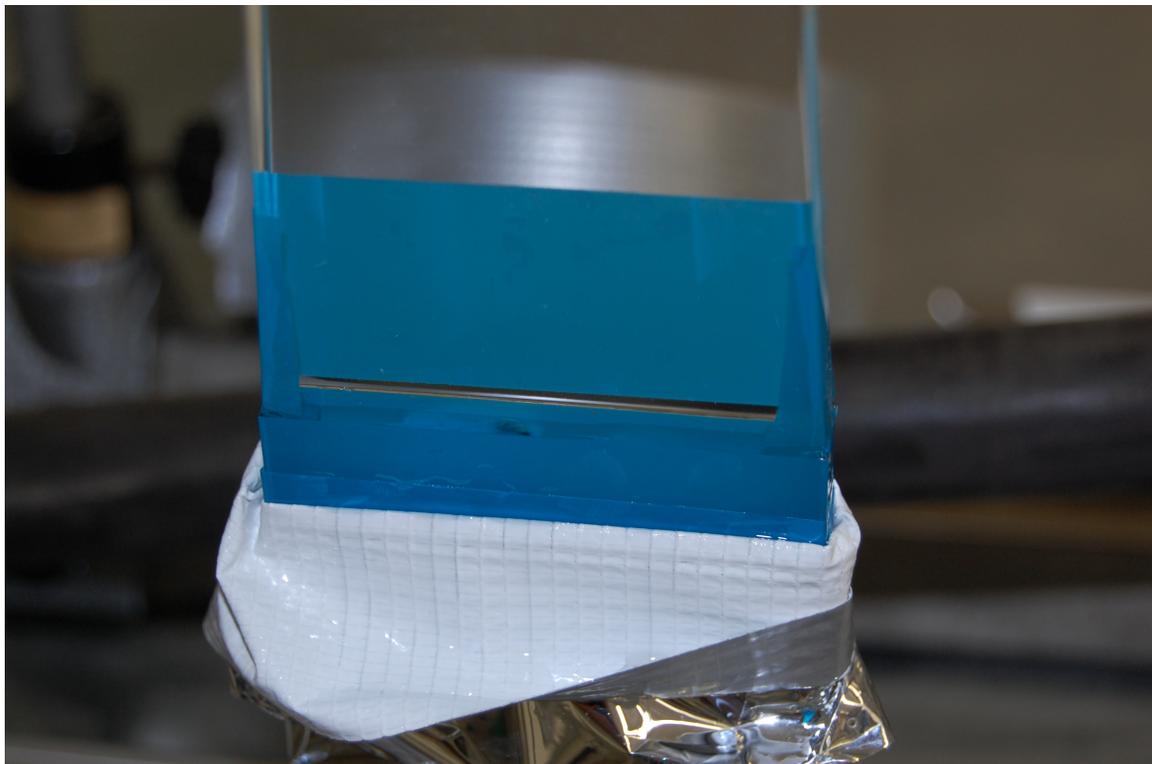


Abbildung 8.4: Gute Klebung ohne Luftblasen in der Klebefläche



Abbildung 8.5: Installation der Szintillatorkomponenten auf dem Detektorrahmen, die untere Gruppe ist ausgerichtet, an der Vorderseite lichtdicht mit Tape-Band umwickelt und mit Kaptonfolie an der Halterung isoliert, die obere Gruppe wurde noch nicht lichtdicht gemacht



Abbildung 8.6: Transport von H1 von der Montagehalle zur Spektrometerhalle

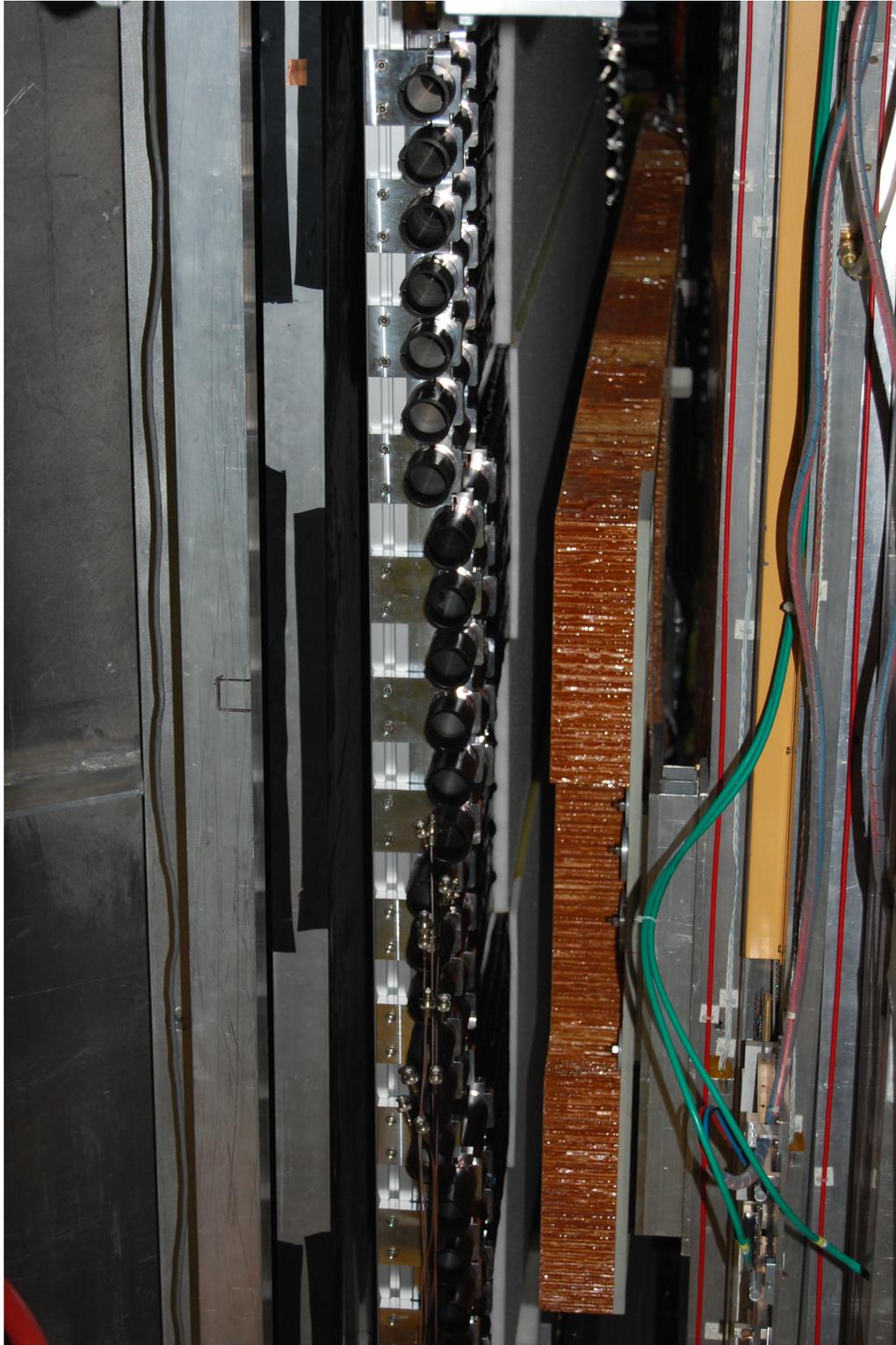


Abbildung 8.7: Entgültige Position von H1 zwischen RICH (silbern links im Bild) und Strohalmkammern (rechts im Bild)



Abbildung 8.8: Pixelzähler als Triggerszintillator bei MAMI-Messung, der Photomultiplier wurde mit optischem Fett als Lichtkopplung direkt auf ein kleines Stück Szintillator gedrückt und mit Tapeband fixiert

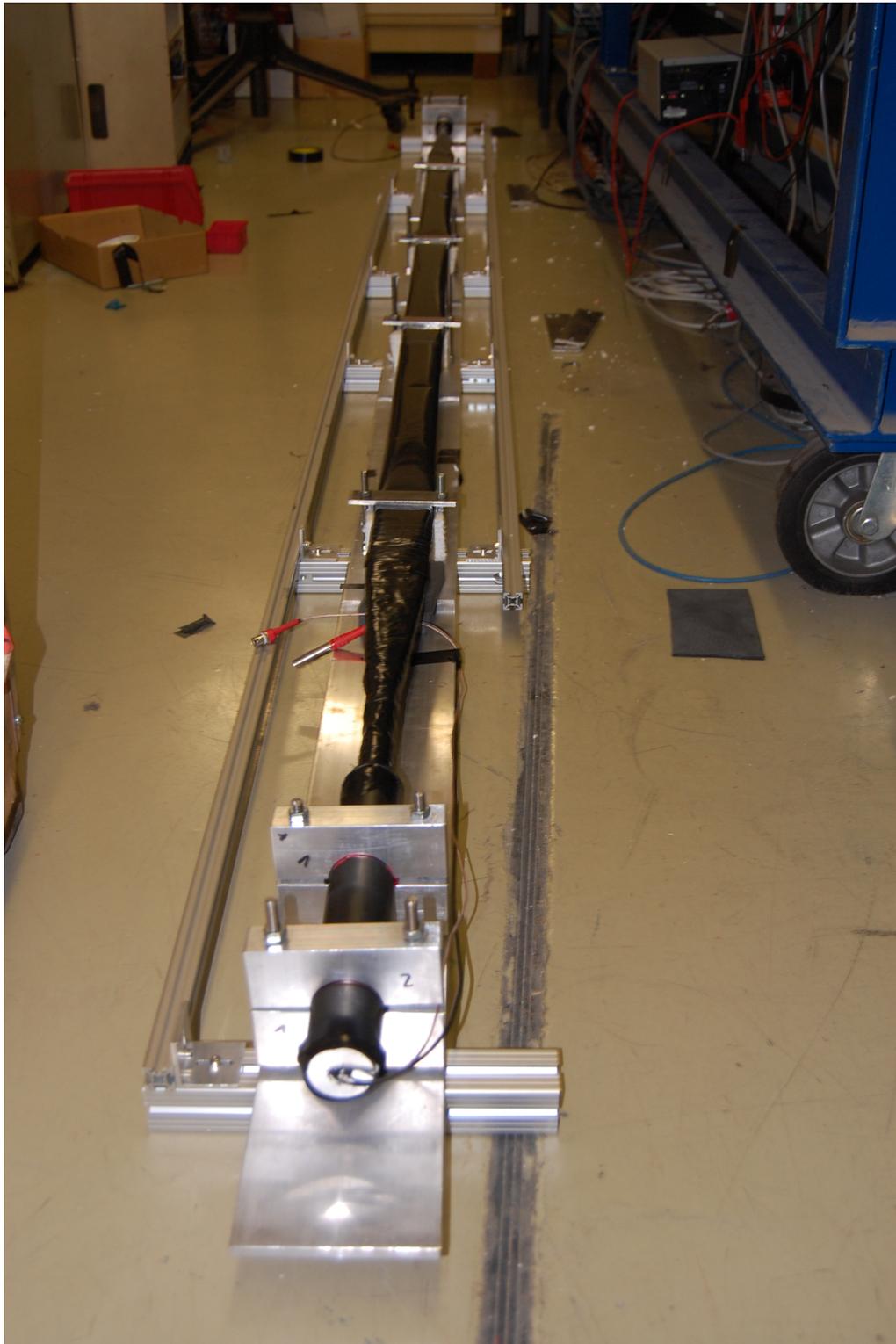


Abbildung 8.9: Szintillator auf Schlitten, Montage am Boden vor dem Taggermagneten

Anhang B Technische Zeichnungen für H1

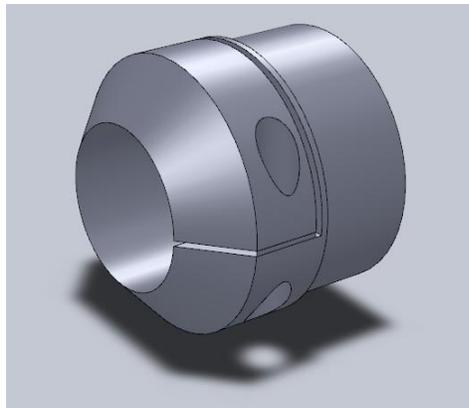


Abbildung 8.10: Frontkappe für Weicheisenabschirmung

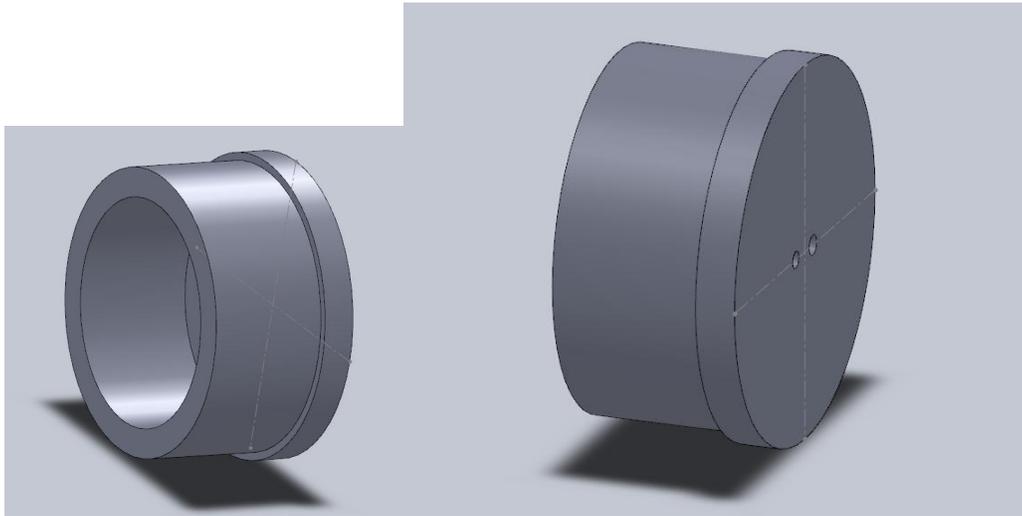


Abbildung 8.11: Endkappe zum Verschließen der Weicheisenabschirmung

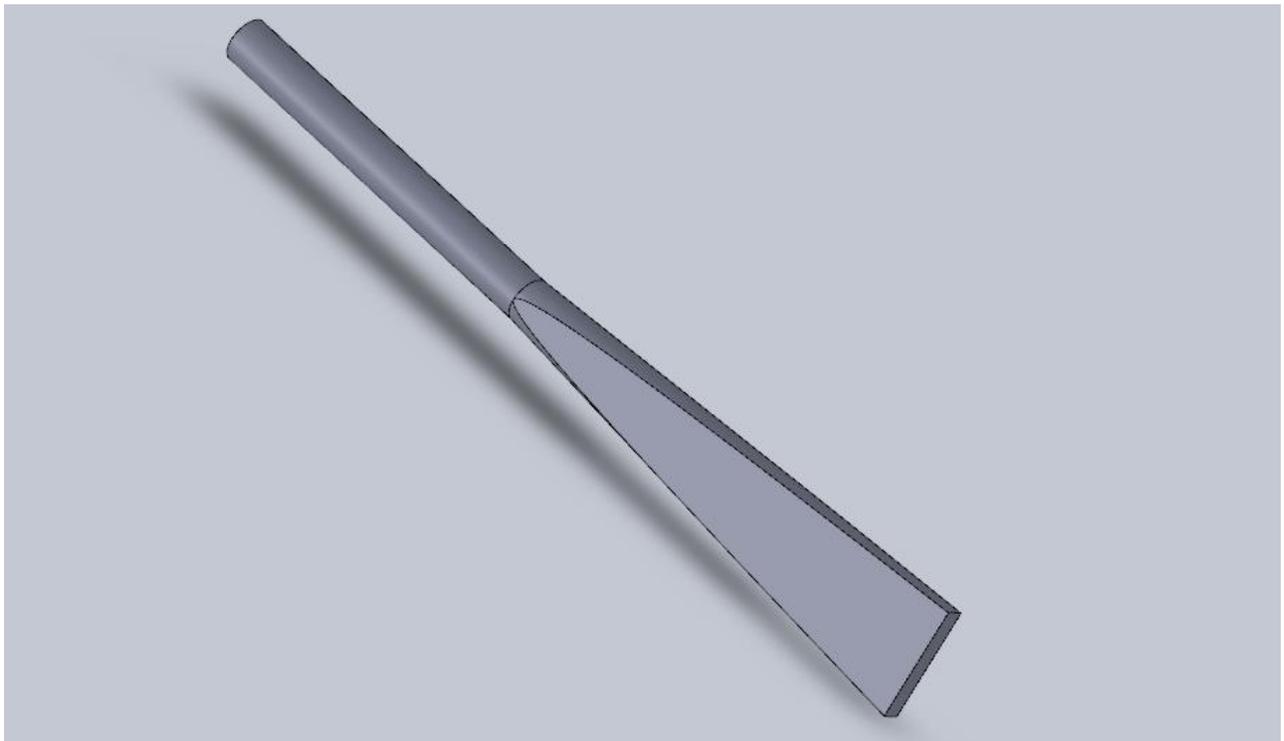


Abbildung 8.12: 3D Skizze Lichtleiter für H1

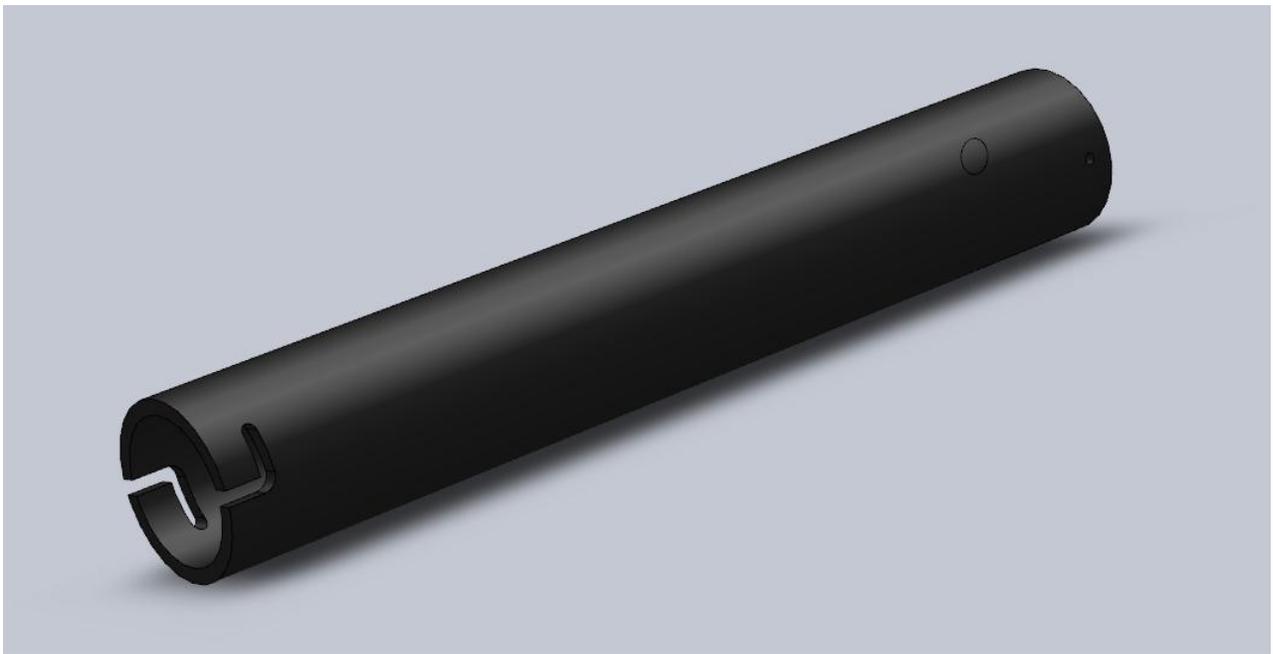


Abbildung 8.13: 3D Skizze Weicheisenabschirmung für H1

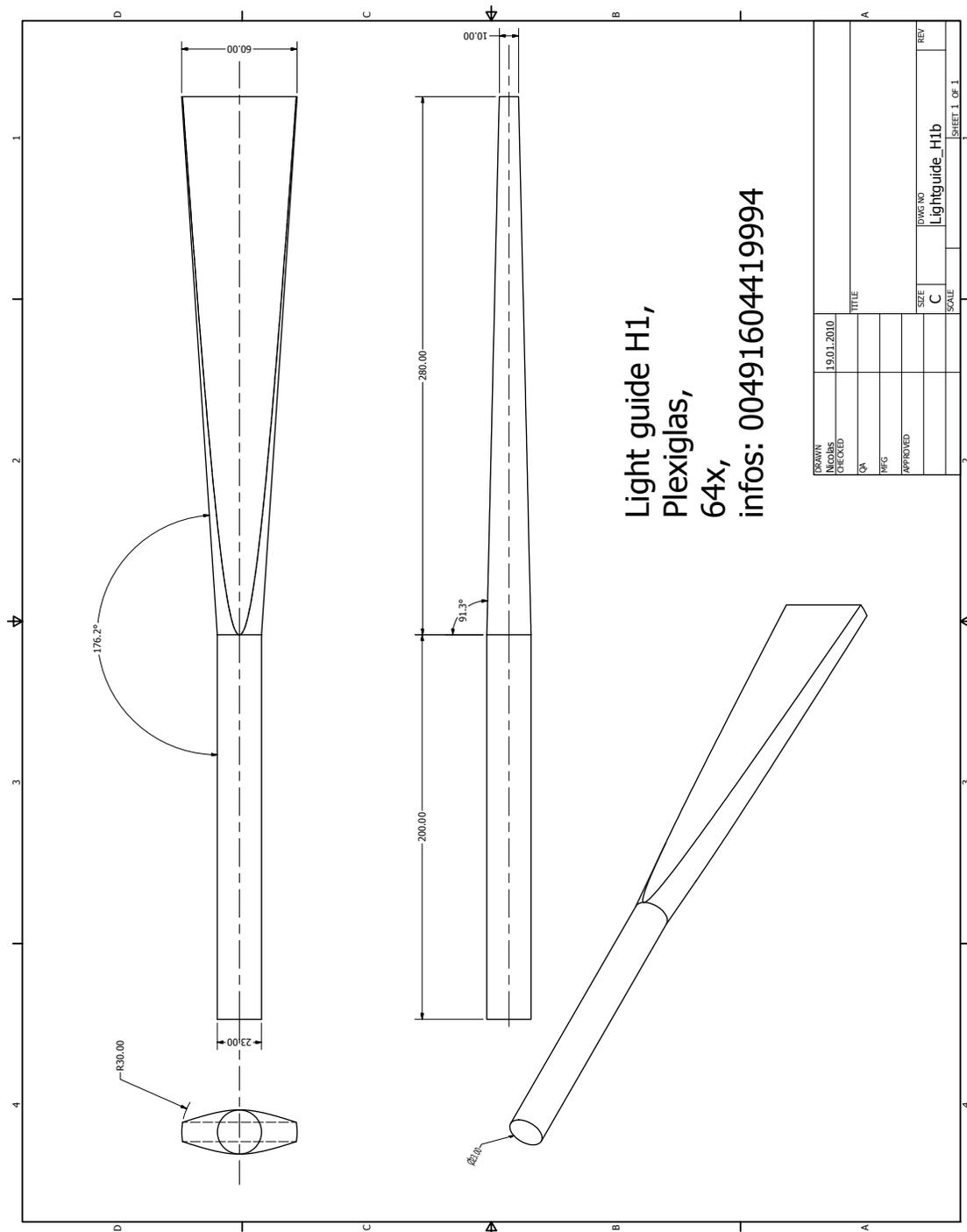


Abbildung 8.15: Zeichnung der Lichtleiter zur Leitung des Szintillationslichts auf den Photomultiplier

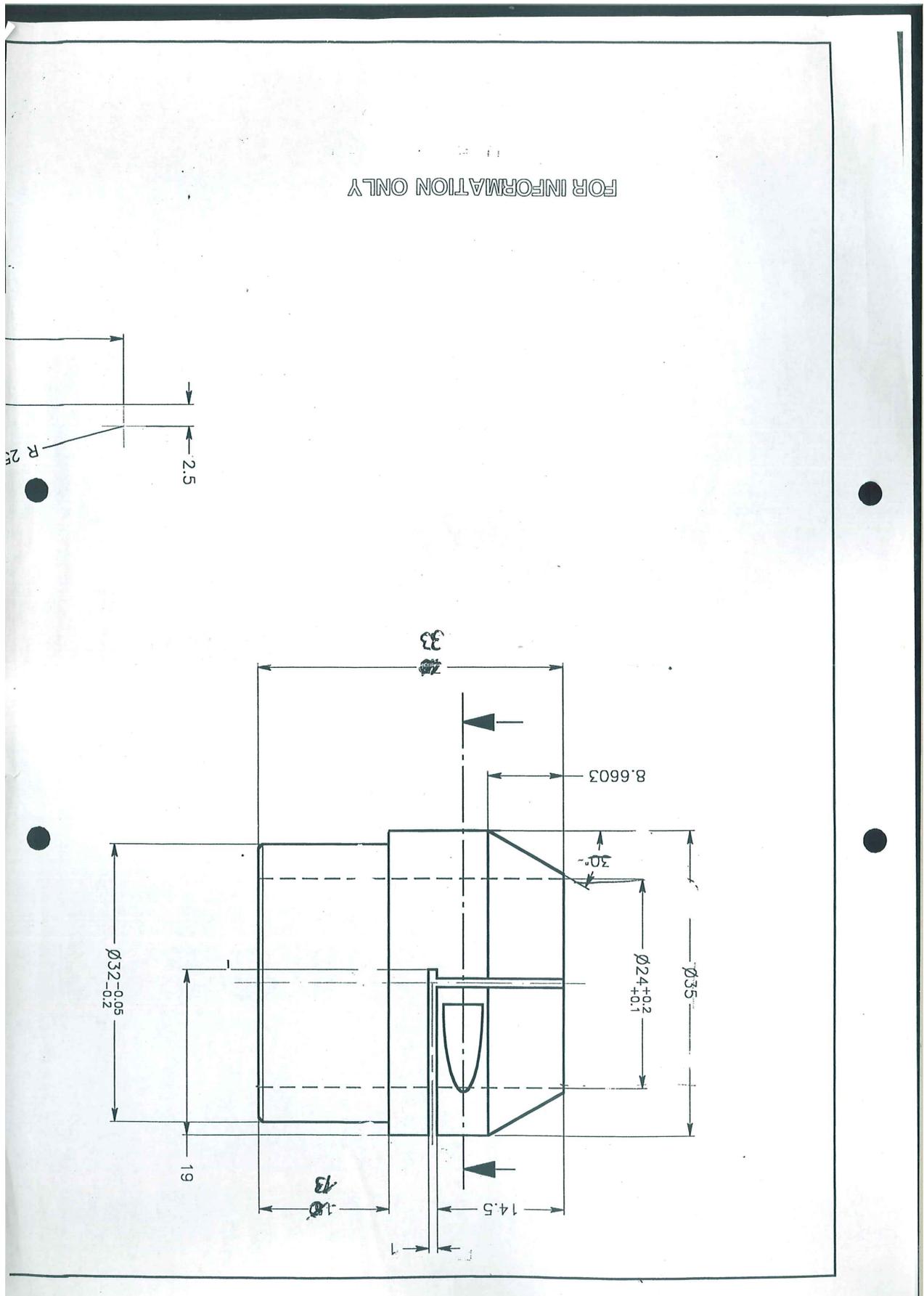


Abbildung 8.16: Zeichnung der Frontkappe für die Weicheisenabschirmung

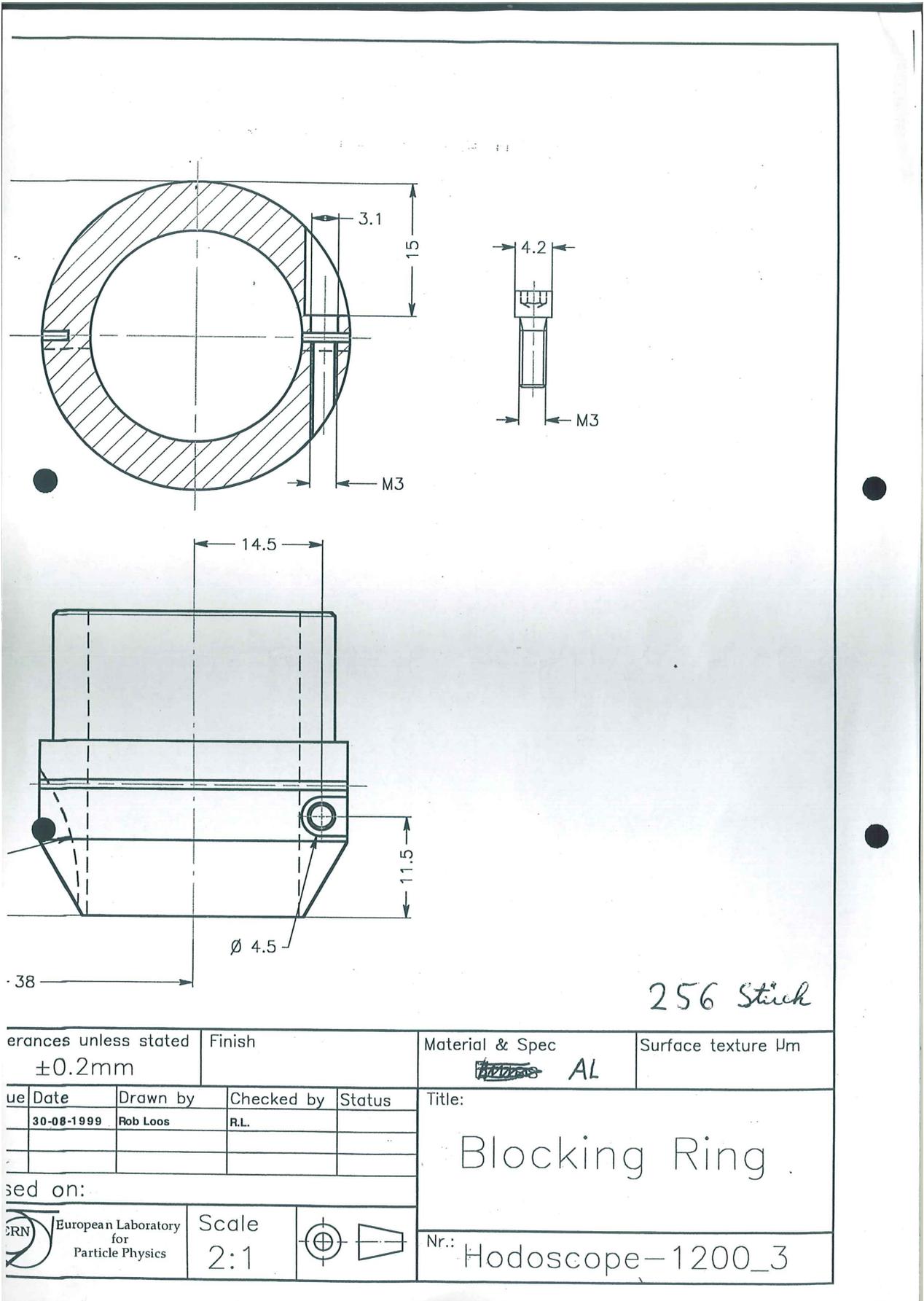


Abbildung 8.17: Zeichnung der Frontkappe an der Weichenabschirmung zur Halterung am Lichtleiter

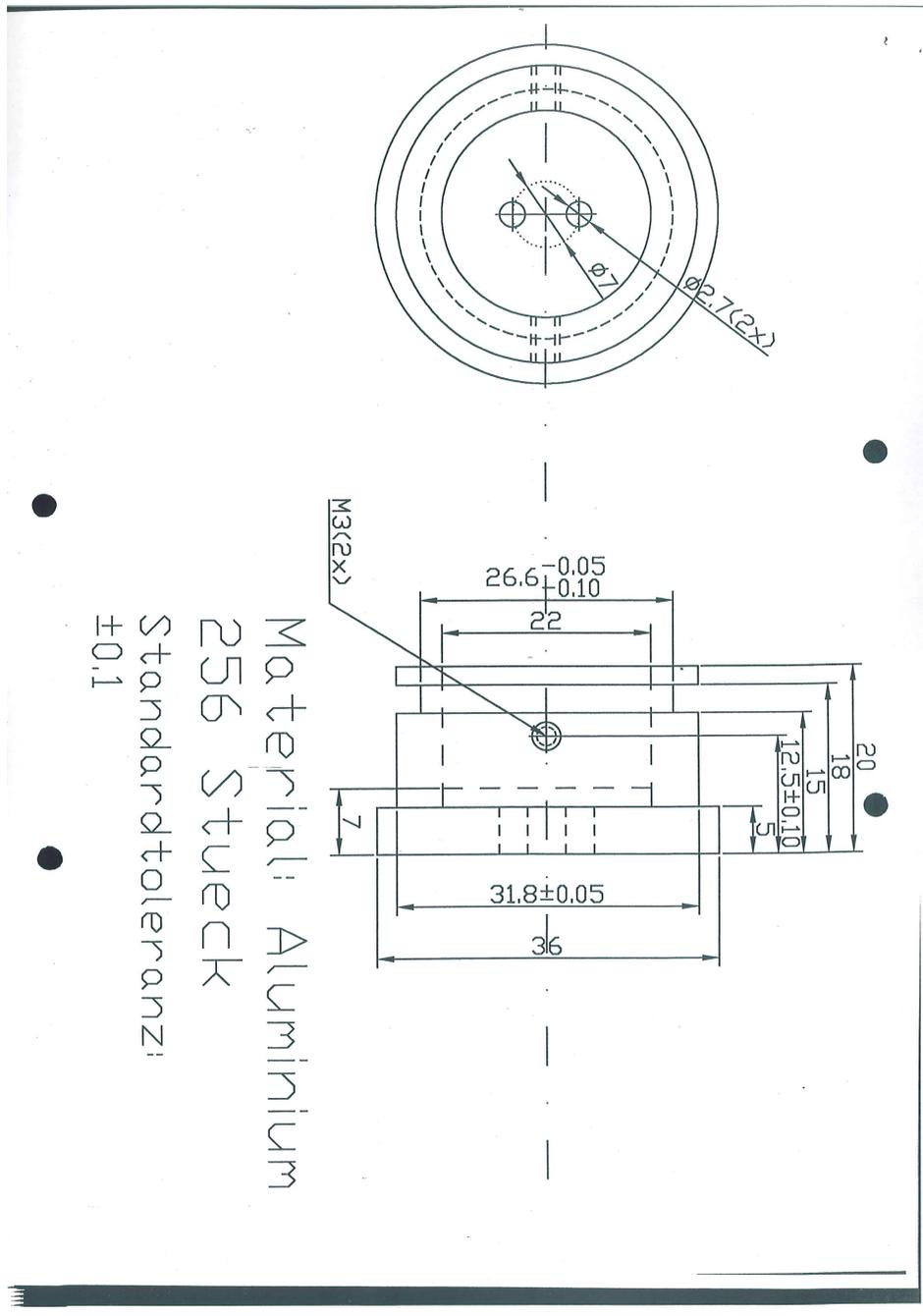


Abbildung 8.18: Zeichnung der Endkappe für die Weicheisenabschirmungen, die beiden Löcher sind zur Durchführung von Signal und HV-Kabel

Literaturverzeichnis

- [1] The COMPASS Collaboration, *COMPASS II Proposal*, CERN-SPSC-2010-014 SPSC-P-340 May 17, 2010
- [2] The COMPASS Collaboration, *The Compass Experiment at CERN*, NIMA 577 (2007) 455–518
- [3] C. Bernet et al., *The COMPASS trigger system for muon scattering*, NIMA 550 (2005) 217-240

- The COMPASS Collaboration, *The spin-dependent structure function of the proton g_1p and a Test of the Bjorken Sum Rule*, PLB 690 (2010) 466–472

- [4] The COMPASS Collaboration, *Measurement of the Spin Structure of the Deuteron in the DIS Region*, PLB 612 (2005) 154
- [6] The COMPASS Collaboration, *Flavour Separation of Helicity Distributions from Deep Inelastic Muon-Deuteron Scattering*, PLB 680 (2009) 217–224
- [7] The COMPASS Collaboration, *Quark Helicity Distributions from Longitudinal Spin Asymmetries in Muon-Proton and Muon-Deuteron Scattering*, PLB 693 (2010) 227–235
- [8] The COMPASS Collaboration, *First Measurement of the Transverse Spin Asymmetries of the Deuteron in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering*, PRL 94 (2005) 202002
- [9] The COMPASS Collaboration, *Spectroscopy with Hadron Beams at COMPASS*, CERN-SPSC-2007-037 SPSC-M-761 29-Nov-2007
- [10] Mario D. Leberig, *Das COMPASS Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin*, Dissertation, Mainz, November 2002
- [11] The COMPASS Collaboration, *Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_T hadron pairs*, PLB 633 (2006) 25–32
- [12] Roman Herrman, *Die Messung der Gluonpolarisation durch die Produktion von Hadronpaaren mit großen Transversalimpulsen in tiefinelastischen Myonstreuung am Nukleon*, Dissertation, Mainz, September 2009
- [13] Carolin Kurig, *Aufbau, Test und Weiterentwicklung des Triggersystems für das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 des COMPASS-Experiments*, Diplomarbeit, Mainz, August 2007

- [14] John Bieling, *Entwicklung eines ungetakteten 64-Kanal-Meantimers und einer Koinzidenzschaltung auf einer FPGA*, Diplomarbeit, Rheinische Wilhelms Universität Bonn, 2010
- [15] Christopher Heribert Samuel Braun, *Bau und Tests eines sehr dünnen Beam-Counters aus szintillierenden Fasern und Software zur Qualitätsprüfung für das COMPASS-Experiment*, Diplomarbeit, Erlangen, Januar 2010
- [16] Arbeitsgruppe für Experimentelle Hoch- und Mittelenergiephysik der COMPASS Kollaboration Universität München, webpage: www.zup.physik.uni-muenchen.de/meson/arbeitsgr.html
- [17] Claus Grupen, 'Teilchendetektoren', Bibliographisches Institut Mannheim, 1993, ISBN 3-411-16571-5
- [18] Material Datenblatt BC408, Saint Gobain Crystals, www.dectectors.saint-gobain.com
- [19] Datenblatt 3M "Daylight" Folie, webpage: <http://solutions.3mdeutschland.de>
- [20] Abbildung, *Das Standardmodell der Teilchenphysik*, Webpage des Karlsruher Instituts für Technologie, <http://www.psi.physik.kit.edu/img/>
- [21] CERN Fotografie, webpage, www.phys.ufl.edu/~matchev/LHCJC/
- [22] Beschleunigersystem Grafik, webpage: <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/images/complex/>
- [23] Homepage der Mainzer A2 Kollaboration, Insitut für Kernphysik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz
- [24] Homepage der Firma "Molecular Expressions", <http://micro.magnet.fsu.edu>
- [25] Homepage Akademische Enzyklopädie, <http://de.academic.ru/dic.nsf/dewiki/1079478>
- [26] M2 Beamline Users Schedule, "M2 Users Guide", webpage: <http://spsschedule.web.cern.ch/SPSSchedule>
- [27] Povh, Rith, Scholz, Zetschke, *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 8. Auflage Springer Verlag
- [28] The COMPASS Collaboration, *Gluon Polarisation in the Nucleon and Longitudinal Double Spin Asymmetries from Open Charm Muoproduction*, PLB 676 (2009) 31–38
- [29] The COMPASS Collaboration, *Measurement of the Collins and Sivers asymmetries on transversely polarised protons*, PLB 692 (2010) 240–246
- [30] Jens Barth, Joerg Pretz, *Trigger system in the first spectrometer*, Abstract, Bonn April 2009
- [31] Christoph Seiffert, *Aufbau und Charakterisierung eines Triggerhodoskops für das COMPASS Experiment*, Diplomarbeit, Mainz, November 2010
- [32] C. A. et al. (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics*, volume Physics Letters B667, 1 (2008) and 2009, Particle Data Group, 2009
- [33] Shaojun Lu, *Measurement of the strange quark contribution to the proton spin using neutral kaons at HERMES*, Dissertation, Giessen, Januar 2007